

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE -  
PARIS 6

THESE

présentée  
pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Paris VI**

**Spécialité : *Astrophysique et Instrumentations Associées***

par

NICOLAS PERETTO

Sujet :

**Aspects dynamiques des phases précoces  
de la formation d'étoiles en amas**

Soutenue le 23 Novembre 2005 devant la Commission d'examen :

M.	Patrick BOISSÉ	Président
M.	Michel GUÉLIN	Rapporteur
M.	Ian BONNELL	Rapporteur
M.	Philippe ANDRÉ	Directeur de thèse
M.	Derek WARD-THOMPSON	Examineur
M.	Didier DESPOIS	Examineur
Mme.	Maryvonne GÉRIN	Invitée



# Résumé

---

La majorité des étoiles se forme en amas de quelques dizaines à quelques centaines d'objets. La masse de ces étoiles est déterminée lors des phases les plus précoces de la formation stellaire. Actuellement, il existe deux familles de scénarios de formation stellaire en amas dans lesquelles la fonction de masse initiale (IMF) des étoiles est établie de manière très différente. Dans la première de ces familles, l'IMF est déterminée dès la fragmentation du nuage moléculaire, l'IMF est alors le reflet direct de la distribution en masse de ces fragments préstellaires. Dans la seconde famille de scénarios, l'IMF est déterminée plus tard dans le processus de formation stellaire, à travers des effets dynamiques au sein de l'amas tels que l'accrétion compétitive et la coalescence de (proto-)étoiles. Ces effets dynamiques sont d'autant plus importants que la proto-étoile est massive. Mon travail de thèse a consisté à évaluer l'importance du rôle joué par la cinématique dans les processus de formation stellaire au sein du jeune proto-amas d'étoiles NGC 2264.

Afin d'avoir une vision précise de la distribution de matière de NGC 2264, et de la cinématique qui lui est associée, nous avons entrepris l'analyse d'observations millimétriques obtenues avec le télescope de 30m de l'IRAM. Nous avons tout d'abord extrait les sources compactes de nos images continuum millimétrique de poussières et estimé leurs propriétés physiques (i.e. rayon, masse, densité, colonne densité). Ensuite, la comparaison de nos observations millimétriques en raies moléculaires à des calculs de transfert radiatif Monte-Carlo montre que le proto-amas d'étoiles NGC 2264-C est en effondrement global rapide (i.e.  $R_{inf} \sim 3.5 \times 10^4$  UA et  $V_{inf} \sim 1.3$  km.s<sup>-1</sup>). Ce premier travail suggère que cet effondrement conduit à la coalescence de coeurs protostellaires de Classe 0 et permet de réunir, dans sa partie centrale, les conditions nécessaires à la formation d'étoiles massives.

Par la suite, l'observation de NGC 2264-C avec l'interféromètre du Plateau de Bure, nous a permis de contraindre un peu plus encore le profil de densité et la cinématique de ce proto-amas. Afin de vérifier si l'effondrement suggéré conduit physiquement aux différentes contraintes observées, nous avons effectué des simulations hydrodynamiques SPH d'un "clump" en effondrement. Ce travail a confirmé notre vision de l'évolution dynamique de NGC 2264-C en montrant un accord très satisfaisant entre observations et simulations. Cette étude nous a aussi permis de contraindre les conditions initiales de l'effondrement de NGC 2264-C, de montrer que l'effondrement a débuté il y a moins de  $1 \times 10^5$  ans, et enfin, de montrer que les coeurs protostellaires recensés résultent d'une fragmentation gravitationnelle plutôt que turbulente.

L'observation détaillée d'autres régions de formation d'étoiles massives, telle S255, devrait nous permettre de vérifier si la coalescence de coeurs protostellaires de Classe 0 au centre d'un clump en effondrement est un processus général à la formation d'étoiles massives.





# Abstract

---

| Most stars form in clusters of a dozen or so up to several hundreds of objects. The mass of these stars is determined during the earliest stages of star formation. Currently, there are two families of scenarios for clustered star formation in which the stellar initial mass function (IMF) is established in very different ways. In the first family of scenarios, the IMF is determined as soon as the fragmentation of the parent molecular cloud, the IMF is then directly related to the mass distribution of these prestellar fragments. In the second family of scenarios, the IMF is determined later in the star formation process through dynamical effects within the cluster such as competitive accretion and coalescence of (proto-)stars. More massive are the proto-stars, stronger are these dynamical effects. My thesis work has consisted in estimating the importance of the role played by the kinematics in the star formation processes within the young proto-cluster of stars NGC 2264.

In order to get a precise picture of the mass distribution in NGC 2264 and kinematics associated with, we analysed the millimeter observations obtained with the 30m telescope of the IRAM. For this purpose, we first extracted the compact sources in our dust continuum millimeter images and estimated their physical properties (i.e. radius, mass, density, column density). Then, the comparison of our millimeter molecular line observations with Monte-Carlo radiative transfer calculations allowed us to show that NGC 2264-C is undergoing a fast global collapse (i.e.  $R_{inf} \sim 3.5 \times 10^4$  AU et  $V_{inf} \sim 1.3$  km.s<sup>-1</sup>). This first work suggests that this infall leads to the coalescence of several Class 0 protostellar cores and allows to yield, in the central part of the clump, the required physical conditions for high-mass star formation.

Thereafter, the observation of NGC 2264-C with the Plateau de Bure interferometer allowed us to further constrain the density profile and kinematics of this proto-cluster. In order to check whether the suggested collapse leads physically to the observed constraints, we performed SPH hydrodynamical simulations of a collapsing clump. This work confirmed our picture of the dynamical evolution of NGC 2264-C showing a very good agreement between observations and simulations. This study also allowed us to constrain the initial conditions of the collapse of NGC 2264-C, to show that the collapse started less than  $1 \times 10^5$  yr, and finally, to show that the extracted protostellar cores result from gravitational f rather than turbulent fragmentation.

The detailed observation of other high-mass star-forming regions, such as S255, should allow us to check whether the coalescence of Class 0 protostellar cores in the central part of a collapsing clump is a common process of high-mas star formation.



# Remerciements

---

Les trois années et quelques semaines que j'ai passées au Service d'Astrophysique du CEA à Saclay auront constitué une période particulièrement importante pour moi, car elles m'auront permis de conforter mon envie de faire de la recherche en astrophysique. Pour la première fois, je me confrontais quotidiennement à ce qu'était le monde de la recherche. Evidemment, ca n'a pas été facile tous les jours, mais heureusement, j'ai eu la chance de rencontrer des personnes qui, chacune à leur manière, m'ont permis (sans forcément qu'elles le sachent d'ailleurs) d'avoir envie d'aller plus loin, de relativiser les problèmes, ou bien encore, de me permettre de penser à autre chose qu'à l'astrophysique. C'est ici que je veux remercier toutes ces personnes.

La première personne que je veux remercier est Philippe André. Il a été un directeur de thèse attentif, ouvert, et foncièrement passionné par l'Astronomie et la formation des étoiles en particulier. Je crois que les meilleurs moments passés en sa présence sont ceux pendant lesquels nous discussions Sciences et où je m'hasardais à trouver une explication naïve à tel ou tel autre problème relié à la formation des étoiles. Certes, mes remarques étaient souvent à côté de la plaque, mais jamais Philippe ne m'en a tenu rigueur, au contraire, il m'a toujours apporté de nouveaux éléments pour que ma réflexion progresse. Les connaissances étendues et l'exigence de Philippe ont fait que j'ai pu acquérir, je pense, des bases solides dans le domaine de la formation des étoiles, et pour cela, je l'en remercie. J'espère sincèrement pouvoir dans les années à venir continuer à travailler avec lui.

Je remercie les personnes qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir participer à mon jury de thèse, à savoir Ian Bonnell, Michel Guélin, Derek Ward-Thompson, Didier Despois, Maryvonne Gérin et plus particulièrement Patrick Boissé, président de mon jury, mais aussi directeur du DEA que j'ai effectué à l'IAP, et qui a su me procurer des conseils avisés, tout en étant à mon écoute, et à celle de ses étudiants de manière générale. C'est ici aussi que j'aimerais remercier les personnes que j'ai croisé lors de mes stages et qui ont contribué, elles aussi, à ce que je persiste dans la recherche. Ces personnes sont François Ménard et Guy Pelletier.

Je remercie toutes les personnes qui ont travaillé à mes côtés, en commençant par Frédérique Motte qui, je pense, n'a pas eu trop à se plaindre de ma présence dans son bureau (si ce n'est peut-être de mon humour... décalé). Ceci dit, j'attends toujours l'invitation pour un soi-disant repas dans son château des Yvelines à Plaisir... Je remercie Vincent Minier notamment pour m'avoir montré un bar à tapas ma fois fort sympathique, dans le centre de la ville de Grenade. Je remercie également Patrick Hennebelle, numéricien (personne n'est parfait), mais qui ceci dit, finira bien je l'espère par com-

prendre que les simulations numériques sont là pour reproduire les observations, et non l'inverse (mais je crois qu'il est sur la bonne voie...). Je remercie toutes les personnes travaillant au CEA, pour m'avoir accueilli et permis de travailler dans d'excellentes conditions.

Je remercie les thésards du CEA, qui pour beaucoup d'entre eux, sont devenus des amis et qui m'ont permis, entre autres, d'avoir des réflexions sur des sujets pour le moins inattendus, comme par exemple : "Y-a-t'il un sens privilégié pour le sens de rotation d'une ola dans un stade?" ou encore "Est-il possible que, dans les mêmes conditions, un bol d'eau chaude gèle plus vite qu'un bol d'eau froide?". Ces thésards à l'esprit débordant d'imagination, et de bien d'autres choses, sont Yann, Renaud, Mathias (avec deux "t"), Sandrine, Cédric, Pascal, Samuel, et bien d'autres.

Je veux également remercier mes amis rencontrés en dehors du CEA, en commençant par ceux que j'ai rencontré il y a huit ans déjà, sur les bancs de la fac à Grenoble, à savoir Hélène et Cédric, avec qui j'ai passé un certain nombre de soirées plutôt arrosées, mais aussi Clément avec qui j'ai passé une année de colocation pour le moins animée. Je remercie mes amis que j'ai rencontré en DEA, à savoir Pat, Vianney, Estelle, Piem et Betty. J'ai mangé avec eux beaucoup de pizzas, bu pas mal de bières, j'ai même été initié au gobage de Flanby par l'un d'entre eux (dont je tairai le nom par respect pour sa famille..).

Je voudrais terminer ces remerciements en saluant ma famille. Tout d'abord mes parents, Pierre et Michèle, qui m'ont toujours soutenu, qui ont toujours été présents, et qui ont toujours constitué pour moi des points de repère importants. Je veux remercier également mon frère et mes soeurs, Olivier, Magali et Camille, ainsi que leur épouse, époux, conjoint respectifs, Nathalie, Emmanuel et Thierry. Même si pour certains d'entre eux, nos visites ont été trop rares durant les quatre années que j'ai passées à Paris, je n'ai pas cessé de penser à eux. Je voudrais juste remercier plus particulièrement Camille et Emmanuel qui, habitant non loin de là où moi même j'ai habité, ont eu l'honneur de pouvoir me convier régulièrement à leur table. Je remercie mes neveux, Thomas et Hugo, et mes nièces, Léna et Margaux, qui sont sans doute ce que mes frères et soeurs ont fait de mieux jusqu'à présent.

Je voudrais dédicacer cette thèse à une personne qui compte beaucoup pour moi, et pour qui j'ai énormément de respect et d'admiration, mon grand-père, Antoine Salvi.

# Table des matières

---

<b>1</b>	<b>Introduction à la formation d'étoiles</b>	<b>1</b>
1.1	Les nuages moléculaires, sites de formation stellaire . . . . .	2
1.2	Séquence évolutive empirique pour la formation d'une étoile de faible masse . . . . .	5
1.3	Notions théoriques : équilibre viriel et effondrement gravitationnel . . .	9
1.4	Modèles d'effondrement pour la formation d'étoiles isolées de faible masse	17
1.5	Champ magnétique et turbulence interstellaire . . . . .	19
1.6	Notions sur la formation d'étoiles en amas et la formation d'étoiles massives	23
<b>2</b>	<b>Transfert radiatif et milieu interstellaire</b>	<b>33</b>
2.1	Notions de transfert radiatif . . . . .	33
2.2	Le continuum de poussières dans les nuages moléculaires . . . . .	36
2.3	Les molécules interstellaires . . . . .	38
2.4	Signature d'effondrement . . . . .	41
2.5	Code de transfert radiatif Monte-Carlo MAPYSO . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Notions de radioastronomie millimétrique</b>	<b>47</b>
3.1	Observations avec un télescope à antenne unique . . . . .	47
3.2	Notions sur l'interférométrie millimétrique . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Dynamique au sein du proto-amas d'étoiles NGC 2264</b>	<b>55</b>
4.1	Contexte et résumé de cette étude . . . . .	55
4.2	Article "Probing the formation of intermediate- to high-mass stars in protoclusters : A detailed millimeter study of the NGC 2264 clumps" .	56
4.3	Compléments . . . . .	77
<b>5</b>	<b>Etude sur l'effondrement de NGC 2264-C</b>	<b>87</b>
5.1	Simulations hydrodynamiques SPH . . . . .	87
5.2	Contexte et résumé de cette étude . . . . .	90
5.3	Article : "Probing the formation of high-mass stars in protoclusters : Comparison between millimeter observations of NGC 2264-C and SPH simulations of a collapsing clump" . . . . .	91
5.4	Compléments . . . . .	107
<b>6</b>	<b>Conclusions sur l'étude du proto-amas d'étoiles NGC 2264</b>	<b>111</b>
6.1	Résultats de PAB05 . . . . .	111
6.2	Résultats de PHA05 . . . . .	112
6.3	Conséquences pour la formation d'étoiles massives . . . . .	113

---

6.4	Conséquences sur les conditions initiales à la formation des proto-amas d'étoiles . . . . .	113
<b>7</b>	<b>Projets en cours et perspectives sur l'étude des régions de formation d'étoiles en amas</b>	<b>115</b>
7.1	Etude de la dynamique d'une région de formation d'étoiles massives : G192.60 . . . . .	115
7.2	Etude grande échelle d'Orion B South en continuum (sub) millimétrique de poussières . . . . .	119
7.3	L'avenir de la formation stellaire : De nouveaux outils d'observation . .	121
	<b>Bibliographie . . . . .</b>	<b>123</b>

# CHAPITRE 1

## Introduction à la formation d'étoiles

---

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Les nuages moléculaires, sites de formation stellaire . . . . .</b>	<b>2</b>
<b>1.2</b>	<b>Séquence évolutive empirique pour la formation d'une étoile de faible masse . . . . .</b>	<b>5</b>
<b>1.3</b>	<b>Notions théoriques : équilibre viriel et effondrement gravitationnel</b>	<b>9</b>
1.3.1	Nuages moléculaires et équilibre viriel . . . . .	9
1.3.2	Instabilité gravitationnelle, fragmentation et effondrement . .	12
<b>1.4</b>	<b>Modèles d'effondrement pour la formation d'étoiles isolées de faible masse . . . . .</b>	<b>17</b>
<b>1.5</b>	<b>Champ magnétique et turbulence interstellaire . . . . .</b>	<b>19</b>
1.5.1	Champ magnétique interstellaire . . . . .	19
1.5.2	Turbulence interstellaire . . . . .	20
<b>1.6</b>	<b>Notions sur la formation d'étoiles en amas et la formation d'étoiles massives . . . . .</b>	<b>23</b>
1.6.1	Scénarios pour la formation stellaire en amas . . . . .	23
1.6.2	Quelques aspects observationnels des amas d'étoiles . . . . .	27
1.6.3	Notions sur la formation d'étoiles massives . . . . .	29

---

Grâce aux récents développements technologiques, la connaissance des processus aboutissant à la formation d'une étoile a fait des avancées significatives au cours des dernières décennies. Nous savons désormais que les étoiles se forment dans les régions de la galaxie appelées *nuages moléculaires* ou bien encore complexes de nuages moléculaires géants, selon l'étendue des structures concernées (e.g. Blitz 1993). Ces nuages se fragmentent par endroit donnant naissance à des fragments que l'on appelle coeurs denses ( $n_{H_2}^1 \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) et qui évoluent vers des objets encore plus denses ( $n_{H_2} \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) que l'on appelle *coeurs préstellaires*. Les coeurs gravitationnellement liés évoluent sous l'effet de leur propre gravité vers des structures de plus en plus denses. Une fois que la densité est suffisamment importante ( $n_{H_2} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), les processus de refroidissement des régions centrales sont plus lents, amenant à terme à la formation, en leur centre, d'un coeur adiabatique dans lequel s'établit un équilibre hydrostatique (e.g. Larson 1969). C'est la formation de ce coeur hydrostatique qui marque la naissance de

---

<sup>1</sup>Les densités sont exprimées en nombre de particules de  $H_2$  par centimètre cube

l'embryon stellaire appelé *proto-étoile*. Ensuite, la proto-étoile va passer par plusieurs phases évolutives (e.g. André *et al.* 2000) pour aboutir à la formation d'une étoile de séquence principale. Nous savons également que les étoiles se forment préférentiellement en *amas* de quelques dizaines d'étoiles et que dans notre Galaxie, la distribution en masse de ces étoiles (i.e. IMF pour Initial Mass Function) est toujours quasiment identique quelle que soit la région étudiée (e.g. Lada et Lada 2003).

En revanche, il reste de nombreuses zones d'ombre à éclaircir avant que l'on ait une compréhension globale de la formation des étoiles. En effet, nous ne savons pas encore qui, de la turbulence interstellaire ou du champ magnétique, contrôle de manière dominante la fragmentation des nuages moléculaires. Nous ne savons pas non plus quels sont les mécanismes qui régissent la formation des étoiles massives (i.e.  $> 8 M_{\odot}$ ), mécanismes différents ou plus extrêmes que ceux menant à la formation d'une étoile de faible masse. Quant à l'IMF, son origine reste encore incertaine bien que de nombreux indices suggèrent qu'elle soit étroitement liée aux tous premiers stades de la formation stellaire en amas (e.g. Motte *et al.* 1998 ; Johnstone *et al.* 2000).

L'objectif de cette introduction est de donner une brève description de nos connaissances actuelles de la formation des étoiles. Tout d'abord je parlerai de la structure des nuages moléculaires ainsi que de la séquence évolutive empirique pour la formation des étoiles de faible masse. Ensuite j'évoquerai quelques éléments théoriques indispensables à la compréhension de la formation stellaire. Je présenterai le *modèle standard* (Shu 1977 ; Shu *et al.* 1987) de formation d'une étoile isolée de faible masse, ses succès et ses difficultés à reproduire certaines données observationnelles. J'enchaînerai sur une description du champ magnétique et de la turbulence interstellaire qui sont des éléments essentiels pour la formation des étoiles en amas. Et enfin, je terminerai par une discussion plus focalisée sur ce mode de formation d'étoiles en donnant également un aperçu des problèmes liés à la formation des étoiles massives.

## 1.1 Les nuages moléculaires, sites de formation stellaire

Les étoiles se forment exclusivement dans les régions des galaxies appelées nuages moléculaires. Ces nuages sont situés en grande majorité dans les bras spiraux des galaxies, là où la densité du gaz est la plus importante (e.g. Heyer et Terebey 1998). Les nuages moléculaires sont composés principalement d'hydrogène moléculaire ( $\sim 63\%$ ), d'hélium ( $\sim 36\%$ ) et de poussières ( $\sim 1\%$ ). Cependant, on y trouve plusieurs centaines d'espèces moléculaires (i.e. CO, CS, NH<sub>3</sub>, HCO<sup>+</sup>, ...) et atomes (i.e. H, O, C, ...) en bien moindre quantité (e.g. Rohlfs et Wilson 1996). Ces molécules contribuent de manière plus ou moins importante à la physique même des nuages (e.g. fonction de refroidissement, formation d'autres molécules, etc...). Elles permettent aussi l'observation en émission de ces nuages. Compte tenu de leur faible température, i.e. 10 K-20 K (e.g. Blitz 1993), les nuages moléculaires n'émettent aucun rayonnement dans le domaine de longueur d'onde visible (mis à part dans les régions où la formation d'étoiles est déjà évoluée). C'est pourquoi ils ont d'abord été observés en absorption comme de grandes structures sombres dont la forme rappelle celle des nuages atmosphériques terrestres (voir Fig.1.1a). En revanche, les nuages moléculaires sont vus en émission dans un domaine spectral allant du moyen infrarouge au millimétrique, via l'excitation des transitions rotationnelles de certaines molécules comme celles du CO (voir Fig.1.1b), mais aussi, pour les régions les plus denses, via l'émission thermique des poussières.



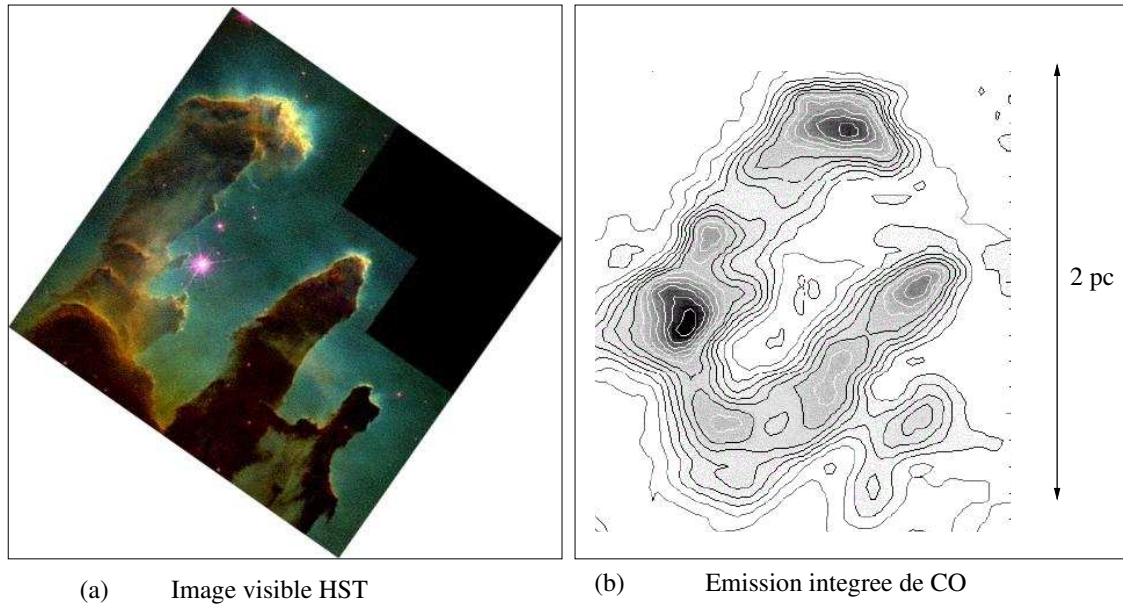


FIG. 1.1 – Images de la nébuleuse de l’aigle (M16). **(a)** Image visible obtenue par le télescope spatiale Hubble (HST). Sur cette image se distinguent trois colonnes de gaz vues en absorption. **(b)** Image de l’émission intégrée de CO(3-2) de la même région (White *et al.* 1999). Les trois colonnes de gaz sont cette fois vues en émission.

Les nuages moléculaires ont des tailles et des masses variables. Les plus petits de ces nuages, appelés “globules de Bok”, dont l’exemple le plus célèbre est le globule Barnard 68 (e.g. Benson et Myers 1989), ont des diamètres<sup>2</sup>  $\sim 0.1$  pc et des masses<sup>3</sup>  $\sim 1 M_{\odot}$ . A l’opposé, les complexes moléculaires géants, dont un exemple fameux est celui du nuage moléculaire d’Orion, peuvent s’étendre sur plusieurs dizaines de parsecs et atteindre des masses  $\sim 1 \times 10^6 M_{\odot}$  (e.g. Blitz 1993). La densité moyenne des nuages moléculaires est de  $\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ . La distribution en masse des nuages moléculaires géants de notre Galaxie est telle que  $\frac{dN}{dM} \propto M^{-1.5}$  (e.g. Solomon *et al.* 1987) tandis qu’elle semble être plus pentue dans le Grand Nuage de Magellan, i.e.  $\frac{dN}{dM} \propto M^{-1.9}$  (Fukui *et al.* 2001) révélant peut-être des conditions initiales à la formation de ces structures différentes d’une galaxie à l’autre. Il faut toutefois ici remarquer qu’il est toujours difficile d’identifier des structures au sein des nuages moléculaires, et que le résultat d’un tel exercice peut éventuellement dépendre de la méthode utilisée. Cependant, il existe un grand nombre d’études faites sur le sujet utilisant des méthodes et des observations différentes, et montrant, certes avec une certaine dispersion, des distributions en masse des nuages moléculaires compatibles avec  $\frac{dN}{dM} \propto M^{-1.5}$ . Ceci laisse à penser que cette relation est robuste. La durée de vie des nuages moléculaires est toujours matière à débat (e.g. Blitz et Shu 1980 ; Hartmann *et al.* 2001). Ceci étant, il existe de plus en plus d’observations

<sup>2</sup>Les distances sont soit exprimées en parsec ( $1 \text{ pc} \simeq 3.1 \times 10^{16} \text{ m}$ ), soit en unité astronomique ( $1 \text{ UA} \simeq 1.5 \times 10^{11} \text{ m}$ )

<sup>3</sup>Les masses sont exprimées en unité de masse solaire :  $1 M_{\odot} \simeq 2 \times 10^{30} \text{ kg}$

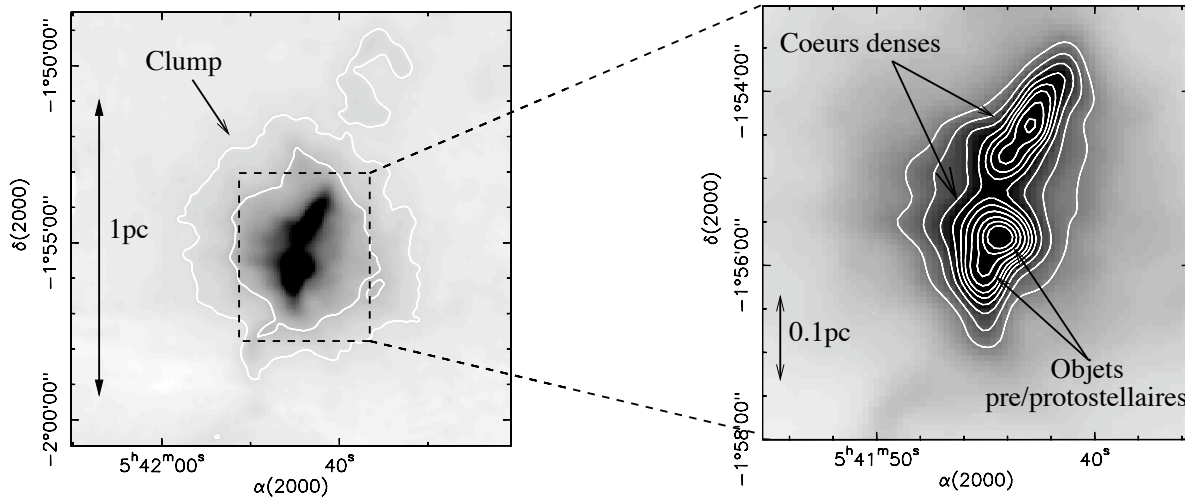


FIG. 1.2 – Image en continuum millimétrique de poussières à 1.2mm de NGC 2023, situé dans Orion B, obtenue au télescope de 30m de l’IRAM avec la caméra MAMBO2 en Octobre 2003/04 (Peretto et al.). Sur l’image de gauche on voit un clump typique (voir texte). L’image de droite est un zoom du clump, sur lequel on distingue deux coeurs denses (structures de 0.1 pc) et à l’intérieur de ces coeurs on aperçoit plusieurs pics millimétriques correspondant à des structures pré/protostellaires.

qui tendent à montrer une durée de vie typique de 10 millions d’années (e.g. Yamaguchi *et al.* 2001).

Comme on peut le voir sur la figure 1.1b, les nuages moléculaires sont très structurés. Sur cette image on distingue plusieurs pics d’émission associés à des structures appelées *clumps CO* (Blitz 1993). Ces clumps CO ont des densités moyennes de  $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , des tailles moyennes de 0.5-1 pc et des masses allant de  $\sim 1 M_{\odot}$  à  $\sim 3000 M_{\odot}$ . La distribution en masse de ces clumps CO suit une loi de puissance en  $\frac{dN}{dM} \propto M^{-\alpha}$  avec  $1.5 < \alpha < 1.8$  (e.g. Kramer 1998 ; voir aussi Fig.1.13) qui, compte tenu des incertitudes de ce type d’analyse, est compatible avec le spectre de masse observé pour les nuages moléculaires géants (cf plus haut). Ce comportement en loi de puissance suggère une origine commune à la formation de ces structures.

Tout les clumps CO ne sont pas forcément des sites actifs de formation d’étoiles, seuls les plus denses et les plus massifs ( $> 300 - 500 M_{\odot}$ ) le sont (Williams *et al.* 2000). Ainsi 30 à 50% de la masse des clumps CO se trouvent dans les  $\sim 10\%$  (en nombre) les plus massifs (Blitz 1991 ; Lada et Lada 1991) et 90% de la formation stellaire est associée à ces clumps massifs (e.g. Lada et Lada 1991 ; Carpenter 2000). L’efficacité de formation stellaire (masse des étoiles sur masse du gaz moléculaire) moyenne à l’échelle d’un nuage moléculaire est seulement  $\sim 4\%$  (e.g. Carpenter 2000). En terme de surface, la formation d’étoiles est restreinte à quelques pourcents de la surface totale d’un nuage moléculaire. Autrement dit, c’est à l’intérieur des clumps les plus massifs d’un nuage moléculaire que se déroule la quasi-totalité de son activité de formation stellaire.

A l’intérieur de ces clumps actifs, observables en continuum de poussières millimétriques (voir § 2.2), on distingue deux types de structures qui reviennent régulièrement lorsque l’on étudie la formation stellaire. La première de ces structures est le *coeur*

## 1.2 Séquence évolutive empirique pour la formation d'une étoile de faible masse

*dense*, d'un diamètre de 0.1 pc et d'une densité moyenne de  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (e.g. Myers et Benson 1983 ; Jijina *et al.* 1999). La seconde de ces structures est le *coeur préstellaire* d'un diamètre  $\leq 0.05$  pc et d'une densité moyenne  $\geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (e.g. Motte *et al.* 1998 ; Ward-Thompson *et al.* 1999). Ces coeurs ou condensations préstellaires semblent être les progéniteurs directs des étoiles (Motte *et al.* 1998 ; voir § 1.2).

## 1.2 Séquence évolutive empirique pour la formation d'une étoile de faible masse

Selon leur masse on classe les étoiles en trois catégories : les étoiles de faible masse ( $M_\star < 2M_\odot$ ), les étoiles de masse intermédiaire ( $2M_\odot < M_\star < 8M_\odot$ ), et les étoiles massives ( $8M_\odot < M_\star$ ). Dans notre galaxie, les étoiles de faible masse sont bien plus nombreuses que les étoiles des deux autres catégories (voir Fig.1.13 plus loin). Les sites de formation stellaire les plus proches du Soleil forment donc en leur sein statistiquement une majorité d'étoiles de faible masse. C'est pour cette raison que nos connaissances sur ce type d'objets sont plus approfondies.

Une séquence évolutive empirique pour la formation des étoiles de faible masse a pu être établie de manière observationnelle grâce aux nombreuses avancées technologiques faites dans le domaine (sub)millimétrique. La combinaison d'observations en continuum de poussières, traçant la masse de la composante gazeuse de ces objets (cf § 2.2), avec des observations en raie moléculaire qui tracent leur dynamique (cf § 2.3 et 2.4), a permis de classer les objets les plus jeunes selon des critères précis. Ainsi il est établi maintenant que la formation d'une étoile de faible masse se déroule en trois étapes : la phase préstellaire, la phase protostellaire et la phase pré-séquence principale. Les objets associés respectivement à chacune de ces trois phases sont les coeurs préstellaires, les proto-étoiles (de Classe 0 et I) et les étoiles pré-séquence principale (de Classe II et III) (Lada 1987 ; André *et al.* 2000). La figure 1.3 schématise les différentes propriétés de ces objets. On peut y voir par exemple que pour les coeurs préstellaires et les proto-étoiles de Classe 0 la densité spectrale d'énergie (i.e. le flux rayonné par intervalle de fréquence) pique dans le domaine submillimétrique, pour se décaler ensuite petit à petit vers des longueurs d'onde de plus en plus courtes, jusqu'à atteindre le domaine visible avec les étoiles pré-séquences principales. Cette évolution dans la distribution spectrale d'énergie traduit une évolution dans les structures qui composent les différents objets. Dans le cadre de cette thèse les deux stades qui nous intéressent tout particulièrement sont les coeurs préstellaires et les proto-étoiles de Classe 0. Nous allons donc décrire plus en détail ces deux classes d'objet pour passer ensuite plus rapidement sur la description des proto-étoiles de Classe I et des étoiles pré-séquences principales.

Les coeurs préstellaires sont des objets froids (10-15K) dépourvus de source de chauffage interne. Ce sont des objets chauffés de l'extérieur par le champ de rayonnement interstellaire. Le profil de température de ces objets est donc soit constant soit décroissant de l'extérieur vers le centre (e.g. Evans *et al.* 2001 ; Ward-Thompson *et al.* 2002). Au sein de ces coeurs préstellaires ce sont les poussières qui dominent le refroidissement via une émission thermique de type corps gris (cf § 2.2). A des températures de  $\sim 10$  K l'émission d'un corps gris se fait dans le domaine (sub)millimétrique. Aujourd'hui, de nombreuses images de tels objets ont été obtenues en émission dans le (sub)millimétrique (e.g. Ward-Thompson *et al.* 1999 ; Kirk *et al.* 2005) ou en absorption

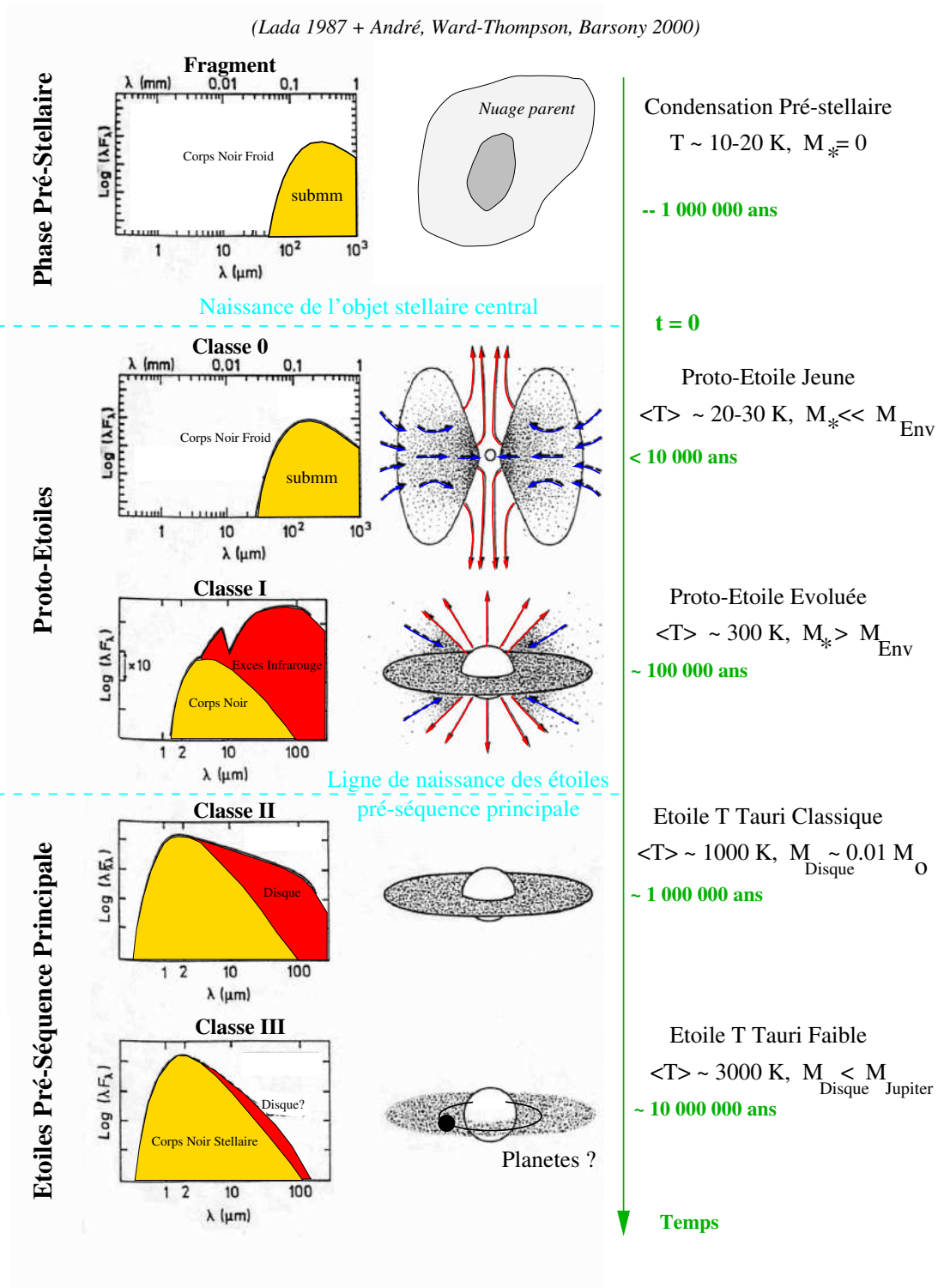


FIG. 1.3 – Séquence évolutive empirique illustrant l'évolution d'un coeur préstellaire vers une étoile pré-séquence principale. La densité spectrale d'énergie pour chacun des objets est représentée sur la colonne de gauche. Les objets en question sont schématisés au centre de la figure. Tandis qu'à droite sont donnés, à titre indicatif, les températures et la durée de vie de chacun des objets (sur la base de André *et al.* 2000).

## 1.2 Séquence évolutive empirique pour la formation d'une étoile de faible masse

dans l'infrarouge (Bacmann *et al.* 2000) montrant, selon les régions, des coeurs plus ou moins étendus, plus ou moins massifs. L'analyse des profils de densité des coeurs préstellaires montrent des plateaux centraux pour décroître comme  $\rho \propto r^{-2}$  vers l'extérieur (e.g. Ward-Thompson *et al.* 1994; André *et al.* 1996; Kirk *et al.* 2005). Certains coeurs préstellaires montre des bords encore plus abrupts, similaires aux profils attendus pour des sphères isothermes à l'équilibre hydrostatique (Bacmann *et al.* 2000; cf § 1.3). Cependant, dans la majorité des cas, le support thermique n'est pas suffisant pour maintenir ces coeurs préstellaires à l'équilibre hydrostatique, en particulier dans les régions de formation d'étoiles en amas (Bacmann *et al.* 2000). Les coeurs préstellaires sont également observables dans les transitions rotationnelles de nombreuses raies moléculaires ( $C^{18}O$ , CS,  $NH_3$ ,  $HCO^+$ ,  $N_2H^+$ , ...). L'observation de ces raies permet d'établir des modèles d'évolution chimique au sein de ces structures (e.g. Aikawa *et al.* 2005), mais elle permet surtout d'accéder à la dynamique des coeurs préstellaires (cf § 2.3 et 2.4). Or, si certains semblent être à l'équilibre (e.g. Alves *et al.* 2001), une proportion non négligeable de ces coeurs montre des signatures d'effondrement gravitationnel impliquant des vitesses d'effondrement subsoniques, i.e.  $\leq 0.1 \text{ km.s}^{-1}$  (e.g. Tafalla *et al.* 1998; Lee *et al.* 2004). D'autre part, si l'on suppose un taux de formation d'étoiles constant, le rapport entre le nombre de coeurs préstellaires et le nombre d'étoiles pré-séquence principale (pour lesquelles la durée de vie est bien contrainte) permet d'estimer la durée de vie de ces coeurs. En se basant sur cette méthode, il s'avère que la durée de vie des coeurs préstellaires est estimée à  $\sim 3 \times 10^5$  ans pour des objets dont la densité moyenne est  $\sim 7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (e.g. Kirk *et al.* 2005) ce qui est 2 à 3 fois supérieur à leur temps de chute libre (cf § 1.3.2). La combinaison d'effondrement subsonique et de durées de vie de quelques  $10^5$  ans suggère une évolution plutôt "lente" des coeurs préstellaires isolés.

Le coeur préstellaire cède la place à la proto-étoile de Classe 0 lorsqu'il y a formation d'un objet stellaire au centre (pour une revue plus complète voir André *et al.* 2000). Les proto-étoiles de Classe 0 sont des objets qui sont principalement observables dans le domaine (sub)millimétrique et jusqu'à il y a peu, jamais détectés dans l'infrarouge proche. Cependant, très récemment, grâce à une sensibilité inégalée du télescope spatial infrarouge Spitzer, des proto-étoiles de Classe 0 ont pu être détectées à partir de  $3.6\mu\text{m}$  (e.g. Young *et al.* 2004). A ce stade, la masse de la proto-étoile est dominée par celle de l'enveloppe circumstellaire; le rapport entre luminosité submillimétrique (i.e.  $\lambda > 350\mu\text{m}$ ) et luminosité bolométrique est tel que  $L_{smm}/L_{bol} > 0.5\%$ . Du point de vue observationnel, ce qui distingue sans ambiguïté les proto-étoiles de Classe 0 des coeurs préstellaires est la présence de puissants jets et flots moléculaires<sup>4</sup> observés à travers des ailes de raie particulièrement larges (e.g. Bontemps *et al.* 1996b). La figure 1.4 montre une image en continuum de poussières de la proto-étoile de Classe 0 IRAM04191 (André *et al.* 1999) sur laquelle est superposée l'étendue des flots observés en CO. On voit que le flot est centré sur le coeur protostellaire permettant clairement d'identifier son origine. Les enveloppes des proto-étoiles de Classe 0 montrent en grande majorité des signatures d'effondrement (e.g. Myers *et al.* 2000) subsonique (e.g. Belloche *et al.* 2002) voire supersonique (e.g. Di Francesco *et al.* 2001). Les cartes en continuum millimétrique de poussières de proto-étoiles de Classe 0 indiquent que leur profil de densité est plus piqué au centre (i.e. sans plateau central) que ne le sont les coeurs préstellaires (e.g. André

<sup>4</sup>On appelle jet la matière qui est directement éjectée par la proto-étoile, tandis que les flots sont le résultat de l'entraînement du gaz moléculaire ambiant par ces jets.

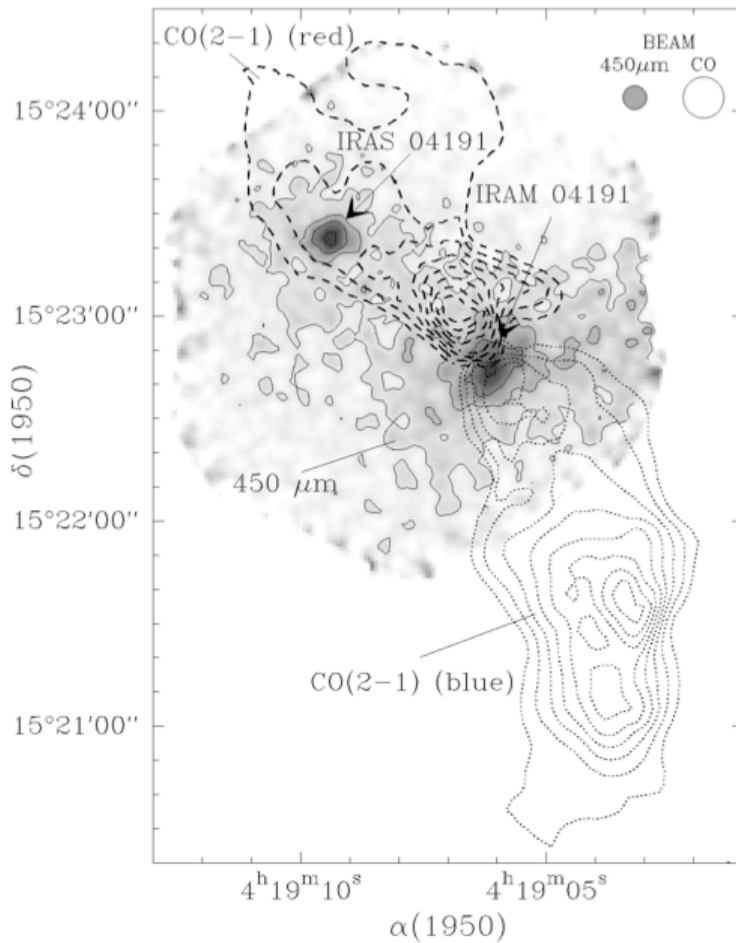


FIG. 1.4 – Exemple d'une proto-étoile de Classe 0, IRAM04191, pour laquelle on voit clairement l'association du coeur protostellaire vu en continuum de poussières (en échelle de gris) et du flot moléculaire dont les deux lobes sont schématisés par les contours en trait plein et les contours en traits pointillés. La source IRAS 04191 que l'on voit en haut à gauche est une proto-étoile de Classe I (de André *et al.* 1999).

*et al.* 2000). Leur profil de densité est tel que  $\rho \propto r^{-p}$  avec  $p = 1.5 - 2$  (e.g. Motte et André 2001). La phase Classe 0 se termine lorsque la masse de l'embryon stellaire dépasse celle de son enveloppe. La durée de vie de ces objets est estimée de la même manière que celle des coeurs préstellaires (cf plus haut). Du fait que l'on dénombre beaucoup moins de proto-étoiles de Classe 0 que de coeurs préstellaires, la durée de vie de ces objets est estimée à  $\sim 3 \times 10^4$  ans, ce qui est bien plus court que celle des coeurs préstellaires.

La proto-étoile de Classe 0 cède sa place à la proto-étoile de Classe I (Lada et Wilking 1984). La température bolométrique de cette proto-étoile est  $70 < T_{bol} < 650$  K (e.g. Chen *et al.* 1997). Les proto-étoiles de Classe I sont observables du millimétrique au proche infrarouge (e.g. Wilking *et al.* 1989). Leur densité spectrale d'énergie observée est en accord avec l'idée que leur luminosité est principalement la conséquence du rayonnement de l'énergie potentielle de gravitation de la matière accrétée (e.g. Greene et Lada 1996). Ce rayonnement est le résultat du choc d'accrétion à la surface de

la proto-étoile de la matière en effondrement et vaut  $L_{acc} = \frac{GM_*\dot{M}_{acc}}{R_*}$  où  $M_*$  est la masse de la proto-étoile,  $R_*$  son rayon, et  $\dot{M}_{acc}$  le taux d'accrétion. Les proto-étoiles de Classe I sont entourées à la fois d'un disque, formé par conservation du moment cinétique au cours de l'effondrement, et d'une enveloppe circumstellaire diffuse (e.g. André et Montmerle 1994). Cependant, leur masse est cette fois dominée par la masse du coeur hydrostatique et non plus par la matière circumstellaire. Certaines d'entre elles montrent des signatures d'effondrement mais de manière moins systématique que pour les proto-étoiles de Classe 0 (Mardones *et al.* 1997). Les proto-étoiles de Classe I présentent des flots moins collimatés et moins puissants que ceux observés pour les proto-étoiles de Classe 0 (Bontemps *et al.* 1996a). La durée de vie de ces objets est estimée à  $1-2 \times 10^5$  ans (e.g. Greene *et al.* 1994). A la fin de cette phase d'accrétion-éjection, la proto-étoile est entourée d'un disque fin résiduel au sein duquel peuvent se former de planétésimaux, puis des planètes. Du fait que la température en son centre ne lui permet pas encore de brûler l'hydrogène, la proto-étoile, qui est alors devenue une étoile jeune, ne peut pas atteindre l'équilibre radiatif et donc se contracte de manière quasi-statique en un temps caractéristique que l'on appelle temps de Kelvin-Helmoltz  $t_{KH} = GM_*^2/R_*L_*$ . L'étoile est alors dans sa phase dite pré-séquence principale. Une fois que la température centrale de l'étoile atteint  $10^7$  K, la combustion de l'hydrogène commence, l'étoile entre alors sur la séquence principale.

Jusqu'ici, je n'ai fait que décrire les caractéristiques observationnelles des différentes étapes et structures entrant en jeu dans le processus de formation d'une étoile de faible masse. Maintenant, afin de pouvoir discuter les différents modèles de formation stellaire, il est indispensable de rappeler quelques notions fondamentales que sont l'équilibre viriel, la longueur de Jeans, les sphères isothermes de Bonnor-Ebert et le temps de chute libre.

## 1.3 Notions théoriques : équilibre viriel et effondrement gravitationnel

### 1.3.1 Nuages moléculaires et équilibre viriel

Une des questions importantes concernant les nuages moléculaires est de savoir si ce sont des structures gravitationnellement liées et si oui, de savoir si ces structures sont à l'équilibre. Pour ce faire, il est nécessaire d'établir le bilan énergétique des nuages moléculaires.

L'équation du mouvement d'une particule de fluide dans un milieu sans champ magnétique est donnée par :

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \phi_g \quad (1.1)$$

où  $\mathbf{v}$  est la vitesse de la particule,  $P$  est la pression et  $\phi_g$  le potentiel gravitationnel (ici  $\frac{d}{dt}$  est la dérivée Lagrangienne). Cette équation traduit l'évolution locale du fluide. En intégrant l'équation (1.1) on peut déduire des quantités globales et ainsi obtenir une relation entre la dérivée seconde en temps du moment d'inertie  $I$ , l'énergie cinétique  $T$ , et l'énergie gravitationnelle  $U$  :

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + U - 3P_{ext}V \quad (1.2)$$

Ici  $T$  est l'énergie cinétique totale, thermique et non-thermique (i.e. mouvements turbulents),  $P_{ext}$  est la pression exercée à la surface extérieure du milieu considéré et  $V$  le volume du milieu considéré. Cette relation est appelée *le théorème du viriel*. Lorsque l'équilibre hydrostatique est atteint, l'équation (1.2) devient :

$$2T + U = 3P_{ext}V \quad (1.3)$$

Si l'on définit la pression interne exercée par la gravité  $P_G$  comme  $P_G = -U/(3V)$  et la pression cinétique interne  $\bar{P}$  comme  $\bar{P} = 2T/(3V)$  alors l'équation (1.3) peut se réécrire uniquement en fonction des termes de pression (e.g. McKee *et al.* 1993 ; Williams *et al.* 2000) :

$$\bar{P} = P_{ext} + P_G \quad (1.4)$$

Si cet équilibre est atteint alors l'énergie totale de la sphère s'écrit :

$$E = T + U = \frac{3}{2}(P_{ext} - P_G)V \quad (1.5)$$

On dit que la sphère est gravitationnellement liée si  $P_G$  est supérieure à  $P_{ext}$ . Pour un nuage moléculaire, la pression extérieure est donnée par la pression moyenne du gaz interstellaire atomique qui l'entoure et qui est estimée, dans le voisinage solaire, à  $\sim 2.8 \times 10^4 \text{ K.cm}^{-3}$  (Boulares et Cox 1990)<sup>5</sup>. L'énergie gravitationnelle d'une sphère de rayon  $R$  est  $U = -\alpha \frac{GM^2}{R}$ , autrement dit  $P_G \propto M^2/R^4 \propto \Sigma^2$  où  $\Sigma$  est la colonne densité. On peut donc écrire que :

$$P_G \simeq 0.6 \times 10^4 \left( \frac{N_{H_2}}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right)^2 \text{ K.cm}^{-3} \quad (1.6)$$

Avec une colonne densité moyenne des nuages moléculaires  $\simeq 3 - 6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  (Blitz 1993), il apparaît que  $P_G \geq P_{ext}$ , et que les nuages moléculaires sont des structures gravitationnellement liées. Mais qu'en est-il de la valeur observationnelle de  $\bar{P}$ ? cette quantité s'estime de manière indépendante, à partir des largeurs de raies observées,  $\sigma_{obs}$ , moyennées sur les nuages. Ces largeurs de raies comportent une composante thermique,  $\sigma_{th}$ , et une composante non-thermique,  $\sigma_{NT}$ . La relation existant entre ces trois composantes est :  $\sigma_{obs}^2 = \sigma_{Th}^2 + \sigma_{NT}^2$ . Aux échelles des nuages moléculaires et des clumps, la contribution thermique aux largeurs de raie est généralement négligeable devant la contribution non-thermique. Sur un nombre limité de nuage moléculaires (Orion, Ophiuchus, la Rosette et Cepheus) Bertoldi et McKee (1992) ont montré que  $\bar{P} \simeq P_{ext} + P_G$ , avec  $P_G \geq P_{ext}$ , autrement dit, que ces nuages sont gravitationnellement liés, et de plus, proches de l'équilibre viriel.

Il est également possible d'estimer l'état d'équilibre des clumps CO à l'intérieur des nuages moléculaires. La pression extérieure est cette fois ci donnée par la pression de gravité moyenne du nuage moléculaire,  $P_{ext}(clump) = P_G(NM)$ . La majorité des clumps CO ne sont pas gravitationnellement liés, i.e.  $P_G(clump) < \bar{P}(clump)$  (Bertoldi et McKee 1992) ; ceux qui le sont, sont les plus massifs, c'est à dire ceux qui vont ou qui sont en train de former des amas d'étoiles. Les clumps CO non gravitationnellement liés

<sup>5</sup>il est habituel d'exprimer la pression comme  $P/k_b$  où  $k_b$  est la constante de Boltzmann



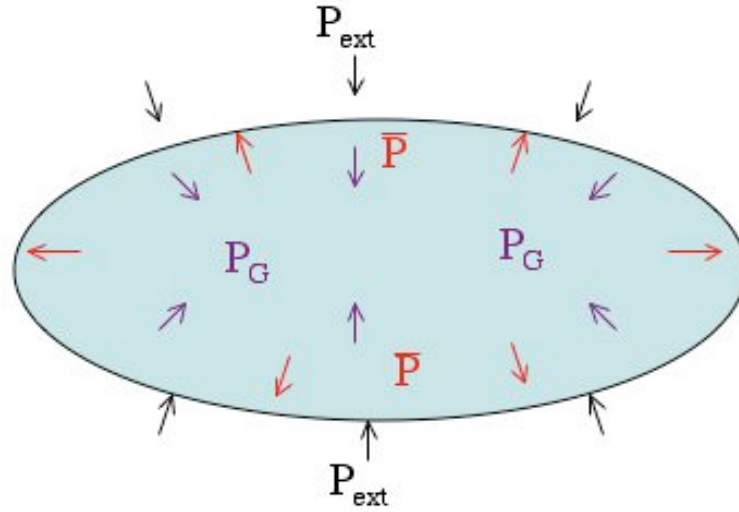


FIG. 1.5 – Schéma illustrant les différentes pressions entrant en jeu dans l'établissement de l'équilibre viriel d'un nuage moléculaire, d'un clump, ou même d'un coeur dense. Dans le cadre d'un nuage moléculaire  $P_{ext}$  est la pression exercée par le gaz atomique HI alors que pour un clump  $P_{ext}$  est la pression moyenne de gravité du nuage moléculaire dans lequel il se trouve.

ne sont pas forcément pour autant des structures transitoires, qui à terme se dispersent. Bertoldi et McKee (1992) ont montré que ces clumps CO non liés avaient les bonnes propriétés pour être confinés par la pression extérieure, i.e.  $P_{ext}(clump)$ . Cependant, comme nous l'avons vu (cf § 1.1), seuls les clumps les plus massifs, gravitationnellement liés, montrent une activité stellaire importante. Les coeurs denses (e.g. Jijina *et al.* 1999) et les condensations préstellaires (e.g. Motte *et al.* 1998 ; Belloche *et al.* 2001 ; Kirk *et al.* 2005) situés à l'intérieur de ces clumps sont gravitationnellement liés et sont en moyenne compatibles avec l'équilibre viriel.

Pour les structures qui sont gravitationnellement liées, une bonne approximation du théorème du viriel est de négliger le terme de pression extérieure, ceci permettant d'avoir une idée du rapport entre énergie cinétique et énergie gravitationnelle. En considérant que ces structures sont des sphères isothermes, on peut réécrire l'équation (1.3) en fonction des différentes grandeurs physiques que sont la masse  $M$ , le rayon  $R$ , et la dispersion de vitesse  $\sigma_{obs}$ , i.e. contribution thermique + non thermique (cf Spitzer 1978) :

$$3M\sigma_{obs}^2 - \alpha \frac{GM^2}{R} = 0 \quad (1.7)$$

avec  $\alpha$  un coefficient fonction du profil de densité et qui vaut  $3/5$  pour une densité uniforme,  $2/3$  pour un profil en  $\rho \propto r^{-1}$ ,  $3/4$  pour  $\rho \propto r^{-1.5}$  et  $1$  pour  $\rho \propto r^{-2}$ . Il est donc possible d'estimer, pour un coeur sphérique de masse  $M$  et de rayon  $R$ , la dispersion de vitesse nécessaire,  $\sigma_{vir}$ , pour atteindre l'équilibre viriel :

$$\sigma_{vir} = \left( \frac{\alpha GM}{3R} \right)^{1/2} \quad (1.8)$$

ou encore, en supposant un profil de densité  $\rho \propto r^{-2}$  :

$$\sigma_{vir} \simeq 1.2 \left( \frac{M}{1000 M_\odot} \right)^{1/2} \left( \frac{R}{1 pc} \right)^{-1/2} km.s^{-1} \quad (1.9)$$

L'expression (1.9) montre qu'un clump massif de  $1000 M_\odot$  et d'un rayon de 1 pc est à l'équilibre viriel si  $\sigma_{obs}$  est de l'ordre de  $1 km.s^{-1}$ , ce qui est typique des largeurs de raies observées dans de tels clumps (e.g. Larson 1981). La température cinétique correspondant à une telle dispersion de vitesse ( $T = [\sigma^2 \mu m_H]/k$ ) est de 400 K, ce qui est 10 à 40 fois supérieur à la température cinétique observée dans ce type de région.

Inversement, on peut aussi estimer la masse nécessaire, i.e.  $M_{vir}$ , pour contrebalancer l'énergie cinétique du nuage (en supposant un profil de densité  $\rho \propto r^{-2}$ ) :

$$M_{vir} \simeq 700 \left( \frac{R}{1 pc} \right) \left( \frac{\sigma}{1 km.s^{-1}} \right)^2 M_\odot \quad (1.10)$$

Les largeurs de raies observées aux échelles des nuages moléculaires et des clumps sont largement supersoniques (i.e.  $\sigma \gg c_s \simeq 0.2 km.s^{-1}$ , où  $c_s$  est la vitesse du son isotherme). La nature de ces largeurs de raies et leur évolution en fonction de l'échelle spatiale considérée ont fait l'objet de nombreuses études ces 20 dernières années. Même si ce n'est pas encore complètement établi, ces largeurs de raies sont généralement attribuées à des mouvements turbulents du milieu interstellaire (voir § 1.5.2).

### 1.3.2 Instabilité gravitationnelle, fragmentation et effondrement

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le théorème du viriel permet d'évaluer l'état d'équilibre d'un nuage de manière globale. Mais cette analyse ne nous renseigne ni sur les conditions physiques du nuage qui le rendent éventuellement gravitationnellement instable, ni sur l'évolution des profils de densité et vitesse. Pourtant, une telle analyse est indispensable à la compréhension de la formation d'une étoile car elle permet de fournir des quantités physiques directement comparables aux observations. C'est ce type de comparaison qui met en évidence l'accord, ou au contraire, l'incompatibilité des modèles avec les observations. Cet aller-retour entre modèles et observations est indispensable pour faire avancer notre compréhension des mécanismes liés à la formation des étoiles.

L'étude des modes stables et instables d'une onde de pression dans un milieu hydrodynamique isotherme a permis de faire certaines avancées dans la compréhension des phénomènes liés à la fragmentation et l'effondrement gravitationnel des nuages moléculaires. Je vais ici tout d'abord rappeler brièvement les résultats des deux études les plus connues de ce type d'analyse.

#### Longueur de Jeans

Les trois équations fondamentales pour l'étude de la stabilité d'un milieu isotherme à l'équilibre hydrostatique sont :

$$-\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \phi_g = 0 \quad (1.11)$$

$$\nabla^2 \phi_g = 4\pi G \rho \quad (1.12)$$

$$P = \rho c_s^2 \quad (1.13)$$

L'équation (1.11) est identique à l'équation (1.1) lorsqu'il y a équilibre entre la force de gravité et le gradient de pression. L'équation (1.12) est l'équation de Poisson et traduit le fait que la masse est un terme source du champ de gravité. L'équation (1.13) est l'équation d'état d'un gaz isotherme. L'analyse sans doute la plus connue d'instabilité gravitationnelle est celle faite par Jeans en 1902 (réédition Jeans 1961). Son étude analyse la stabilité d'un milieu homogène, infini, uniforme, isotherme et à l'équilibre hydrostatique vis à vis de perturbations linéaires de densité (i.e. de pression). Le résultat d'une telle étude montre que le milieu reste stable pour des perturbations de longueur d'onde plus petite que la longueur de Jeans,  $\lambda_J$ . Pour des perturbations plus grandes que  $\lambda_J$  le milieu se fragmente. Cette longueur de Jeans n'est fonction que de deux paramètres que sont la densité du milieu et sa température cinétique :

$$\lambda_J = \left( \frac{\pi k T_k}{G \mu m_H \rho_0} \right)^{1/2} \quad (1.14)$$

ou encore :

$$\lambda_J = 0.19 \left( \frac{T_k}{10K} \right)^{1/2} \left( \frac{n_{H_2}}{10^4 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{pc} \quad (1.15)$$

Le milieu interstellaire n'est évidemment pas un milieu homogène uniforme infini. Si l'on considère cette fois ci un milieu fini, isotherme mais non homogène, on conçoit assez facilement qu'un tel milieu soit beaucoup moins stable, plus sensible aux perturbations que le milieu "idéal" de Jeans. Autrement dit, la véritable signification de la longueur de Jeans est qu'elle est une limite supérieure au-delà de laquelle toute perturbation conduit inéluctablement à l'effondrement gravitationnel. Toutes structures plus grandes que  $\lambda_J$  et qui ne sont pas en effondrement contiennent nécessairement un support supplémentaire contre la gravité.

### Sphères isothermes de Bonnor-Ebert

Le calcul exact de la solution de l'équilibre hydrostatique d'un nuage sphérique isotherme passe par la résolution de l'équation de Lane-Emden (Chandrasekhar 1939 ; Ebert 1955 ; Bonnor 1956). Pour obtenir cette équation on combine tout d'abord les équations (1.11) et (1.13). Ceci nous permet d'obtenir une équation différentielle pour  $\rho$  dont la solution est  $\rho = \rho_c e^{-\phi_g/c_s^2}$ . En injectant l'expression de  $\rho$  dans l'équation de Poisson (1.12), et en adimensionnant les deux variables que sont  $\phi_g$  et  $r$ , on obtient l'équation de Lane-Emden :

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi} \quad (1.16)$$

avec les deux variables adimensionnées  $\xi = \left( \frac{4\pi G \rho_c}{c_s^2} \right)^{1/2} r$  et  $\psi = \phi_g/c_s^2$ . Les deux conditions aux limites qui ont été implicitement fixées sont  $\phi_g(r=0) = 0$  (i.e.  $\rho(r=0) = \rho_c$ ) et  $\nabla \phi_g(r=0) = 0$ . L'équation (1.16) comporte une infinité de solutions, chacune caractérisée par un profil de densité  $\rho/\rho_c$  différent. Ces profils de densité sont plats au centre et tendent vers  $\rho \propto r^{-2}$  à l'extérieur. Une solution qui vérifie l'équation (1.16), mais pas les conditions aux limites, est la solution dite de la sphère singulière isotherme (Singular Isothermal Sphere en anglais) :

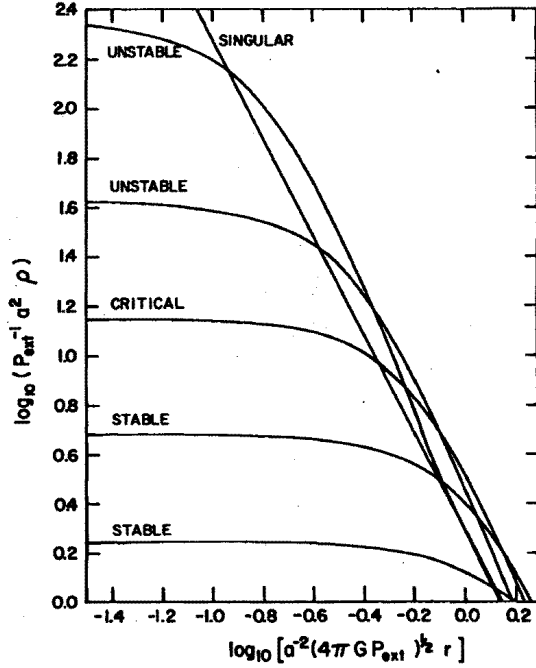


FIG. 1.6 – Profils de densité de sphères de Bonnor-Ebert pour différentes valeurs du paramètre  $\rho_c/\rho_{ext}$  (Shu 1977). Les sphères avec  $\rho_c/\rho_{ext} < 14.1$  sont stables, tandis que celles avec  $\rho_c/\rho_{ext} > 14.1$  sont instables. Le profil de densité de la sphère de BE critique ainsi que celui de la sphère singulière isotherme y figurent également.

$$\rho_{SIS}(r) = \frac{c_s^2}{2\pi G r^2} \quad (1.17)$$

L'étude de la stabilité des sphères isothermes à l'équilibre, aussi appelées sphères de Bonnor-Ebert (BE), montre qu'au-delà d'un rapport  $\rho_c/\rho_{ext} = 14.1$ , où  $\rho_{ext}$  est la densité à l'extérieur de la sphère, les sphères de BE sont instables et, à la première perturbation, entament un effondrement qui les conduit vers un profil de densité de plus en plus piqué au centre, tendant de manière asymptotique vers le profil de la SIS (voir Fig.1.6). La masse de la sphère de BE critique est donnée par :

$$M_{BE_{cr}} = 1.18 \frac{c_s^4}{G^{3/2} P_{ext}^{1/2}} \quad (1.18)$$

On peut retrouver cette masse de la sphère de BE critique à partir de l'expression de l'équilibre viriel (1.3) :

$$4\pi R^3 P_{ext} = \frac{3MkT_k}{\mu m_H} - \frac{GM^2}{R} \quad (1.19)$$

En effet,  $M$  et  $T$  sont fixés, et la pression extérieure,  $P_{ext}$ , est fonction du rayon  $R$  de la sphère considérée. Si  $R$  est suffisamment grand, le terme de gravité devient négligeable devant le terme de pression thermique. Le produit  $VP_{ext}$  est alors constant et lorsque  $R$  diminue,  $P_{ext}$  augmente. Ceci traduit le fait que, si l'on a un gaz suffisamment peu dense pour que la gravité soit négligeable, il est alors nécessaire d'augmenter

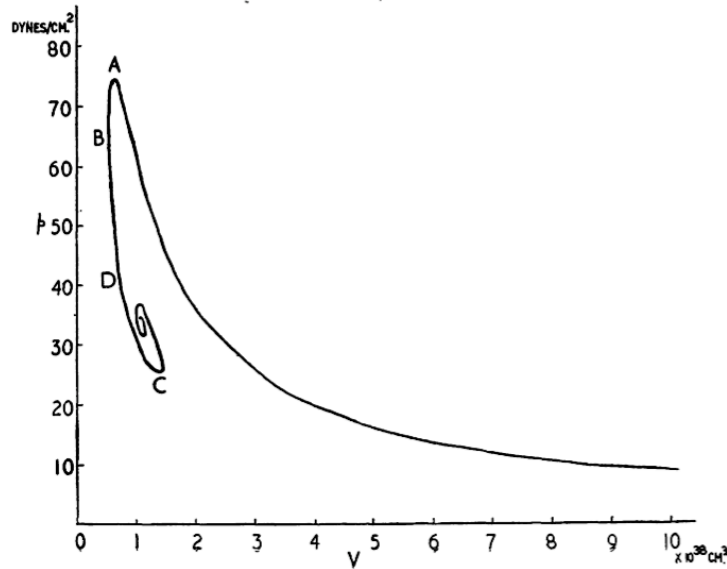


FIG. 1.7 – Figure originale extraite de Bonnor (1956). Cette figure représente l'évolution de la pression extérieure d'une sphère isotherme ( $T_k=273 \text{ K}$ ) de masse  $M=5 \times 10^{-4} M_\odot$  en fonction de son volume. Les sphères de grand volume sont stables jusqu'au point noté A sur la courbe.

la pression extérieure pour le confiner dans un plus petit volume. Au fur et à mesure que l'on diminue  $R$ , le terme de gravité devient de plus en plus important jusqu'à ce qu'il ne soit plus négligeable. Maintenant, afin de conserver l'égalité du viriel, il faut nécessairement diminuer  $P_{ext}$ , autrement dit, la sphère est devenue instable. Ce comportement de la pression en fonction du rayon (ou du volume) est illustré sur la figure 1.7 extraite de Bonnor (1956). On voit alors que pour connaître la pression critique (i.e. la masse critique) qui est symbolisée sur la figure par le point de la courbe noté A, il suffit d'estimer le rayon  $R_{crit}$  où la dérivée de  $P_{ext}(R)$  s'annule, et réinjecter l'expression de  $R_{crit}$  dans  $P_{ext}(R)$ .

Si pour certains coeurs isolés la comparaison entre des profils de densité de coeurs préstellaires observés et des profils théoriques de Bonnor-Ebert donne un assez bon accord (e.g. Alves *et al.* 2001), il s'avère que de nombreux coeurs préstellaires montrent des rapports  $\rho_c/\rho_0 > 14.1$  (e.g. Bacmann *et al.* 2000). Ces contrastes de densités peuvent s'expliquer par le fait que ces coeurs sont en effondrement (e.g. Myers *et al.* 2000) et/ou par le fait qu'un support non-thermique, tel que celui apporté par le champ magnétique (e.g. Ciolek et Basu 2000), existe au sein des coeurs préstellaires.

Comme pour le théorème du viriel, je n'ai ici pas pris en compte la contribution du champ magnétique. Même si, dans le cadre de ma thèse, je ne me suis pas attelé à contraindre directement les mesures de champ magnétique, il est toutefois intéressant de faire quelques remarques à ce sujet. De la même manière que l'on a établi qu'il existe une masse critique au-delà de laquelle l'énergie thermique n'est plus suffisante pour équilibrer l'énergie gravitationnelle, il existe une masse,  $M_\phi$ , au-delà de laquelle l'énergie magnétique (d'un champ statique) n'est plus suffisante pour équilibrer cette même énergie gravitationnelle. On l'obtient en exprimant l'égalité entre l'énergie gra-

vitationnelle et l'énergie magnétique (Mestel et Spitzer 1956) :

$$\frac{U}{M} = \left( \alpha \frac{GM_\phi^2}{R} \right) \left( \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{B^2}{8\pi} \right)^{-1} = 1 \quad (1.20)$$

où  $B$  est l'amplitude du champ magnétique. On peut donc écrire  $M_\phi$  comme :

$$M_\phi = c_1 \left( \frac{1}{6\pi^2 G} \right)^{1/2} \phi_B \quad (1.21)$$

où  $\phi_B = \pi R^2 B$  est le flux magnétique traversant la sphère, et  $c_1$  est un facteur fonction du profil réel du nuage. On appelle *sur-critiques* les nuages ayant un rapport  $\frac{M}{M_\phi} > 1$ , *sous-critiques* ceux qui ont  $\frac{M}{M_\phi} < 1$  et *critiques* ceux qui ont  $\frac{M}{M_\phi} = 1$ . Les nuages sur-critiques sont ceux qui sont susceptibles de s'effondrer. Une remarque intéressante est que, s'il y a gel du champ magnétique (e.g. Stahler et Palla 2004), une augmentation de pression extérieure ne peut pas faire passer un nuage stable magnétiquement (i.e. sous-critique) à un état instable (sur-critique). Ce comportement est différent de celui des sphères de BE. En moyenne, il semble que les coeurs denses soient proches de l'état critique (Crutcher 1999).

### Temps de chute libre

Toujours dans l'idée de pouvoir établir des ordres de grandeur sur les quantités physiques qui nous intéressent, il est possible d'estimer le temps caractéristique d'effondrement d'un nuage, et ce, via le calcul de son temps de chute libre, noté  $t_{ff}$  (pour *free fall* en anglais). Pour un nuage sphérique, initialement uniforme, sans champ magnétique, sans rotation, et dont on néglige la pression, l'équation du mouvement d'une couche de rayon  $r$  de rayon initial  $a$  est :

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{4\pi G \rho_0 a^3}{3r^2} \quad (1.22)$$

A partir de cette équation, on peut remonter au temps de chute libre (cf Spitzer 1978 pour les étapes intermédiaires). Ainsi on obtient :

$$t_{ff} = \left( \frac{3\pi}{32G\rho_0} \right)^{1/2} \quad (1.23)$$

ou encore :

$$t_{ff} \simeq 1.1 \times 10^5 \left( \frac{n_0}{10^5 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ans} \quad (1.24)$$

Ce temps correspond donc au temps mis par tout élément de gaz de la sphère pour atteindre son centre. C'est une bonne approximation du temps réel d'effondrement d'une sphère avec pression interne. On note aussi que si le profil de densité n'est pas uniforme, mais piqué au centre, alors l'effondrement commence au centre pour s'étendre vers l'extérieur (cf Shu 1977).

Comme nous l'avons vu, la séquence évolutive d'une étoile de faible masse est assez bien connue. Maintenant que nous disposons des notions théoriques de base, nous allons pouvoir discuter dans les grandes lignes des modèles d'effondrement pour la formation d'une étoile isolée de faible masse et comparer leurs prédictions aux observations.

## 1.4 Modèles d'effondrement pour la formation d'étoiles isolées de faible masse

Comme nous l'avons vu précédemment, la formation d'une étoile se déroule en trois étapes : la phase préstellaire, la phase protostellaire, et la phase pré-séquence principale. Les propriétés de la future étoile sont déterminées lors des phases préstellaire et protostellaire. C'est pour cette raison que les modèles que je vais exposer traitent exclusivement ces deux premières phases.

Larson (1969) et Penston (1969) ont proposé parallèlement un modèle d'effondrement pour la formation d'une étoile isolée de faible masse. Ce modèle a pour conditions initiales un nuage de densité uniforme et de vitesse nulle. Une onde de compression vient comprimer le nuage, laissant derrière elle un profil de vitesse uniforme et supersonique. Au moment où l'onde atteint le centre du nuage, le profil de densité est tel que  $\rho \propto r^{-2}$  et sa normalisation est  $\sim 4$  fois plus importante que celle de la SIS (cf § 1.3.2). Un coeur hydrostatique se forme au centre lorsque la densité dépasse  $n \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  ( $t=0$ ), et l'effondrement de type chute libre débute. Une onde de raréfaction se propage de l'intérieur vers l'extérieur (appelé "inside-out collapse" en anglais), laissant derrière elle un profil de densité  $\rho \propto r^{-1.5}$  et un profil de vitesse  $v \propto r^{-0.5}$ . Les phases  $t < 0$  et  $t > 0$  correspondent respectivement aux phases préstellaire et protostellaire des observateurs (cf § 1.2). Ce modèle décrit *un effondrement très dynamique*. Shu (1977) a critiqué les conditions initiales de la solution de Larson-Penston en les jugeant non-réalistes. Il a donc proposé un scénario dans lequel il suppose que le coeur préstellaire est à l'*équilibre quasi-statique* (i.e. au repos) avec un profil de densité initial qui est celui de la SIS (cf § 1.3.2). Une perturbation extérieure déclenche l'effondrement. De la même manière que pour la solution de Larson-Penston, une onde de raréfaction se propage de l'intérieur vers l'extérieur. Les avantages de cette solution sont ses prédictions analytiques comme par exemple celle d'un taux d'accrétion constant au cours de l'effondrement et égal à  $\dot{M}_{acc} = c_s^3/G$ . Whitworth et Summers (1985) ont montré que les solutions de Larson-Penston et Shu sont issues d'une même famille de solutions auto-similaires de l'effondrement gravitationnel sphérique isotherme qui se distinguent par la vitesse initiale du nuage et par la normalisation du profil de densité à  $t=0$ . Un des problèmes principaux du modèle de Shu (1977) est la très forte instabilité gravitationnelle de la SIS (e.g. Whitworth *et al.* 1996). Son établissement reste par conséquent très peu probable, même si l'ajout d'un support contre la gravité tel que la diffusion ambipolaire<sup>6</sup> (Shu *et al.* 1987) permet de ce point de vue de rendre ce profil physiquement un peu plus réaliste.

L'étude numérique de Foster et Chevalier (1993) montre que si l'on part, non pas d'une SIS, mais d'une sphère de Bonnor-Ebert critique comme profil de densité, initialement au repos, que l'on perturbe, alors le coeur s'effondre d'une manière similaire à celle du coeur de Larson-Penston (1969). A la différence près qu'avant l'effondrement, le coeur montre un profil de vitesse non uniforme, avec une vitesse nulle à l'extérieur. Dans ces simulations, le taux d'accrétion varie significativement au cours de l'effondrement. Il est  $\sim 10$  fois plus important au début de l'effondrement que dans le modèle

<sup>6</sup>La diffusion ambipolaire est l'effondrement gravitationnel des éléments neutres d'un nuage dans lequel les ions sont figés par le champ magnétique. Les collisions entre les molécules neutres en mouvement et les ions figés ralentissent significativement l'effondrement gravitationnel, par un facteur  $\sim 10$  (e.g. Mouschovias 1978)

"standard", puis décroît progressivement jusqu'à ce que tout le gaz de l'enveloppe ait été consommé.

Plusieurs caractéristiques des coeurs préstellaires (cf § 1.2) ne sont pas compatibles avec les conditions initiales du modèle "standard". Ainsi, une proportion non négligeable des coeurs préstellaires montre des signatures d'effondrement avant l'apparition du coeur hydrostatique. Il s'avère aussi que les coeurs préstellaires montrent un plateau central dans les profils de densité, clairement différent du profil de densité de la SIS. Les sphères de Bonnor-Ebert semblent plus représentatives des profils de densité observés pour les coeurs préstellaires (e.g. Bacmann *et al.* 2000 ; Alves *et al.* 2001). Pour ce qui est des prédictions concernant les profils de densité et les masses des enveloppes protostellaires, l'accord avec les observations est plutôt bon pour les proto-étoiles isolées, mais nettement moins bon pour les proto-étoiles formées en amas (Motte et André 2001), le modèle "standard" sous-estimant jusqu'à un facteur 10 la densité centrale des proto-étoiles. Ceci suggère, avant le début de l'effondrement, l'existence d'un support autre que thermique. Des modèles numériques ont été développés par Mouschovias et collaborateurs afin de modéliser l'effondrement gravitationnel de nuages avec champ magnétique statique (e.g. Ciolek et Mouschovias 1993 ; Basu et Mouschovias 1995). Dans ces modèles le nuage se contracte de manière quasi-statique grâce à la diffusion ambipolaire (cf note 6). Au cours de la contraction le rapport masse sur flux magnétique du nuage augmente. Dès qu'il dépasse la valeur critique (cf § 1.3.2 et Eq. (1.20)) la région interne devient super-critique et s'effondre de manière dynamique, tandis que les parties externes du nuage restent sous-critiques et donc soutenues par le champ magnétique. Dans ces modèles, tout comme dans ceux de Larson-Penston (1969) et de Foster et Chevalier (1993), le coeur est en effondrement dès la phase préstellaire. Les modèles avec champ magnétique reproduisent qualitativement (Belloche *et al.* 2002) , voire quantitativement (Ciolek et Basu 2000), les observations de coeurs pré/protostellaires isolés de faible masse. En revanche, les profils de densité observés pour des coeurs se situant au sein d'amas nécessitent que les parties extérieures du nuage soient très sous-critiques, i.e.  $M/M_\phi \sim 0.1$  (Bacmann *et al.* 2000), ce qui n'est pas compatible avec les observations (Crutcher *et al.* 2004).

Les modèles présentés traitent des objets isolés n'ayant aucune interaction avec leur environnement, ce qui n'est pas représentatif du mode principal de formation stellaire. En effet, on distingue deux modes de formation stellaire : un mode isolé, dont le nuage moléculaire du Taureau est représentatif avec une densité stellaire de surface de  $< 1 \text{ pc}^{-2}$  (Lada *et al.* 1993), et un mode en amas, dont les deux exemples les plus étudiés sont ceux des nuages moléculaires de  $\rho$  Oph et d'Orion, avec une densité stellaire de surface  $> 50 \text{ pc}^{-2}$  (Lada et Lada 2003). Il s'avère que *la majorité des étoiles se forment en amas*. Il est donc primordial d'étudier ce mode de formation d'étoiles afin d'avoir une compréhension globale de la formation stellaire. Cependant, de par leur nature, les amas sont beaucoup plus complexes à étudier.

Le développement dans les années 90 d'outils numériques suffisamment puissants a contribué à l'apparition d'une nouvelle approche de la formation d'étoiles. La simulation de l'évolution de nuages moléculaires dans leur ensemble est devenue alors possible permettant ainsi de faire des avancées significatives dans la compréhension des toutes premières phases de la formation stellaire. Cependant, la puissance actuelle des processeurs pose certaines limites sur le nombre d'ingrédients physiques que l'on peut



inclure, ou bien encore sur le contraste de densité que l'on peut reproduire. Ainsi, si toutes prennent en compte la turbulence (cf § 1.5), certaines simulations prennent en compte le champ magnétique sans la gravité (e.g. Padoan et Nordlund 2002), d'autres la gravité mais pas le champ magnétique (e.g. Klessen et Burkert 2000), ou bien encore le champ magnétique et la gravité, mais avec un contraste en densité limité (e.g. Li *et al.* 2004). Quoi qu'il en soit il s'avère que dans ces simulations numériques la turbulence hydrodynamique (HD) ou magnétohydrodynamique (MHD) sont des ingrédients cruciaux pour la formation des proto-amas d'étoiles. C'est pourquoi je vais maintenant donner un bref aperçu des connaissances actuelles du champ magnétique et de la turbulence interstellaire.

## 1.5 Champ magnétique et turbulence interstellaire

### 1.5.1 Champ magnétique interstellaire

Les mesures de champ magnétique sont difficiles à effectuer, que ce soit par mesure de l'effet Zeeman, donnant accès à l'amplitude de  $\mathbf{B}$  (e.g. Crutcher *et al.* 1993) ou bien par mesure de polarisation de l'émission optique, infrarouge ou submillimétrique (donnant accès à la direction projetée de  $\mathbf{B}$  dans le plan du ciel; voir Fig.1.8; cf Lazarian 2003). Les différentes mesures de champ magnétique faites dans les nuages moléculaires proches, bien qu'incertaines, semblent indiquer qu'il y a équipartition entre énergie magnétique, énergie cinétique et énergie gravitationnelle (Crutcher 1999). Il est donc probable que le champ magnétique joue un rôle important dans le processus de formation stellaire, notamment comme support contre l'effondrement gravitationnel. Les mesures obtenues à partir de l'effet Zeeman montre une tendance assez nette quant à l'augmentation de  $|\mathbf{B}|$  lorsque l'on sonde des régions de plus en plus denses ( $|\mathbf{B}| \propto n_{H_2}^{0.5}$  pour  $10^3 < n_{H_2} < 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ; cf Crutcher 1999). Ce comportement est attendu dans le cadre de la formation stellaire via la diffusion ambipolaire, mais aussi dans le cadre de nuages moléculaires supportés par des ondes d'Alfvén (cf plus loin). Une autre manifestation du champ magnétique est celle mesurée à travers la géométrie des structures au sein des nuages moléculaires. En effet, la force associée à un champ magnétique (force de Lorentz) est perpendiculaire à la direction du champ. Le support magnétique d'un champ statique est donc exclusivement orthogonal à  $\mathbf{B}$  ce qui suggère que les structures supportées par un champ magnétique statique doivent montrer un rapport d'axes différent de 1. Pour des structures telles que les nuages moléculaires ce rapport d'axes doit être  $\geq 5$ , ce qui n'est pas observé (Stahler et Palla 2004). En revanche, aux échelles des coeurs denses ce rapport d'axes tombe à 1.6, ce qui devient compatible avec les observations (Ryden 1996).

Les observations de polarisation de l'émission optique, infrarouge et plus récemment submillimétrique montrent une certaine dispersion dans la direction projetée du champ magnétique qui peut être attribuée à des ondes MHD se superposant au champ moyen (e.g. Crutcher *et al.* 2004). Ces ondes MHD ont plusieurs modes de propagation, dont le plus efficace en terme de support est le mode transverse, dit mode d'Alfvén. Pour des ondes d'Alfvén la perturbation en vitesse du fluide ainsi que la perturbation du champ sont orthogonales au champ moyen. Ce type d'onde rend en théorie le support magnétique plus isotrope, résolvant en partie le problème du rapport d'axes évoqué plus haut. Leur vitesse de propagation est appelée vitesse d'Alfvén et s'écrit  $V_A = \frac{B_0}{\sqrt{(4\pi\rho_0)}}$  (Stahler

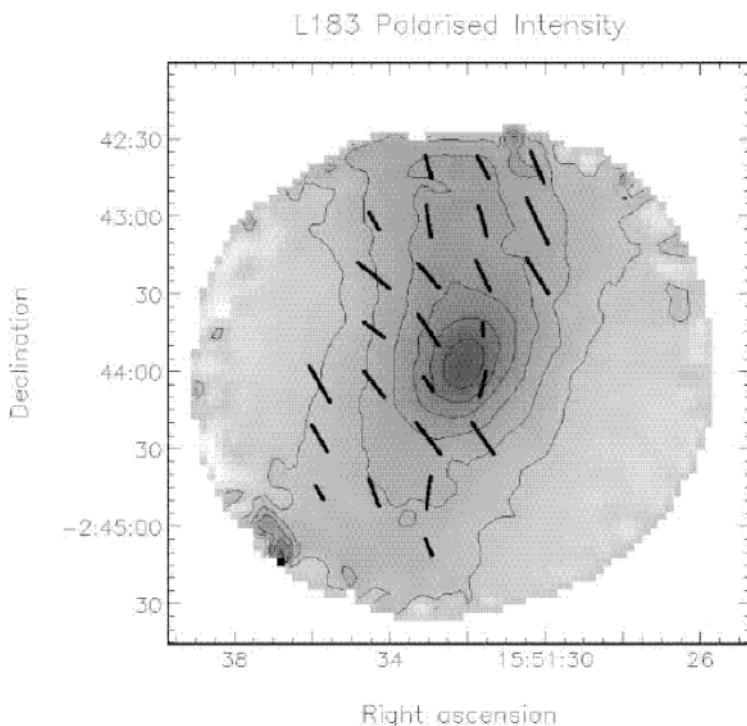


FIG. 1.8 – Image en continuum de poussières à  $850\mu\text{m}$  du coeur dense L183 (échelle de gris), superposée à la direction du champ magnétique (traits noirs) estimée à partir de la polarisation de la lumière. La longueur des traits est proportionnelle à l'intensité de la lumière polarisée. La taille du coeur est  $\sim 0.1$  pc (de Crutcher *et al.* 2003).

et Palla 2004). Cette vitesse d'Alfvén est, dans les nuages moléculaires, supérieure à la vitesse du son (i.e. typiquement  $0.5 \text{ km.s}^{-1}$ ), et devient, dans un milieu MHD, la vitesse à dépasser pour qu'il y ait choc. Le milieu interstellaire étant très inhomogène, les sources de perturbation étant très diverses, il se crée des mouvements aléatoires associés à ces ondes MHD, que l'on appelle turbulence MHD. Cette turbulence peut aussi être responsable des largeurs de raies supersoniques observées dans les nuages moléculaires.

### 1.5.2 Turbulence interstellaire

Larson (1979, 1981) a mis en évidence plusieurs caractéristiques fondamentales du milieu interstellaire à travers l'étude des nuages moléculaires. En recensant les nuages dont la masse et la dispersion de vitesse étaient connues à l'époque, il a pu établir que la dispersion de vitesse moyennée  $\sigma$  (obtenue à partir des raies de CO) sur un nuage est étroitement corrélée à la taille  $R$  de ce nuage. La corrélation trouvée par Larson pour des nuages de tailles allant de 0.1 pc à 1000 pc est :

$$\sigma \propto R^{0.38} \quad (1.25)$$

L'indice de 0.38 est proche de celui attendu pour un milieu turbulent incompressible de type Kolmogorov (i.e.  $1/3$ ), de ce fait Larson a conclu que les nuages moléculaires étaient structurés par la turbulence. Des études similaires ont été menées par la suite

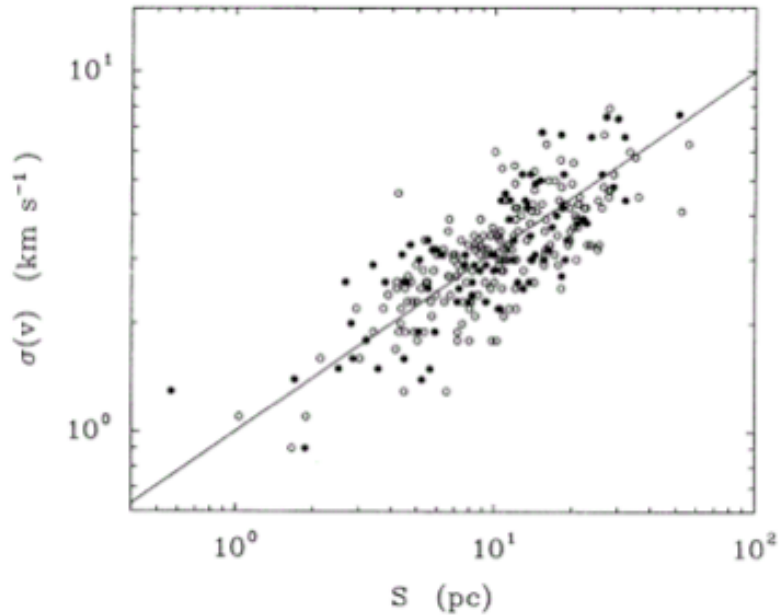


FIG. 1.9 – Corrélation entre la dispersion de vitesse  $\sigma$  et la taille,  $S$ , des nuages moléculaires détectés en CO. La corrélation qui est montrée est  $\sigma \propto S^{0.5}$ . Les cercles pleins sont ceux pour lesquels la distance des nuages est bien connue, tandis que les cercles vides correspondent aux nuages pour lesquels il y a une plus grande incertitude sur leur distance au Soleil (de Solomon *et al.* 1987)

(e.g. Dame *et al.* 1986 ; Solomon *et al.* 1987) qui montrent aussi une corrélation bien définie mais avec un indice plus grand, proche de 0.5 (voir Fig.1.9). Pour les coeurs denses de faible masse la relation trouvée est  $\sigma \propto R^{0.6}$  (e.g. Fuller et Myers 1992 ; Caselli et Myers 1995) alors que pour les coeurs denses massifs la relation trouvée est plutôt  $\sigma \propto R^{0.2}$  (e.g. Caselli et Myers 1995). La première remarque que l'on peut faire est qu'il existe une certaine incertitude sur la relation  $\sigma$ - $R$  de Larson, et qu'elle dépend éventuellement des régions considérées. Ceci dit, cela ne remet pas nécessairement en cause les conclusions de Larson sur le rôle important joué par la turbulence dans la structuration du milieu interstellaire, mais pose plutôt la question de sa nature. En effet, comme le montre, e.g., Miville-Deschenes *et al.* (1995) l'interprétation de la turbulence interstellaire en terme de théorie de Kolmogorov est loin d'être évidente.

Parce qu'elle permet d'avoir une interprétation "simple" des transferts énergétiques au sein du milieu interstellaire, la turbulence de type Kolmogorov sert de référence dans de nombreuses études. Rappelons brièvement ce qu'est la turbulence de type Kolmogorov. La turbulence est un phénomène hydrodynamique qui se manifeste lorsqu'un fluide atteint un nombre de Reynolds supérieur à 100 (Guyon, Hulin, Petit 2001). Le nombre de Reynolds est défini comme  $Re = \frac{l \times v_l}{\nu}$ , où  $l$  est l'échelle considérée,  $v_l$  la vitesse du fluide à cette échelle et  $\nu$  le coefficient de viscosité cinématique (i.e. coefficient se trouvant devant le terme de contraintes visqueuses,  $\rho \nabla^2 \mathbf{v}$ , qui est à ajouter à

l'équation (1.1) afin d'obtenir l'équation de mouvement d'une particule fluide dans un milieu visqueux). La turbulence se caractérise par des mouvements aléatoires à toutes les échelles disponibles sous forme d'un ensemble de tourbillons. L'énergie cinétique comprise dans ces mouvements turbulents se dissipe lorsque  $Re \simeq 1$ , autrement dit, pour un milieu donné, lorsque le produit  $l \times v_l$  est suffisamment petit. L'idée de Kolmogorov (1941) est de supposer que l'énergie injectée aux grandes échelles d'un milieu turbulent incompressible va se transmettre de proche en proche vers les plus petites échelles jusqu'à atteindre l'échelle de dissipation visqueuse (i.e.  $Re \simeq 1$ ). On parle alors de *cascade turbulente*. Dans un tel milieu, lorsque  $Re \gg 1$  les propriétés statistiques du fluide ne dépendent pas de l'échelle considérée (i.e. auto-similarité) et peuvent donc être décrites avec des lois de puissance. De ces hypothèses, on peut déduire certaines quantités physiques comme par exemple le taux de transfert d'énergie d'une échelle à l'autre, qui est constant, et qui peut s'écrire  $\epsilon \sim v_l^3/l$ . De cette expression, on déduit que  $v_l \propto l^{1/3}$ . C'est cette corrélation que pensait avoir mis en évidence Larson (1981) (cf plus haut). Quant au spectre d'énergie, il s'écrit  $E(k) \propto k^{-5/3}$  avec  $k = 2\pi/l$ . Ce spectre d'énergie a été reproduit en soufflerie vingt ans après que Kolmogorov ait établi sa théorie.

Dans le milieu interstellaire, le nombre de Reynolds a une valeur située entre  $10^5$  et  $10^7$  (Elmegreen et Scalo 2004) et ce, même à des échelles aussi petites que 0.1 pc. Ceci suggère que la turbulence peut effectivement jouer un rôle important dans la structuration du milieu interstellaire. La structure auto-similaire du milieu interstellaire, qui est une conséquence attendue de la turbulence, a été mise en évidence par la comparaison de cartes de colonne densité fractale simulées et de cartes CO de nuages moléculaires (e.g. Ungerechts *et al.* 2000). Même s'il semble clair que la turbulence interstellaire joue un rôle dans l'évolution et peut-être dans la formation des structures interstellaires, l'étendue de son rôle reste cependant à déterminer. En effet, si l'on admet que la turbulence est l'élément principal structurant le milieu interstellaire, et ce jusqu'à des échelles aussi petites que 0.1 pc, alors on doit aussi admettre que la gravité joue un rôle négligeable à ces échelles là, et que la majorité des structures sont éphémères. Or, parmi les structures recensées sur la figure 1.9 sont aussi représentées des structures au sein desquelles des amas d'étoiles sont en formation, et donc pour lesquelles la gravité joue nécessairement un rôle important.

Une relation du type  $\sigma \propto R^{0.5}$  peut aussi s'expliquer dans le cadre de structures en équilibre (e.g. Chieze 1987 ; Myers et Goodman 1988 ; Mouschovias et Psaltis 1995). En effet, si l'on suppose que toutes les structures recensées contiennent des sous-structures non résolues résultant de la fragmentation d'une sphère de BE critique (cf 1.18), alors, à partir de l'équation (1.19), on peut montrer que l'on s'attend à une relation du type  $\sigma \propto R^{0.5}$  (e.g. Chieze 1987) où  $\sigma$  est la dispersion de vitesse des fragments et  $R$  le rayon externe du système. De plus, il est évident que de nombreux phénomènes structurent le milieu interstellaire, tels les vents produits par les étoiles jeunes, les Super-Novae, la gravité, le champ magnétique, etc... et qui sont autant de sources d'énergie à des échelles très différentes. Il est donc possible que ce que l'on appelle turbulence résulte de la combinaison de différentes sources d'énergie qui se combinent pour produire au final des mouvements aléatoires désordonnés du gaz interstellaire, sans pour autant être de la turbulence de type Kolmogorov (Elmegreen 1993).

## 1.6 Notions sur la formation d'étoiles en amas et la formation d'étoiles massives

### 1.6.1 Scénarios pour la formation stellaire en amas

Pour former un amas, il est nécessaire que le nuage parent contienne un grand nombre de masses de Jeans, et que la distribution en masse des étoiles formées soit similaire à l'IMF. Il existe actuellement deux écoles pour la formation des étoiles en amas qui se distinguent par la manière dont l'IMF est établie. Dans la première de ces écoles, la masse des étoiles est déterminée dès le stade de la fragmentation du nuage parent (e.g. Padoan *et al.* 1997; Myers 1998), c'est à dire que l'IMF est le reflet direct de la distribution en masse des coeurs préstellaires. En revanche dans la seconde école la masse des étoiles est le résultat d'interactions entre proto-étoiles et de l'accrétion compétitive de ces proto-étoiles au sein du nuage (e.g. Klessen et Burkert 2000; Bate *et al.* 2003). Ces deux écoles sont fondamentalement différentes. Cependant, dans chacun des scénarios, la turbulence joue un rôle important. C'est pour cette raison que je vais rappeler brièvement les principaux résultats numériques obtenus à travers les simulations HD et MHD turbulentes.

### Fragmentation turbulente

Ces dix dernières années ont vu l'apparition de simulations numériques hydrodynamiques incluant la turbulence supersonique voire super-alfvénique, le plus souvent de type Komogorov (e.g. Mac Low 1999; Klessen et Burkert 2000; Bate *et al.* 2003; Clark et Bonnell 2005). Des résultats importants pour la compréhension de la formation d'étoiles sont issus de ces simulations. Le premier de ces résultats est que la turbulence injectée dans ces simulations se dissipe en un temps de traversée des nuages moléculaires (Mac Low 1999; Mac Low *et al.* 1998), c'est à dire en quelques  $10^6$  ans. Ceci a de nombreuses conséquences : la première est que, si les nuages moléculaires ont une durée de vie supérieure à leur temps de traversée, il est nécessaire qu'il y ait un mécanisme qui entretienne cette turbulence pour jouer le rôle de support à grande échelle; la seconde conséquence est que le mécanisme qui dissipe cette énergie turbulente (i.e. les chocs supersoniques, ou super-alfvéniques) engendre la formation de fragments (Padoan *et al.* 1997; Padoan et Nordlund 2002). Dans ces simulations ce sont ces fragments qui sont à l'origine de la formation des étoiles. La densité des fragments ainsi formés est proportionnelle au nombre de Mach (i.e.  $v_{flot}/c_s$ ) du flot collisionné. Comme la vitesse de ces flots est fonction de leur échelle, il se crée tout un spectre de fragments ayant des densités différentes, et donc des masses de Jeans locales différentes. Si ces fragments sont suffisamment gravitationnellement liés ils peuvent alors s'effondrer, et former une étoile dont la masse est contrôlée par la masse de Jeans locale (Padoan et Nordlund 2002). Mais il s'avère que la grande majorité des structures formées via ces chocs ne sont pas gravitationnellement liées et se dispersent très rapidement, i.e.  $\sim 10^4$  ans (Clark et Bonnell 2005). L'existence d'une aussi grande proportion de structures transitoires reste à prouver observationnellement. Cependant, la dissipation de l'énergie turbulente via les chocs crée dans les simulations des zones dans lesquelles la turbulence a disparu, mais autour desquelles elle est encore bien présente (e.g. Klessen *et al.* 2005). L'existence de telles zones semble avoir été mise en évidence (e.g. Goodman *et al.* 1998; Caselli *et al.* 2002), même si le fort gradient de vitesse attendu autour de ces coeurs

denses (Klessen *et al.* 2005) n'est pas observé dans les coeurs isolés. De nombreux tests observationnels restent à faire pour pouvoir confirmer où non l'existence de ce type de fragmentation dans les nuages moléculaires.

### Scénarios dans lesquels l'IMF est déterminée dès la fragmentation du nuage parent

Dans le modèle de Padoan et al. (1997, 2002), un nuage moléculaire est soutenu globalement par de la turbulence MHD entretenue. Cette turbulence crée des chocs super-alfvéniqes qui ont pour effet de former des fragments (cf plus haut). La distribution en masse de ces fragments obtenue à travers ces simulations est proche de celle des étoiles, autrement dit, ces fragments (équivalent des coeurs préstellaires observés) constituent les réservoirs de masse des proto-étoiles. Le problème de ce type de simulations est qu'il ne prend pas en compte la gravité en faisant l'hypothèse que c'est la turbulence qui détermine complètement la structure du nuage. Les simulations de Li *et al.* 2004 incluant la turbulence MHD et la gravité confirment les résultats de Padoan et collaborateurs. Cependant ces modèles n'expliquent pas la localisation restreinte des régions qui forment effectivement des étoiles au sein d'un nuage moléculaire (cf § 1.1).

Un autre modèle proposé par Myers (1998) explique la formation d'un amas d'une manière un peu différente. Il fait l'hypothèse que les nuages moléculaires sont soutenus par des ondes MHD (mais non super-alfvéniqes, i.e., sans choc). Ces ondes ont une longueur d'onde de coupure en deçà de laquelle elles ne peuvent plus se propager du fait du faible taux d'ionisation dans les parties denses des nuages moléculaires (e.g. Caselli *et al.* 1998). Cette longueur d'onde de coupure  $\lambda_A$  est fonction du taux d'ionisation et de l'amplitude du champ magnétique (cf Mouschovias 1991). Si le milieu est gravitationnellement instable en dessous de l'échelle donnée par  $\lambda_A$  alors le nuage se fragmente. Pour que le nuage soit instable, il est nécessaire que la densité dépasse un certain seuil ( $M_J \propto \rho^{-1/2}$ ; cf § 1.3.2). Si cette densité seuil n'est pas atteinte, le nuage ne peut pas se fragmenter de cette manière. Cela pourrait expliquer pourquoi il existe deux modes de formation stellaire : les nuages peu denses, non "comprimés", légèrement sous-critiques et qui forment des étoiles de manière isolée selon une série de processus proche de celle décrite par Shu et collaborateurs (cf § 1.4) ; et des nuages qui ont subi une compression extérieure, qui a permis à la région de gaz comprimé de passer la densité seuil, et de former un amas selon le modèle du "Kernel" de Myers (1998) décrit plus haut. Dans le cadre de ce modèle, Myers (2000) reproduit (analytiquement cette fois ci) la distribution en masse des étoiles. Que ce soit le modèle décrit par Padoan et collaborateurs ou bien celui décrit par Myers, *la masse de la future étoile est déterminée dès le stade de la fragmentation du nuage.*

### Scénarios dans lesquels l'IMF est déterminée par la dynamique des proto-étoiles

La vision que je m'appête à décrire maintenant repose principalement sur les résultats issus de simulations hydrodynamiques (sans champ magnétique) dans lesquelles leurs auteurs injectent de la turbulence supersonique le plus souvent avec un spectre d'énergie de type Kolmogorov (cf § 1.5.2). Il existe de nombreux articles sur ce sujet ; je vais ici ne donner que les grandes lignes (pour une revue voir Mac Low et Klessen

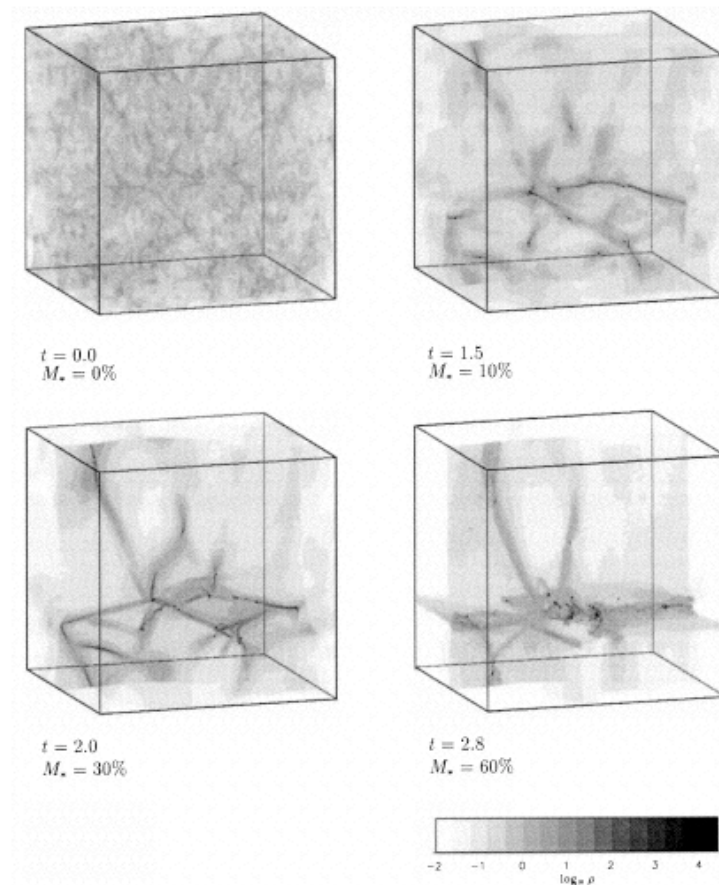


FIG. 1.10 – Série de quatre pas de temps successifs d'une des simulations SPH turbulente de Klessen et Burkert (2000). L'échelle de gris représente la densité. On voit qu'un nuage initialement homogène évolue vers des structures filamenteuses. Les points noirs sont des proto-étoiles qui évoluent le long des filaments pour interagir de manière dynamique entre elles. Dans cette simulation 30 à 50% du gaz est accrété sur les proto-étoiles après seulement 2 fois le temps de chute libre.

2004). Dans ces simulations le nuage se structure par fragmentation turbulente (cf plus haut). La majorité des fragments ainsi formés ne sont pas gravitationnellement liés et finissent par se disperser. Ceux qui le sont atteignent très vite une densité suffisamment importante au centre pour devenir des proto-étoiles. La distribution en masse de ces proto-étoiles n'est à ce stade pas encore similaire à l'IMF. Toute la physique liée à la formation de la proto-étoile (jets, pression de radiation, etc...) n'est pas prise en compte, seuls les aspects dynamiques au sein du nuage sont reproduits. Ces proto-étoiles évoluent le long de structures filamenteuses (fruit également de la turbulence) tout en accrétant une partie du gaz qui se trouve sur leur trajectoire (accrétion de type Bondi-Hoyle, e.g. Bonnell *et al.* 2001). Les proto-étoiles se "disputent" le gaz disponible, on parle d'*accrétion compétitive*. Les proto-étoiles se trouvant dans les parties plus denses du nuage accrètent plus que celles qui se trouvent dans les parties moins denses, résultant en une ségrégation en masse des étoiles formées : les plus massives se forment donc au centre de l'amas. Dans ces modèles, la masse initiale du fragment n'a que peu d'influence sur la masse finale de l'étoile qu'il va former, surtout en ce qui

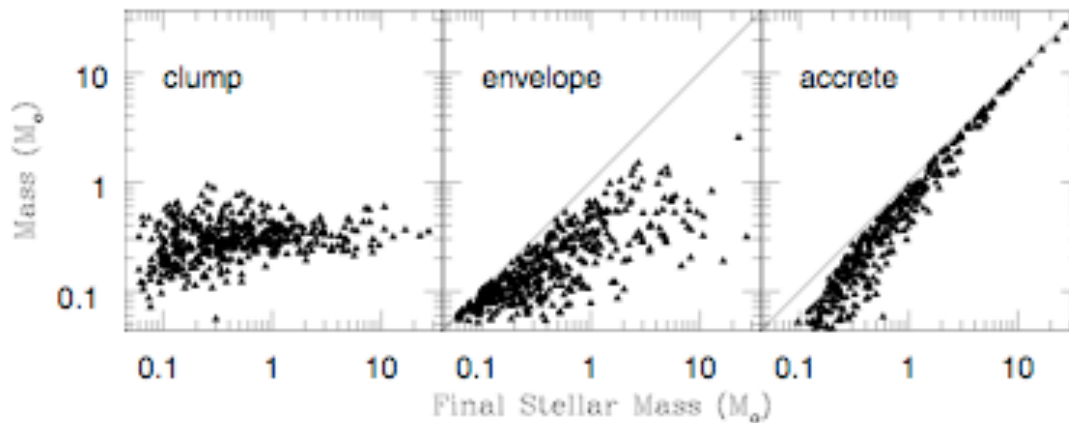


FIG. 1.11 – Schéma illustrant la provenance de la masse finissant dans les étoiles formées au cours des simulations turbulentes hydrodynamiques de Bonnell *et al.* (2004). Ce qu'ils appellent clump correspond à ce que nous avons défini comme étant des coeurs denses. On voit sur ce schéma qu'il n'y a pas de corrélation entre la masse du coeur dense et celle de l'étoile formée. On voit aussi que la masse de l'enveloppe protostellaire est étroitement corrélée à la masse de l'étoile pour les faibles masses, tandis qu'elle l'est beaucoup moins pour les étoiles massives. Ceci traduit le fait que, dans ces simulations, les étoiles massives acquièrent une partie significative de leur masse via l'accrétion compétitive.

concerne les étoiles de masse intermédiaire et les étoiles massives. La notion d'enveloppe protostellaire n'a ici pas vraiment de signification (voir Fig1.11 ; Bonnell *et al.* 2004). Dans ces modèles tout est très dynamique, la totalité du mécanisme de formation des étoiles dans le nuage se fait en un temps de traversée du nuage et est très efficace (50% de la masse totale du gaz se trouve dans les proto-étoiles après quelque temps de chute libre ; voir Fig.1.10). Après qu'une majorité de la masse du gaz ait été accrétée sur les proto-étoiles, il semble que ce scénario réussisse à expliquer la distribution en masse observée des étoiles. En revanche, ces simulations n'expliquent pas non plus la localisation restreinte des régions formant des étoiles. Dans ce type de scénarios, la différence entre formation en amas et isolée serait due principalement à l'échelle à laquelle la turbulence est générée (Klessen et Burkert 2000) : turbulence à grande échelle formant des amas, turbulence à petite échelle aboutissant à la formation d'étoiles isolées. Mais cette dernière hypothèse est incompatible avec, entre autres, la structure filamentaire du nuage moléculaire du Taureau (e.g. Duvert *et al.* 1986).

Les propriétés dynamiques des objets formés dans le cadre de l'une ou l'autre école sont très différentes (dispersion de vitesse des fragments, vitesse d'effondrement, taux d'accrétion sur les proto-étoiles, etc...). On comprend donc immédiatement que *l'étude des aspects dynamiques au sein de proto-amas d'étoiles est fondamentale afin de converger vers un scénario satisfaisant et unique de la formation d'étoiles en amas.*

Je vais donner dans la section suivante une description brève de certains aspects observationnels importants des jeunes amas d'étoiles.



### 1.6.2 Quelques aspects observationnels des amas d'étoiles

Comme nous l'avons vu (cf § 1.1) les amas se forment au sein de structures denses, gravitationnellement liées, constituées de gaz et de poussières, appelées clumps. Au début de sa formation, le potentiel gravitationnel de l'amas est entièrement dominé par la masse de gaz (par opposition à la masse des étoiles). A ce stade, il n'est alors pas observable dans le domaine de longueurs d'onde visibles (voir Fig.1.1), mais uniquement aux grandes longueurs d'onde, i.e. (sub)millimétriques. Au fur et à mesure que les proto-étoiles se forment au sein du clump, l'amas commence à être détectable en infrarouge lointain (cf Fig.1.3), puis infrarouge proche quand les premières étoiles sont formées. Ces premières étoiles ne sont toujours pas observables dans le visible car leur rayonnement est en grande partie absorbé par les poussières qui les entourent (e.g. Lada et Lada 2003). Bien que les premières étoiles se soient formées, la masse de l'amas est toujours dominée par la masse de gaz. On parle d'amas enfouis. La transition entre amas enfouis et amas ouverts (i.e. amas observables dans le visible) est très rapide (Battinelli et Capuzzo-Dolcetta 1991). Elle est probablement due à l'éjection du gaz par les vents puissants d'une ou de plusieurs étoiles massives formées au sein de l'amas (voir Fig. 1.12). Le plus souvent, l'amas alors privé de gaz, n'est plus gravitationnellement lié et finit par se disperser. Moins de 10% des amas d'étoiles restent gravitationnellement liés au-delà de 10 millions d'années (Lada et Lada 2003). Les amas alors observables semblent montrer une certaine ségrégation en masse, c'est à dire que les étoiles les plus massives de l'amas semblent être situées au centre de cet amas (e.g. Hillenbrand et Hartmann 1998). Ceci résulte très certainement du processus même de formation des étoiles massives.

L'estimation des âges des amas jeunes est une tâche d'autant plus difficile que l'amas est enfoui (Baraffe *et al.* 2002). Cependant, il est quand même possible à travers l'utilisation de diagrammes couleur-couleur<sup>7</sup> observés et de modèles d'évolution stellaire (e.g. Park *et al.* 2000) de poser des contraintes sur l'âge de ces amas. Ainsi, l'absence de gaz moléculaire associé à des amas dont l'âge est estimé à quelques millions d'années (Stahler et Palla 2004) suggère fortement que la durée de vie des nuages moléculaires ne dépasse pas 10 millions d'années. Ceci n'est vrai que si les étoiles se forment très peu de temps après la formation du nuage moléculaire (cf Tassis et Mouschovias 2004), or il y aurait moins de 10% des nuages moléculaires dans lesquels on n'observe pas d'activité stellaire (Blitz 1993). La distribution de luminosité des étoiles d'un amas dans certaines longueurs d'onde (aussi appelée fonction de luminosité) peut servir à établir la distribution en masse des étoiles via une relation masse-luminosité. Cette relation masse-luminosité est obtenue via des modèles d'évolution et de structure interne des étoiles composant un amas. Bien que comportant certaines limitations (Lada et Lada 2003), il est possible de remonter à l'IMF d'un amas à condition que la fonction de luminosité soit correctement établie (e.g. Muench *et al.* 2000 ; Bontemps *et al.* 2001). C'est ainsi que les IMF, par exemple, de l'amas d'Orion-KL (Muench *et al.* 2002) et de  $\rho$ -Oph (Bontemps *et al.* 2001) se sont révélées être très similaires à la distribution en masse des étoiles de champ. Ce travail a été effectué dans de nombreux amas de notre galaxie et il s'avère que cette distribution en masse est quasiment identique quel

<sup>7</sup>Un diagramme couleur-couleur trace pour chaque étoile d'un amas la différence de flux dans deux longueurs d'onde en fonction de la différence de flux dans deux autres longueurs d'onde. Selon la position des étoiles sur ce diagramme, on peut déterminer quelles étoiles font partie de l'amas, et quel est son stade d'évolution (Stahler et Palla 2004).

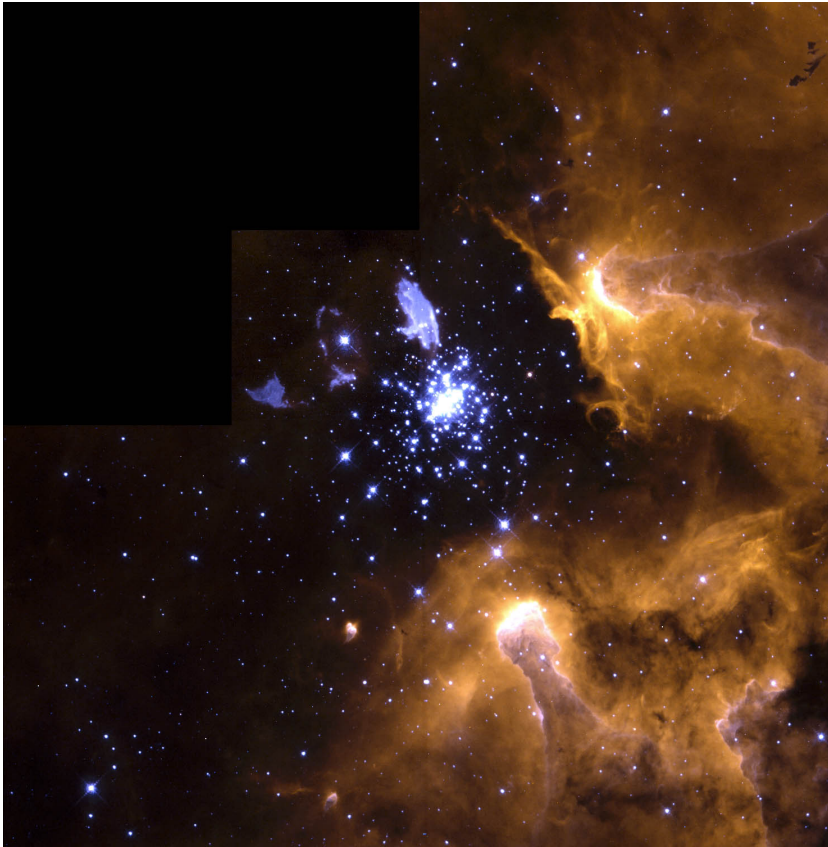


FIG. 1.12 – Image visible de NGC 3603 obtenue avec le Hubble Space Telescope. Sur cette image on voit un amas composé d'étoiles jeunes et massives (au centre de l'image en bleu). Les vents de ces jeunes étoiles sont si puissants qu'ils ont expulsé le gaz du nuage moléculaire dans lequel elles se sont formées et que l'on peut voir en orangé sur la droite de l'image.

que soit l'amas considéré. L'explication de l'origine de cette IMF est l'un des grands enjeux de la formation stellaire. Cependant, une avancée significative a été faite dans ce domaine par l'obtention de la fonction de masse des condensations préstellaires au sein de proto-amas d'étoiles (Motte *et al.* 1998 ; Testi et Sargent 1998 ; Johnstone *et al.* 2000 ; Motte *et al.* 2001).

La figure 1.13 montre la distribution en masse des condensations préstellaires (en bleu) observées par Motte *et al.* (1998) dans le complexe de  $\rho$  Oph. On voit que cette distribution est très proche à la fois de celle des étoiles T-Tauri (i.e. pré-séquence principale) de  $\rho$  Oph, mais aussi, très proche de celle des étoiles de champ, autrement dit de l'IMF (la distribution en masse des clumps CO montre qu'ils se situent dans un régime différent). Ce résultat suggère donc que ces coeurs préstellaires sont les progéniteurs directs des étoiles et que l'IMF des étoiles est déterminée dès le stade de la fragmentation du nuage parent. Ce résultat est en accord avec les modèles de, e.g., Padoan et Nordlund 2002 (cf § 1.6.1). Cependant, le nombre de coeurs préstellaires recensés dans cette étude ayant une masse supérieure à  $1 M_{\odot}$  reste faible. Il est donc difficile de se prononcer sur les objets plus massifs, ceux qui, dans le cadre des scénarios de, e.g., Bonnell *et al.* (2004) accrètent le plus de manière compétitive (cf Fig. 1.11).

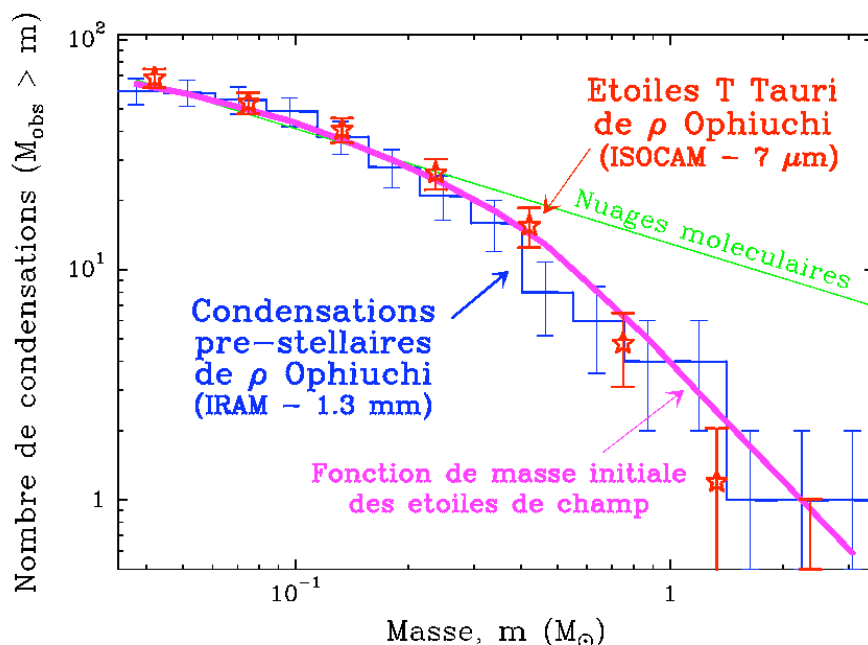


FIG. 1.13 – Distribution en masse des condensations préstellaires de  $\rho$  Ophiuchi (en bleu), des étoiles pré-séquence principale de  $\rho$  Ophiuchi (en rouge), des étoiles de champ (en rose). En vert est représentée la distribution en masse des clumps CO (de Bontemps *et al.* 2001). Ces trois courbes sont normalisées au point de  $\sim 0.1M_\odot$ .

### 1.6.3 Notions sur la formation d'étoiles massives

Jusqu'à présent je n'ai parlé que de la formation des étoiles de faible masse. Pourtant, bien que les étoiles de faible masse soient les plus nombreuses, ce sont les étoiles massives qui dominent le bilan énergétique du milieu interstellaire dans les galaxies. La formation d'étoiles massives comporte encore davantage de problèmes quant à sa compréhension, et ce pour diverses raisons. La première raison est qu'elles sont peu nombreuses et par conséquent, afin d'avoir un échantillon raisonnable de ces objets, il est nécessaire d'observer des régions lointaines ce qui rend l'analyse observationnelle plus difficile. La seconde difficulté, qui est elle d'ordre plus théorique, est qu'au-delà de  $8 M_\odot$  l'accrétion est stoppée par la pression de radiation de la proto-étoile. Autrement dit, dans le cadre des théories standard il est impossible de former des étoiles massives, et pourtant, elles existent (Stahler *et al.* 2000)!

#### Aspects observationnels

Les étoiles massives se situent au sein de riches amas d'étoiles (e.g. Hillenbrand et Hartmann 1998), il semble donc que la formation d'étoiles massives est étroitement liée à la formation d'étoiles en amas. Et donc là aussi, étudier les propriétés des tous premiers stades de la formation d'étoiles en amas est crucial pour comprendre la formation d'étoiles massives. Du côté observationnel, l'effort est porté actuellement sur l'établissement d'une séquence évolutive des objets massifs, un peu sur le modèle de ce qui a été fait pour les objets de faible masse (cf § 1.2). Mais nous ne sommes pas

encore au stade de pouvoir identifier les progéniteurs directs des étoiles massives, et pour cause, il se peut que l'équivalent des condensations préstellaires pour les étoiles massives n'existe pas (Bonnell *et al.* 1998 ; cf § 1.6.1). De plus, la terminologie utilisée pour les objets de faible masse, ne peut pas s'appliquer de manière directe aux objets de masse élevée car, par exemple, une "proto-étoile" massive, au sens où elle accréte de la matière, atteint la séquence principale alors qu'elle est toujours en phase d'accrétion, autrement dit, elle est à la fois "proto-étoile" et étoile (e.g. Palla et Stahler 1993). Ceci dit, il a été quand même possible d'établir une séquence évolutive préliminaire des clumps au sein desquels se forment des étoiles massives, mais la durée de chaque stade est encore très mal connue.

Les objets représentatifs du premier de ces stades sont les clumps froids (*cold cores* en anglais, j'ai remplacé le mot "core" par "clump" car les dimensions de ces objets sont plus proches de celles des clumps discutés dans § 1.1). Ces objets ne montrent aucune activité protostellaire. Ils sont vus, en émission, uniquement en continuum millimétrique de poussières et dans des transitions moléculaires à faible température d'excitation ( $< 50$  K). Ils peuvent être vus aussi en absorption en infrarouge (*infrared dark cloud* en anglais) (e.g. Hill *et al.* 2005 ; Sridharan *et al.* 2005) comme le sont les coeurs préstellaires de faible masse (cf Bacmann *et al.* 2000). La masse typique des coeurs froids est de  $\sim 1000 M_{\odot}$ , leur diamètre de  $\sim 1$  pc, leur température  $\sim 15$  K. Il est difficile de certifier que l'un de ces objets va réellement former des étoiles massives, mais leurs propriétés statistiques tendent à montrer qu'elles sont similaires à celles de régions plus évoluées qui, elles, montrent des indices forts de formation d'étoiles massives (Hill *et al.* 2005). Ensuite nous entrons dans la phase protostellaire. Les objets associés sont appelés objets protostellaires massifs (*High-Mass Protostellar Object*, *HMPO*<sup>8</sup>, en anglais). Il existe au sein des HMPOs différentes structures semblant coïncider à différents stades de leur évolution, bien que ce soit encore matière à débat. Ainsi les HMPOs de "Classe 0" montrent une forte émission en continuum millimétrique de poussières, des flots associés, ainsi que de l'émission maser du méthanol ou de l'eau (e.g. Birkmann *et al.* 2005). On commence à détecter également l'émission de transition à haute température d'excitation marquant la naissance de ce que l'on appelle coeur chaud (*hot core* en anglais). Ces HMPOs Classe 0 commencent à être vus en infrarouge lointain (*infrared-quiet* en anglais ; Motte *et al.* 2005). Les HMPOs de "Classe I" comportent des "hot cores" développés, avec des températures cinétiques supérieures à 100 K et des diamètres  $\sim 0.1$  pc. Ces "hot cores" comportent une source de chauffage centrale (Kurtz *et al.* 2000 ; Beuther *et al.* 2002). Les HMPOs de Classe I sont brillants en infrarouge (*infrared-bright object* ; Motte *et al.* 2005) et sont associés à des sources IRAS de luminosité  $> 10^3 L_{\odot}$  (e.g. Molinari *et al.* 2002). Par la suite, les étoiles massives qui se forment au sein des hot cores commencent à ioniser leur milieu, ce qui rend ces structures observables en continuum centimétrique par l'intermédiaire de l'émission *free-free*<sup>9</sup> du gaz ionisé. Les hot cores deviennent alors des régions HII ultra-compactes, précurseurs des régions HII développées observées autour des associations d'étoiles massives de type spectrale OB (Kurtz *et al.* 2000). Ce n'est

<sup>8</sup>HMPOs est un terme inventé par Sridharan *et al.* (2002) pour désigner des objets protostellaires massifs associés à des sources IRAS lumineuses. Ici je l'utilise dans un sens plus large, pour désigner tout type d'objet massif montrant une activité protostellaire

<sup>9</sup>L'émission free-free est l'émission d'électrons libres qui sont accélérés lorsqu'ils passent au voisinage d'un proton.

que très récemment que de bons exemples d'étoiles massives avec des disques et des jets semblent avoir été observés (Cesaroni *et al.* 2005 ; Patel *et al.* 2005).

### Aspects théoriques

Du point de vue théorique la difficulté majeure réside dans le fait que dans les modèles d'effondrement présentés en section 1.4, le taux d'accrétion d'une proto-étoile est gouverné par le rapport  $c_s^3/G$  (e.g. Shu 1977) et ne dépend pas de la densité du milieu. L'hypothèse qu'il y a derrière cela est l'égalité entre la pression thermique et la densité d'énergie gravitationnelle. Ceci a pour conséquence de produire des taux d'accrétion qui ne dépassent pas  $10^{-5} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$  dans les coeurs denses froids et ce quelle que soit la densité du milieu (Stahler *et al.* 2000). Or, il s'avère qu'au-delà de  $8 M_\odot$  la pression de radiation d'une étoile massive est telle qu'elle stoppe ce type d'effondrement de "faible masse". Dans le cadre de ces modèles standards, il est donc impossible de former une étoile massive.

Là encore, les deux écoles pour la formation des étoiles expliquent la formation des étoiles massives de manière très différente. Dans l'école où la masse des étoiles est déterminée par la masse du coeur préstellaire, la formation d'une étoile massive se déroule de manière similaire à celle des étoiles de faible masse (i.e. phase accrétion-éjection) mais dans une version plus extrême. En effet, Wolfire et Cassinelli (1987) ont montré que pour contre-balancer la pression de radiation d'une étoile massive un taux d'accrétion de  $\sim 10^{-3} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$  est nécessaire. Ainsi McKee et Tan (2003) ont proposé un modèle analytique dans lequel une étoile massive se formerait au sein d'un coeur dense massif, initialement supporté par la turbulence, et qui, en s'effondrant engendrerait des taux d'accrétion de l'ordre de  $10^{-3} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$ . Dans ce modèle, c'est la pression turbulente qui prend le pas sur la pression thermique et qui permet d'obtenir des taux d'accrétion si élevés<sup>10</sup>. Dans ce modèle la masse finale de l'étoile provient du coeur dense massif initial. Le fait que l'on trouve les étoiles massives au sein d'amas peut être expliqué indirectement dans le cadre de ce modèle. En effet, si un milieu est effectivement plus dense car plus comprimé, il aura tendance à se fragmenter plus facilement et à former plusieurs autres étoiles parallèlement à la formation de l'étoile massive (e.g. Hillenbrand et Hartmann 1998). De plus, la formation d'une étoile massive a tendance à induire autour d'elle la formation d'autres étoiles (e.g. Deharveng *et al.* 2005).

Dans la vision où les interactions entre proto-étoiles déterminent la masse de la future étoile, le problème est abordé d'une manière là encore totalement différente. Dans cette école de pensée, les étoiles massives accrétaient le gaz qui les constitue de manière compétitive (cf § 1.6.2 et Fig.1.11) mais aussi par coalescence de plusieurs proto-étoiles de masse intermédiaire (Bonnell *et al.* 1998). Ce modèle expliquerait pourquoi des coeurs préstellaires massifs n'ont pas été observés jusqu'à présent, tout simplement parce qu'ils n'existeraient pas. Dans ce modèle de coalescence, les étoiles massives se formeraient au centre de proto-amas d'étoiles en contraction. Ainsi, tout en s'effondrant, de nombreuses proto-étoiles de faible masse se formeraient pour, à un moment donné, lorsque la masse au centre du proto-amas est dominée par la masse des étoiles, atteindre une densité stellaire supérieure à  $\sim 10^8 \text{ pc}^{-3}$ . A de telles densités stellaires,

<sup>10</sup>Dans ce modèle les taux d'accrétion sont contrôlés par le rapport  $\sigma_{eff}^3/G$  où  $\sigma_{eff}$  est la dispersion de vitesse totale (thermique+ turbulente) du coeur

la probabilité d'interaction entre proto-étoiles est suffisamment importante pour permettre la coalescence de ces proto-étoiles et ainsi former une étoile massive. Ce modèle a l'avantage d'éviter le problème du taux d'accrétion et de fournir naturellement une explication à la ségrégation en masse des amas stellaires (cf 1.61). Cependant, il est important de préciser qu'il n'existe, à l'heure actuelle, aucun modèle qui explique comment une telle coalescence peut effectivement avoir lieu. De plus, les étoiles massives se formeraient dans des coeurs dominés par la masse des étoiles et non par la masse du gaz, or il existe des exemples de jeunes étoiles massives qui se situent dans des clumps dominés par le gaz et qui ne sont pas associées à des amas de densité stellaire aussi élevée que  $\sim 10^8 \text{ pc}^{-3}$  (voir Peretto et al. 2006).

# CHAPITRE 2

## Transfert radiatif et milieu interstellaire

---

### Sommaire

---

2.1	Notions de transfert radiatif . . . . .	33
2.2	Le continuum de poussières dans les nuages moléculaires . . . . .	36
2.3	Les molécules interstellaires . . . . .	38
2.4	Signature d'effondrement . . . . .	41
2.5	Code de transfert radiatif Monte-Carlo MAPYSO . . . . .	44

---

### 2.1 Notions de transfert radiatif

Une raie moléculaire peut fournir des informations très variées sur les paramètres physiques du nuage au sein duquel elle est émise. Afin d'avoir accès à ces informations, il est indispensable de comprendre quels sont les mécanismes étant à l'origine de l'excitation de cette raie. C'est la raison pour laquelle je vais introduire dans ce chapitre quelques notions de base du transfert radiatif. Pour une description plus complète du transfert radiatif voir, par exemple, Mihalas (1970); Spitzer (1978); Lequeux, Falgarone & Ryter (2002).

L'équation de transfert radiatif décrit la variation de l'intensité spécifique monochromatique  $I_\nu$  qui en SI (i.e. Système International) a pour unité le  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ . Cette équation s'écrit comme suit :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} - I_\nu \quad (2.1)$$

où  $\tau_\nu$  est la profondeur optique (ou opacité),  $\epsilon_\nu$  est l'émissivité monochromatique, et  $\kappa_\nu$  est le coefficient d'absorption monochromatique. On parle de milieu *optiquement épais* lorsque  $\tau_\nu \gg 1$  et de milieu *optiquement mince* lorsque  $\tau_\nu \ll 1$ . Les deux derniers paramètres,  $\epsilon_\nu$  et  $\kappa_\nu$ , caractérisent les propriétés de transfert du milieu considéré. On peut définir  $S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu}$  comme étant la fonction source du milieu. Dans sa forme la plus générale cette équation peut s'intégrer de la manière suivante :

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s)} + \int_0^{\tau_\nu(s)} S_\nu(T)e^{-\tau_\nu} d\tau \quad (2.2)$$

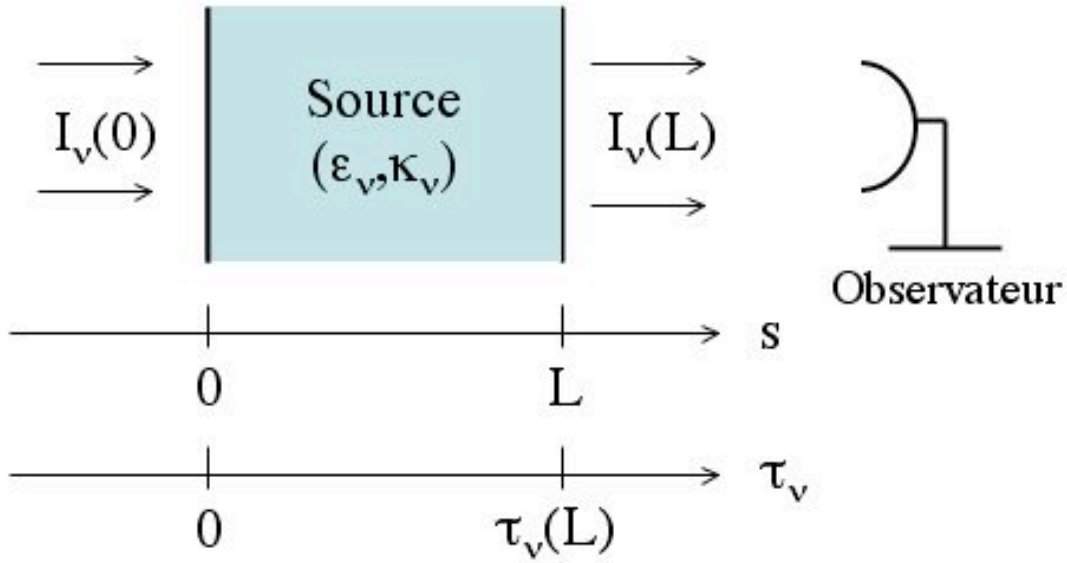


FIG. 2.1 – Schéma illustrant les conventions utilisées. La source (e.g. nuage moléculaire, proto-étoile, etc ...) est schématisée par la zone grisée. L'observateur est situé à droite sur le schéma. L'intensité spécifique de fond à la fréquence  $\nu$  est ici notée  $I_\nu(0)$ , tandis que l'intensité spécifique émergente est notée  $I_\nu(L)$ . L'abscisse curviligne est notée  $s$ , son origine est prise à l'arrière du nuage et augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'observateur. La profondeur optique, notée  $\tau_\nu$ , à son origine au plus proche de l'observateur et augmente au fur et à mesure que l'on pénètre dans le nuage.

où  $s$  est l'abscisse curviligne (voir Fig.2.1).

Si le milieu considéré est isotherme on peut écrire cette équation comme :

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s)} + S_\nu(T)(1 - e^{-\tau_\nu(s)}) \quad (2.3)$$

Lorsque les particules et les photons sont soumis à leurs interactions mutuelles dans un milieu où l'opacité est infinie ( $\tau \rightarrow \infty$ ), on atteint l'état dit d'équilibre thermodynamique. L'intensité spécifique issue d'un tel milieu est celle d'un corps noir et est donnée par la loi de Planck :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.4)$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $c$  la vitesse de la lumière. Ce rayonnement est typiquement celui qui est produit par une étoile, aux raies d'absorption près (voir la SED de la Classe III sur Fig.1.3). Cette distribution d'énergie est stationnaire au cours du temps, et est définie par une température unique qui est la température cinétique du milieu,  $T_k$ . Lorsqu'un tel équilibre est atteint, il n'y a en théorie aucun transfert ( $I_\nu$  n'est fonction que de  $\nu$  et  $T_k$ ) et on a la relation  $I_\nu = B_\nu(T_k)$ . La limite en  $\tau \rightarrow \infty$  de l'équation (2.3) permet d'obtenir la relation  $I_\nu = S_\nu$ . Il en résulte que  $S_\nu = B_\nu$  (i.e. loi de Kirchoff), et l'équation (2.3) peut se réécrire comme :

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s)} + B_\nu(T)(1 - e^{-\tau_\nu(s)}) \quad (2.5)$$



Si le milieu n'est pas isotherme, mais est une fonction de  $s$ , et que localement l'équilibre thermodynamique est atteint à la température  $T_k(s)$ , alors on dit que l'on est à l'équilibre thermodynamique local (i.e. ETL). Si l'on connaît  $T_k(s)$ , on peut facilement calculer la solution de l'équation de transfert (2.2) en remplaçant  $S_\nu(T)$  par  $B_\nu(T_k(s))$ . Dans le cas d'objets pré/protostellaires (i.e. matière circumstellaire), c'est la poussière qui domine le transfert de rayonnement. Or, il s'avère que pour ce type de régions, l'émission émergente résultant du rayonnement des poussières est supposée être de type corps gris (cf 2.2). Ce rayonnement compense, dans les parties les plus denses, le chauffage dû à un possible effondrement gravitationnel, ainsi que celui dû à une éventuelle proto-étoile, ceci menant à une température d'équilibre des poussières  $T_{dust}$ . Dans ce cas, la fonction source est simplement donnée par  $B_\nu(T_{dust})$ , et ce, même si le milieu est optiquement mince.

Si les équations décrites jusqu'à présent sont suffisantes pour pouvoir interpréter l'émission des poussières, elles ne sont pas suffisantes pour pouvoir interpréter l'émission de raies, il est donc nécessaire d'introduire quelques notions supplémentaires et notamment celles des différentes températures que l'on retrouve fréquemment en radioastronomie.

Considérons un milieu hors équilibre thermodynamique, il est alors pratique d'introduire la notion de température de brillance, notée  $T_b$ . Cette température est définie comme étant la température qu'aurait un corps noir de même intensité spécifique à la fréquence  $\nu$  :  $I_\nu = B_\nu(T_b)$ . L'intensité spécifique ne dépend alors là aussi que d'un seul paramètre qui est la température de brillance. Dans le cas limite où  $\tau \rightarrow \infty$ , on a  $T_k = T_b$  et la fonction source est égale à la fonction de Planck à la température de brillance  $T_b$ . La température de brillance est très utilisée en radioastronomie car dans le domaine de fréquence où l'approximation de Rayleigh-Jeans ( $h\nu \gg kT$  ;  $B_\nu \propto T$ ) est valable, l'équation (2.3) devient :

$$T_b = T_b(0)e^{-\tau_\nu(s)} + T_{exc}(1 - e^{-\tau_\nu(s)}) \quad (2.6)$$

où  $T_{exc}$  est la température d'excitation. La température d'excitation est définie comme étant la température qui permet d'écrire les rapports des populations des niveaux d'énergie sous une forme analogue à celle de la loi de Boltzmann (cf Lequeux, Falgarone, Ryter 2002). A l'équilibre thermodynamique  $T_{exc} = T_k$ .

Il existe 5 processus régissant les populations des niveaux d'énergie rotationnels d'une molécule : l'émission spontanée, l'émission stimulée, l'absorption, et les processus d'excitation et de désexcitation collisionnelle (voir Fig.2.2). Considérons une molécule à deux niveaux d'énergie, le niveau haut noté  $u$  et le niveau bas noté  $l$ . Une molécule dans l'état  $u$  peut se désexciter spontanément en émettant un photon à la fréquence  $\nu_{ul}$ . La probabilité par seconde d'émission spontanée d'un tel photon est notée  $A_{ul}$ . Le phénomène inverse est l'absorption d'un photon de fréquence  $\nu_{ul}$ . La probabilité par seconde d'absorption d'un tel photon est  $B_{lu}\bar{I}$  où  $\bar{I}$  est le champ de rayonnement moyen. Enfin, la probabilité par seconde d'émission stimulée est  $B_{ul}\bar{I}$ . Les coefficients  $A_{ul}$ ,  $B_{lu}$  et  $B_{ul}$  sont appelés coefficients d'Einstein, ils ne dépendent que des propriétés quantiques des molécules. Les derniers processus régissant les populations des niveaux d'énergie sont non radiatifs, mais collisionnels et sont notés  $C_{ul}$  et  $C_{lu}$ . En effet, les collisions inélastiques entre molécules peuplent ou dépeuplent des niveaux sans pour autant absorber ou générer de photons. La densité de collisionneurs, en l'occurrence  $H_2$  et He dans les nuages moléculaires, est un facteur important pour ce type de processus.

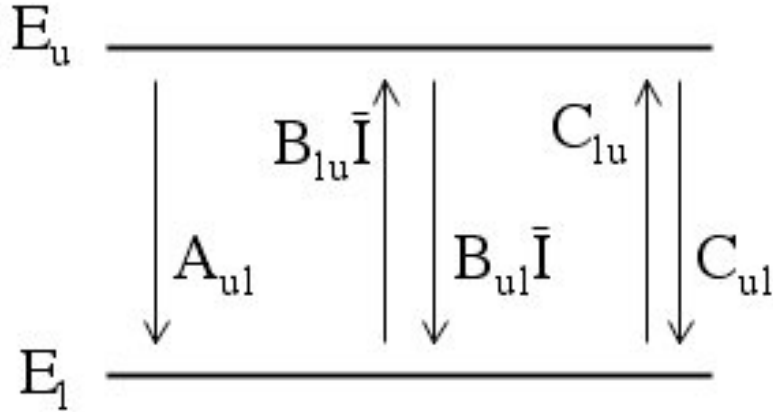


FIG. 2.2 – Schéma illustrant les différents processus faisant passer une molécule dans l'état d'énergie haut  $E_u$  à l'état d'énergie bas  $E_l$  (et inversement).  $A_{ul}$  est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée,  $B_{lu}$  est le coefficient d'absorption stimulée,  $B_{ul}$  est le coefficient d'émission stimulée,  $C_{lu}$  et  $C_{ul}$  sont les coefficient d'excitation et de désexcitation collisionnelles

En plus de l'équation de transfert radiatif, il faut ajouter les équations de l'équilibre statistique. Ces équations expriment le fait que le nombre d'excitations d'un niveau d'énergie est égal au nombre de désexcitations, autrement dit que la population d'un niveau d'énergie reste constante. Pour chaque niveau d'énergie  $i$  on a :

$$n_i \left( \sum_{j=0}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} \bar{I} + C_{ij}) + \sum_{j=i+1}^n (B_{ij} \bar{I} + C_{ij}) \right) = \sum_{j=0}^{i-1} n_j (B_{ji} \bar{I} + C_{ji}) + \sum_{j=i+1}^n n_j (A_{ji} + B_{ji} \bar{I} + C_{ji}) \quad (2.7)$$

Pour tout problème de transfert de rayonnement, l'équation de transfert, plus celle de l'équilibre statistique constituent le système à résoudre. Le couplage entre matière et rayonnement rend sa résolution très complexe, et dans les cas non académiques l'outil numérique est indispensable. Dans le cadre de ma thèse j'ai utilisé le code de transfert radiatif Monte-Carlo développé par Blinder (1997), puis repris par Belloche (2002). Ce code permet de modéliser des milieux hors-ETL à 1D ou 2D.

## 2.2 Le continuum de poussières dans les nuages moléculaires

Les nuages moléculaires sont composés principalement de  $H_2$ , mais ils contiennent également  $\sim 1\%$  en masse de ce que l'on appelle les poussières. Ces poussières, bien qu'encore mal connues, sont composées de silicate, de graphite, de glace ou bien encore, de carbone amorphe. Leur taille est supposée varier de quelques nanomètres à quelques microns (e.g. Mathis *et al.* 1977). Dans les parties les plus denses des nuages moléculaires les poussières contrôlent le refroidissement du milieu. En effet, ces grains

de poussières absorbent l'émission UV, visible, et proche IR des jeunes étoiles en formation, ou déjà formées, pour réémettre l'énergie absorbée dans des longueurs d'onde plus grandes en IR lointain, submillimétrique, millimétrique, sous forme d'un spectre continu (i.e. continuum) de corps gris (cf plus bas) à la température d'équilibre  $T_{dust}$ . L'émission de ces poussières est optiquement mince ( $\tau_\nu \ll 1$ ) jusqu'à atteindre des colonnes densités de quelques  $10^{24} \text{ cm}^{-2}$ . Avant d'atteindre le régime optiquement épais on peut écrire que la profondeur optique  $\tau_\nu$  est proportionnelle à la colonne densité  $N_{H_2}$  par :  $\tau_\nu = \kappa_\nu \times N_{H_2} \times \mu \times m_H$ , où  $\kappa_\nu$  est le coefficient d'opacité massique exprimé en  $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ,  $\mu$  est le poids moléculaire moyen et  $m_H$  est le poids d'un atome d'hydrogène en g. Bien que la notation soit la même, ce coefficient est différent de celui du coefficient d'absorption de l'équation (2.1). Pour des milieux dont le refroidissement est dominé par celui des poussières, on considère que le coefficient d'absorption le long de la ligne de visée est directement proportionnel à la quantité de poussières. Autrement dit, si on suppose que les propriétés de poussières sont identiques en tout point de la ligne de visée, alors le rapport coefficient d'absorption sur densité est constant, et est égal au coefficient d'opacité massique  $\kappa_\nu$ . Ce coefficient d'opacité massique représente l'efficacité d'absorption par les poussières de la lumière émise à la longueur d'onde  $\nu$ . Il peut s'écrire sous la forme d'une loi de puissance  $\kappa_\nu \propto \nu^\beta$  (Hildebrand 1983). L'indice  $\beta$  varie en fonction des propriétés de poussières et donc des milieux étudiés (diffus, préstellaire, protostellaire), avec  $\beta = 1 - 2$  dans le domaine de longueur d'onde (sub)millimétrique.

L'émission thermique des poussières dans les régions de formation d'étoiles est une émission de type corps gris. L'intensité spécifique d'un tel corps est donnée par  $I_\nu = B_\nu(T_{dust})(1 - e^{-\tau_\nu}) \simeq B_\nu(T_{dust})\tau_\nu$ . Si l'opacité  $\tau_\nu$  ne dépend pas de la fréquence  $\nu$ , alors cette émission est très similaire à celle d'un corps noir (à un coefficient près). Mais il s'avère que l'opacité massique des poussières  $\kappa_\nu$  est fonction de la fréquence (cf ci-dessus). L'opacité augmente alors avec la fréquence, ce qui a pour effet de rendre l'intensité spécifique résultante significativement différente de celle d'un corps noir, en particulier à hautes fréquences. La densité de flux  $S_\nu$  (différent de la fonction source définie au chapitre précédent) d'une source de type corps gris non résolue peut s'écrire comme :

$$S_\nu = I_\nu \Delta\Omega \simeq B_\nu(T_{dust})\tau_\nu \Omega_{beam} \quad (2.8)$$

où  $B_\nu(T_{dust})$  est la fonction de Planck et  $\Omega_{beam}$  est l'angle solide sous-tendu par le lobe primaire. La densité de flux a pour unité le  $\text{Jy}/\text{beam}$  (cf § 3.1) et se trouve être la quantité effectivement mesurée sur les images observées de continuum de poussières. Il est possible de réécrire la densité de flux en fonction de la densité de colonne par :

$$S_\nu \simeq B_\nu(T_{dust})\kappa_\nu N_{H_2} \mu m_H \Omega_{beam} \quad (2.9)$$

or la masse de gaz s'écrit :

$$M = N_{H_2} \mu m_H \Delta\Omega_{source} d^2 \quad (2.10)$$

où  $d$  est la distance à la source et  $\Delta\Omega_{source}$  est l'angle sous-tendu par une source non résolue (i.e.  $\Delta\Omega_{source} = \Omega_{beam}$ ) ou au contraire, résolue (i.e.  $\Delta\Omega_{source} > \Omega_{beam}$ ). A partir d'une image en continuum de poussières, il est donc possible d'obtenir la masse de la source en fonction de son flux intégré  $S_{int}$  par :

$$M = \frac{S_{int} \times d^2}{\kappa_\nu \times B_\nu(T_{dust})} \quad (2.11)$$

Ici  $S_{int} = \langle S_\nu \rangle \times \frac{\Delta\Omega_{source}}{\Omega_{beam}}$  où  $\langle S_\nu \rangle$  est la densité de flux moyennée sur la source. L'unité de  $S_{int}$  est le Jy (cf § 3.1). Dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, à une longueur d'onde de 1.2mm, on peut écrire la masse comme :

$$M \sim 35 \left( \frac{S_{int}}{1Jy} \right) \left( \frac{d}{800pc} \right)^2 \left( \frac{\kappa_\nu}{0.005cm^2.g^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{T_{dust}}{15K} \right)^{-1} M_\odot \quad (2.12)$$

Il faut noter que le coefficient massique prend en compte le pourcentage en masse des poussières sur les molécules de  $H_2$  ( $\sim 1\%$ ), et donc la masse ainsi calculée est bien la masse totale gaz+poussières et pas uniquement celle des poussières qui est à l'origine de l'émission observée.

A partir de l'équation (2.9), la densité de colonne le long de la ligne de visée (moyennée dans le lobe) peut s'écrire en fonction de la densité de flux de la source  $S_{nu}$  à une position donnée sur l'image comme :

$$N_{H_2} = \frac{S_\nu}{B_\nu(T_{dust}) \times \kappa_\nu \mu m_H \times \Omega_{beam}} \quad (2.13)$$

Dans le domaine de l'approximation de Rayleigh-Jeans, à une longueur d'onde de 1.2mm et pour un lobe primaire de  $11''$ , on obtient :

$$N_{H_2} \sim 1 \times 10^{24} \left( \frac{S_{1.2}}{1Jy.beam^{-1}} \right) \left( \frac{T_{dust}}{15K} \right)^{-1} \left( \frac{\kappa_\nu}{0.005cm^2.g^{-1}} \right)^{-1} cm^{-2} \quad (2.14)$$

Nous voyons donc, comment à partir de l'émission thermique des poussières nous pouvons remonter à deux quantités physiques fondamentales que sont la masse et la colonne densité. Cependant, il faut noter qu'il existe un certain nombre d'incertitudes. En effet, l'opacité massique n'est connue qu'à un facteur deux près, du fait des différents modèles d'émissivité des poussières utilisés (Ossenkopf et Henning 1994), mais aussi à cause du rapport poussières sur gaz qui n'est, lui non plus, pas très bien connu et qui est fixé à une valeur standard de 1%. Une autre source d'incertitude est la connaissance de  $T_{dust}$  qui est relativement peu contrainte, surtout dans le cas de sources protostellaires enfouies pour lesquelles la luminosité bolométrique n'est pas connue.

### 2.3 Les molécules interstellaires

Comme nous l'avons déjà vu, il existe plus d'une centaine d'espèces moléculaires au sein des nuages moléculaires. Selon leurs propriétés physico-chimiques, ces molécules sont excitées à des densités et des températures très différentes. De ce fait, selon l'étude que l'on veut faire des nuages moléculaires il sera préférable d'observer plutôt certaines molécules, certaines transitions, que d'autres. Deux critères déterminent l'observabilité des transitions moléculaires : leur abondance et leur densité critique.

L'abondance des différentes molécules est le résultat de processus chimiques complexes ayant lieu au sein des nuages moléculaires (e.g. Herbst 1994). Les grains de poussière y jouent souvent le rôle de catalyseur. Les abondances moléculaires au sein d'un nuage résultent du passé "chimique" du gaz à partir duquel les nuages moléculaires se sont formés, mais aussi, des processus chimiques à l'oeuvre au sein de ces nuages. Elles varient d'un nuage à l'autre, voire même au sein d'un même nuage. Ceci

TAB. 2.1 – Propriétés de quelques molécules présentes dans les nuages

Molécule	Abondance <sup>a</sup> . [n(X)]/[n(H <sub>2</sub> )]	Transition	Fréquence (GHz)	Densité critique <sup>b</sup> (cm <sup>-3</sup> )
CO	$5 \times 10^{-5}$	1-0	115.3	$3.1 \times 10^3$
		2-1	230.5	$2.8 \times 10^4$
C <sup>18</sup> O	$1 \times 10^{-7}$	1-0	109.8	$2.7 \times 10^3$
		2-1	219.6	$2.4 \times 10^4$
CS	$5 \times 10^{-9}$	2-1	98.0	$3.1 \times 10^5$
		3-2	147.0	$1.3 \times 10^6$
		5-4	244.9	$8.8 \times 10^6$
C <sup>34</sup> S	$1 \times 10^{-10}$	2-1	96.4	$2.9 \times 10^5$
		3-2	144.6	$1.2 \times 10^6$
		5-4	241.0	$8.2 \times 10^6$
HCO <sup>+</sup>	$2.5 \times 10^{-9}$	1-0	89.2	$1.6 \times 10^5$
		3-2	267.6	$3.3 \times 10^6$
H <sup>13</sup> CO <sup>+</sup>	$3 \times 10^{-11}$	1-0	86.7	$1.5 \times 10^5$
		3-2	260.3	$3.0 \times 10^6$
N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	$1 \times 10^{-10}$	1-0	93.2	$1.4 \times 10^5$

<sup>a</sup>Abondance relative à celle de l'hydrogène moléculaire, H<sub>2</sub>. Les valeurs indiquées sont celles observées dans OMC-1 Ridge (Blake *et al.* 1987; Ungerechts *et al.* 1997)

<sup>b</sup>Estimées à une température de 10 K (Belloche 2002 et les références à l'intérieur)

dit, les ordres de grandeurs restent globalement les mêmes, le CO, par exemple, est systématiquement, après H<sub>2</sub>, la molécule la plus abondante. Le tableau 2.1 montre les abondances typiques des molécules parmi les plus abondantes présentes dans les nuages moléculaire d'Orion (Rohlfs et Wilson 1996). Au gré de l'activité stellaire des nuages moléculaires, leur composition moléculaire peut évoluer. Les étoiles massives par exemple apportent suffisamment d'énergie pour ioniser leur enveloppe, et former ainsi de nouvelles molécules (e.g. Bergin *et al.* 1999). A l'extrême inverse, dans les premiers stades de la formation d'une étoile, lorsque le nuage est encore dense et froid, les molécules peuvent être déplétées (e.g. Aikawa *et al.* 2005). La déplétion est le collage des molécules sur les grains de poussières lorsque la densité (la température) du gaz devient trop importante (trop faible). Ainsi, au-dessus de quelques  $10^5$  cm<sup>-3</sup> le CO disparaît en grande partie de la phase gazeuse des nuages moléculaires (e.g. Bacmann *et al.* 2003). Certaines espèces sont plus déplétées que d'autres. Il semblerait que les espèces azotées soient celles qui résistent le mieux au phénomène de déplétion (e.g. Bergin et Langer 1997), en particulier, observationnellement il s'avère que la molécule ionisée N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> est un excellent traceur des régions les plus denses des nuages moléculaires tels que les coeurs préstellaires. Les rapports d'abondance des espèces chimiques au sein d'un nuage moléculaire peuvent être un indicateur de son stade d'évolution (e.g. Aikawa *et al.* 2001). Mais ce type d'études comporte encore beaucoup d'incertitudes de part la complexité de la chimie interstellaire.

Le second critère déterminant en ce qui concerne l'intensité des raies observées est la densité critique,  $n_{cr}$  (cf Lequeux, Falgarone, Ryter 2002). La densité critique est

définie par la relation  $n_{cr}/n_{H_2} = A_{ul}/C_{ul}$ . Autrement dit, lorsque la densité du milieu est supérieure à la densité critique alors le terme de désexcitation collisionnelle,  $C_{ul}$ , domine le terme d'émission spontanée,  $A_{ul}$ . Si  $n_{cr} \ll n_{H_2}$  on dit que la transition est thermalisée. Plus une transition est optiquement épaisse, plus elle est facilement thermalisée. Une transition thermalisée est a priori plus facilement détectable qu'une transition non thermalisée. Cependant, les considérations ci-dessus ne prennent pas en compte l'abondance des molécules considérées. En effet, une transition a beau être thermalisée, si la molécule en question n'est pas présente dans le milieu, on ne verra pas la raie correspondante. De ce fait, l'observabilité d'une raie résulte de la combinaison entre l'abondance de sa molécule et du rapport entre la densité critique et la densité du milieu. Ainsi, la première transition rotationnelle du monoxyde de carbone, CO(1-0), avec une densité critique faible et une abondance élevée de CO (cf Tab. 2.1), est une transition qui est observable dans les parties peu denses des nuages moléculaires, ce qui permet de les observer sur des grandes échelles spatiales (i.e. plusieurs dizaines de parsecs). La transition de CS(2-1), qui a une densité critique de  $3.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  est thermalisée dans les régions plus denses et permet de sonder les structures enfouies au sein des nuages moléculaires. La transition HCO<sup>+</sup>(3-2) avec une densité critique de  $3.3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  est assez difficilement thermalisée, sauf dans des régions encore plus denses.

Les raies moléculaires, contrairement au continuum, permettent d'accéder à la dynamique des régions observées. En effet, un objet qui se déplace à la vitesse  $\mathbf{v}$  par rapport à un observateur et qui émet un rayonnement lumineux de fréquence  $\nu_0$  dans son propre référentiel, sera détecté par l'observateur à la fréquence  $\nu_0 \times (1 + \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c})$ . Autrement dit si l'objet se déplace dans la direction de l'observateur la fréquence observée sera supérieure à  $\nu_0$ , on parlera alors de décalage vers le bleu, tandis que si l'objet s'éloigne de l'observateur la fréquence observée sera inférieure à  $\nu_0$  et on parlera alors de décalage vers le rouge. Cet effet est connu sous l'appellation d'*effet Doppler*. Connaissant les fréquences au repos des différentes raies moléculaires, on peut, en mesurant les fréquences des raies, remonter à la vitesse radiale des particules émettrices et, si la raie est optiquement mince, à la vitesse d'ensemble (ou encore vitesse systémique) de la matière sondée. Il est donc habituel de montrer des spectres ayant pour axe des abscisses directement la vitesse à la place de la fréquence. C'est de cette manière que les spectres seront montrés dans ce manuscrit. Evidemment cela suppose d'avoir un référentiel bien défini. Le référentiel communément utilisé est celui que l'on appelle *centre local des vitesses* (en anglais Local Standard of Rest, i.e. LSR). Ce repère est défini comme étant le point coïncidant avec le Soleil mais animé seulement de la rotation du disque galactique (cf Léna, Lebrun & Mignard 1996).

Puisque la fréquence du rayonnement est directement reliée à la vitesse de la particule émettrice, la largeur des raies est elle directement reliée à la distribution de vitesse des particules qui contribuent à l'intensité de la raie. Si l'on connaît la température cinétique du gaz que l'on sonde, on peut avoir accès à la largeur thermique théorique et voir si le milieu en question est subsonique, sonique, ou supersonique. Le cas supersonique peut révéler l'existence de flots turbulents (i.e. mouvements désordonnés) ou bien l'existence de mouvements d'ensemble non résolus (i.e. mouvements ordonnés). Bien que physiquement différents, il est très difficile de distinguer entre ces deux types de contributions aux largeurs de raies (voir § 1.5.2). Si la température ci-

nétique du gaz est connue, alors la contribution thermique s'estime aisément par la formule  $\sigma_{th} = \left(\frac{kT_k}{m_X}\right)^{(1/2)}$ , où  $m_X$  est la masse de la particule considérée. La largeur à mi-hauteur d'une raie est donnée par  $\Delta V = \sqrt{8\ln(2)}\sigma$ . La largeur thermique dépend donc de la masse de la particule. Pour des molécules lourdes telles que  $N_2H^+$ , la contribution thermique est faible (i.e. à 10 K  $\sigma_{th} \simeq 0.06 \text{ km.s}^{-1}$ ). Mais si l'on s'intéresse au bilan énergétique d'un milieu à 10 K, il faut alors considérer une particule de poids moléculaire moyen, c'est à dire  $\mu m_H$  avec  $\mu = 2.33$ , et dans ce cas là on obtient une contribution thermique moyenne  $\sigma_{th} \simeq 0.19 \text{ km.s}^{-1}$ . La contribution non-thermique  $\sigma_{NT}$  d'une largeur de raie observée  $\sigma_{obs}$ , s'obtient par  $\sigma_{NT} = (\sigma_{obs}^2 - \sigma_{th}^2)^{1/2}$  (e.g. Fuller et Myers 1992). Bien qu'il y ait ambiguïté sur la nature réelle de la contribution non-thermique (cf § 1.5.2), elle est généralement attribuée à de la turbulence interstellaire.

## 2.4 Signature d'effondrement

Quand on cherche à déterminer la dynamique des régions de formation d'étoiles, il est important de disposer de traceurs adéquats. Ainsi, pour estimer la vitesse systémique d'un objet en particulier, il est préférable d'observer des raies moléculaires qui sont peu affectées par les effets de transfert radiatif, en d'autres mots, des raies optiquement minces. Ces raies tracent, comme nous l'avons vu, tout le gaz situé le long de la ligne de visée. Les réactions chimiques moléculaires étant dépendantes de chaque molécule, deux transitions optiquement minces de deux molécules différentes ne traceront pas exactement les mêmes couches de gaz. Ainsi la molécule  $N_2H^+$  est celle, qui, par comparaison avec l'émission continuum des poussières, semble être le moins affectée par les effets de déplétion (e.g. Tafalla *et al.* 2004). A contrario, les transitions optiquement épaisses peuvent, dans certaines conditions être, des traceurs d'effondrement gravitationnel ou bien, à l'opposé, de flots de matière en expansion (e.g. Zhou 1992; Myers *et al.* 2000). Au cours de mon étude de NGC 2264 (cf § 4), j'ai analysé des spectres montrant ce genre de signatures, c'est pourquoi je vais maintenant expliquer l'origine de ces signatures spectrales d'effondrement.

Pour un observateur, un nuage moléculaire sphérique en effondrement se divise en deux parties, un hémisphère s'éloignant de lui, i.e. décalé vers le rouge, et un hémisphère se rapprochant de lui, i.e. décalé vers le bleu (voir Fig. 2.3). Maintenant, si l'on considère des transitions optiquement épaisses, les couches "visibles" par l'observateur sont celles qui se situent entre les profondeurs optiques  $\tau = 0$  et  $\tau = 1$ , autrement dit, la couche externe du coeur pour ce qui est de l'hémisphère décalé vers le rouge, et de la couche interne pour ce qui est de l'hémisphère décalé vers le bleu. Supposons que les températures d'excitation des transitions moléculaires considérées croissent en direction du centre du coeur (e.g. densité et/ou température cinétique piquée au centre), l'émission de la couche "bleue" sera plus intense que l'émission de la couche "rouge". Généralement ces coeurs sont entourés d'une couche externe (i.e. faible température d'excitation) au repos. Quand ce type de coeur est effectivement observé à travers des transitions optiquement épaisses, l'observateur obtient des spectres dits *auto-absorbés* composés de deux pics d'émission, l'un plus intense que l'autre, séparés par un creux (voir Fig.2.4). Le pic le plus intense correspond à l'émission de la couche "bleue", le pic le moins intense correspond à l'émission de la couche "rouge", tandis que le creux

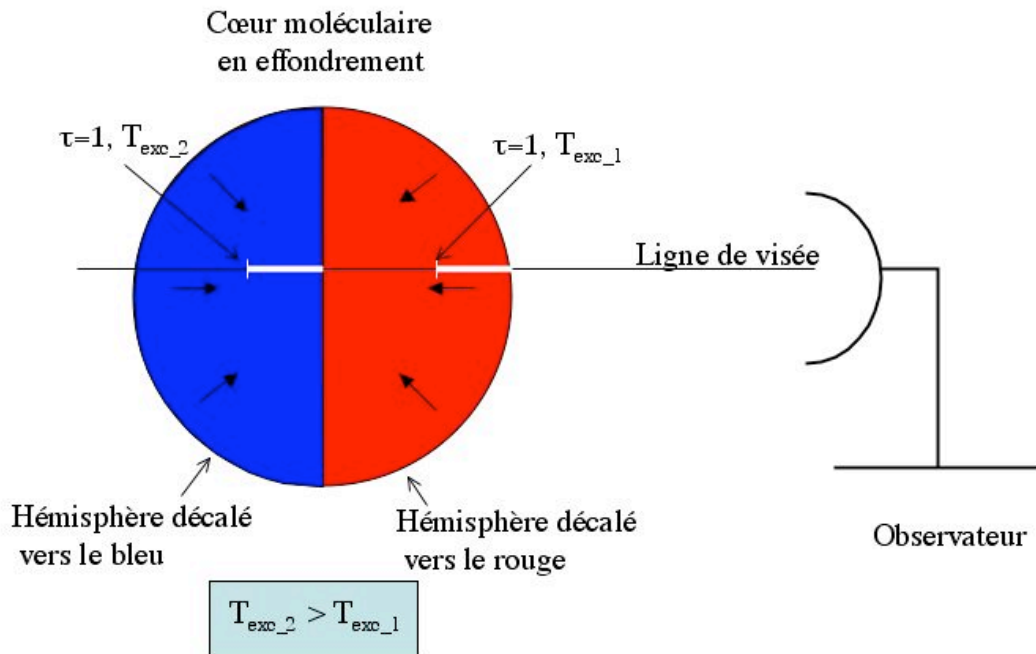


FIG. 2.3 – Schéma illustrant un cœur moléculaire en effondrement. L'observateur est situé à droite du dessin. Les deux hémisphères, bleu et rouge, s'effondrent sur le centre de la sphère. Les vitesses sont représentées par des flèches pleines. Dans le cas d'une transition optiquement épaisse l'observateur intègre jusqu'à atteindre l'opacité  $\tau = 1$ . La profondeur intégrée correspondante est schématisée par un trait blanc le long de la ligne de visée. La température d'excitation des molécules contribuant au signal (i.e. jusqu'à  $\tau = 1$ ) est plus élevée pour l'hémisphère bleu que pour l'hémisphère rouge.

correspond à l'émission de la matière au repos. Si le même cœur n'est pas en effondrement, mais est en expansion, la signature spectrale sera inversée, c'est à dire qu'elle montrera un pic "rouge" plus intense que le pic "bleu".

Afin d'être certain que l'on ait bien affaire à un effet de transfert de rayonnement et non pas à deux structures se trouvant sur la ligne de visée avec des vitesses différentes, il est indispensable d'observer en même temps que la transition optiquement épaisse, une transition optiquement mince. Si l'hypothèse du cœur en effondrement est la bonne, alors le spectre optiquement mince doit montrer un seul pic d'émission, centré sur la vitesse systémique du cœur, autrement dit au niveau du creux du spectre auto-absorbé (cf Fig. 2.4). Si, au contraire, c'est l'hypothèse de deux cœurs distincts ayant des vitesses différentes se situant sur la ligne de visée, alors le spectre optiquement mince doit montrer deux pics d'émission centrés sur les vitesses systémiques de chacun des deux cœurs.

D'autres scénarios peuvent engendrer la formation de spectres auto-absorbés, comme notamment un cœur en rotation (e.g. Belloche *et al.* 2002). Pour pouvoir discriminer



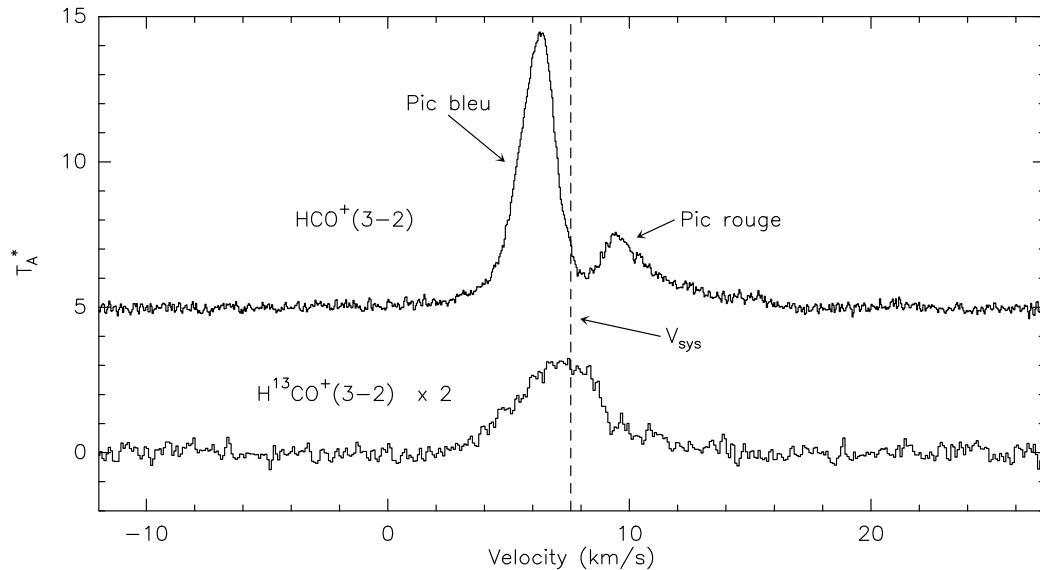


FIG. 2.4 – Spectres  $\text{HCO}^+(3-2)$  et  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  d'un coeur en effondrement gravitationnel au sein de NGC 2264. Le spectre optiquement épais  $\text{HCO}^+(3-2)$  montre une signature caractéristique d'un coeur en effondrement avec la présence de deux pics, le plus intense décalé vers le bleu, tandis que le moins intense est décalé vers le rouge. Le spectre optiquement mince  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  définit la vitesse systémique de la source (trait en pointillé) et pique entre les deux pics d'émission du spectre optiquement épais. On voit également sur le spectre  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  des ailes particulièrement étendues, ce qui est généralement révélateur de la présence de flots protostellaires. Le spectre  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  a été ici agrandi deux fois pour des questions de lisibilité de la figure.

entre les différents scénarios il est très important de résoudre spatialement l'effondrement, c'est à dire de savoir comment se comporte la signature spectrale au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre de la source (pour une étude complète et détaillée des structures en vitesse des enveloppes protostellaires voir la thèse de Belloche 2002) et d'avoir un maximum de contraintes indépendantes (e.g. profil de densité à partir des cartes continuum millimétrique ; largeurs de raies des spectres optiquement minces ; luminosités bolométriques des objets considérés obtenues via des études multi-longueurs d'onde ; etc...). Très souvent, ces coeurs moléculaires ne sont pas à l'ETL, ce qui rend l'analyse des spectres bien plus difficile. Afin de pouvoir extraire les propriétés physiques de ces coeurs, il est indispensable d'utiliser des codes numériques de transfert radiatif. Au cours de ma thèse j'ai utilisé un code de transfert radiatif Monte-Carlo, MAPYSO, développé à l'Observatoire de Bordeaux par Stéphane Blinder et Didier Despois (voir la thèse de Blinder 1997). C'est ce code que je vais maintenant présenter.

## 2.5 Code de transfert radiatif Monte-Carlo MAPYSO

Le code de transfert radiatif que j'ai utilisé tout au long de ma thèse est composé de deux parties : une première partie, appelée BERNES, basée sur une méthode Monte-Carlo (Bernes 1979) et qui calcule en géométrie sphérique les populations des différents niveaux d'énergie rotationnels des molécules considérées et ce, que l'ETL soit établi ou non. La seconde partie du code, appelée MAPYSO (Blinder 1997), calcule le transfert radiatif le long de chaque ligne de visée, puis convolue par le lobe du télescope pour permettre d'avoir des spectres simulés directement comparables aux spectres observés.

La méthode Monte-Carlo est une méthode itérative. En partant de populations des niveaux initiales arbitraires (e.g. ETL), elle permet à chaque itération de calculer le champ de rayonnement moyen du milieu simulé. Ce champ de rayonnement moyen permet ainsi, par inversion du système d'équations de l'équilibre statistique des populations, de donner une nouvelle estimation des populations des niveaux d'énergie, et ainsi de suite, jusqu'à ce que les populations deviennent stables d'une itération à l'autre. En pratique, on définit tout d'abord les paramètres physiques du milieu que l'on désire simuler tels que le profil de densité, le profil de température cinétique, le profil d'abondance des molécules étudiées, le profil de vitesse radiale, la dispersion de vitesse non-thermique. Ainsi, on connaît en tout point du milieu étudié ces différentes quantités indispensables pour calculer les populations des niveaux d'énergie. Ensuite BERNES permet à chaque itération d'évaluer le champ de rayonnement moyen en simulant la propagation des photons dans le milieu. Les photons sont modélisés par un certain nombre de photons modèles (typiquement quelques dizaines de milliers). Ces photons modèles proviennent de l'émission spontanée des molécules excitées du milieu ainsi que du rayonnement entrant au bord du système (par exemple le rayonnement du corps noir cosmologique et/ou une source centrale). Le milieu est discrétisé en cellules concentriques. A chaque itération, le nombre de photons modèles à émettre dans chaque cellule et en provenance des bords du système est évalué au prorata du taux d'émission spontanée dans chaque cellule et du flux entrant aux bords. Dans chaque cellule, chaque photon modèle est émis à une position aléatoire, dans une direction de propagation aléatoire, à une fréquence aléatoire. 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. A chaque pas, son poids est diminué (augmenté) du nombre d'absorptions (d'émissions induites). Ce photon est suivi jusqu'à ce qu'il sorte de sa cellule et/ou du système. Le processus est réitéré avec un nouveau photon modèle, jusqu'à ce que le stock de photons modèles ait été épuisé. A l'issue de la propagation de tous les photons modèles, le nombre d'absorptions par molécule comptabilisé dans chaque cellule donne une estimation du champ de rayonnement moyen.

A l'issue de la simulation réalisée avec BERNES, la connaissance des populations des niveaux d'énergie dans tout le milieu rend l'équation de transfert radiatif totalement déterminée. La solution de cette équation est calculée par le code MAPYSO. Ce code a été conçu pour traiter un milieu sphérique (1D) ou cylindrique (2D). Le mode 2D est un peu délicat à utiliser car la partie BERNES du code calcule les populations des niveaux uniquement en géométrie sphérique. De ce fait, afin de pouvoir utiliser MAPYSO à 2D, il faut soit faire l'hypothèse ETL, auquel cas les populations des niveaux sont les mêmes quelle que soit la géométrie, soit supposer qu'un modèle sphérique approché suffit à la description des populations des niveaux d'énergie. Dans le cadre de l'étude

de NGC 2264 (voir § 4), j'ai utilisé MAPYSO en géométrie cylindrique.

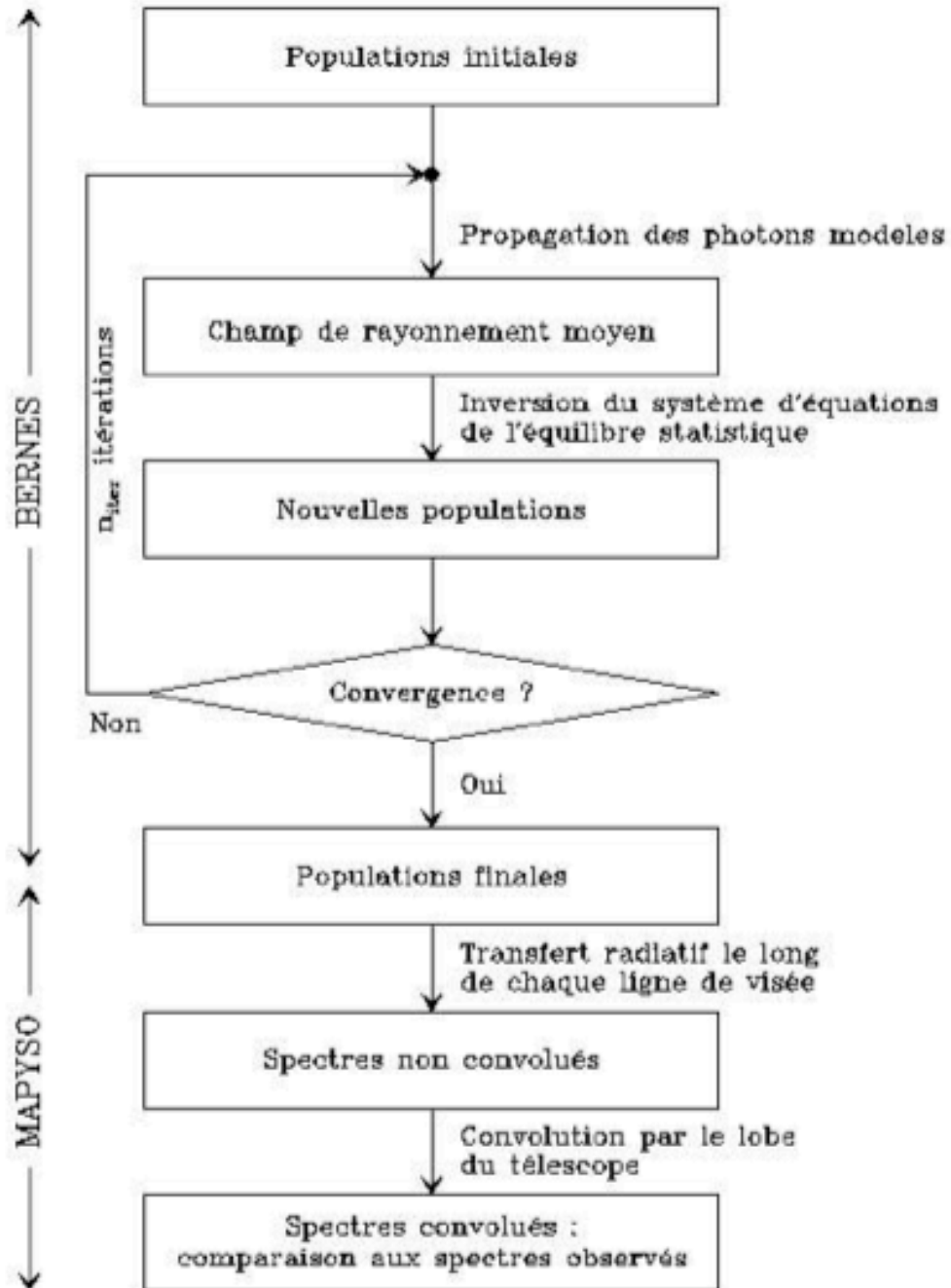


FIG. 2.5 – Algorithme simplifié des deux codes numériques BERNES et MAPYSO utilisés pour synthétiser des spectres de transitions moléculaires rotationnelles (de Belloche 2002).

# CHAPITRE 3

## Notions de radioastronomie millimétrique

---

### Sommaire

---

<b>3.1 Observations avec un télescope à antenne unique</b>	<b>47</b>
3.1.1 Caméra de bolomètres	49
3.1.2 Récepteurs hétérodynes	50
3.1.3 Caractéristiques du signal mesuré	51
<b>3.2 Notions sur l'interférométrie millimétrique</b>	<b>52</b>

---

Du fait des faibles températures ( $\sim 10\text{K}$ ) régnant dans les parties les plus denses des nuages moléculaires, l'émission par les molécules et les poussières se fait majoritairement dans le domaine (sub)millimétrique. Afin de pouvoir observer ces régions de formation d'étoiles il est nécessaire de disposer d'outils permettant d'observer dans ce domaine de longueurs d'onde. Dans le domaine de longueurs d'onde visibles et proche-infrarouges la détection du signal sur, par exemple, une caméra CCD (i.e. similaires à celles utilisées dans les appareils photos) est directement proportionnelle à la puissance  $|\mathbf{E}(x, t)|^2$  du signal émis (i.e. récepteurs quadratiques). Ce type d'instrument repose sur l'effet photo-électrique qui nécessite d'avoir des photons suffisamment énergétiques. Pour faire des spectres en optique, on disperse le signal sur des réseaux qui ont pour effet de faire interférer le signal avec lui-même et de produire un signal de sortie qui est fonction de la fréquence. Mais là encore, on a uniquement accès à  $|\mathbf{E}(x, t)|^2$  et non pas à la totalité du champ de rayonnement  $\mathbf{E}(x, t)$ . Dans le domaine qui nous intéresse ici, le (sub)millimétrique, les longueurs d'onde sont suffisamment grandes pour que l'on puisse avoir des récepteurs hétérodynes, c'est à dire des récepteurs qui nous permettent d'estimer  $\mathbf{E}(x, t)$ , et pas uniquement  $|\mathbf{E}(x, t)|^2$ . Les outils électroniques dont nous disposons actuellement pour des signaux basses fréquences (e.g. filtre passe-bande, intégrateur, etc...) nous permettent de manipuler le signal beaucoup plus facilement qu'un signal optique.

### 3.1 Observations avec un télescope à antenne unique

Ayant principalement utilisé le télescope de 30m de l'IRAM (Institut de RadioAstronomie Millimétrique), je vais faire une brève description de la chaîne de détection

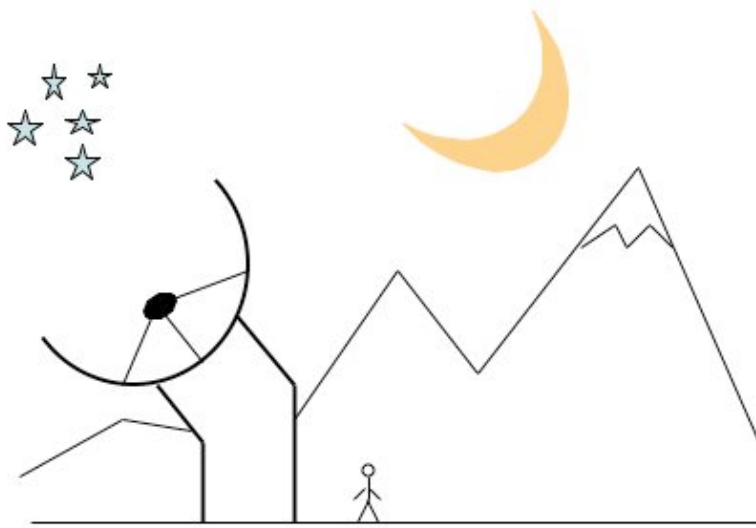


FIG. 3.1 – Vue d’artiste du télescope de l’IRAM situé au Pico-Veleta dans la Sierra Nevada, proche de Grenade, dans le sud de l’Espagne. L’antenne a un diamètre de 30 mètres.

de ce télescope. Evidemment, le principe reste le même quel que soit le télescope millimétrique.

Le premier maillon de la chaîne de détection est le télescope lui-même, aussi appelé antenne, jouant le rôle de collecteur de photons. Dans le cas du télescope de l’IRAM, le diamètre de l’antenne est de 30 mètres (Fig. 3.1). Le diagramme de rayonnement de ce type de télescope est montré sur la figure 3.2. Le diagramme de rayonnement représente la puissance reçue (ou émise) par l’antenne en fonction de la direction (cf Rohlfs et Wilson 1996). On voit sur ce diagramme qu’il existe plusieurs lobes, dont le principal est appelé *lobe primaire*. Quand le télescope est dirigé dans une direction donnée, le flux collecté pour cette direction est la somme des flux collectés par chacun des lobes. Le gain du lobe primaire est évidemment plus important que ceux des autres lobes ( $\sim 60\%$  du flux total au 30m à 1.2 mm). Mais ceci dit, si le télescope est pointé dans une direction dans laquelle il n’y a pas de source, mais qu’une source puissante tombe dans un des lobes secondaires, alors on verra une source que l’on pensera se trouver dans la direction du télescope. Le lobe primaire définit la résolution angulaire d’un télescope à une fréquence donnée, par mesure de sa largeur à mi-hauteur (HPBW pour Half Power Beam Width). Au 30m, la résolution angulaire à 1.2mm est de  $\sim 11''$ . Comme pour tout autre télescope le signal est collecté au foyer, là où se situe l’instrument servant à la détection du signal. Afin d’adapter et de diriger le signal collecté par l’antenne vers l’instrument, un *cornet* suivi d’un guide d’onde sont placés devant l’instrument. Ensuite, selon l’analyse astrophysique que l’on désire faire, le signal est soit dirigé sur une caméra de *bolomètres* (i.e. récepteur quadratique), soit sur des récepteurs hétérodynes.

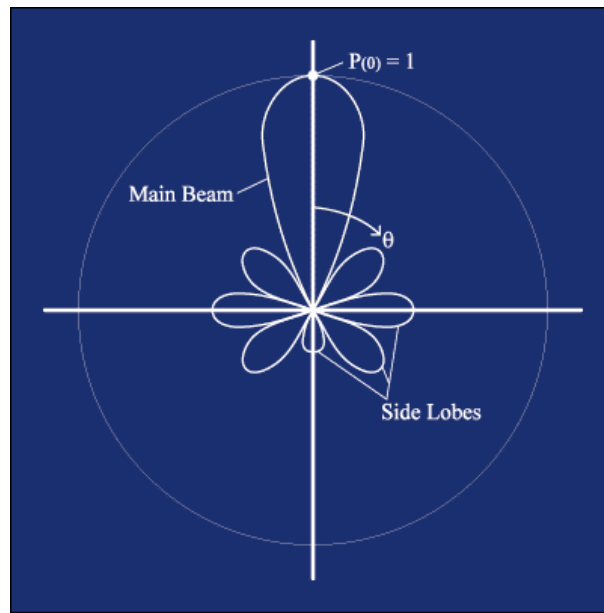


FIG. 3.2 – Schéma illustrant le diagramme de rayonnement (voir texte) d'une antenne en coordonnées polaires. L'axe vertical désigne la direction dans laquelle est dirigé le télescope. L'axe horizontal schématise la séparation entre l'hémisphère avant et l'hémisphère arrière. L'angle  $\theta$  est l'angle polaire. On voit l'existence de plusieurs lobes, dont le plus grand est le lobe primaire (*main beam* en anglais). Lorsque le télescope est dirigé dans une direction donnée, le flux intégré est la somme des flux tombant dans chacun des lobes pondérés par le gain de chacun des lobes (gain maximal pour le lobe primaire).

### 3.1.1 Caméra de bolomètres

Un bolomètre est composé de cristaux tel le germanium. Le principe du bolomètre repose sur la variation de la résistance électrique de ces cristaux en fonction de leur température. De ce fait, l'augmentation de résistance  $\Delta R$  due à l'arrivée d'un photon sur le bolomètre peut directement être reliée à l'énergie du photon incident. Cette technique est large bande, c'est à dire qu'elle est très peu dépendante de la fréquence du signal. L'IRAM dispose d'une caméra appelée MAMBO-2 (MAX-planck Millimeter Bolometer). Cette caméra est composée de 117 bolomètres espacés de  $20''$  couvrant une surface totale de  $4' \times 4'$ , mais pas suffisamment bien échantillonnée pour satisfaire le critère de Nyquist (i.e. plus de 2 pixels par élément de résolution du télescope). De ce fait, en cartographie, il est nécessaire d'utiliser le mode dit "On-The-Fly" qui permet de balayer le ciel avec le télescope tout en intégrant le signal. De cette manière, il est possible d'obtenir une carte parfaitement échantillonnée. La caméra MAMBO-2 est optimisée à 240 GHz et possède une large bande spectrale de 80 GHz. Cette caméra combinée au 30m est un outil très puissant pour la recherche et la cartographie de proto-amas d'étoiles émettant dans le continuum thermique de poussières. Avec cette caméra il est possible de cartographier une région de  $10' \times 10'$  en 1.6 heures (une heure d'intégration, plus les temps additionnels de pointage, calibration, etc...) et avec une sensibilité finale de 5 mJy/beam (voir section 3.1.3 pour la définition du Jansky).

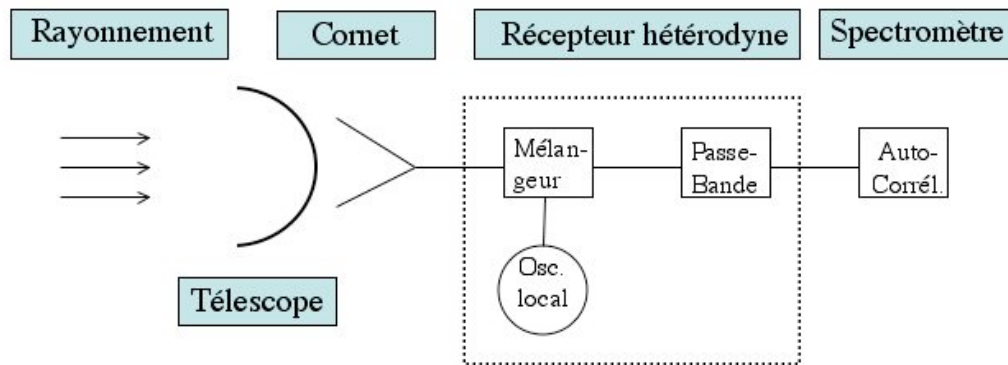


FIG. 3.3 – Schéma illustrant la chaîne de détection dans le cas d'observations de raies spectrales au 30m. Le récepteur hétérodyne est composé d'un oscillateur local, d'un mélangeur, et d'un passe-bande, tandis que le spectromètre est le plus souvent un auto-corrélateur. Les nombreux amplificateurs se trouvant sur la chaîne de détection n'ont pas été schématisés.

### 3.1.2 Récepteurs hétérodynes

Les récepteurs hétérodynes sont composés d'un oscillateur local et d'un mélangeur SIS (Supraconducteur Isolant Supraconducteur). Le principe d'un tel détecteur est de mélanger un signal de fréquence  $\nu_{OL}$  créé par l'oscillateur local au signal astrophysique de fréquence  $\nu$ . Le signal à la sortie du mélangeur est composé entre autres d'une partie linéaire, de fréquence  $(\nu - \nu_{OL})$  avec  $\nu_{IF} - \Delta\nu/2 \leq |\nu - \nu_{OL}| \leq \nu_{IF} + \Delta\nu/2$ , où  $\nu_{IF}$  est appelée fréquence intermédiaire. En ajustant un filtre après le mélangeur, il est possible de sélectionner uniquement cette partie du signal, et ainsi avoir un signal basse fréquence qui puisse être traité avec des filtres électroniques. Les récepteurs hétérodynes sont situés au 30m dans ce que l'on appelle "la cabine des récepteurs" située à l'extérieur, juste derrière le télescope. Toute l'instrumentation se situant dans cette cabine est appelée *front end*, tout ce qui vient après est appelé *back end*. Au 30m, les différents récepteurs front-end sont soit 4 récepteurs hétérodynes simples que l'on peut utiliser dans les deux polarisations, fonctionnant de manière optimale à 100, 150, 230, et 270 GHz (i.e. de 1 à 3mm en longueur d'onde), soit une caméra de 9 récepteurs hétérodynes fonctionnant uniquement à 1mm avec également les deux polarisations. Cette caméra est appelée HERA (HEterodyne Receiver Array).

Les back-ends utilisés sont généralement des spectromètres qui permettent d'extraire l'information spectrale du signal. Avant d'arriver sur ces spectromètres, le signal est de la forme

$$I(t) \propto E \cos(\pm(2\pi(\nu - \nu_{OL})t + \phi - \phi_{OL})) \quad (3.1)$$

or ce qui nous intéresse ici, c'est de connaître la puissance de ce signal par intervalles de fréquence,  $S(\nu)$ , appelée *densité spectrale de puissance*. Pour ce faire, il faut calculer la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de  $I(t)$  (cf Rohlfs et Wilson 1996). C'est exactement le travail de l'autocorrélateur VESPA du 30m qui calcule d'abord la fonction d'autocorrélation puis sa transformée de Fourier.

A la chaîne de détection décrite ci-dessus il faut ajouter plusieurs amplificateurs de



signal qui permettent de réhausser le signal, mais qui rajoutent aussi du bruit (de la même manière que tout autre élément de la chaîne de détection). Il est important de caractériser ce bruit afin d'avoir une idée précise de la qualité des données en sortie.

### 3.1.3 Caractéristiques du signal mesuré

Une résistance, bien que non alimentée, est parcourue par l'agitation thermique des électrons qui la constituent, et qui créent un courant  $i(t)$ . Bien que la moyenne de ce courant soit nulle la moyenne de  $i^2(t)$  ne l'est pas, et correspond à une puissance fournie au reste du circuit. Ce signal correspondant à l'agitation thermique des électrons est du bruit, le bruit de Johnson. La puissance ainsi générée est  $P=kT_N$  où  $T_N$  est la température des électrons (cf Rohlfis et Wilson 1996). Pour diminuer le bruit de Johnson, il est habituel d'entourer les récepteurs de cryostat (à azote ou helium liquide) permettant de les refroidir à de très faibles températures (i.e. jusqu'à quelques dixièmes de degrés Kelvin pour les caméras de bolomètres). Il existe différentes sources (e.g. récepteurs, atmosphère, etc...), autre que la source astrophysique, qui viennent "polluer" le signal que l'on souhaite analyser. Ce bruit peut être caractérisé par une température qu'en radioastronomie nous appelons *température de système* :  $T_{sys} = T(\text{recepteurs}) + T(\text{atmosphère}) + T(\text{lobes})$ . Cette température est un bon indicateur de la qualité des conditions d'observation. Plus elle est élevée, plus le bruit est important, et plus il est difficile d'observer un signal de faible amplitude.

Le signal astrophysique peut être lui aussi exprimé en terme de température. Ainsi, le signal en sortie de l'autocorrélateur, qui est une densité spectrale de puissance, est notée  $u(\nu)$ . On définit *la température d'antenne* par :

$$T_A = u(\nu)/k \quad (3.2)$$

Les données obtenues par détection hétérodyne ont donc la dimension d'une température dont l'unité est le Kelvin. En réalité, le signal en sortie de l'autocorrélateur,  $T_A$ , est affecté par l'absorption de l'atmosphère. Or ce qui nous intéresse c'est la température corrigée des effets de l'atmosphère,  $T'_A$ . Pour passer de  $T_A$  à  $T'_A$  on mesure, à une longueur d'onde donnée, le rayonnement du ciel, puis le rayonnement d'une charge dite chaude, ce pour trois élévations différentes, et, à l'aide d'un modèle d'atmosphère, il est possible de remonter à  $\tau_{ciel}$ , l'opacité du ciel à la longueur d'onde d'observation. Cette estimation  $\tau_{ciel}$  nous permet de passer de  $T_A$  à  $T'_A$ .

Ici, la température  $T'_A$  correspond à une température moyenne mesurée sur la totalité du diagramme de rayonnement du télescope. Si l'on suppose que la source responsable du signal astrophysique est située dans le ciel (i.e.  $2\pi$  sr), il faut alors corriger  $T'_A$  de ce que l'on appelle la "forward efficiency",  $F_{eff}$ , qui correspond à la fraction de la puissance détectée par les lobes dirigés vers le ciel (et pas vers le sol). Au 30m  $F_{eff} \simeq 0.9$ . On a donc la relation  $T_A^* = \frac{T'_A}{F_{eff}}$ . Dans le cas où l'approximation Rayleigh-Jeans est valable, cette température est exactement la température de brillance d'une source étendue sur tout le ciel. Au 30m, l'échelle utilisée par défaut est celle en  $T_A^*$ . On peut également définir une autre échelle en température qui est la température du lobe primaire,  $T_{MB}$ . Cette température est définie comme  $T_{MB} = \frac{T'_A}{B_{eff}} = T_A^* \frac{F_{eff}}{B_{eff}}$  où  $B_{eff}$  est le "beam efficiency" et correspond à la fraction de la puissance détectée dans le lobe primaire et varie, selon la fréquence, de 0.5 à 0.7 au 30m. Une fois de

plus, dans l'approximation Rayleigh-Jeans, une source qui remplit exactement le lobe primaire a une température de brillance qui est directement donnée par  $T_{MB}$ . Du fait que les sources étudiées ont des tailles plus proches de celle du lobe primaire que de  $2\pi$  stéradians nous utilisons quasiment systématiquement l'échelle de température  $T_{MB}$ . Aux longueurs d'ondes (sub)millimétriques aux températures régnant dans les coeurs denses, l'approximation Rayleigh-Jeans est marginalement vérifiée. On définit une nouvelle température, la température de rayonnement notée  $J_\nu(T_b) = \frac{c^2}{2k\nu^2} B_\nu(T_b)$ . Cette température est égale à la température de brillance uniquement lorsque l'approximation Rayleigh-Jeans est valable et est égale à  $T_{MB}$  lorsque la source remplit exactement le lobe primaire.

Quand on mesure le continuum de poussières, via par exemple des bolomètres, l'unité du signal de sortie est le Volt, qui est converti directement en une unité spécifique à la radioastronomie, le Jansky, avec  $1Jy = 10^{-26} W.m^{-2}.Hz^{-1}$ . Cette unité est celle d'une densité de flux, autrement dit celle utilisée pour mesurer  $S_\nu$  vu au chapitre 2.2. La calibration entre Volt et Jy se fait en observant une source de calibration primaire, e.g. Mars, pour laquelle le flux est connu avec précision.

## 3.2 Notions sur l'interférométrie millimétrique

Je vais ici juste donner les principes de base du fonctionnement d'un interféromètre du type de celui utilisé au plateau de Bure. Pour avoir une description plus complète de l'interférométrie en radio astronomie voir (Weliachew 1979) ; (Rohlfs et Wilson 1996) ; Dutrey (2000).

L'idée de base de l'interférométrie repose sur le fait que l'on peut reconstruire le signal d'une source qui serait observée avec un grand télescope (e.g. une centaine de mètres de diamètre) à partir d'une série d'observations de cette même source faite avec de plus petits télescopes (e.g. une dizaine de mètres). Il est ainsi possible, tout en évitant les problèmes techniques liés à la construction de grands télescopes, de reconstruire la pupille d'un télescope de plusieurs centaines de mètres de diamètre. C'est ce que l'on appelle la synthèse d'ouverture.

L'élément de base de la synthèse d'ouverture est l'interféromètre à deux antennes. Un schéma d'un tel interféromètre est montré sur la figure 3.4. Après corrélation des signaux des télescopes T1 et T2, la réponse du système pour une source étendue d'intensité  $I(\mathbf{s}-\mathbf{s}_0)$  est :

$$R(\mathbf{B}) = \exp \left[ 2\pi i \frac{\nu_0}{c} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s}_0 \right] \int \int \beta(\nu) G(\mathbf{s}-\mathbf{s}_0) I(\mathbf{s}-\mathbf{s}_0) \times \exp \left[ 2\pi i \frac{\nu}{c} \mathbf{B} \cdot (\mathbf{s}-\mathbf{s}_0) \right] ds d\nu \quad (3.3)$$

ou encore

$$R(\mathbf{B}) = \exp \left[ 2\pi i \frac{\nu_0}{c} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s}_0 \right] V(\mathbf{B}) \quad (3.4)$$

où  $\beta(\nu)$  est la bande de fréquence,  $G(\mathbf{s}-\mathbf{s}_0)$  est le diagramme de rayonnement d'une antenne (supposé être identique pour toutes les antennes) et  $V(\mathbf{B})$  est la fonction de visibilité. Si l'on suppose que  $I(\mathbf{s}-\mathbf{s}_0)$  et  $G$  sont indépendants de  $\nu$  et normalisés en  $\mathbf{s}_0$  alors on peut décrire la réponse  $R$  en deux parties : un terme égal à la réponse d'une source ponctuelle en  $\mathbf{s}_0$  à la fréquence  $\nu_0$  ; et un terme,  $V(\mathbf{B})$ , qui décrit l'écart en phase et en amplitude du signal par rapport au premier terme. C'est la fonction de visibilité  $V(\mathbf{B})$  qui décrit la structure de la source. Si l'on décompose les vecteurs  $\mathbf{B}$  et

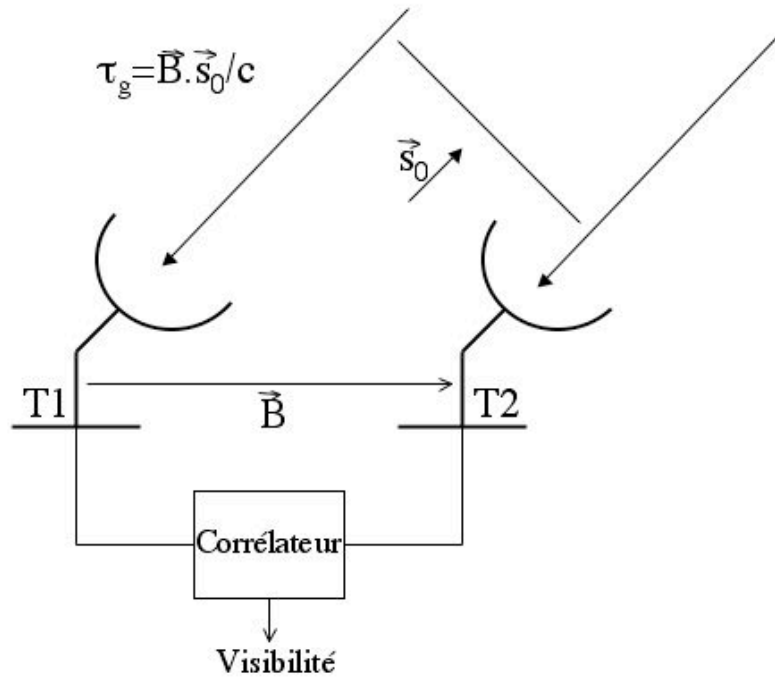


FIG. 3.4 – Schéma illustrant les notations utilisées en interférométrie (voir texte). Ici est schématisé un interféromètre à deux télescopes, T1 et T2, séparés d'une distance  $|\mathbf{B}|$ , et pointant dans la même direction  $\mathbf{s}_0$ . Le délai géométrique de T1 sur T2 est  $\tau_g = \mathbf{B} \cdot \mathbf{s}_0 / c$ .

$(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0)$  selon un repère d'axe défini par  $\mathbf{s}_0$  alors il apparaît que la visibilité, que l'on note maintenant  $V(\mathbf{u}, \mathbf{v})$ , est la transformée de Fourier inverse de la distribution d'intensité de la source multipliée par la fonction d'appareil. Autrement dit, si l'on estime  $V(\mathbf{u}, \mathbf{v})$  pour un suffisamment grand nombre de fréquences spatiales  $(u, v)$ , alors, en prenant sa transformée de Fourier on retrouve  $I(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0)$ .

La plus grande des lignes de base définit la résolution angulaire maximale que l'on peut obtenir, proportionnelle à  $\lambda / |\mathbf{B}|$ , et qui est bien meilleure que celle obtenue avec les plus grands télescopes à antenne unique construits à ce jour. Le diagramme de rayonnement d'une antenne individuelle, quant à lui, définit le champ de vue que l'on peut reconstruire à une fréquence donnée avec l'interféromètre. La rotation de la Terre permet, sans pour autant bouger les télescopes, de faire varier  $\mathbf{B}$  et donc, sans "effort", d'obtenir différentes mesures de visibilité.

L'interféromètre du plateau de Bure (PdBI) est situé dans les Alpes françaises à une altitude de 2560 m. Il est composé de 6 antennes de 15m de diamètre fonctionnant dans un domaine de longueurs d'onde allant de 1 à 3mm. Dans sa configuration la plus étendue (i.e.  $\sim 800\text{m}$  de ligne de base) le PdBI permet d'atteindre une résolution

angulaire de  $\sim 0.3''$  à 1.2mm. Le champ de vue à 1.2 mm est de  $\sim 20''$ . De la même manière que pour le télescope de 30m, les récepteurs du plateau de Bure sont des récepteurs hétérodynes suivis de cross-corrélateurs. Contrairement à ce qui est fait au 30m, le signal continuum est ici obtenu en intégrant le signal sur toute la largeur de bande disponible en sortie du corrélateur.

## CHAPITRE 4

# Dynamique au sein du proto-mas d'étoiles NGC 2264

---

### Sommaire

---

4.1	Contexte et résumé de cette étude . . . . .	55
4.2	Article "Probing the formation of intermediate- to high-mass stars in protoclusters : A detailed millimeter study of the NGC 2264 clumps" . . . . .	56
4.3	Compléments . . . . .	77
4.3.1	Quelques remarques sur l'opacité des différentes transitions observées . . . . .	77
4.3.2	Limites sur le modèle d'effondrement proposé . . . . .	78
4.3.3	Modèle d'un "disque" en rotation . . . . .	83

---

### 4.1 Contexte et résumé de cette étude

Nous avons vu en introduction qu'il existe actuellement un débat plutôt animé portant sur la formation des étoiles en amas. Dans ce débat, deux visions s'opposent quant à l'évolution des structures jouant un rôle dans la formation des proto-amas d'étoiles (cf § 1.6). Dans ces deux visions opposées, l'aspect dynamique des structures est très différent. L'étude de la dynamique des structures au sein des proto-amas d'étoiles devrait donc permettre de discriminer entre ces deux visions.

L'étude de la distribution en masse des coeurs préstellaires dans des proto-amas d'étoiles tel que  $\rho$ -Ophiuchi (Motte *et al.* 1998 ; voir § 1.6.2) a montré que cette distribution était très semblable à celle des étoiles de champ. Ceci suggère fortement que la distribution en masse des étoiles est déterminée dès les premiers stades de la formation du proto-amas. Cependant, cette étude, du fait du faible nombre de coeurs de masse supérieure à  $2 M_{\odot}$ , ne permet pas de dire quoi que ce soit en ce qui concerne la formation des étoiles massives. D'autre part, les effets dynamiques invoqués dans les études numériques turbulentes (e.g. accréation compétitive, coalescence, ...) jouent un rôle plus important pour les objets les plus massifs (cf. Bonnell *et al.* 2004 et Fig. 1.11). Dans ce contexte, il paraît clair que les objets à étudier en priorité sont des jeunes proto-amas d'étoiles massifs. Le problème de ce genre d'objets est qu'ils sont très souvent situés à des distances telles ( $> 2$  kpc) qu'il est difficile avec les télescopes actuels de résoudre

spatialement les coeurs pré/protostellaires. Un bon compromis entre masse et distance est le proto-amas NGC 2264.

Le proto-amas d'étoiles NGC 2264 est situé dans le nuage moléculaire du Monocéros à environ 800 pc de notre Soleil (i.e. 5 fois plus loin que  $\rho$ -Oph). Il est situé au sein d'une région active en formation d'étoiles présentant un amas d'étoiles infrarouge de plus de 300 étoiles. Le proto-amas NGC 2264 se subdivise en deux clumps, NGC 2264-C et NGC 2264-D, chacun associé à une source IRAS. Ces clumps sont également associés à des flots moléculaires suggérant une activité encore plus récente de formation d'étoiles. La masse de gaz de ces clumps a été estimée à plus de  $1000 M_{\odot}$  chacun (Williams et Garland 2002). De plus, une structure en vitesse inhabituelle (Kruegel *et al.* 1987), mais jusque là non interprétée, ou de manière non satisfaisante (Williams et Garland 2002), a été observée dans l'un de ces clumps. C'est pour toutes ces raisons que NGC 2264 nous a semblé être une cible particulièrement intéressante à étudier.

Pour réaliser cette étude, nous nous sommes basés sur des observations millimétriques obtenues avec le télescope de 30m de l'IRAM. Nous avons, dans un premier temps, observé le continuum de poussières à 1.2 mm afin de caractériser la structure et la distribution de matière de ce proto-amas. Ensuite nous avons observé à travers différentes raies moléculaires chacun des deux clumps afin d'obtenir l'information sur leur dynamique. Les spectres optiquement épais ont révélé des signatures d'effondrement dans chacun des deux clumps. Une discontinuité de vitesse de  $\sim 2 \text{ km.s}^{-1}$  a également été observée au centre de NGC 2264-C que nous interprétons comme une signature d'une interaction dynamique et d'une fusion possible entre deux coeurs protostellaires de Classe 0. Les calculs de transfert radiatif (via l'utilisation de MAPYSO ; cf 2.5) ont permis de confirmer que NGC 2264-C est un clump allongé qui s'effondre le long de son axe principal dans un temps proche de son temps de chute libre, i.e.  $1.7 \times 10^5$  ans. Notre modèle de cet effondrement à grande échelle suggère un taux d'effondrement de  $\sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$  à travers l'objet central C-MM3. Dans NGC 2264-D nos calculs de transfert radiatif ont permis d'estimer un taux d'accrétion de  $\sim 1 \times 10^{-4} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$  pour l'objet de Classe 0 D-MM1. De tels taux d'accrétion sont suffisamment élevés pour pouvoir dépasser la pression de radiation d'une étoile massive (voir § 1.6) et permettre la formation par accrétion d'une étoile de  $20 M_{\odot}$  en  $\sim 1.7 \times 10^5$  ans. Nous concluons que nous sommes très probablement en train d'assister à la formation d'une étoile massive dans la partie centrale du clump NGC 2264-C. Nos résultats suggèrent un scénario pour la formation des étoiles massives qui se situe entre le scénario de coalescence de Bonnell *et al.* (1998) et le scénario de coeur turbulent de McKee et Tan (2003). Dans le scénario empirique que nous proposons, plusieurs coeurs denses pourraient fusionner au centre d'un clump en effondrement pour former un coeur ultra-dense dans lequel la pression serait si élevée qu'il deviendrait un site privilégié pour la formation d'une étoile massive.

## 4.2 Article "Probing the formation of intermediate- to high-mass stars in protoclusters : A detailed millimeter study of the NGC 2264 clumps"

# Probing the formation of intermediate- to high-mass stars in protoclusters

## A detailed millimeter study of the NGC 2264 clumps

N. Peretto<sup>1</sup>, Ph. André<sup>1,2</sup>, and A. Belloche<sup>3</sup>

<sup>1</sup> CEA/DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, CE Saclay, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France  
 e-mail: [peretto;pandre]@cea.fr

<sup>2</sup> AIM – Unité Mixte de Recherche CEA – CNRS – Université Paris VII – UMR 7158, France

<sup>3</sup> Max Planck Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

Received 27 April 2005 / Accepted 24 August 2005

### ABSTRACT

We present the results of dust continuum and molecular line observations of two massive cluster-forming clumps, NGC 2264-C and NGC 2264-D, including extensive mapping performed with the MAMBO bolometer array and the HERA heterodyne array on the IRAM 30 m telescope. Both NGC 2264 clumps are located in the Mon OB1 giant molecular cloud complex, adjacent to one another. Twelve and fifteen compact millimeter continuum sources (i.e. MMSs) were identified in clumps C and D, respectively. These MMSs have larger sizes and masses than the millimeter continuum condensations detected in well-known nearby protoclusters such as  $\rho$  Ophiuchi. The MMSs of NGC 2264 are closer in size to the DCO<sup>+</sup> “cores” of  $\rho$  Oph, although they are somewhat denser and exhibit broader linewidths. Most of the MMSs of NGC 2264-C harbor candidate Class 0 protostars associated with shocked molecular hydrogen jets. Evidence of widespread infall motions was found in, e.g., HCO<sup>+</sup>(3–2) or CS(3–2) in both NGC 2264-C and NGC 2264-D. A sharp velocity discontinuity  $\sim 2$  km s<sup>-1</sup> in amplitude was observed in N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) and H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0) in the central, innermost part of NGC 2264-C, which we interpreted as the signature of a strong dynamical interaction between two MMSs and their possible merging with the central MMS C-MM3. Radiative transfer modelling supports the idea that NGC 2264-C is a highly unstable prolate clump in the process of collapsing along its long axis on a near free-fall dynamical timescale  $\sim 1.7 \times 10^5$  yr. Our model fit of this large-scale collapse suggests a maximum mass inflow rate  $\sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  toward the central protostellar object C-MM3. In NGC 2264-D, we estimated a mass infall rate  $\dot{M}_{\text{DMM1}} \sim 1.1 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  toward the rotating Class 0 object D-MM1, also based on radiative transfer modelling of the observations. Such infall rates are sufficiently high to overcome radiation pressure and allow the formation of  $\sim 20 M_{\odot}$  stars by accretion in  $\sim 1.7 \times 10^5$  yr, i.e., a time that is similar to the global dynamical timescale of the central part of NGC 2264-C. We conclude that we are likely witnessing the formation of a high-mass ( $\geq 10 M_{\odot}$ ) protostar in the central part of NGC 2264-C. Our results suggest a picture of massive star formation intermediate between the scenario of stellar mergers of Bonnell et al. (1998) and the massive turbulent core model of McKee & Tan (2003), whereby a turbulent, massive ultra-dense core is formed by the gravitational merger of two or more Class 0 protostellar cores at the center of a collapsing protocluster.

**Key words.** stars: formation – stars: circumstellar matter – ISM: clouds – ISM: molecules – ISM: kinematics and dynamics

### 1. Introduction

While most stars are believed to form in clusters (e.g. Adams & Myers 2001; Lada & Lada 2003), our present theoretical understanding of the star formation process is essentially limited to isolated dense cores and protostars (e.g. Shu et al. 1987, 2004). Detailed studies of the earliest phases of clustered star formation are crucially needed if we are to explain the origin of the stellar initial mass function (IMF) and the birth of massive stars. There is indeed a growing body of evidence that high-mass ( $M_{\star} > 8 M_{\odot}$ ) stars may be able to form *only* in a clustered environment (e.g. Zinnecker et al. 1993; Testi et al. 1999; Clarke et al. 2000).

On the theoretical side, two main scenarios have been proposed for clustered star formation in turbulent molecular clouds. In the first scenario, the distribution of stellar masses is primarily determined by *turbulent fragmentation*. Briefly, self-gravitating condensations (each containing one local Jeans mass) form as turbulence-generated density fluctuations (e.g. Padoan & Nordlund 2002), then decouple from their turbulent environment (e.g. Myers 1998), and eventually collapse with little interaction with their surroundings. In this scenario, high-mass stars are built-up by a scaled-up version of the accretion process believed to be at work in low-mass protostars: a high accretion rate ( $> 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ), generated by the high pressure of the turbulent environment (e.g. McKee & Tan 2003)

and/or the influence of an external trigger (e.g. Hennebelle et al. 2003), is sufficient to overcome the radiation pressure that would normally halt the collapse soon after  $M_{\star} \approx 8 M_{\odot}$  (e.g. Stahler et al. 2000).

By contrast, in the second scenario, the distribution of stellar masses results solely from the *dynamics of the parent protocluster*. Here, individual protostellar seeds have large proper motions with respect to the mean cloud velocity. They accrete cloud material competitively while orbiting in the gravitational potential well of a collapsing protocluster and possibly collide with one another (e.g. Bonnell et al. 1998, 2001). In this alternative scenario, competitive accretion and dynamical interactions between individual cluster members play a dominant role (e.g. Klessen & Burkert 2000; Bate et al. 2003). In the dense central region of the collapsing protocluster, the probability of encounters becomes high enough that massive stars can form by the coalescence of intermediate-mass protostars (e.g. Bonnell & Bate 2002). Determining which of these two pictures dominates in actual cluster-forming clouds is a major issue that is still open.

As one expects the internal dynamics of protoclusters to differ markedly in the two pictures, comprehensive molecular line studies of the kinematics of prestellar condensations and Class 0 protostars in cluster-forming regions can provide powerful observational tests (cf. André 2002). In an effort to improve our knowledge of the dynamics of protoclusters and to constrain theoretical models of clustered star formation, we carried out a combination of millimeter dust continuum and molecular line observations of the active cluster-forming region NGC 2264, which contains more than 360 near-IR sources (Lada et al. 1993; Lada & Lada 2003). Located in the Mon OB1 molecular cloud complex ( $d \sim 800$  pc), NGC 2264 is known for its famous Cone Nebula. Three arcminutes or  $\sim 0.7$  pc to the north of the Cone Nebula, Allen (1972) discovered a bright embedded IR source, hereafter called IRS1, associated with IRAS 06384+0932, and also known as Allen's source. IRS1 is a B2-type object with estimated visual extinction  $A_V \sim 20$ –30 (Allen 1972; Thompson et al. 1998), bolometric luminosity  $L_{\text{bol}} \sim 2300 L_{\odot}$  (Margulis et al. 1989), and mass  $M_{\star} \sim 9.5 M_{\odot}$  (Thompson et al. 1998). Approximately 6 arcmin or  $\sim 1.4$  pc to the north-west of IRS1, there is another IRAS source, IRAS 06382+0939, hereafter called IRS2, which is a Class I young stellar object (YSO) with  $L_{\text{bol}} \sim 150 L_{\odot}$  (Margulis et al. 1989). Both IRS1 and IRS2 are associated with molecular outflows, named NGC 2264-C and NGC 2264-D, respectively (Margulis et al. 1988), and to dense molecular clumps revealed by CS(2–1) (Wolf-Chase et al. 1995) and submillimeter dust continuum observations (Ward-Thompson et al. 2000; Williams & Garland 2002; Wolf-Chase et al. 2003). An  $\text{H}_2\text{O}$  maser was found in each clump (Genzel et al. 1977; Mendoza et al. 1990), and a 44-GHz methanol maser was found in NGC 2264-C (Haschick et al. 1990). Methanol masers are known to be clear signposts of ongoing intermediate/high-mass star formation (Minier et al. 2001).

Previous kinematical studies of NGC 2264-C have revealed a complex velocity structure (Krügel et al. 1987). Evidence of large-scale collapse in the entire clump, disrupted by outflow motions on small scales, was reported by

Williams & Garland (2002). Triggered star formation, due to an expanding shell  $\sim 0.12$  pc in diameter around IRS1, has been suggested by Nakano et al. (2003) based on observations with the Nobeyama millimeter interferometer. These previous studies had either lower angular resolution and/or were focused on a much smaller region than the observations reported here.

The layout of the paper is as follows. Observational details, dust continuum results, and molecular line results are described in Sects. 2–4, respectively. Section 5 discusses the nature of the embedded millimeter sources identified in NGC 2264, while Sects. 6 and 7 present radiative transfer models of NGC 2264-C and NGC 2264-D-MM1, respectively. We compare our observational results with various scenarios of high-mass star formation in Sect. 8. Our main conclusions are summarized in Sect. 9.

## 2. Millimeter observations

We performed 1.2 mm dust continuum mapping observations of NGC 2264 in December 2000 with the IRAM 30 m telescope near Pico Veleta, Spain, using the MAMBO 37-channel bolometer array. Eleven on-the-fly maps were taken in the dual-beam scanning mode, with individual sizes ranging from  $13' \times 10'$  to  $5' \times 4'$ . Chopping was performed by wobbling the secondary mirror of the telescope at 2 Hz with a throw ranging from  $32''$  to  $72''$ . The scanning speed was either  $6''/\text{s}$  or  $8''/\text{s}$ . The atmospheric opacity at zenith varied between 0.11 and 0.45 at  $\lambda = 1.25$  mm. Pointing and focus checks were made every hour. The pointing accuracy was measured to be better than  $4''$ , and the angular resolution was  $\sim 11''$  (HPBW). Calibration was achieved by mapping Mars (primary calibrator) and is believed to be reliable to better than  $\sim 15\%$ . Our resulting 1.2 mm continuum mosaic of the NGC 2264 region covers a total area of  $\sim 400$  arcmin<sup>2</sup>, i.e.  $\sim 23$  pc<sup>2</sup> with a mean rms noise  $\sigma = 7$  mJy/ $11''$ -beam (i.e. 8 mJy/ $13''$ -beam, see Fig. 1).

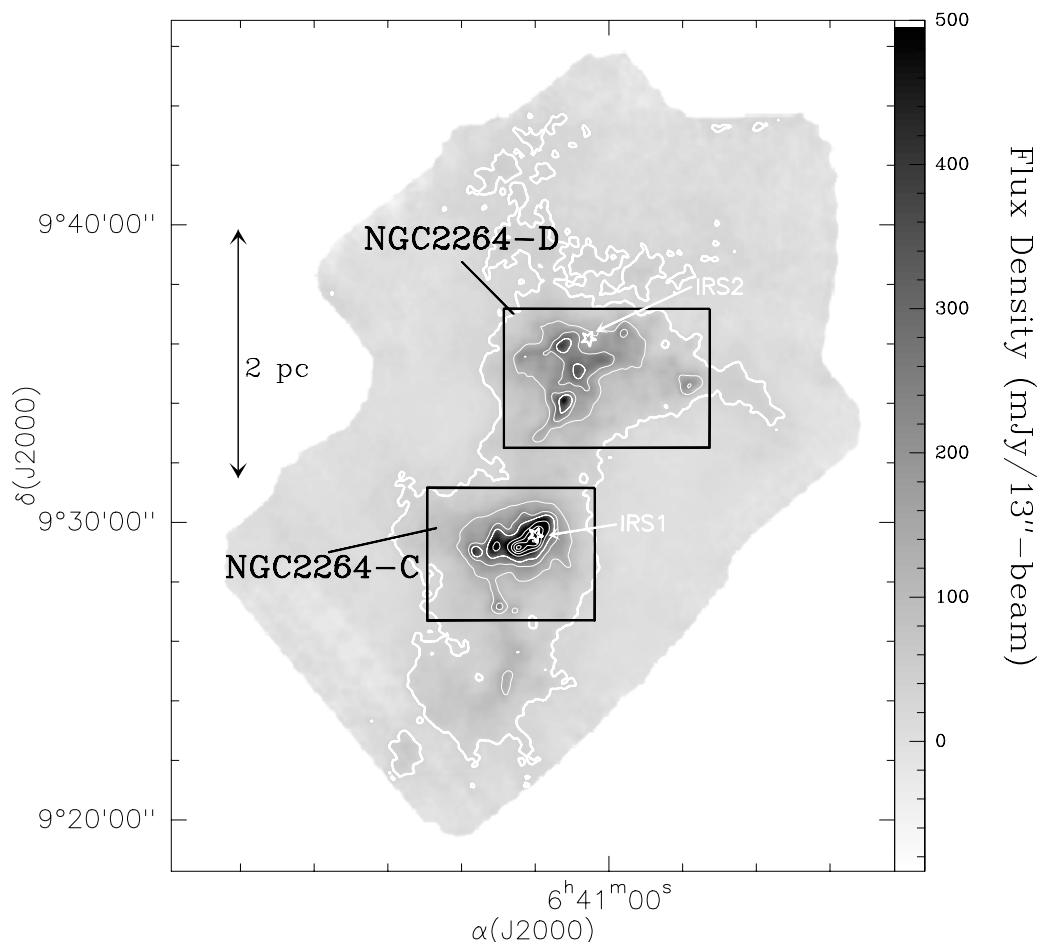
We performed follow-up molecular line observations with the IRAM 30 m telescope in March and May 2002. The observed molecular transitions were  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ ,  $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ ,  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  at 3 mm, CS(3–2),  $\text{C}^{34}\text{S}(3-2)$  at 2 mm, CS(5–4),  $\text{C}^{34}\text{S}(5-4)$ ,  $\text{HCO}^+(3-2)$  and  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  at 1.1 mm. The half-power beam width of the telescope was  $\sim 26''$ ,  $\sim 17''$ ,  $\sim 10''$  at 3 mm, 2 mm, 1.1 mm, respectively. For most transitions, we took maps in the on-the-fly mode around the peaks seen in the 1.2 mm dust continuum map of Fig. 1. We used either four SIS heterodyne receivers simultaneously or, for the 1.2 mm band, the HERA 9-pixel heterodyne array. As backend we used an autocorrelation spectrometer with a spectral resolution of 20 kHz at 3 mm and of 40 kHz at 2 mm and 1.2 mm. The corresponding velocity resolution ranged from 0.05 to 0.08 km s<sup>−1</sup> per channel.

## 3. Dust continuum mapping results

### 3.1. Source extraction

Our 1.2 mm dust continuum maps were reduced and combined with the IRAM software for bolometer-array data (“NIC”; cf. Brogière et al. 1995). Combining all our maps, we obtained the image shown in Fig. 1. The resulting mosaic





**Fig. 1.** Millimeter dust continuum mosaic of NGC 2264-C and NGC 2264-D, smoothed to an effective angular resolution of  $13''$ . The first white contour level is at  $30 \text{ mJy}/13''\text{-beam}$  and corresponds to a column density  $\sim 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  (assuming  $\kappa = 0.005 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  and  $T_d = 15 \text{ K}$ ). The other white contour levels go from  $120$  to  $300 \text{ mJy}/13''\text{-beam}$  by  $90 \text{ mJy}/13''\text{-beam}$ , and from  $300$  to  $1100 \text{ mJy}/13''\text{-beam}$  by  $200 \text{ mJy}/13''\text{-beam}$ . The mean rms noise is  $\sim 8 \text{ mJy}/13''\text{-beam}$ . The open white star symbols show the positions of the two IRAS sources IRS1 and IRS2.

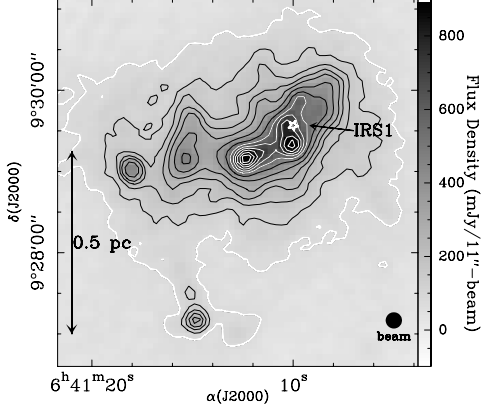
confirms the presence of two distinct clumps, NGC 2264-C and NGC 2264-D, which closely follow the CS(2–1) integrated intensity map of Wolf-Chase et al. (1995).

In order to search for compact millimeter continuum sources (hereafter, MMSs) within NGC 2264-C and NGC 2264-D, we used the systematic method developed by Motte et al. (2003). This method is based on a combination of the multi-resolution wavelet algorithm of Starck et al. (1995) and the Gaussian fitting procedure of Stutzki & Güsten (1990), Gaussclump (kindly provided by C. Kramer). The original image was first decomposed into two wavelet “views” of the field on small and large spatial scales, respectively. The difficult step at this stage is to select a proper limiting scale, called ScUp, beyond which the detected dust emission is deemed to arise from the ambient cloud rather than from prestellar and/or protostellar sources. Here, we chose ScUp by analogy with the previous detailed study of the nearby  $\rho$  Ophiuchi protocluster by Motte et al. (1998 – hereafter MAN98). In  $\rho$  Ophiuchi, the physical diameter of dense cores (such as, e.g., Oph-A) was found

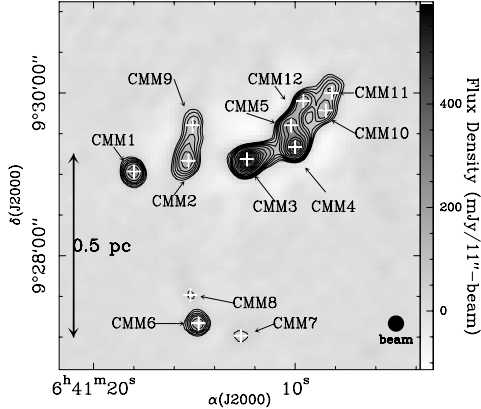
to be  $\sim 0.1 \text{ pc}$ , corresponding to an angular diameter  $\sim 24''$  at  $800 \text{ pc}$ . As the mean angular separation between nearest neighboring peaks in our dust continuum map of NGC 2264-C is also  $\sim 24''$ , we adopted ScUp =  $24''$  in NGC 2264-C. In order to facilitate the comparison of source masses at the same spatial scale in the entire NGC 2264 region, we adopted ScUp =  $24''$  in NGC 2264-D as well, even though the mean angular separation between nearest neighboring peaks is slightly larger ( $\sim 40''$ ) in clump D. The wavelet decomposition then allows us to filter out all emission structures arising from spatial scales larger than ScUp (see Figs. 2b and 3b).

In a second step, we used Gaussclump (Stutzki & Güsten 1990) to identify all Gaussian sources with larger FWHM sizes than the  $11''$  beam width and above a given peak flux density threshold in the filtered image (see Motte et al. 2003 for details). Following this procedure with the detection threshold set to  $5\sigma = 35 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$ , we identified a total of 27 MMSs: 12 in NGC 2264-C (see Fig. 2b) and 15 in NGC 2264-D (see Fig. 3b), 14 of which are new  $1.2 \text{ mm}$

(a) NGC 2264-C: 1.2mm dust cont.



(b) NGC 2264-C: 1.2mm filtered



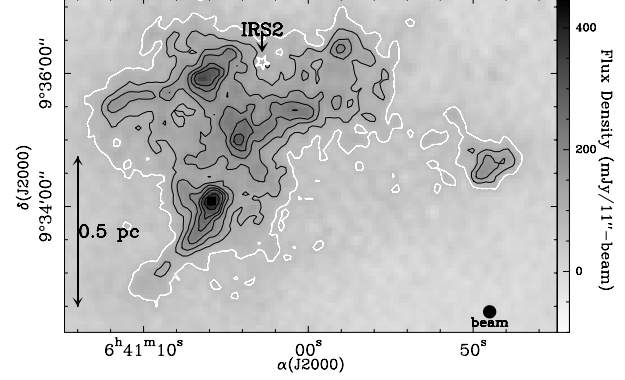
**Fig. 2.** **a)** Dust continuum map of NGC 2264-C at 1.2 mm. The white open star shows the position of IRS1. The outer white contour corresponds to  $S_{\text{peak}}^{1.2} = 70 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$  (i.e.  $10\sigma$ ), equivalent to a column density  $\sim 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  (assuming  $\kappa = 0.005 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  and  $T_d = 15 \text{ K}$ ); the black contours go from 120 to 270 by  $50 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$  and from 350 to 450 by  $100 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$ , while the inner white contours go from 550 to 1050 by  $100 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$ . **b)** Filtered 1.2 mm dust continuum image of NGC 2264-C, obtained from the wavelet plane corresponding to spatial scales smaller than  $\text{ScUp} = 24''$ . The white crosses mark the central positions of the MMSs identified with Gaussclump. The contours go from 35 to 50 by  $15 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$ , from 50 to 110 by  $20 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$  and from 140 to 440 by  $50 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$  (see text for details).

dust continuum detections. Table 1 lists the parameters of the 27 detected Gaussian MMSs. Although three more peaks lie just above  $35 \text{ mJy}/\text{beam}$  in the filtered map of NGC 2264-D (Fig. 3b), they are not identified as real MMSs, since their  $FWHM$  sizes are smaller than the beam width.

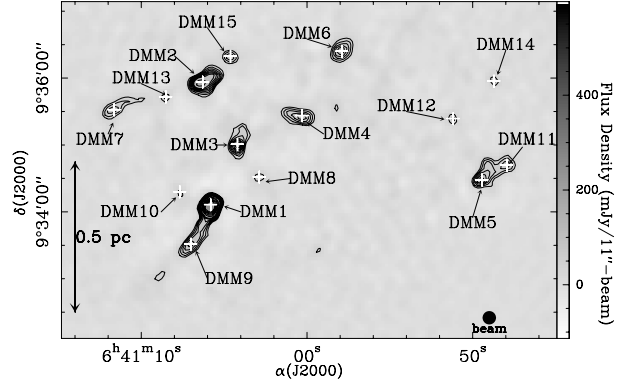
### 3.2. Properties of the NGC 2264 sources

Assuming optically thin 1.2 mm dust continuum emission, the measured flux densities provide direct estimates of the masses and column densities of the MMSs (see, e.g., MAN98 for details). We adopted a dust mass opacity  $\kappa_{\text{dust}} = 0.005 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  at 1.2 mm (cf. MAN98) and a dust temperature  $T_d = 15 \text{ K}$

(a) NGC 2264-D: 1.2mm dust cont.



(b) NGC 2264-D: 1.2mm filtered



**Fig. 3.** Same as Fig. 2 for NGC 2264-D. **a)** The white open star shows the position of IRS2. The outer white contour is the same as in Fig. 2a, while the other black contours go from 110 to 270 by  $40 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$  and from 350 to 425 by  $75 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$ . **b)** The contours go from 35 to 95 by  $10 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$  and from 120 to 200 by  $20 \text{ mJy}/11''\text{-beam}$  (see text for details).

(Ward-Thompson et al. 2000) for all sources. The distance to NGC 2264 was taken to be  $d = 800 \text{ pc}$  and the mean molecular weight  $\mu = 2.33$ . The derived masses, column densities, and volume densities are listed in Table 2 for both NGC 2264-C and NGC 2264-D. Note that the masses of the compact MMSs account for only  $\sim 10\%$  of the total gas mass of the clumps, with the latter dominated by the large-scale background.

Given the Gaussian fit uncertainties, a source is considered as unresolved if its undeconvolved  $FWHM$  angular size is smaller than  $13''$ . Four sources were found to be unresolved (with both the major and minor  $FWHM$  sizes smaller than  $13''$ ); twelve are only partly resolved (with only the minor  $FWHM$  smaller than  $13''$ ), and eleven are fully resolved (with both the major and minor  $FWHM$ s larger than  $13''$ ). The MMSs have deconvolved  $FWHM$  physical sizes ranging from  $<0.03 \text{ pc}$  to  $0.12 \text{ pc}$ , masses ranging from  $\sim 2$  to  $\sim 41 M_{\odot}$ , and volume densities ranging from  $\sim 1.5 \times 10^5$  to  $3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ; we can only estimate lower limits to the volume densities of the unresolved MMSs. Our  $5\sigma$  detection threshold corresponds to a mass of  $\sim 1.2 M_{\odot}$ . A detailed comparison of the global properties of NGC 2264-C and NGC 2264-D is presented in Sect. 8

**Table 1.** Source extraction results in NGC 2264-C and NGC 2264-D.

Source <sup>a</sup>	Coordinates		Undec. <i>FWHM</i> <sup>b</sup> (arcsecond)	PA <sup>c</sup> (deg)	$S_{\text{peak}}^{1.2\text{ d}}$ (mJy/11''-beam)	$S_{\text{int}}^{1.2\text{ e}}$ (mJy)	$S_{\text{back}}^{1.2\text{ f}}$ (mJy/11''-beam)
	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$					
C-MM1	06:41:18.0	+09:29:02	14 × 12	16	255 ± 11	354	186
C-MM2	06:41:15.3	+09:29:10	22 × 13	-12	183 ± 10	433	296
C-MM3	06:41:12.4	+09:29:11	18 × 13	123	573 ± 9	1108	508
C-MM4	06:41:10.0	+09:29:20	18 × 15	-11	426 ± 8	951	541
C-MM5	06:41:10.2	+09:29:36	21 × 11	135	261 ± 9	498	529
C-MM6	06:41:14.8	+09:27:10	12 × 12	-	183 ± 6	218	100
C-MM7	06:41:12.7	+09:27:01	15 × 13	126	45 ± 6	73	68
C-MM8	06:41:15.2	+09:27:31	14 × 11	23	35 ± 6	45	89
C-MM9	06:41:15.1	+09:29:36	21 × 11	-1	94 ± 10	179	225
C-MM10	06:41:08.5	+09:29:47	27 × 12	-24	140 ± 8	375	366
C-MM11	06:41:08.2	+09:30:00	16 × 11	103	110 ± 7	160	288
C-MM12	06:41:09.8	+09:29:51	14 × 11	121	183 ± 7	233	387
D-MM1	06:41:05.8	+09:34:06	17 × 13	-24	257 ± 8	469	211
D-MM2	06:41:06.3	+09:35:56	23 × 14	116	134 ± 9	357	204
D-MM3	06:41:04.2	+09:35:01	18 × 12	-11	105 ± 9	187	201
D-MM4	06:41:00.3	+09:35:26	26 × 13	81	81 ± 9	226	159
D-MM5	06:40:49.4	+09:34:29	19 × 13	135	88 ± 8	180	93
D-MM6	06:40:57.9	+09:36:24	20 × 15	-39	86 ± 9	213	119
D-MM7	06:41:11.6	+09:35:32	28 × 13	126	60 ± 8	180	116
D-MM8	06:41:02.9	+09:34:31	15 × 11	33	41 ± 9	56	136
D-MM9	06:41:07.0	+09:33:31	31 × 12	139	77 ± 7	237	137
D-MM10	06:41:07.7	+09:34:18	16 × 11	12	36 ± 8	52	136
D-MM11	06:40:47.9	+09:34:42	19 × 15	109	62 ± 8	146	90
D-MM12	06:40:51.2	+09:35:24	12 × 11	51	49 ± 10	53	53
D-MM13	06:41:08.5	+09:35:43	12 × 11	-34	46 ± 8	50	137
D-MM14	06:40:48.7	+09:35:57	12 × 11	29	46 ± 10	50	26
D-MM15	06:41:04.6	+09:36:19	16 × 12	102	62 ± 9	98	146

<sup>a</sup> The C-MM and D-MM numbers correspond to our own labelling and are consistent with the source numbering of Ward-Thompson et al. (2000) and Wolf-Chase et al. (2003) for previously known sources.

<sup>b</sup> Undeconvolved *FWHM* sizes derived from fitting an elliptical Gaussian to the background subtracted maps (i.e., after filtering out emission seen on scales larger than  $\text{ScUp} = 24''$ ).

<sup>c</sup> Position angle (from North to East) of the major axis of the fitted Gaussian ellipse.

<sup>d</sup> Peak flux density in the background subtracted continuum map and  $1\sigma$  rms at the position of the source.

<sup>e</sup> Total integrated flux density under the elliptical Gaussian.

<sup>f</sup> Background level at the position of the source peak.

and Table 6 below. Here, we simply note that NGC 2264-C appears to be more centrally concentrated than NGC 2264-D in Fig. 1.

## 4. Molecular line-mapping results

### 4.1. $\text{N}_2\text{H}^+$ line widths and velocity dispersion

Maps in low optical depth tracers of dense gas, such as  $\text{N}_2\text{H}^+$ , can provide constraints on the velocity field of protoclusters projected onto the line of sight (cf. Belloche et al. 2001). The  $\text{N}_2\text{H}^+$  molecule, which does not deplete up to fairly high densities (e.g. Bergin & Langer 1997; Belloche & André 2004),

is a particularly interesting tracer in this respect. Figures 4 and 5 show that the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  integrated intensity maps of NGC 2264-C and NGC 2264-D essentially trace the same structures as the 1.2 mm dust continuum maps when the latter are smoothed to the same  $27''$  angular resolution.

We used the HFS (HyperFine Structure) fitting routine of the CLASS reduction package from IRAM to fit all 7 hyperfine components of the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  multiplet at each mapped position. This provided, for each spectrum, estimates of the centroid velocity,  $V_{\text{LSR}}$ , and of the *FWHM* linewidth,  $\Delta V$ .

The  $\text{N}_2\text{H}^+$  linewidth measured toward each MMS is listed as a velocity dispersion  $\sigma_{\text{line}} = \Delta V / \sqrt{8 \ln(2)}$  in Table 2.

**Table 2.** Properties<sup>a</sup> of the millimeter sources detected in NGC 2264-C and NGC 2264-D.

Source	Dec. <i>FWHM</i> <sup>b</sup> (pc)	<i>M</i> <sub>1.2</sub> <sup>c</sup> ( <i>M</i> <sub>⊙</sub> )	Density <sup>d</sup> (cm <sup>-3</sup> )	<i>N</i> <sub>H<sub>2</sub></sub> <sup>e</sup> (10 <sup>22</sup> cm <sup>-2</sup> )	<i>N</i> <sub>H<sub>2</sub></sub> <sup>back f</sup> (10 <sup>22</sup> cm <sup>-2</sup> )	<i>σ</i> <sub>line</sub> <sup>g</sup> (km s <sup>-1</sup> )	<i>M</i> <sub>vir</sub> <sup>h</sup> ( <i>M</i> <sub>⊙</sub> )	<i>α</i> <sub>vir</sub> <sup>i</sup>
C-MM1	0.035 × UR	13.1	1.8 × 10 <sup>6</sup>	26	19	0.38	3.2	0.2
C-MM2	0.076 × 0.028	16.0	6.7 × 10 <sup>5</sup>	18	30	0.51	8.4	0.5
C-MM3	0.057 × 0.028	40.9	2.7 × 10 <sup>6</sup>	57	51	1.06	31.3	0.8
C-MM4	0.057 × 0.041	35.1	1.3 × 10 <sup>6</sup>	43	54	0.89	26.7	0.8
C-MM5	0.072 × UR	18.4	8.4 × 10 <sup>5</sup>	26	53	0.93	27.1	1.5
C-MM6	unresolved	8.1	>1.5 × 10 <sup>6</sup>	18	10	0.34	2.3	0.3
C-MM7	0.041 × 0.028	2.7	2.9 × 10 <sup>5</sup>	5	7	0.59	8.2	3.0
C-MM8	0.035 × UR	1.7	2.3 × 10 <sup>5</sup>	4	9	0.47	4.8	2.8
C-MM9	0.072 × UR	6.6	3.0 × 10 <sup>5</sup>	9	23	0.55	9.5	1.4
C-MM10	0.099 × UR	13.9	3.9 × 10 <sup>5</sup>	14	37	0.76	21.2	1.5
C-MM11	0.046 × UR	5.9	5.3 × 10 <sup>5</sup>	11	29	0.68	11.6	2.0
C-MM12	0.035 × UR	8.6	1.2 × 10 <sup>6</sup>	18	39	0.76	12.6	1.5
D-MM1	0.052 × 0.028	17.3	1.3 × 10 <sup>6</sup>	26	21	0.59	9.3	0.5
D-MM2	0.081 × 0.035	13.2	3.6 × 10 <sup>5</sup>	13	20	0.51	9.7	0.7
D-MM3	0.057 × UR	6.9	4.5 × 10 <sup>5</sup>	11	20	0.26	1.9	0.3
D-MM4	0.094 × 0.028	8.4	2.6 × 10 <sup>5</sup>	8	16	0.81	23.5	2.8
D-MM5	0.062 × 0.028	6.7	3.8 × 10 <sup>5</sup>	9	9	0.42	5.1	0.8
D-MM6	0.067 × 0.041	7.9	2.3 × 10 <sup>5</sup>	9	12	0.55	11.0	1.4
D-MM7	0.103 × 0.028	6.7	1.8 × 10 <sup>5</sup>	6	12	0.59	13.0	1.9
D-MM8	0.041 × UR	2.1	2.2 × 10 <sup>5</sup>	4	14	0.34	2.7	1.3
D-MM9	0.116 × UR	8.9	2.0 × 10 <sup>5</sup>	8	14	0.55	12.0	1.3
D-MM10	0.046 × UR	1.9	1.5 × 10 <sup>5</sup>	4	14	0.72	13.0	6.8
D-MM11	0.062 × 0.041	5.4	1.7 × 10 <sup>5</sup>	6	9	0.30	3.2	0.6
D-MM12	unresolved	1.9	>3.6 × 10 <sup>5</sup>	5	5	0.38	2.8	1.5
D-MM13	unresolved	1.8	>3.4 × 10 <sup>5</sup>	5	14	0.89	15.5	8.6
D-MM14	unresolved	1.8	>3.4 × 10 <sup>5</sup>	5	3	–	–	–
D-MM15	0.046 × UR	3.6	3.2 × 10 <sup>5</sup>	6	15	0.64	10.2	2.8

<sup>a</sup> All parameters have been estimated from the background-subtracted maps, i.e., after filtering out emission seen on scales larger than  $\text{ScUp} = 24''$  (see text)

<sup>b</sup> Deconvolved major and minor *FWHM* continuum sizes; UR means unresolved.

<sup>c</sup> Mass estimated from the total 1.2 mm continuum flux density of the corresponding elliptical Gaussian source. For a 2D Gaussian source, ~94% of this mass is contained within an area twice the size of the *FWHM* ellipse. Typical uncertainty is a factor  $\geq 2$  (on either side) due to the uncertain values of the dust mass opacity and dust temperature.

<sup>d</sup> Mean H<sub>2</sub> volume density derived from the mass of Col. 3 assuming a spherical source of effective diameter twice the geometrical mean of the deconvolved *FWHM* sizes in Col. 2. Typical uncertainty is a factor  $\geq 2$  as for *M*<sub>1.2</sub>. The mean density within the *FWHM* volume is four times larger.

<sup>e</sup> Peak column density estimated from the background-subtracted map. Typical uncertainty is a factor  $\geq 2$  as for *M*<sub>1.2</sub>.

<sup>f</sup> Background column density at the position of the source peak assuming the same dust properties as for the MMSs (see text).

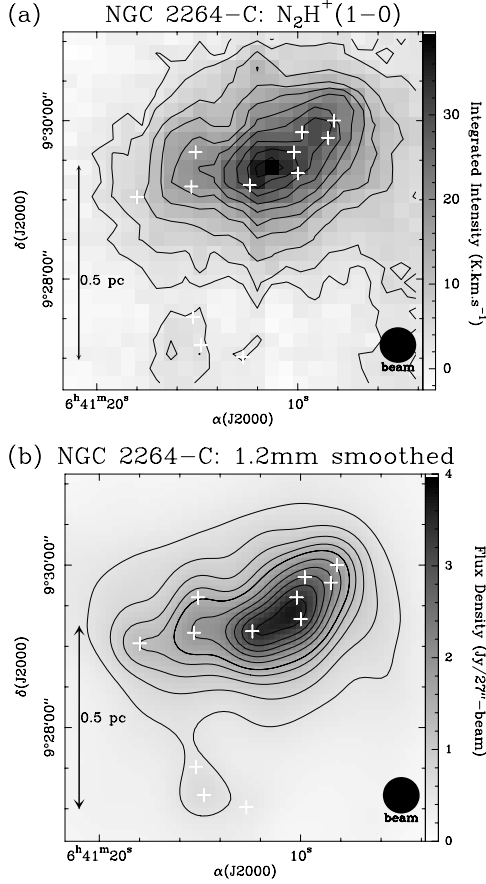
<sup>g</sup> Velocity dispersion (i.e. rms) along the line of sight derived from a Gaussian hyperfine fit to the N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) multiplet. The typical fit uncertainty is  $\Delta\sigma_{\text{line}} = 0.04 \text{ km s}^{-1}$ .

<sup>h</sup> Virial mass calculated as  $M_{\text{vir}} = 3R \frac{\sigma_{\text{line}}^2}{G}$  assuming a  $\rho \propto r^{-2}$  density profile. Here, the radius *R* is equal to twice the geometrical mean of the deconvolved *HWHM* radii. Typical relative uncertainty is less than 30%.

<sup>i</sup> Virial parameter defined as  $\alpha_{\text{vir}} = M_{\text{vir}}/M_{1.2}$ . Typical uncertainty is a factor  $\geq 2$ , dominated by the uncertainty on *M*<sub>1.2</sub>.

On average, we found  $\sigma_{\text{line}} \sim 0.6\text{--}0.7 \text{ km s}^{-1}$  in both NGC 2264-C and NGC 2264-D. From these  $\sigma_{\text{line}}$  estimates, we can calculate a virial mass, *M*<sub>vir</sub>, and a virial mass ratio (cf. Bertoldi & McKee 1992),  $\alpha_{\text{vir}} = M_{\text{vir}}/M_{1.2}$ , for each MMS (cf. Table 2). Note that the N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) observations probe material

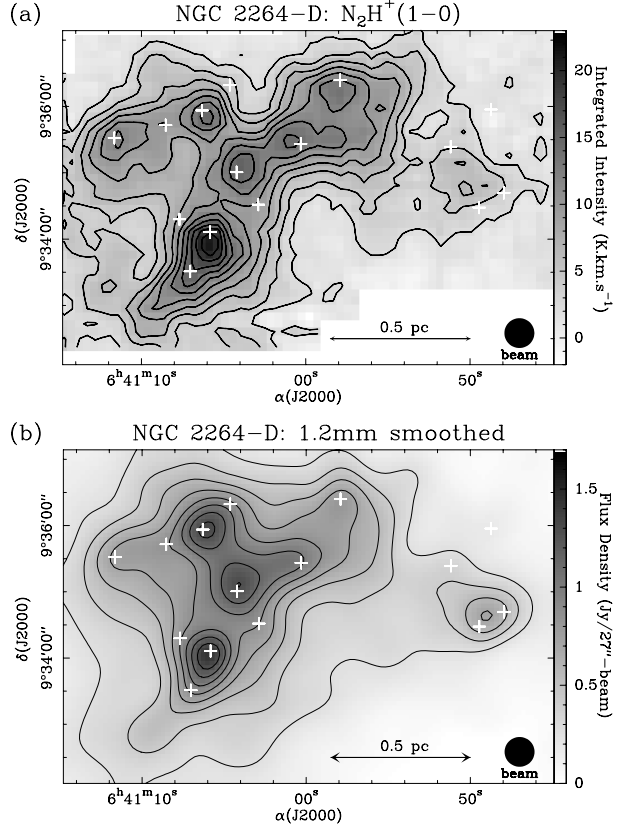
on a 27'' scale, while the typical *FWHM* size of the dust continuum sources is only ~15''. However, since both *M*<sub>vir</sub> and *M*<sub>1.2</sub> are derived for a diameter ~twice the *FWHM* size, our method of estimating  $\alpha_{\text{vir}}$  should be reliable. Given the observational uncertainties on *M*<sub>vir</sub> and *M*<sub>1.2</sub>, most MMSs are consistent with



**Fig. 4.** **a)** Map of the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  integrated line intensity from 0 to  $25 \text{ km s}^{-1}$  in NGC 2264-C. First contour at  $2 \text{ K km s}^{-1}$ ; other contours go from 4 to  $36 \text{ K km s}^{-1}$  by  $4 \text{ K km s}^{-1}$ . **b)** Millimeter dust continuum map of NGC 2264-C smoothed to the same  $27''$  (HPBW) angular resolution as the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  map. Contour levels go from 0.5 to  $1.5 \text{ Jy}/27''\text{-beam}$  by  $0.25 \text{ Jy}/27''\text{-beam}$  and from 1.5 to  $3 \text{ Jy}/27''\text{-beam}$  by  $0.375 \text{ Jy}/27''\text{-beam}$ . The white crosses mark the positions of the millimeter continuum sources identified in Sect. 3.

virial equilibrium (i.e.,  $\alpha_{\text{vir}} \sim 1$ ). This is discussed further in Sect. 8. The measured values of  $\sigma_{\text{line}}$  are to be compared with the thermal sound speed,  $c_s$ , which is  $\sim 0.23 \text{ km s}^{-1}$  for molecular gas at 15 K. All MMSs have  $\sigma_{\text{line}} > c_s$ , indicating that supersonic turbulence still dominates thermal broadening down to spatial scales  $\leq 0.1 \text{ pc}$  in the NGC 2264 region<sup>1</sup>. The typical Mach number  $M = \sqrt{3} \frac{\sigma}{c_s}$  of the gas within the MMSs is larger than 5. On the larger  $\sim 0.5\text{--}1 \text{ pc}$  spatial scale of the NGC 2264 clumps, we estimated the Mach number to be  $M \gtrsim 7$ , based on the linewidth of the mean  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  spectrum averaged over the whole extent of NGC 2264-C and NGC 2264-D, respectively (cf. Table 3). We conclude that NGC 2264 is

<sup>1</sup> In some cases, gravitational collapse may contribute to the linewidth, so the value of  $M_{\text{vir}}$  quoted in Table 2 may be correspondingly overestimated. The radiative transfer models we present in Sects. 6 and 7 below suggest that infall contributes  $\sim 20\text{--}50\%$  of the linewidth for C-MM3 and D-MM1.



**Fig. 5.** Same as Fig. 4 for NGC 2264-D. **a)** Contour levels go from 2 to  $20 \text{ K km s}^{-1}$  by  $2 \text{ K km s}^{-1}$ . **b)** Contour levels go from 0.25 to  $1.3 \text{ Jy}/27''\text{-beam}$  by  $0.15 \text{ Jy}/27''\text{-beam}$ .

**Table 3.** Mean  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  line properties of clumps C and D.

Clump	$V_{\text{sys}}^a$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\langle \sigma_{\text{line}} \rangle^b$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\sigma_{1D}^c$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\sigma_{3D}^d$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
NGC 2264-C	$7.5 \pm 0.2$	$1.1 \pm 0.1$	$0.7 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.3$
NGC 2264-D	$5.5 \pm 0.2$	$1.0 \pm 0.1$	$0.8 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.3$

<sup>a</sup> Mean systemic velocity and rms dispersion around that value.

<sup>b</sup> Mean  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  line-of-sight velocity dispersion averaged over each clump and rms dispersion around that value.

<sup>c</sup> Standard deviation of the distribution of source centroid velocities measured in each clump. The error bar has been estimated as  $\sqrt{\frac{2}{n-1} \frac{\sigma_{1D}}{2}}$ , assuming that the source sample is drawn from a larger population whose velocity distribution follows Gaussian statistics.

<sup>d</sup> 3D velocity dispersion of the MMSs calculated from  $\sigma_{1D}$  assuming isotropic motions. The error bar has been scaled from that estimated for  $\sigma_{1D}$ .

characterized by supersonic motions down to the spatial scale of the MMSs.

We could also estimate the dispersion,  $\sigma_{1D}$ , of the line-of-sight velocities of the MMSs relative to one another in each clump. Assuming isotropic motions, we could infer the 3D velocity dispersion of the MMSs within each

clump,  $\sigma_{3D} = \sqrt{3} \sigma_{1D}$  (see Table 3). Based on these velocity dispersion estimates, the crossing times of the MMSs across their parent clumps were calculated to be  $t_{\text{cross}} \sim 6.0 \times 10^5$  yr in Clump C and  $\sim 6.3 \times 10^5$  yr in Clump D.

#### 4.2. A velocity discontinuity at the center of NGC 2264-C

Our mapping in low-optical depth transitions (e.g.  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  and  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ) revealed a remarkable velocity discontinuity in the innermost part of NGC 2264-C near the position of the continuum source C-MM3. This is illustrated in Fig. 6, which shows  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  and  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  position-velocity (PV) diagrams observed along four different axes. In the PV diagrams taken along the East-West (EW) axis going through the continuum sources C-MM2, C-MM3, and C-MM4 (top two panels of Fig. 6), one can clearly see two distinct velocity components associated with C-MM2 and C-MM4 at  $\sim 6.5 \text{ km s}^{-1}$  and  $\sim 8.5 \text{ km s}^{-1}$ , respectively, both extending over more than  $50''$  (i.e.,  $\sim 0.2$  pc). These two velocity components overlap at the position of C-MM3, forming a sharp velocity discontinuity  $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$  in amplitude. The other panels of Fig. 6 show PV diagrams taken along North-South axes at three different right-ascension positions, i.e., passing through C-MM2 (labelled NS-2 axis), C-MM3 (NS-3 axis), and C-MM4 (NS-4 axis), respectively. Along the NS-4 axis, only the higher velocity component at  $\sim 8.5 \text{ km s}^{-1}$  can be seen, while along the NS-2 axis only the lower velocity component at  $\sim 6.5 \text{ km s}^{-1}$  is visible. Both velocity components are visible in the PV diagram along the NS-3 axis.

We stress that the velocity feature seen in Fig. 6 cannot be explained by rotation. Indeed, both velocity components are strong at the center of the system (i.e.  $\sim$ C-MM3) with little emission at intermediate velocities, while the opposite trend would be expected in the case of rotation. Moreover, the rotational curve expected from differential rotation is characterized by a continuous “S” shape (cf. Belloche et al. 2002) rather than a sharp velocity discontinuity as observed here.

Finally, we note that no similar velocity discontinuity exists at the center of the NGC 2264-D clump.

#### 4.3. $\text{HCO}^+(3-2)$ signatures of infall and outflow

Our extensive  $\text{HCO}^+(3-2)$  maps of both NGC 2264 clumps are shown in Fig. 7, in the form of spectra overlaid on the 1.2 mm dust continuum images. The  $\text{HCO}^+(3-2)$  transition, which is optically thick and often self-absorbed in dense cores, is a good tracer of inward/outward motions (e.g. Evans 1999) when associated with an optically thin tracer such as  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$ . A double-peaked  $\text{HCO}^+(3-2)$  spectrum with a blue peak that is stronger than the red peak is usually taken to be a diagnosis of infall motions, provided that the corresponding optically thin  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  spectrum peaks in the dip of the  $\text{HCO}^+(3-2)$  line profile. Conversely, an  $\text{HCO}^+(3-2)$  spectrum skewed to the red, e.g., with a red peak stronger than the blue peak, leads to a diagnosis of outflow motions. These diagnoses are valid only for centrally-condensed sources (such

as dense cores), as they assume that the line excitation temperature increases toward source center. In NGC 2264-C and NGC 2264-D, a variety of  $\text{HCO}^+(3-2)$  line shapes were observed (cf. Fig. 7), ranging from clear “blue” infall profiles toward C-MM3 and D-MM1, to typical “red” outflow profiles toward C-MM4 and D-MM3. Examples of unclear, mixed profiles were observed toward C-MM2 or D-MM2. This variety of  $\text{HCO}^+(3-2)$  line shapes suggests that the velocity field within the NGC 2264 clumps is complex and possibly results from a combination of small-scale inflows/outflows directly associated with the MMSs and larger-scale systematic motions in the entire clumps. This will be discussed in Sects. 6 and 7 below.

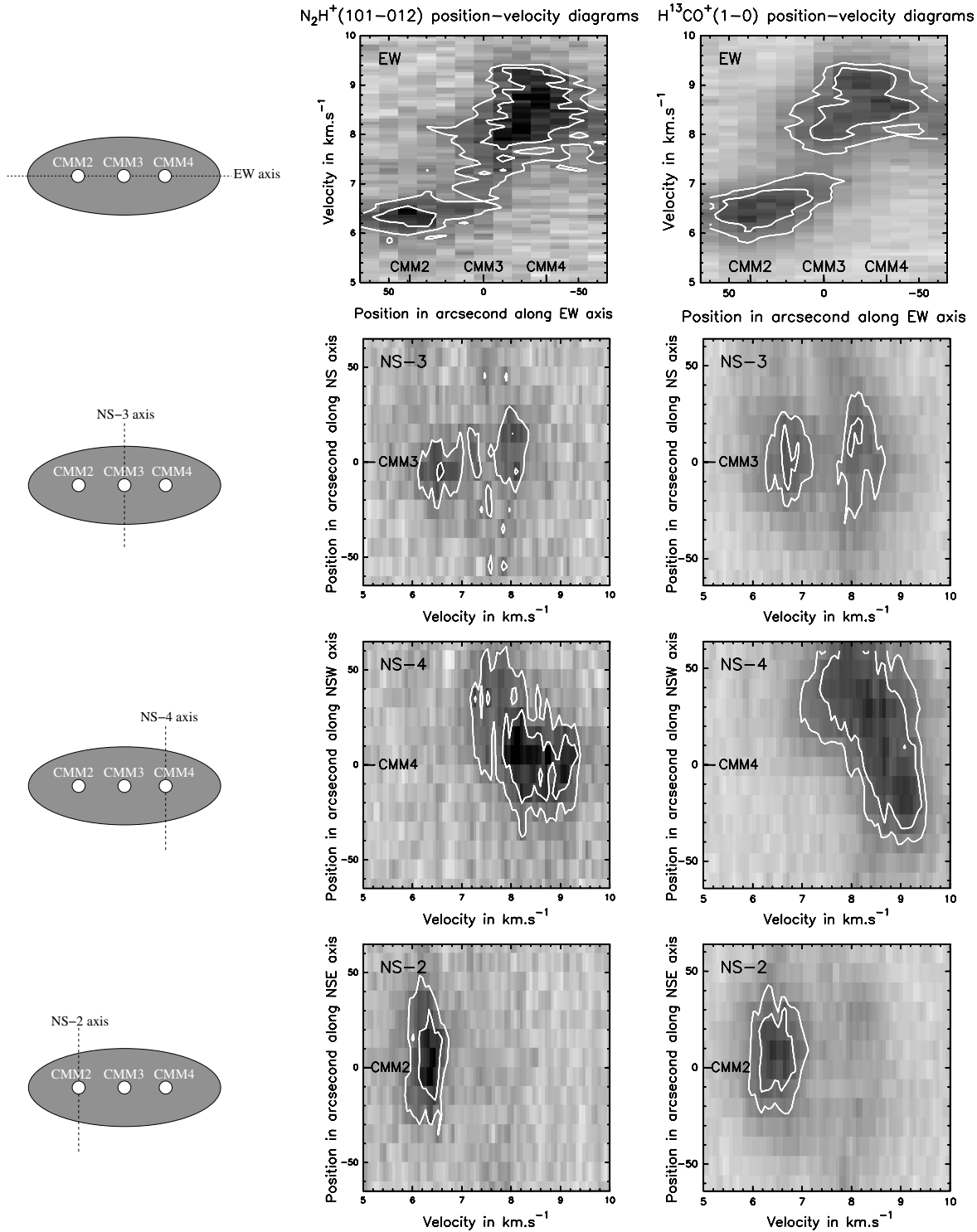
### 5. Nature of the embedded sources of NGC 2264

We classified the extracted MMSs as “protostellar” or “prestellar” based on the presence or absence of an outflow, jet or embedded YSO signature (see Tables 4 and 5). For this purpose, we used existing outflow/jet studies of the NGC 2264 region (Margulis et al. 1988; Schreyer et al. 1997, 2003; Wang et al. 2002), as well as the extensive 2MASS and MSX near-/mid-IR surveys. Our classification of the NGC 2264-D sources relied entirely on comparison with the 2MASS and MSX surveys, as no systematic jet survey was available for clump D. By default, MMSs with no IR counterparts in NGC 2264-D are tentatively classified as “prestellar”, even though we cannot rule out that some may be Class 0 protostellar sources.

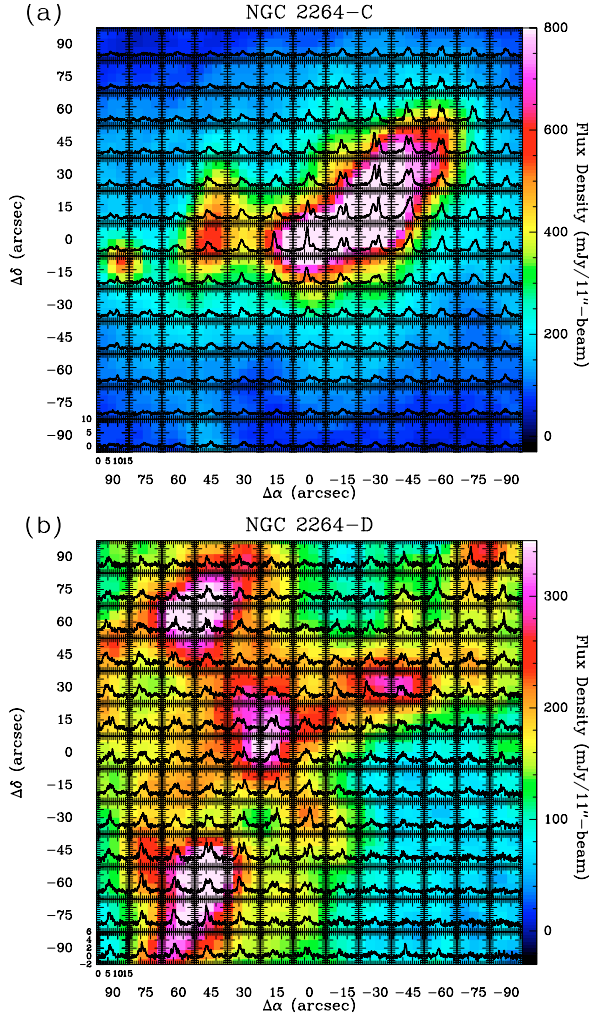
We found that up to  $\sim 70\%$  of the MMSs in clump C and at least 25% of the MMSs in clump D are protostellar in nature. Although we generally lacked good bolometric luminosity estimates for the protostellar MMSs and thus cannot prove that their submillimeter to bolometric luminosity ratios match the definition of Class 0 protostars (André et al. 1993), that they exhibit strong millimeter continuum emission suggests that they all are good *candidate* Class 0 objects. We note that the Class 0 nature of one of the protostellar MMSs, D-MM1, has been reliably established on the basis of SCUBA imaging and HIRES processing of the *IRAS* data (Wolf-Chase et al. 2003).

The apparent difference in protostellar fraction between clump C and clump D may be partly due to the lack of outflow/jet survey in clump D. As an illustration, C-MM1 and C-MM2 in clump C are both classified as protostars, because they show evidence of jets, while they are not associated with any near-/mid-IR sources. The high fraction of protostars found in NGC 2264-C contrasts with the significantly lower  $\sim 40\%$  fraction of protostellar sources observed by MAN98 in  $\rho$ -Oph. It is also noteworthy that the protostellar sources of NGC 2264-C are all concentrated in the dense inner ridge visible in Fig. 3a, while the prestellar sources are all located in the outskirts of clump C.

When comparing our present observations of NGC 2264 with the study of MAN98 in  $\rho$  Oph, one should keep in mind that there is a difference of a factor  $\sim 5$  in distance, hence in effective spatial resolution. Based on the 1.2 mm continuum mosaic of MAN98, if  $\rho$ -Oph were at the same distance as NGC 2264 (800 pc), our source extraction method would only have detected four sources (above the same detection threshold as in NGC 2264), corresponding to the prominent dense cores



**Fig. 6.**  $\text{N}_2\text{H}^+(101-012)$  and  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  position-velocity diagrams observed in the central part of NGC 2264-C along four axes shown schematically on the left. From top to bottom: the first row corresponds to PV diagrams taken along an East-West (EW) axis going through C-MM2, C-MM3, and C-MM4; the second row corresponds to a North-South axis going through C-MM3 (NS-3); the third row is for a North-South axis going through C-MM4 (NS-4); the fourth row is for a North-South axis going through C-MM2 (NS-2). Contour levels are 1.1 and 1.8 K for the  $\text{N}_2\text{H}^+(101-012)$  diagrams, 1.05 and 1.4 K for the  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  diagrams.



**Fig. 7.** **a)** Map of  $\text{HCO}^+(3-2)$  spectra observed toward NGC 2264-C, overlaid on the 1.2 mm dust continuum image (grey scale); the (0,0) position corresponds to C-MM3. **b)** Same as (a) for NGC 2264-D; the (0,0) position corresponds to D-MM3.

Oph A, Oph B2, Oph C, and Oph F (cf. Loren et al. 1990). We conclude that the MMSs identified here in NGC 2264 resemble the  $\text{DCO}^+$  “dense cores” of  $\rho$  Oph more than the compact starless condensations found by MAN98 (called “starless clumps” therein). This may partly explain why we find a larger fraction of protostellar sources in NGC 2264: each dense core in  $\rho$ -Oph harbors at least one protostar and several starless condensations. Observed from a distance of 800 pc, such a core would very likely be classified as “protostellar”, even though the majority of its small-scale condensations actually are “prestellar”.

On the other hand, millimeter continuum interferometer observations by Nakano et al. (2003) and Schreyer et al. (2003) show that the objects called C-MM4, C-MM5, and C-MM12 here remain unfragmented single sources at a spatial resolution of  $\sim 3000$  AU. This may suggest that the MMSs detected with the 30 m telescope in NGC 2264 are more centrally

**Table 4.** Nature of the millimeter continuum sources identified in NGC 2264-C.

Source	MSX/2MASS <sup>a</sup>	H <sub>2</sub> jet <sup>b</sup>	CS flow <sup>c</sup>	Nature <sup>d</sup>
C-MM1	0	Y		pro
C-MM2	0	Y		pro
C-MM3	3	Y		pro
C-MM4	1	?	N	pro
C-MM5	2	?	N	pro
C-MM6	0	N		pre
C-MM7	0	N		pre
C-MM8	0	N		pre
C-MM9	0	N		pre
C-MM10	1	N	Y	pro
C-MM11	2	N		pro
C-MM12	2	?	Y	pro

<sup>a</sup> Number of 2MASS or MSX infrared sources lying within an  $11''$  beam centered on the MMS position.

<sup>b</sup> Detection of a shocked H<sub>2</sub> jet by Wang et al. (2002).

<sup>c</sup> Detection of a CS outflow by Schreyer et al. (2003).

<sup>d</sup> “pro” stands for protostellar, “pre” for prestellar.

**Table 5.** Nature of the millimeter continuum sources identified in NGC 2264-D.

Source	MSX/2MASS <sup>a</sup>	Nature <sup>b</sup>
D-MM1	1	pro
D-MM2	0	pre
D-MM3	1	pro
D-MM4	0	pre
D-MM5	0	pre
D-MM6	0	pre
D-MM7	1	pro
D-MM8	0	pre
D-MM9	0	pre
D-MM10	0	pre
D-MM11	0	pre
D-MM12	0	pre
D-MM13	0	pre
D-MM14	1	pro
D-MM15	0	pre

<sup>a</sup> Number of 2MASS or MSX infrared sources lying within an  $11''$  beam centered on the MMS position.

<sup>b</sup> “pro” stands for protostellar, “pre” for prestellar.

concentrated than the  $\rho$ -Oph dense cores (see Sect. 8 for further comparisons).

The bright infrared source IRS1 lies close to, but is clearly offset from, C-MM5 (Nakano et al. 2002; Schreyer et al. 2003). Based on its slightly rising spectral energy distribution between  $12 \mu\text{m}$  and  $100 \mu\text{m}$ , Margulis et al. (1989) has classified IRS1 as a Class I object with  $L_{\text{bol}} = 2300 L_{\odot}$ . The detections of



VLA radio continuum emission (Schwartz et al. 1985), as well as  $\text{H}_2\text{O}$  and methanol masers, at the position of IRS1 are suggestive of a  $\sim 9.5 M_\odot$  YSO on the ZAMS (cf. Thompson et al. 1998). Although there is apparently neither disk nor outflow directly associated with it (Schreyer et al. 2003), IRS1 is thus clearly a relatively massive embedded young star.

The other infrared source detected by IRAS in the region discussed in this paper is IRS2, which lies in clump D, just outside the densest region (see Figs. 1 and 13). It is significantly less luminous than IRS1 ( $L_{\text{bol}} = 150 L_\odot$  – Margulis et al. 1989) and is not closely associated with any millimeter continuum source. It has also been classified as a relatively young (Class I) object by Margulis et al. (1989).

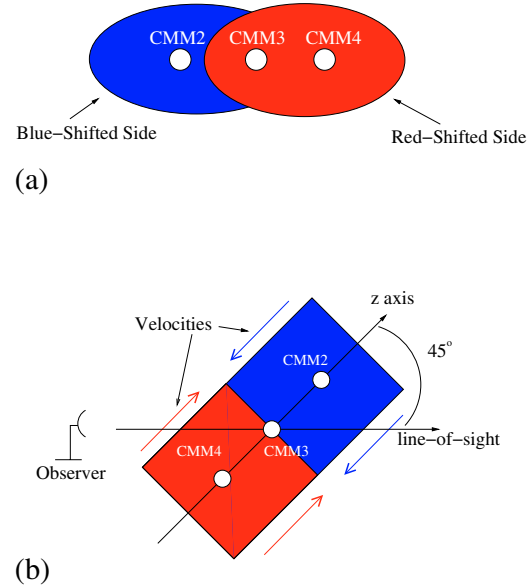
## 6. Radiative transfer modelling of NGC 2264-C

Here, we compare our molecular line observations of NGC 2264-C with radiative transfer calculations performed with the same Monte-Carlo radiative transfer code as used by Belloche et al. (2002). This code is divided into two parts. The first part calculates the non-LTE level populations based on a 1D Monte-Carlo method (Bernes 1978, 1979). The second, called MAPYSO (Blinder 1997), integrates the radiative transfer equation along each line of sight and convolves the resulting data cube with the beam of the telescope. MAPYSO can be used in either 1D or 2D geometry. The 2D mode was used for the present modelling of NGC 2264-C. The inputs to the code are the density and abundance profiles, the kinetic temperature profile, the 2D velocity field, and the non-thermal velocity dispersion which, for simplicity, was assumed to be uniform over the simulated region.

The averaged radial density profile of NGC 2264-C can be inferred from the corresponding 1.2 mm dust continuum intensity profile  $I(r)$ , where  $r$  is the spherical radius. The best power-law fit to the observed intensity profile is found to be  $I(r) \propto r^{-0.4}$ . Assuming isothermal dust emission in the Rayleigh-Jeans regime, this translates into an average spherical density profile  $\rho(r) \propto r^{-1.4}$  (cf. Motte & André 2001), which has been normalized so as to yield a total mass of  $1650 M_\odot$  within a radius of 0.4 pc, as observed (cf. Table 6 below). Since the projected center of gravity of the NGC 2264-C clump, as estimated from our dust continuum map, is located at the position of C-MM3, we centered our models on C-MM3 rather than C-MM4, as adopted by Williams & Garland (2002).

The gas kinetic temperature profile was taken to be  $T_k(r) = ((T_0(\frac{r}{r_0})^{-0.4})^4 + T_1^4)^{0.25}$  with  $T_0 = 90$  K,  $r_0 = 100$  AU and  $T_1 = 15$  K. The value of  $T_0$  was adjusted so as to match the intensity of the observed spectra. This temperature profile is consistent with heating from a luminous central source ( $L_{\text{bol}} \sim 80 L_\odot$ ) that is radiating in an optically thin medium and is embedded in a cold 15 K background at large radii.

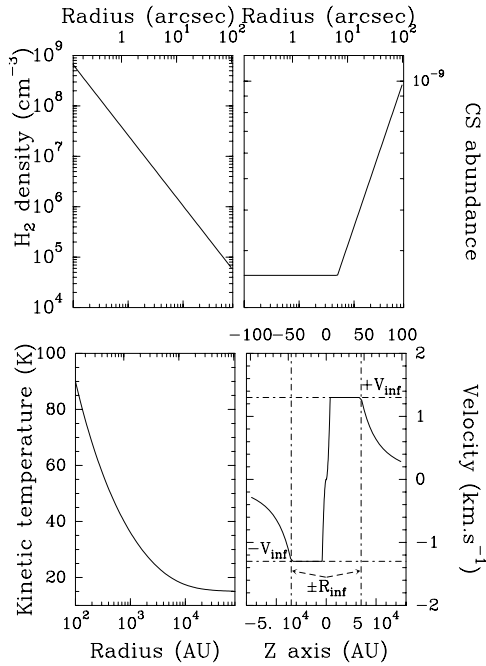
The CS and  $\text{HCO}^+$  molecules are known to be depleted onto dust grains above a density  $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  in starless cores (e.g. Tafalla et al. 2002). The spherical abundance profiles were thus fixed to standard values, i.e.  $[\text{CS}]/[\text{H}_2] = 1 \times 10^{-9}$  (i.e. Tafalla et al. 2002) and  $[\text{HCO}^+]/[\text{H}_2] = 1.5 \times 10^{-9}$  (i.e. Bergin et al. 1997), in the low-density outer regions and were assumed to scale as  $n_{\text{H}_2}^{-0.4}$  with density (cf. Bacmann et al. 2002).



**Fig. 8.** **a)** Schematic view of our proposed model of NGC 2264-C as seen by an observer on the plane of the sky. **b)** Side view of the plane containing the  $z$ -axis and the line of sight: a finite-sized, cylindrical clump collapses toward its center, coinciding with C-MM3. The long axis (i.e.  $z$ -axis) of the cylinder makes an angle of  $45^\circ$  with the line of sight.

We assumed the decrease in abundance with density to stop where the kinetic temperature rises above 20 K in the inner region (see Fig. 9). Still further in, where the gas becomes warmer than  $\sim 50$  K, one may expect the abundances to increase as a result of grain mantle evaporation. However,  $T_k$  reaches 50 K only at very small radii ( $< 1000$  AU corresponding to  $< 1''$ ) in our model, and this small inner region has no influence on spectra observed at  $> 10''$  angular resolution. We also adopted constant, standard values of 22 and 75 for the  $[\text{CS}]/[\text{C}^{34}\text{S}]$  and  $[\text{HCO}^+]/[\text{H}^{13}\text{CO}^+]$  isotopic ratios, respectively. The non-thermal velocity dispersion was set to  $\sigma_{\text{NT}} = 0.47 \text{ km s}^{-1}$ , i.e., slightly less than the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  linewidths measured in NGC 2264-C (cf. Sect. 4.1), which accounts for the contribution of collapse motions to the linewidth. Finally, the infall velocity profile was adjusted so as to fit the observed spectra.

In order to account for the velocity discontinuity observed in the central part of NGC 2264-C, we modelled the clump as a cylindrical filament centered on C-MM3 (see Fig. 8). The system was assumed to be collapsing toward its center of mass (i.e. C-MM3), so that the two sides of the filament (C-MM2 and C-MM4) are moving toward each other. The long axis of the filament was taken to be inclined by  $45^\circ$  to the line-of-sight (see Fig. 8b). When probing the kinematics of such structure, one would indeed observe a sharp velocity discontinuity near the center of the filament. The velocity profile was taken to be only a function of  $z$  (position along the long axis of the cylinder), with  $v(z) = V_{\text{inf}} = 1.3 \text{ km s}^{-1}$  for  $z < 0$  and  $v(z) = -V_{\text{inf}}$  for  $z > 0$  in the inner  $|z| < 35000 \text{ AU}$  (or  $45''$ ) region, and sharp, symmetrical decreases of  $|v(z)|$  with  $|z|$  outside the central region (cf. Fig. 9).



**Fig. 9.** Profiles of the input parameters adopted in our 2D radiative transfer model of NGC 2264-C: Density scaling as  $n \propto r^{-1.4}$ ; depletion of the CS abundance by a factor of  $\sim 5$  in the inner region (the  $C^{34}S$ ,  $H^{13}CO^+$ , and  $HCO^+$  abundances are assumed to scale accordingly); gas kinetic temperature scaling as  $T_k \propto r^{-0.4}$  at small radii and fixed to  $T_k = 15$  K in the outer region; velocity profile along the  $z$ -axis of the cylinder (solid lines), with the locations of  $\pm V_{inf}$  and  $\pm R_{inf}$  marked by dash-dotted lines.

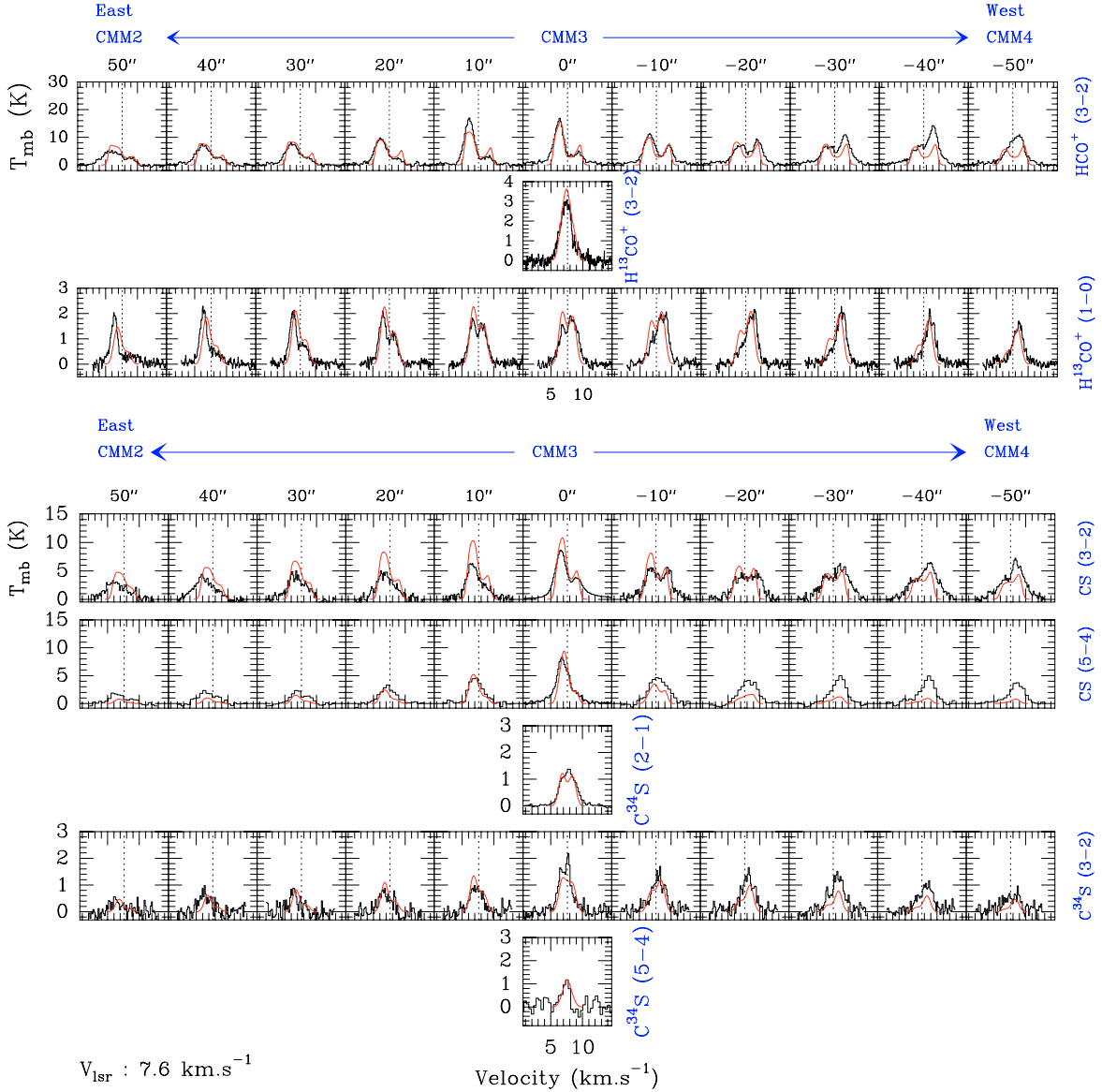
Figure 10 compares the synthetic spectra calculated under these assumptions with the spectra observed along the EW axis in the CS(3–2), CS(5–4),  $C^{34}S(2-1)$ ,  $C^{34}S(3-2)$ ,  $C^{34}S(5-4)$ ,  $HCO^+(3-2)$ ,  $H^{13}CO^+(3-2)$ , and  $H^{13}CO^+(1-0)$  transitions (where the  $(0'', 0'')$  position corresponds to C-MM3). This agreement between the simulations and the observations is very encouraging given the simplicity of the model. The linewidths, peaks, and dips of the observed spectra are generally reproduced well. Furthermore, our simple cylindrical model manages to reproduce the observed reversal in line asymmetry, from blue-skewed spectra near C-MM3 and on the Eastern side of C-MM3 to red-skewed spectra on the Western side of C-MM3 (cf. Fig. 10), without including any additional outflow velocity component near C-MM4. On the Western side of C-MM3, however, the intensity of the synthetic spectra is not strong enough, especially in the case of the optically thick  $HCO^+(3-2)$  and CS(5–4) transitions. This is because our 1D model underestimates both the actual density and the actual kinetic temperature, hence the excitation temperature, near the luminous IR source IRS1 and the millimeter sources C-MM4 and C-MM5, which are all offset from the center of gravity of the system at C-MM3.

We note that both the observed and synthetic  $H^{13}CO^+(1-0)$  spectra are asymmetric and even double-peaked near C-MM3. This is somewhat reminiscent of the asymmetry observed in

$HCO^+(3-2)$ , although there is a fundamental difference. While the  $HCO^+(3-2)$  spectra are optically thick and self-absorbed (with an optical depth  $\tau \sim 45$  in the central velocity channel of the model), the  $H^{13}CO^+(1-0)$  transition is essentially optically thin (with  $\tau \sim 0.6$  in the central velocity channel of the model), so that the asymmetric, double-peaked  $H^{13}CO^+(1-0)$  profiles reflect the presence of two velocity components along the line-of-sight (see also the position-velocity diagrams shown in Fig. 6) rather than self-absorption effects.

Figure 11 provides a schematic explanation of the line reversal for optically thick spectra. Three lines of sight (l.o.s. 1, l.o.s. 2, and l.o.s. 3) are represented, which intersect different isocontours of excitation temperature. Due to the elongated, cylindrical structure of the model, the blueshifted material probed along l.o.s. 3 has much lower excitation and/or column density than the blueshifted material along l.o.s. 2 or l.o.s. 1. This explains why the intensity of the blue peak of the self-absorbed lines is strong on the Eastern side of C-MM3 and decreases rapidly on the Western side (see Fig. 10). By contrast, the two lines of sight, l.o.s. 2 and l.o.s. 3, include similar amounts of excited, redshifted material, which qualitatively explains why the red peak remains approximately constant (in the model) on the Western side of C-MM3. Of course, protostellar outflows are likely to play an additional role in shaping the line profiles observed in this region, especially around C-MM4 and IRS 1; see the broad wings of the central CS(3–2) spectrum observed toward C-MM4 in Fig. 10. Nevertheless, the qualitative explanation above of the asymmetry reversal and the reasonably good model fit shown in Fig. 10 suggest that the velocity field near C-MM3 is dominated by the global collapse of the entire NGC 2264-C elongated clump rather than by local inflowing/outflowing motions around individual sources.

In order to estimate rough error bars on our “best-fit” model shown in Fig. 10, we performed a set of radiative transfer calculations by varying some of the model parameters. We found acceptable fits for an inflow velocity  $V_{inf} = 1.3 \text{ km s}^{-1} \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$  and an inflow radius  $R_{inf} = 35\,000 \text{ AU} \pm 10\,000 \text{ AU}$ ; see Fig. 9 for definitions of these two parameters. As an illustration, Fig. 12 shows synthetic  $H^{13}CO^+(1-0)$  position-velocity diagrams for three different models: (a) the “best-fit” model; (b) a model similar to the best-fit model but with  $R_{inf} = 20\,000 \text{ AU}$  instead of  $R_{inf} = 35\,000 \text{ AU}$ ; and (c) a model for which the velocity field corresponds to (differential) rotation about C-MM3, as opposed to inflow toward C-MM3. It can be seen that the agreement between the best-fit PV diagram (Fig. 12a) and the observed diagram (top right of Fig. 6) is quite good, with two separate velocity components overlapping at the central position. By contrast, the model with a smaller inflow radius (Fig. 12b) does not match the main features of the observed PV diagram, even if an unresolved velocity discontinuity is apparent in the center. Likewise, the rotation model does not fit the observed PV diagram, producing a continuous velocity gradient as opposed to a velocity discontinuity. Based on the rotational models we calculated, we can rule out rotation as the origin of the kinematic properties of NGC 2264-C. We also tried but failed to reproduce our observations with the kinematical model proposed by Williams & Garland (2002), namely large-scale spherical infall onto an

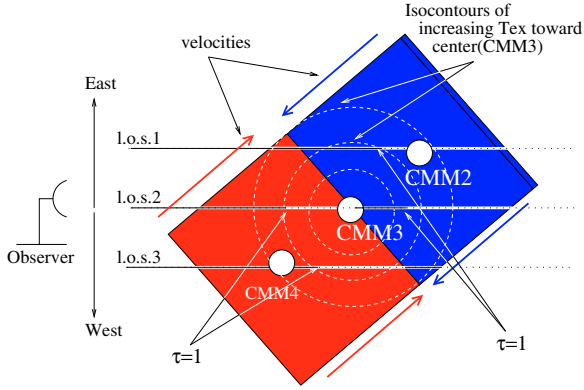


**Fig. 10.**  $\text{HCO}^+(3-2)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  (top) and  $\text{CS}(3-2)$ ,  $\text{CS}(5-4)$ ,  $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ ,  $\text{C}^{34}\text{S}(3-2)$ ,  $\text{C}^{34}\text{S}(5-4)$  (bottom) spectra observed along an East-West axis going through C-MM2, C-MM3, C-MM4 in NGC 2264-C. Synthetic spectra corresponding to the “best-fit” 2D radiative transfer model described in the text (see Fig. 8c for input parameters) are superimposed in light grey. The central position corresponds to C-MM3.

expanding central core coinciding with C-MM4. Our higher-resolution observations show that the large-scale collapse motions in NGC 2264-C converge toward a position much closer to C-MM3 than to C-MM4 and that these motions are not disrupted on small scales by the effect of protostellar outflows around C-MM4 as proposed by Williams & Garland (2002).

Based on our best-fit model (cf. Fig. 10), the dynamical timescale of the inner part of NGC 2264-C is estimated to be  $t_{\text{dyn}} \sim 1.7 \times 10^5$  yr, which corresponds to the characteristic time needed by C-MM2 and C-MM4 to collapse to the system’s central position (C-MM3). We can also calculate the

mass inflow rate toward the center of the cylindrical filament  $\dot{M}_{\text{inf}} = 2 \times \pi R_{\text{fil}}^2 \times n_{\text{mean}} \times \mu \times m \times V_{\text{inf}}$ , where  $R_{\text{fil}}$  is the radius of the cylinder cross section,  $n_{\text{mean}}$  the mean number density in the cylinder,  $\mu$  the mean molecular weight,  $m$  the mass of atomic hydrogen, and  $V_{\text{inf}}$  the inflow velocity used in our model fit. With  $R_{\text{fil}} = 0.2$  pc,  $n_{\text{mean}} = 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (cf. Table 6),  $\mu = 2.33$ , and  $V_{\text{inf}} = 1.3 \text{ km s}^{-1}$ , we find  $\dot{M}_{\text{inf}} \sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . This is an order of magnitude larger than the mass inflow rate found by Williams & Garland (2002), which is not surprising since, in our picture, their spherical model was offset by  $\sim 0.15$  pc from the true center of mass of NGC 2264-C.



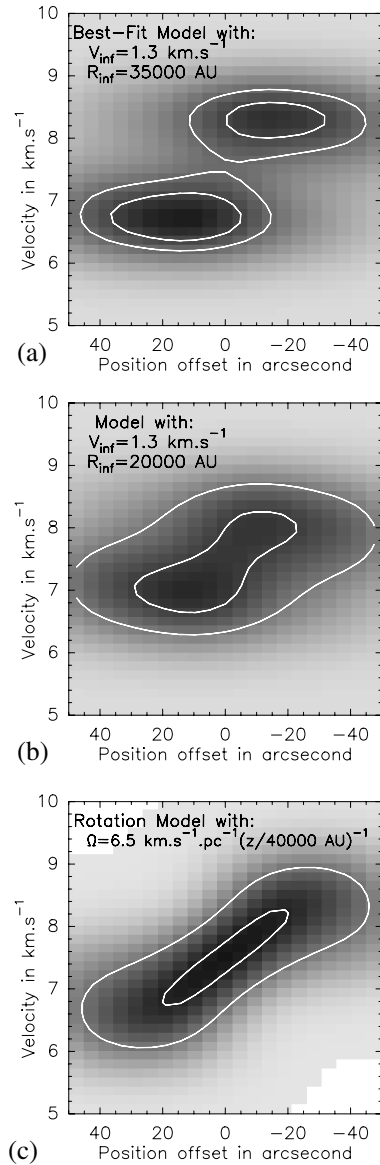
**Fig. 11.** Schematic view of the collapsing NGC 2264-C filament explaining the reversal of self-absorbed asymmetry observed in optically thick transitions (see Sect. 6). The positions of C-MM2, C-MM3, and C-MM4 are marked. The white dashed circles represent isocontours of increasing excitation temperature toward C-MM3. Three lines of sight (l.o.s.) are shown and the point where the optical depth  $\tau = 1$  along each of them is indicated.

## 7. Radiative transfer modelling of D-MM1

As the mean separation between nearest MMSs is larger in NGC 2264-D than in NGC 2264-C, our molecular line-mapping observations of clump D should be more sensitive to the dynamics of individual MMSs. In this section, we present an attempt at modelling the strongest millimeter source of NGC 2264-D, D-MM1, which was classified as a Class 0 protostar by Wolf-Chase et al. (2003) and which exhibits blue infall profiles in both  $\text{HCO}^+(3-2)$  and  $\text{CS}(3-2)$  (see, e.g., Fig. 7).

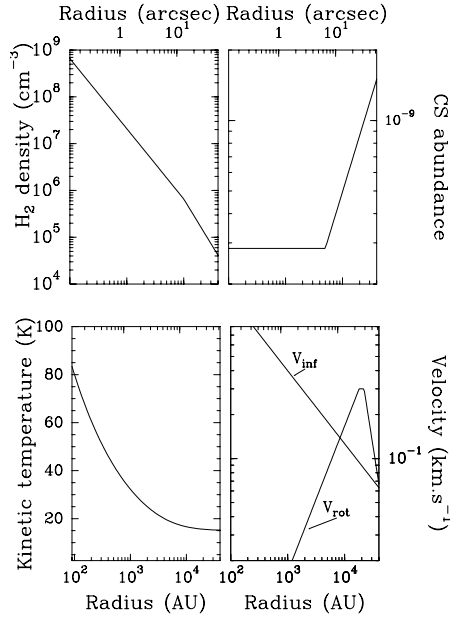
We modelled D-MM1 as a spherical cloud core with both infall and rotational motions using the same radiative transfer code (MAPYSO) as for NGC 2264-C (Sect. 6). Several input parameters of the code are well-constrained. We assumed the gas kinetic temperature to be coupled well to the dust temperature and adopted a dust temperature profile  $T_d \propto r^{-0.4}$  with  $T_d \sim 80$  K at  $r = 100$  AU (cf. Motte & André 2001 and references therein), consistent with the observed bolometric luminosity  $L_{\text{bol}} \sim 100 L_{\odot}$  (Wolf-Chase et al. 2003). From our 1.2 mm continuum map, we derived a circularly-averaged radial flux density profile that is consistent with a radial density profile  $\rho \propto r^{-1.5}$  in the inner  $1 \times 10^4$  AU radius region and steeper outside with  $\rho \propto r^{-2}$ . The model density profile was normalized such that the mass of the cloud core was  $10 M_{\odot}$  within a radius of 4500 AU as observed. The non-thermal velocity dispersion was set to  $\sigma_{\text{NT}} = 0.51 \text{ km s}^{-1}$  which is slightly less than the observed linewidth (cf. Table 2), due to the collapse contribution to the linewidth. The  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  spectra we observed around D-MM1 indicated the presence of a relatively strong velocity gradient  $\sim 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  from south-west to north-east ( $\text{PA}_{\text{grad}} \sim +45^\circ$ ). In agreement with our  $\text{N}_2\text{H}^+$  data, the projection of the rotation axis on the plane of the sky was thus fixed at  $\text{PA}_{\text{rot}} \sim -45^\circ$ , and an angular velocity  $\Omega = 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  was adopted at  $r = 2 \times 10^4$  AU from the center of D-MM1.

Synthetic  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  position-velocity diagrams



**Fig. 12.** Synthetic  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  position-velocity diagrams calculated for three different radiative transfer models. **a)** Diagram corresponding to the “best-fit” model (see text for details). **b)** Diagram obtained by changing  $R_{\text{inf}}$  to 20000 AU. **c)** Diagram obtained for a bulk (differential) rotation of the model cloud about an axis centered on C-MM3 and perpendicular to the line joining C-MM2, C-MM3, and C-MM4. These diagrams have to be compared with the observed  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  diagram shown at the top right of Fig. 6.

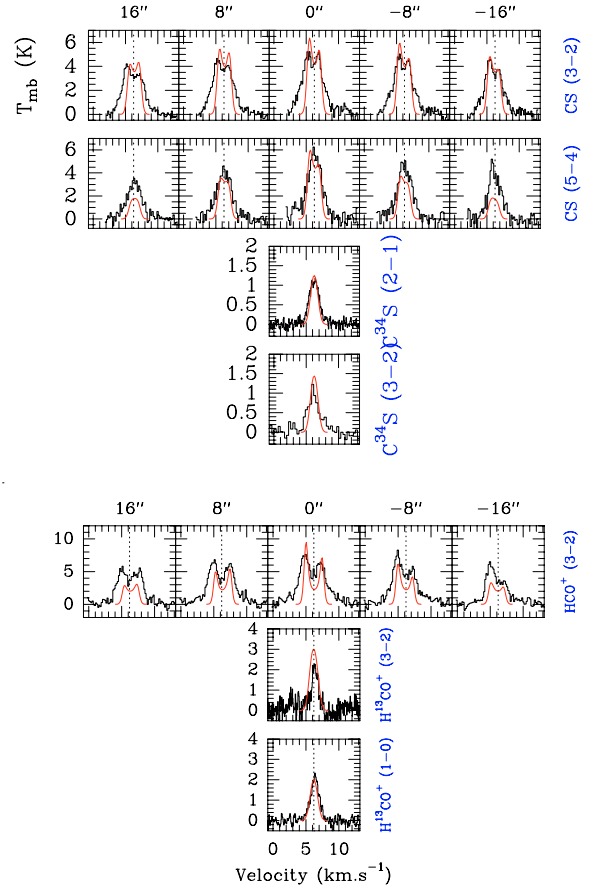
Taking the above constraints into account, the magnitudes of the infall and rotational velocities were adjusted so as to match the observations. In the model shown in Figs. 13 and 14, the infall velocity is such as  $V_{\text{inf}} \propto r^{-0.5}$  and fixed to a value of  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  at  $r = 4000$  AU. In order to reproduce the spatial sequence of self-absorbed  $\text{HCO}^+$  and  $\text{CS}$  spectra (clearly



**Fig. 13.** Radial profiles of the input parameters adopted in our 2D radiative transfer model of D-MM1: Density scaling as  $n \propto r^{-1.5}$  in the inner 10000 AU and  $n \propto r^{-2}$  beyond 10000 AU; depletion of the CS abundance by a factor of  $\sim 6$  in the inner region (the profiles of the  $C^{34}S$ ,  $HCO^+$ , and  $H^{13}CO^+$  are assumed to have the same form); kinetic temperature scaling as  $T_k \propto r^{-0.4}$ ; infall velocity profile (marked  $V_{inf}$ ) and rotational velocity profile (marked  $V_{rot}$  and depending only on the cylindrical radius from the rotation axis).

skewed to the blue at negative offsets but almost symmetric at positive offsets – see Fig. 14), we found that strong differential rotation was required, with, e.g., solid-body rotation,  $V_{rot} \propto r$ , in the inner  $2 \times 10^4$  AU radius region and a sharp decline,  $V_{rot} \propto r^{-2.5}$ , in the outer region. Such a rotational velocity profile is reminiscent of the velocity field found by Belloche et al. (2002) for the low-mass Class 0 object IRAM 04191 in Taurus. With these parameters and assumptions (summarized in Fig. 13), a reasonably good fit was found (see Fig. 14), although the model fails to reproduce the broad wings observed in  $HCO^+(3-2)$  and  $CS(3-2)$ , probably due to outflowing material.

Based on this model fit, we estimated the mass infall rate onto D-MM1 as follows:  $\dot{M}_{DMM1} = 4\pi R^2 \times n_{H_2} \times \mu \times m \times V_{inf}$ . At a radius of 10000 AU,  $V_{inf} \approx 0.1 \text{ km s}^{-1}$  and  $n_{H_2} \sim 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , which yields  $\dot{M}_{DMM1} = 1.1 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . This is almost two orders of magnitude higher than the typical infall rate measured toward low-mass protostars in Taurus (Ohashi 1999; Belloche et al. 2002), and comparable to the large infall rate estimated for some Class 0 protostars in protoclusters such as NGC 1333-IRAS4A (cf. Di Francesco et al. 2001; André et al. 2004). The implications of such a high infall rate are discussed in the next section.



**Fig. 14.**  $CS(3-2)$ ,  $CS(5-4)$ ,  $C^{34}S(2-1)$ ,  $C^{34}S(3-2)$  (top), and  $HCO^+(3-2)$ ,  $H^{13}CO^+(3-2)$ ,  $H^{13}CO^+(1-0)$  (bottom) spectra observed along the direction of maximum velocity gradient ( $PA_{grad} \sim +45^\circ$ ) through D-MM1. Synthetic spectra corresponding to the “best-fit” 2D radiative transfer model described in the text are superimposed in light grey. Positive offsets are located to the North-East of D-MM1, while negative offsets are to the South-West.

## 8. Discussion and conclusions

### 8.1. Comparison of three protoclusters: NGC 2264-C, NGC 2264-D, and $\rho$ -Ophiuchi

The overall dynamical state and stability of a clump may influence the formation process of individual stars in its interior. We have shown in Sect. 6 that the NGC 2264-C clump is in a state of global collapse and evolves on the dynamical timescale  $t_{dyn} \sim 1.7 \times 10^5 \text{ yr}$ . This implies that NGC 2264-C is *not* in approximate hydrostatic equilibrium. Independently, we can compare the 3D velocity dispersion of the MMSs,  $\sigma_{3D}$ , to the 3D velocity dispersion expected in virial equilibrium,  $\sigma_{vir\_3D}$ . These parameters are given in Table 6 for both NGC 2264-C and NGC 2264-D, as well as  $\rho$ -Ophiuchi, the nearest ( $d \sim 150 \text{ pc}$ ) example of a cluster-forming clump. Table 6 also lists the free-fall time of each clump estimated from the observed mean volume density. In all three cases, the observed velocity dispersion of the MMSs appears to be insufficient to balance

**Table 6.** Global properties of NGC 2264-C and NGC 2264-D compared to those of  $\rho$ -Oph.

Cl. name	Cl. diam. <sup>a</sup> (pc)	Cl. mass <sup>b</sup> ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{vir}}^c$ ( $M_{\odot}$ )	Cl. col. dens. <sup>d</sup> ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	Cl. vol. dens. <sup>e</sup> ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ )	$t_{\text{ff}}^f$ ( $10^5 \text{ yr}$ )	$\sigma_{3\text{D}}^g$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\sigma_{\text{vir}_3\text{D}}^h$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
NGC2264-C	0.8	1650	340	16	10.7	1.0	1.3	3.7
NGC2264-D	0.9	1310	310	11	6.0	1.4	1.4	3.0
$\rho$ -Oph <sup>i</sup>	1.1	550	–	3	1.4	2.9	0.6	2.1

<sup>a</sup> Mean clump diameter measured at the 70 mJy/11''-beam contour in the 1.2 mm continuum map (cf. Figs. 3a and 3b).

<sup>b</sup> Total gas mass of the clump estimated from the 1.2 mm continuum image prior to spatial filtering.

<sup>c</sup> Virial mass calculated in the same way as in Table 2 from the mean  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  line-of-sight velocity dispersion observed in the clump (cf. Col. 3 of Table 3).

<sup>d</sup> Mean column density averaged over each clump.

<sup>e</sup> Mean density of each clump assuming a spherical volume.

<sup>f</sup> Mean free-fall time of the clump.

<sup>g</sup> Observed 3D velocity dispersion of the MMSs in each clump.

<sup>h</sup> Expected 3D velocity dispersion of the MMSs if they were virialized in the gravitational potential of the clump:  $\sigma_{\text{vir}_3\text{D}} = \sqrt{\frac{G M_{1.2}}{R}}$ .

<sup>i</sup> Based on the  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  results of Wilking & Lada (1983) for the diameter and the mass, and on Belloche et al. (2001) for the velocity dispersion.

gravity. Likewise, the estimated virial mass  $M_{\text{vir}}$  is significantly smaller than the total gas mass derived from the 1.2 mm continuum map for each clump (cf. Table 6), corresponding to a virial parameter  $\alpha_{\text{vir}} = M_{\text{vir}}/M_{1.2} \approx 0.2$ , which suggests that both NGC 2264-C and NGC 2264-D are out of virial equilibrium and very unstable to collapse. If the clumps are gravitationally unstable, we expect the free-fall time to provide a reasonably good estimate of the characteristic evolutionary timescale. Our independent estimate of  $t_{\text{dyn}}$  for NGC 2264-C (see above) supports this view, since  $t_{\text{dyn}}$  is only slightly larger than  $t_{\text{ff}}$ . We conclude that the central part of NGC 2264-C is close to being in free-fall collapse. NGC 2264-D and  $\rho$ -Ophiuchi may also be collapsing. Using  $\text{HCO}^+(3-2)$ , Williams & Garland (2002) found some evidence of large-scale collapse in NGC 2264-D at a characteristic velocity  $v_{\text{coll.}} = 0.3 \text{ km s}^{-1}$ , although more observations of optically-thick tracers on large scales would be required to confirm their results. Likewise, tentative signatures of large-scale infall have been observed in  $^{12}\text{CO}$  and  $^{13}\text{CO}$  toward the  $\rho$  Oph clump (e.g. Encrenaz et al. 1975; Wilking & Lada 1983).

We then compared the MMSs of NGC 2264 with the  $\text{DCO}^+$  cores of  $\rho$  Oph (Loren et al. 1990) and typical isolated prestellar cores (Ward-Thompson et al. 1999; Caselli et al. 2002). Figure 15 shows a plot of mean pressure,  $\bar{P}_{\text{core}}/k$ , versus non-thermal velocity dispersion,  $\sigma_{\text{NT}}$ , for these various types of cores, as well as a typical singular isothermal sphere (SIS) model (Shu et al. 1987) and a typical turbulent core model (McKee & Tan 2003 – hereafter MT03). The mean pressure in each core was calculated from its mean column density derived from millimeter continuum observations, using Eqs. (A5)–(A6) of MT03 and assuming  $\alpha_{\text{vir}} = 1$ , which is typical of the NGC 2264 MMSs (see Table 2). The non-thermal component of the 1D velocity dispersion in each core was estimated from the observed  $\text{N}_2\text{H}^+(101-012)$  linewidth after subtracting the thermal broadening expected for  $T_k = 10 \text{ K}$ .

Figure 15 shows that  $\bar{P}_{\text{core}}/k$  increases by three orders of magnitude and that  $\sigma_{\text{NT}}$  increases by one order of magnitude

from the thermally-dominated, isolated prestellar cores (cf. Myers 1998) to the most extreme MMSs of NGC 2264 (this paper) dominated by supersonic non-thermal motions. It can also be noted that the hydrostatic SIS model provides a reasonably good representation of the locations of isolated prestellar cores in the  $\bar{P}_{\text{core}}/k$  vs.  $\sigma_{\text{NT}}$  diagram, while the turbulent core model of MT03 (see Sect. 8.2 below) provides a much better description of the NGC 2264 sources. Interestingly, the low-pressure, thermally-dominated cores on the left-hand side of Fig. 15 typically form one (or two) stars, while the high-pressure, “turbulent” cores on the right-hand side are associated with protoclusters. A similar distinction between the “isolated” and “clustered” modes of star formation was noted earlier by Myers (1998) and Jijina et al. (1999).

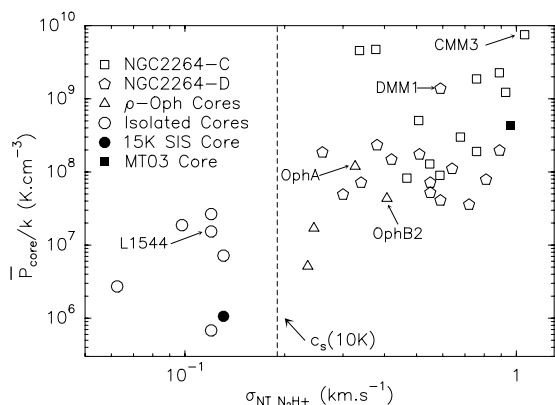
In the high-pressure, high- $\sigma_{\text{NT}}$  part of Fig. 15, it can be seen that the  $\rho$ -Oph cores Oph A and Oph B2 are located in the regime of the MMSs of NGC 2264-D. The sources of NGC 2264-C have higher mean pressure and larger non-thermal velocity dispersions by a factor  $\sim 10$  and  $\sim 2$  on average, respectively, than Oph A and Oph B2. The most extreme source of NGC 2264-C (C-MM3) has a mean pressure  $\bar{P}_{\text{core}}/k \sim 10^{10} \text{ K cm}^{-3}$  reminiscent of the pressure found in high-mass star-forming clumps (cf. MT03).

We conclude that the MMSs of NGC 2264, especially those of clump C, represent somewhat more pressurized and more turbulent conditions for star formation than do the  $\rho$  Oph cores. The more extreme conditions found in NGC 2264-C are actually reminiscent of those suggested by MT03 for the precursors of massive stars.

## 8.2. Comparison with two scenarios of clustered star formation

The young near-infrared star cluster associated with NGC 2264 (Lada et al. 1993) is known to be highly structured, and it exhibits a surface density distribution with multiple peaks (see

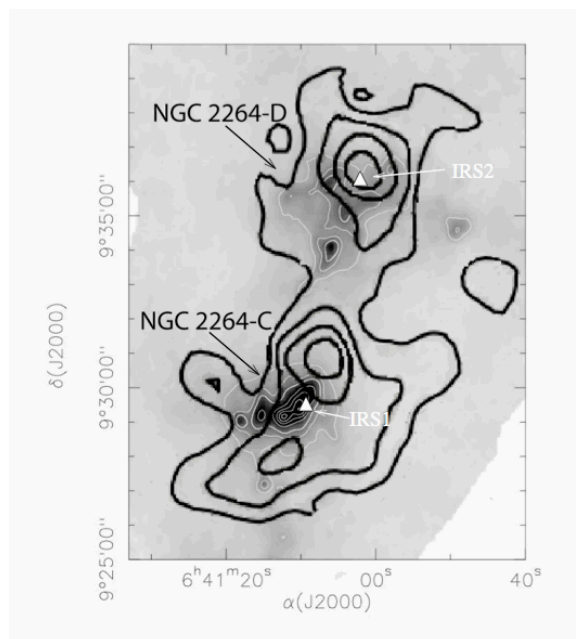




**Fig. 15.** Plot of mean pressure versus non-thermal velocity dispersion for the millimeter continuum sources identified in NGC 2264-C (square symbols) and NGC 2264-D (pentagonal symbols), the  $\rho$  Oph DCO<sup>+</sup> cores Oph A, OphB 2, Oph C, Oph F – from MAN98 and Belloche et al. 2001), and the isolated prestellar cores L1512, L1544, L183, L1696A, L63, L1155C (open circles – from Ward-Thompson et al. 1999 and Caselli et al. 2002). The location of a singular isothermal sphere (SIS) model with an effective temperature of 15 K and an actual gas temperature of 10 K is shown as a filled circle for comparison; its mean pressure was estimated within a radius  $R = 0.035$  pc, typical of isolated prestellar cores (e.g. Ward-Thompson et al. 1999). The filled square corresponds to the turbulent core model of McKee & Tan (2003 – MT03) for a clump surface density  $\Sigma_{cl} = 1$  g cm<sup>-2</sup> and a final stellar mass  $m_{*f} = 10 M_{\odot}$  (see also Sect. 8.2). The vertical dashed line separates cores dominated by thermal motions (*on the left*) from cores dominated by supersonic non-thermal motions (*on the right*), assuming a typical gas temperature of 10 K.

Fig. 4 of Lada & Lada 2003). Two of these peaks lie close to, but are clearly offset from, the cluster-forming clumps NGC 2264-C and NGC 2264-D studied in the present paper (see Fig. 16). This is suggestive of at least two different episodes of (clustered) star formation in the NGC 2264 region. Detection of a few 2MASS and MSX infrared sources toward both NGC 2264-C and NGC 2264-D shows that both clumps have already formed YSOs. Furthermore, the presence of the massive (B2-type) Class I infrared YSO IRS1 within the NGC 2264-C clump sets interesting constraints on the process of intermediate- to high-mass star formation.

According to the scenario proposed by Bonnell et al. (1998, 2002), formation of massive stars occurs through competitive accretion and stellar mergers in the dense inner core of contracting protoclusters when their central stellar density exceeds  $\sim 10^8$  stars/pc<sup>3</sup>. The gravitational potential well of such cluster cores is dominated by the stellar rather than the gas component. We find that it is difficult to account for the formation of IRS1 in the context of this scenario. Indeed, IRS1 appears to be located in the outer parts of the NGC 2264-C gas clump (e.g. Thompson et al. 1998; Nakano et al. 2002), rather near the peak of the near-IR source density distribution (cf. Fig. 16). Figure 1 in Lada et al. (1993) indicates a stellar surface density  $\sim 80$  pc<sup>-2</sup>, which allows us to estimate the stellar contribution to the gravitational potential within the volume of NGC 2264-C. Assuming the Kroupa (2001) IMF, for which the



**Fig. 16.** Contour map of the surface density of near-IR sources in the young star cluster associated with NGC 2264 (from Lada & Lada 2003), overlaid on our 1.2 mm continuum mosaic of the region (greyscale and white contours). The white filled triangles mark the positions of IRS1 and IRS2. Note that the maxima of the near-IR source surface density distribution are located *outside* the dense gas/dust clumps NGC 2264-C and NGC 2264-D, while the projected position of the luminous near-IR source IRS1 lies *within* the 1.2 mm contours of clump C

mean stellar mass is  $\sim 0.4 M_{\odot}$ , the above number surface density translates into a stellar mass surface density  $\sim 30 M_{\odot}$  pc<sup>-2</sup>, i.e., less than 2% of the total gas mass surface density. Even allowing for a possible fraction of highly extinguished stars in the protocluster that would not be included in the above estimate, we conclude that the gravitational potential of NGC 2264-C is dominated by the gas rather than by the stars. Thus, IRS1, the most massive infrared YSO in this region is unlikely to have formed by collision and coalescence of lower-mass stars as described by Bonnell et al. (1998, 2002). On the other hand, the global, near free-fall collapse of NGC 2264-C may lead to strong dynamical interactions between MMSs and even *proto-stellar* mergers near the center of the gas-dominated clump (see below).

In the alternative scenario proposed by McKee & Tan (2002, 2003 – e.g. MT03), high-mass stars form from massive, turbulent cores embedded in a high-pressure, environment/clump. Both the cores and the ambient medium are assumed to be centrally-concentrated and initially virialized, i.e., close to hydrostatic equilibrium. Although clumps C and D are indeed massive and turbulent, our observations reveal that they are not in hydrostatic equilibrium, but rather in a state of global dynamical collapse, at least in the case of NGC 2264-C. The primary characteristic of the MT03 model, however, is that the prestellar precursors of massive protostars are high-density,

turbulent cores, which leads to large, accelerating accretion rates during the protostellar phase. High ( $\gtrsim 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ) accretion rates are indeed necessary to overcome radiation pressure and allow high-mass ( $M_{\star} \gtrsim 8 M_{\odot}$ ) stars to form by accretion despite the high luminosity of the central stars (e.g. Wolfire & Cassinelli 1987). Large-scale collapse can help to produce dynamically pressurized, high-density cores in the inner part of massive cluster-forming clumps. Even though one of the premises of the MT03 model is not verified, a detailed comparison of the model with the observed properties of NGC 2264-C and its central source, C-MM3, is therefore still warranted.

The mean column density of the NGC 2264-C clump is  $N_{\text{H}_2} \sim 1.6 \times 10^{23} \text{cm}^{-2}$ , corresponding to a mean surface density  $\Sigma_{\text{cl}} \sim 0.6 \text{g cm}^{-2}$ , typical of the one observed in most regions of massive star formation and consistent with the assumptions of the turbulent core model of MT03. With a mass of  $40 M_{\odot}$  and a line velocity dispersion  $\sigma_{\text{line}} = 1.1 \text{km s}^{-1}$ , C-MM3 is located near the center of gravity of the collapsing NGC 2264-C clump. An upper limit to the mass accretion rate onto the protostellar object C-MM3 is provided by the total mass inflow rate  $\dot{M}_{\text{inf}} \sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  derived in Sect. 6 for the central part of the NGC 2264-C. A lower limit can be estimated from the mass accretion rate onto the less extreme object D-MM1 in NGC 2264-D,  $\dot{M}_{\text{DMM1}} \sim 1.1 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  (cf. Sect. 7). The mass accretion rate onto C-MM3 is thus likely to be in the range  $1.1 \times 10^{-4} < \dot{M}_{\text{CMM3}} < 3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , which is sufficient to overcome the radiation pressure of a  $\sim 10 M_{\odot}$  star (Wolfire & Cassinelli 1987; Jijina & Adams 1996).

Assuming a typical core star-formation efficiency  $\epsilon \sim 50\%$ , consistent with calculations of the feedback effect due to the protostellar outflow (e.g. Matzner & McKee 2000), C-MM3, which is thought to be a  $\sim 40 M_{\odot}$  core, could then be the progenitor to a  $\sim 20 M_{\odot}$  star.

In the context of the turbulent core model, the formation of a  $20 M_{\odot}$  star requires a velocity dispersion at the surface of the initial prestellar core  $\sigma_{\text{s}} \sim 1.0 \text{km s}^{-1}$ , assuming the fiducial values of MT03 and a clump surface density  $\Sigma_{\text{cl}} \sim 0.6 \text{g cm}^{-2}$ . The model then predicts a mass accretion rate  $\dot{m}_{\star} \sim 2.0 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  when half of the final stellar mass has been accreted (i.e., end of the Class 0 phase), rising to a maximum value of  $\sim 2.8 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  at the end of the accretion phase. In this model, the total star formation time from the birth of the protostar to the moment it reaches its final mass,  $m_{\star f} = 20 M_{\odot}$ , is  $t_{\star f} \sim 1.7 \times 10^5 \text{yr}$ . We conclude that the observed properties of C-MM3 in NGC 2264-C are roughly consistent with the MT03 model, albeit somewhat more extreme/dynamic than it.

The dynamical time estimated in Sect. 6, corresponding to the time for the two Class 0 protostars C-MM2 and C-MM4 to reach the position of C-MM3, is  $\sim 1.7 \times 10^5 \text{yr}$ . This timescale is similar to the formation time of a  $20 M_{\odot}$  star in the MT03 model and to the duration of the Class I protostellar accretion phase for low-mass stars (e.g. Greene et al. 1994). Therefore, significant evolution of C-MM2 and C-MM4 is likely to occur before a merger can take place in the center of NGC 2264-C. Nevertheless, a strong dynamical interaction between C-MM2 and C-MM4 seems *possible* before the associated protostars

have achieved their final masses. Accordingly, we suggest that the formation of an ultra-dense protostellar core through the merger of two or more intermediate-mass *protostars* in the central part of a protocluster may be a plausible route to high-mass star formation. Although in itself such a merger does not directly overcome the problems arising from radiation pressure, it provides a dynamical way to build up a massive protostellar core with physical characteristics similar to the McKee & Tan model. Even if reminiscent of the Bonnell et al. (1998, 2002) scenario, this suggested route differs in that it would be based on the collision and coalescence of protostellar dense cores in a gas-dominated environment, as opposed to stellar mergers in a stellar-dominated potential.

### 8.3. Conclusions: Massive star formation in clusters

The picture of massive, clustered star formation that emerges from the present study is intermediate between the highly dynamic scenario of Bonnell et al. (1998) and the turbulent core scenario of MT03. In agreement with the first scenario and at variance with the second scenario, our observations support the view that protoclusters are in a state of global, dynamical collapse rather than of approximate hydrostatic equilibrium. On the other hand, in contrast to the first scenario and in better agreement with the second scenario, most stars in a cluster, including massive stars, appear to acquire their final masses while still embedded in a gas-dominated environment, with the processes occurring later on playing relatively little role.

Based on our observations, we propose a mixed scenario of protocluster formation according to which a pre-existing massive, turbulent clump is strongly compressed and induced to collapse from outside. Such a clump rapidly enters a phase of global, near free-fall collapse leading to an averaged density profile approaching  $\rho \propto r^{-1.5}$  in the central regions. (Note that the presence of large-scale, supersonic inward motions may well be a generic feature of *all* embedded protoclusters in high-mass star-forming complexes – Motte et al. 2005.) As the clump is turbulent and contains many Jeans masses at the onset of dynamical collapse, it quickly fragments and produces a number of relatively massive “cores”. These cores, which are denser than the clump material surrounding them, are collapsing on significantly shorter timescales than the entire protocluster clump. Because of the high turbulent/dynamic ambient pressure, the cores are characterized by large densities, reminiscent of the MT03 model, and form individual protostars with high mass infall rates. Although most of these cores have masses exceeding the local Jeans mass, we speculate that further fragmentation will be largely inhibited as the system is already dominated by strongly converging collapse motions as opposed to random turbulent motions<sup>2</sup>. This contrasts with the collapse of massive turbulent cores initially in hydrostatic

<sup>2</sup> Strictly speaking, the observations discussed here mostly constrain the motions of the parent clump on scales larger than  $\sim 10^4 \text{AU}$ . Higher-resolution observations with the IRAM Plateau de Bure interferometer were undertaken to probe the dynamics and degree of fragmentation of individual MMSs or “cores” on smaller scales and will be reported in a future paper.



equilibrium, which in turn yields multiple low-mass fragments according to recent numerical simulations (Dobbs et al. 2005). In other words, we speculate that the state of global, dynamical collapse of the parent protocluster clump will strongly limit the process of sub-fragmentation in the cores, which may help to solve one of the main problems of the MT03 model of massive star formation. In our radiative transfer model of NGC 2264-C, the 3D turbulent velocity dispersion  $\sigma_{\text{turb-3D}} = 0.81 \text{ km s}^{-1}$  is smaller than the infall velocity  $V_{\text{inf}} = 1.3 \text{ km s}^{-1}$  at  $r \lesssim 3.5 \times 10^4 \text{ AU}$ , so that coherent infall motions dominate turbulent motions at small radii. While the estimated level of turbulence is probably still sufficient to alter the gas motions from a pure radial infall pattern, we thus do not expect turbulent Jeans-type fragmentation to dominate in the inner  $\lesssim 3.5 \times 10^4 \text{ AU}$  region. On the contrary, our observational results rather suggest that two or more cores are in the process of *merging* in this central region.

We conclude that the millimeter continuum sources identified in the central part of NGC 2264-C are the probable precursors of intermediate-/high-mass stars. Powerful winds are then likely to be generated that can clear away most of the protocluster gas and thus effectively stop the global collapse of the system. In this way, the protocluster clump NGC 2264-C will probably evolve into a *revealed* star cluster similar to the neighboring near-IR cluster discussed by Lada & Lada (2003) (see Fig. 16).

## 9. Summary

The main results of our comprehensive millimeter study of the cluster-forming clumps NGC 2264-C and NGC 2264-D are as follows:

1. From our dust continuum maps, we extracted a total of 27 compact millimeter sources (MMSs) in NGC 2264, 12 in clump C, and 15 in clump D. These MMSs have a typical diameter  $\sim 0.04 \text{ pc}$  and masses ranging from  $\sim 2$  to  $41 M_{\odot}$ . The median mass of the MMSs is slightly larger in NGC 2264-C ( $\sim 10 M_{\odot}$  versus  $\sim 6 M_{\odot}$  in NGC 2264-D), which is the more massive clump with a total gas mass  $\sim 1650 M_{\odot}$  (compared to  $\sim 1310 M_{\odot}$  for NGC 2264-D). In both cases, the mass contained in the MMSs amounts to less than 10% of the total mass of the parent clump.
2. The MMSs of NGC 2264 exhibit broad  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  linewidths tracing supersonic line-of-sight velocity dispersions  $\sigma_{\text{line}} \sim 0.7 \text{ km s}^{-1}$  on  $\sim 0.1 \text{ pc}$  scales. This is  $\sim$ twice and  $\sim$ five times as large as the line-of-sight velocity dispersions measured on similar scales toward the dense cores of the  $\rho$ -Ophiuchi main cloud and the isolated prestellar cores of Taurus, respectively, suggesting that the MMSs of NGC 2264 are significantly more turbulent than the dense cores of both  $\rho$ -Oph and Taurus.
3. As much as 70% of the MMSs of NGC 2264-C are not starless but already contain candidate Class 0 protostellar objects traced by the presence of shocked  $\text{H}_2$  jets. In NGC 2264-D, we have direct evidence of the protostellar nature of only 25% of the MMSs from the close association with 2MASS and/or MSX near-/mid-IR source(s). This apparent difference between NGC 2264-C and NGC 2264-D may be an artifact due to the lack of systematic jet/outflow surveys in NGC 2264-D. The high percentage of candidate Class 0 objects in NGC 2264-C may result from a short, efficient episode of star formation, as expected in the case of triggered cloud collapse.
4. In NGC 2264-C, we observe widespread blue-skewed “infall” line profiles in optically thick tracers such as  $\text{HCO}^+(3-2)$  or  $\text{CS}(3-2)$ , consistent with the presence of large-scale infall motions in this clump as previously suggested by Williams & Garland (2002).
5. Furthermore, our mapping in low optical depth tracers such as  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  or  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  reveals a new velocity feature in the central part of NGC 2264-C, in the form of a sharp velocity discontinuity  $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$  in amplitude centered on the millimeter source C-MM3.
6. Taken together, we interpret these two velocity features as the signatures of the large-scale collapse of a cylinder-like, filamentary structure along its long axis. Radiative transfer calculations confirm this view and suggest an infall velocity  $V_{\text{inf}} = 1.3 \text{ km s}^{-1}$  along the main axis of the NGC 2264-C prolate clump, corresponding to a total inflow rate  $\sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  toward the central Class 0 object C-MM3.
7. We also found evidence of both infall and rotation motions toward the Class 0 object D-MM1 in the NGC 2264-D clump. Based on radiative transfer modelling of our  $\text{HCO}^+$  and CS observations, we estimate an infalling velocity  $V_{\text{inf}} = 0.1 \text{ km s}^{-1}$  which, given the high density of D-MM1, corresponds to a mass infall rate  $\sim 1.1 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Such an infall rate should be high enough to overcome the radiation pressure of a massive  $\geq 10 M_{\odot}$  star.
8. Comparison of our observations with existing scenarios for massive star formation suggests that we are witnessing the initial stages of the formation of a high-mass  $\sim 10$ – $20 M_{\odot}$  star in the central part of NGC 2264-C. Based on this comparison, we propose a picture of high-mass star formation in protoclusters that is intermediate between the highly dynamic scenario of Bonnell et al. (1998) and the turbulent core scenario of McKee & Tan (2003). In this observationally-driven picture, the large-scale, dynamical collapse of a massive, initially unstable clump would lead to the formation of a turbulent, massive, and ultra-dense core with properties reminiscent of the McKee & Tan model, through the gravitational merger of two or more intermediate-mass Class 0 protostellar cores in the central part of the clump, while the potential of the system is still gas-dominated.

*Acknowledgements.* We would like to thank Frédérique Motte for providing her source extraction procedure and for useful discussions on protoclusters. We also thank Didier Despois and Stephan Blinder for letting us use their radiative transfer code, MAPYSO. We acknowledge stimulating discussions with Patrick Hennebelle on cloud fragmentation and collapse. We are grateful to the anonymous referee for constructive comments, which helped us improve the clarity of the paper. The observations presented in this paper were carried out with the IRAM 30 m telescope; IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

## References

- Adams, F., & Myers, P. 2001, *ApJ*, 553, 744
- Allen, D. 1972, *ApJ*, 172, 55
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- André, P. 2002, in *The Evolution of Galaxies*, ed. M. Sauvage, G. Stanskińska, & D. Schaerer, *Ap&SS*, 281, 51
- André, P., Bouwman, J., Belloche, A., & Hennebelle, P. 2004, in *Magnetic Field and Star Formation: Theory Versus Observations*, ed. A. Gómez De Castro et al., *Ap&SS*, 292, 325
- Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., et al. 2002, *A&A*, 389, 6
- Bate, M., Bonnell, I., & Bromm, V. 2003, *MNRAS*, 339, 577
- Belloche, A., André, P., & Motte, F. 2001, in *From Darkness to Light: Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, ed. T. Montmerle, & Ph. André, *ASP Conf. Ser.*, 243 (San Francisco: ASP), 313
- Belloche, A., André, P., Despois, D., & Blinder, S. 2002, *A&A*, 393, 927
- Belloche, A., & André, P. 2004, *A&A*, 419, 35
- Bergin, E., & Langer, W. 1997, *ApJ*, 486, 316
- Bergin, E., Unggeregts, H., Goldsmith, P., et al. 1997, *ApJ*, 482, 267
- Bernes, C. 1978, *Stockholm Observatory Report No. 15 + Erratum*
- Bernes, C. 1979, *A&A*, 73, 67
- Bertoldi, F., & McKee, C. 1992, *ApJ*, 395, 140
- Blinder, S. 1997, *Thèse, Université de Bordeaux I*
- Bonnell, I., Bate, M., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bonnell, I., Bate, M., Clarke, C., & Pringle, J. 2001, *MNRAS*, 323, 785
- Bonnell, I., & Bate, M. 2002, *MNRAS*, 336, 705
- Broguière, D., Neri, R., & Sievers, A. 1995, *NIC bolometer users guide*, in *IRAM internal report*
- Caselli, P., Benson, P., Myers, P., & Tafalla, M. 2002, *ApJ*, 572, 238
- Clarke, C., Bonnell, I., & Hillenbrand, L. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. Boss, & S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), 151
- Di Francesco, J., Myers, P., Wilner, D., Ohashi, N., & Mardones, D. 2001, *ApJ*, 562, 770
- Dobbs, C., Bonnell, I., & Clarke, P. 2005, *MNRAS*, 360, 2
- Encrenaz, P., Falgarone, E., & Lucas, R. 1975, *A&A*, 44, 73
- Evans, N. 1999, *ARAA*, 37, 311
- Genzel, R., Downes, D. 1977, *A&AS*, 30, 145
- Greene, T., Wilking, B., André, P., Young, E., & Lada, C. 1994, *ApJ*, 434, 614
- Haschick, A., Menten, K., & Baan, W. 1990, *ApJ*, 354, 556
- Hennebelle, P., Whitworth, A., Gladwin, P., & André, P. 2003, *MNRAS*, 340, 870
- Jijina, J., & Adams, F. 1996, *ApJ*, 462, 874
- Jijina, J., Myers, P. C., & Adams, F. 1999, *ApJS*, 125, 161
- Klessen, R., & Burkert, A. 2000, *ApJS*, 128, 287
- Krügel, E., Guesten, R., Schulz, A., & Thum, C. 1987, *A&A*, 185, 283
- Lada, C., Young, E., & Greene, T. 1993, *ApJ*, 408, 471
- Lada, C., & Lada, E. 2003, *ARA&A*, 41, 57
- Loren, R., Wooten, A., & Wilking, B. 1990, *ApJ*, 365, 269
- Margulis, M., Lada, C., & Snell, R. 1988, *ApJ*, 333, 316
- Margulis, M., Lada, C., & Young, E. 1989, *ApJ*, 345, 906
- Matzner, C., & McKee, C. 2000, *ApJ*, 545, 364
- Mc Kee, C., & Tan, J. 2002, *Nature*, 416, 59
- Mc Kee, C., & Tan, J. 2003, *ApJ*, 585, 850 (MT03)
- Mendoza, E., Rodriguez, L., Chavarria-K, C., & Neri, L. 1990, *MNRAS*, 246, 518
- Minier, V., Conway, J., & Booth, R. 2001, *A&A*, 369, 278
- Motte, F., André, P., & Neri 1998, *A&A*, 336, 150 (MAN98)
- Motte, F., & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. 2003, *ApJ*, 582, 277
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., et al. 2005, in *Massive star birth: a crossroads of astrophysics*, *IAU Symp.*, 227, ed. R. Cesaroni, E. Churchwell, M. Felli, & M. Walmsley
- Myers, P. 1998, *ApJ*, 496, 109
- Nakano, M., Sugitani, K., & Morita, K. 2003, *PASJ*, 55, 321
- Ohashi, N. 1999, in *Star Formation 1999*, ed. T. Nakamoto, Nobeyama Radio Observatory, 129
- Padoan, P., & Nordlund, A. 2002, *ApJ*, 576, 870
- Schreyer, K., Helmich, F., Van Dishoeck, E., & Henning, T. 1997, *A&A*, 326, 347
- Schreyer, K., Stecklum, B., Linz, A., & Henning, T. 2003, *ApJ*, 599, 335
- Shu, F., Adams, F., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Shu, F., Li, Z.-Y., & Allen, A. 2004, *ApJ*, 601, 930
- Stahler, S., Palla, F., & Ho, P. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. Boss, & S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), 327
- Starck, J.-L., Bijaoui, A., & Murtagh, F. 1995, in *CVIP: Graphical Models and Image Processing*, 57, 5, 420
- Stutzki, J., & Güsten, R. 1990, *ApJ*, 356, 513
- Tafalla, M., et al. 2002, *ApJ*, 569, 81
- Testi, L., Palla, F., & Natta, A. 1999, *A&A*, 342, 823
- Thompson, R., Corbin, M., Young, E., & Schneider, G. 1998, *ApJ*, 492, 177
- Wang, H., Yang, J., Wang, M., & Yan, J. 2002, *A&A*, 389, 1015
- Ward-Thompson, D., Motte, F., & André, P. 1999, *MNRAS*, 305, 143
- Ward-Thompson, D., Zylka, R., Mezger, P., & Sievers, A. 2000, *A&A*, 355, 1122
- Wilking, B., & Lada, C. 1983, *ApJ*, 274, 698
- Williams, J., & Garland, C. 2002, *ApJ*, 568, 259
- Wolf-Chase, G., Walker, C., & Lada, C. 1995, *ApJ*, 442, 197
- Wolf-Chase, G., Moriarty-Schieven, G., Fich, M., & Barsony, M. 2003, *MNRAS*, 344, 809
- Wolfire, M., & Cassinelli, J. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Zinnecker, H., McCaughrean, M., Rayner, J., Wilking, B., & Moneti, A. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. Levy, & J. Lunine (Tucson: Univ. Arizona Press), 429

## 4.3 Compléments

### 4.3.1 Quelques remarques sur l'opacité des différentes transitions observées

L'interprétation d'une signature spectrale dépend de l'opacité de la transition concernée. Dans l'article, la transition  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  a été utilisée pour déduire les vitesses systématiques des sources et pour avoir une estimation de la dispersion de vitesse, autrement dit, pour connaître la structure en vitesse le long de la ligne de visée des parties les plus denses de NGC 2264. Les informations fournies par  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  nous renseignent effectivement sur la structure en vitesse que si cette transition est optiquement mince. Dans l'article, je compare les cartes intégrées en  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  et celles du continuum millimétrique de poussières (Figs. 4 et 5 de l'article). Au premier ordre, le fait que l'on observe des structures similaires pour chacun des traceurs nous confirme que cette transition est de faible profondeur optique. De plus, à l'aide du logiciel CLASS de l'IRAM il nous est possible d'ajuster les spectres  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  et sa structure hyperfine. Cet ajustement par une méthode des moindres carrés nous permet de déduire des informations telles, entre autres, l'opacité de la composante isolée (celle dont nous nous sommes servie pour déduire la structure en vitesse). En ajustant les spectres ayant un rapport signal à bruit suffisamment important, on observe que l'opacité de cette composante varie entre 0.1 et 0.3. Autrement dit, ceci confirme le fait que  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  est une transition optiquement mince.

Du fait que le code de transfert radiatif que j'ai utilisé, MAPYSO, ne permet pas de reproduire la structure hyperfine de  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ , je n'ai pas utilisé cette transition afin de contraindre les modèles. En revanche,  $\text{HCO}^+(3-2)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$ ,  $\text{CS}(3-2)$ ,  $\text{CS}(5-4)$ ,  $\text{C}^{34}(2-1)$ ,  $\text{C}^{34}\text{S}(3-2)$  et  $\text{C}^{34}\text{S}(5-4)$  ont elles étaient utilisées dans cet objectif. Dans la suite, je discuterai uniquement des transitions de  $\text{HCO}^+$  et  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  car il s'avère qu'elles sont plus directement concernées par la discussion qui va suivre. En effet, si l'on observe la série de spectres en  $\text{HCO}^+(3-2)$  et  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  de la figure 10 de l'article, on remarque que ces transitions présentent des signatures similaires au premier abord, i.e. signatures doublement piquées avec une asymétrie qui évolue d'Est en Ouest, de la même manière pour chacune des transitions. En réalité, ces signatures spectrales sont très différentes d'une transition à l'autre. Si l'on regarde les opacités estimées à partir des modèles de transfert radiatif (cf Fig.4.1) on s'aperçoit que l'opacité de la transition  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  est deux ordres de grandeur plus faible que celle de la transition  $\text{HCO}^+(3-2)$  (avec des opacités de 0.3 et 45 respectivement). Autrement dit, les signatures spectrales que l'on observe en  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  sont le reflet de deux composantes en vitesse le long de la ligne de visée et qui dans notre interprétation des données, correspondent aux deux parties du clump en effondrement. Les signatures spectrales observées en  $\text{HCO}^+(3-2)$  sont elles, en revanche, la conséquence d'effets d'opacité tels que ceux présentés en § 2.4.

L'interprétation faite ci-dessus repose donc sur le fait que la transition  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  est réellement optiquement mince. Bien qu'il semble peu probable que les valeurs des opacités calculées à travers le code de transfert radiatif soient fausses de près de deux ordres de grandeur, l'observation de transition telle que  $\text{H}^{18}\text{CO}^+(1-0)$  permettrait de trancher sur l'opacité de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ . En effet, si ces deux transitions sont optiquement minces, elles doivent montrer les mêmes signatures spectrales avec des rapports d'intensité étant dans les rapports d'abondance des isotopes du carbone concernés.

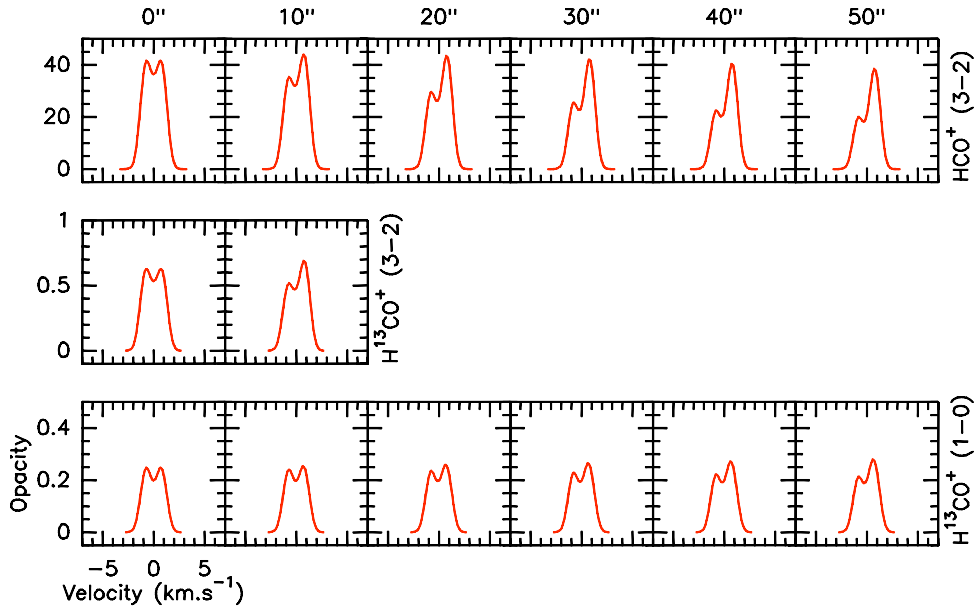


FIG. 4.1 – Profils d’opacité pour trois transitions différentes, i.e. HCO<sup>+</sup>(3-2), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1-0) et H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(3-2), et ce pour six positions le long de l’axe principal du clump modèle. La transition HCO<sup>+</sup>(3-2) est nettement plus optiquement opaque que les deux autres

#### 4.3.2 Limites sur le modèle d’effondrement proposé

Afin de contraindre l’espace des paramètres du modèle d’effondrement que nous proposons, j’ai effectué tout un ensemble de modèles de transfert radiatif en ayant comme point de repère le meilleur modèle présenté dans l’article, appelé dans la suite "best-fit" modèle. Cette démarche nous a permis de poser des limites sur l’étendue de l’effondrement ainsi que sur l’amplitude de la vitesse d’effondrement. Evidemment, la démarche que nous avons adoptée ici, ne permet pas de dire si le modèle que nous proposons est l’unique qui fonctionne, mais elle permet néanmoins de donner un domaine de paramètres pour lequel ce modèle d’effondrement est raisonnable, et de rejeter, par la même occasion, tout autre modèle d’effondrement. Ceci étant, il faut savoir que l’exercice auquel je me suis livré, à savoir l’ajustement de spectres par des calculs de transfert radiatif est difficile, et reproduire autant de transitions différentes sur une étendue de 100'' n’est vraiment pas chose aisée. Au vu de mon expérience acquise sur ce type d’exercice, il me paraît peu probable qu’un autre modèle que l’effondrement axisymétrique à grande échelle que nous proposons puisse fonctionner (cf § 4.3.3).

Le premier paramètre que j’ai voulu contraindre a été l’étendue de l’effondrement,  $R_{inf}$ , et notamment savoir si un modèle avec un effondrement "protostellaire" particulièrement fort, mais localisé sur une région proche de la source centrale, i.e. C-MM3, pouvait expliquer en partie les signatures observées. J’ai donc fait un modèle de transfert radiatif dans lequel le profil de vitesse est celui d’un effondrement tel que  $v \propto r^{-0.5}$  (i.e. chute libre) avec  $v = 1.3 \text{ km.s}^{-1}$  à  $1 \times 10^4 \text{ UA}$ . Les autres paramètres sont ceux utilisés pour le "best-fit" modèle (cf § 6 de l’article). Les spectres HCO<sup>+</sup>(3-2),

$\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  et  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  résultant d'un tel modèle sont montrés sur la figure 4.3a. Je ne montre pas sur cette figure les transitions de CS et  $\text{C}^{34}\text{S}$  pour ne pas encombrer les figures. On voit clairement sur la figure 4.3a que ni les spectres optiquement épais  $\text{HCO}^+(3-2)$ , ni les spectres optiquement minces  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  et  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  ne sont en accord avec les spectres simulés. En particulier, la signature doublement piquée que l'on observe en  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  n'est pas du tout reproduite.

Toujours dans le but de contraindre l'étendue de l'effondrement, j'ai fait différents modèles en ne changeant qu'un seul paramètre par rapport au "best-fit" modèle, à savoir l'étendue du plateau dans le profil de vitesse,  $R_{inf}$ . Ainsi, les figures 4.2b, 4.2c, et 4.2d montrent trois profils différents, avec trois valeurs de  $R_{inf}$  différentes (i.e.  $2 \times 10^4$  UA,  $3.5 \times 10^4$  UA,  $7 \times 10^4$  UA), le profil 4.2c correspondant à celui du "best-fit" modèle. Les figures 4.3b, 4.4a, et 4.4b montrent la comparaison des spectres observés et simulés issus de ces trois modèles. Sur ces figures on voit que plus l'étendue de la région en effondrement est importante, meilleur devient l'accord, en particulier pour les spectres optiquement minces  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  et  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$ . On voit l'apparition de la signature doublement piquée dans les transitions  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  et que la signature d'auto-absorption de  $\text{HCO}^+(3-2)$  est particulièrement forte sur la position centrale, pour entamer une inversion de l'asymétrie du côté Ouest, comme cela est observé, même si on n'arrive pas à reproduire cet effet de manière aussi importante que ce qu'il est dans les observations (IRS1 est sans doute responsable de l'augmentation de la température d'excitation dans cette partie du clump). A vrai dire, sur la base uniquement des transitions de  $\text{HCO}^+$  et  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , le modèle qui semble le mieux fonctionner est celui qui est montré sur la figure 4.4b (i.e.  $R_{inf} = 7 \times 10^4$  UA), mais les transitions en CS et  $\text{C}^{34}\text{S}$  montrent un meilleur accord pour le "best-fit" modèle (i.e.  $R_{inf} = 3.5 \times 10^4$  UA). En faisant le même genre d'exercice sur l'amplitude du plateau de vitesse d'effondrement on a pu contraindre l'effondrement de telle manière que l'on a abouti aux valeurs suivantes :  $v_{inf} = 1.3 \text{ km.s}^{-1} \pm 0.2 \text{ km.s}^{-1}$  et  $R_{inf} = 3.5 \times 10^4 \text{ UA} \pm 1 \times 10^4 \text{ UA}$ .

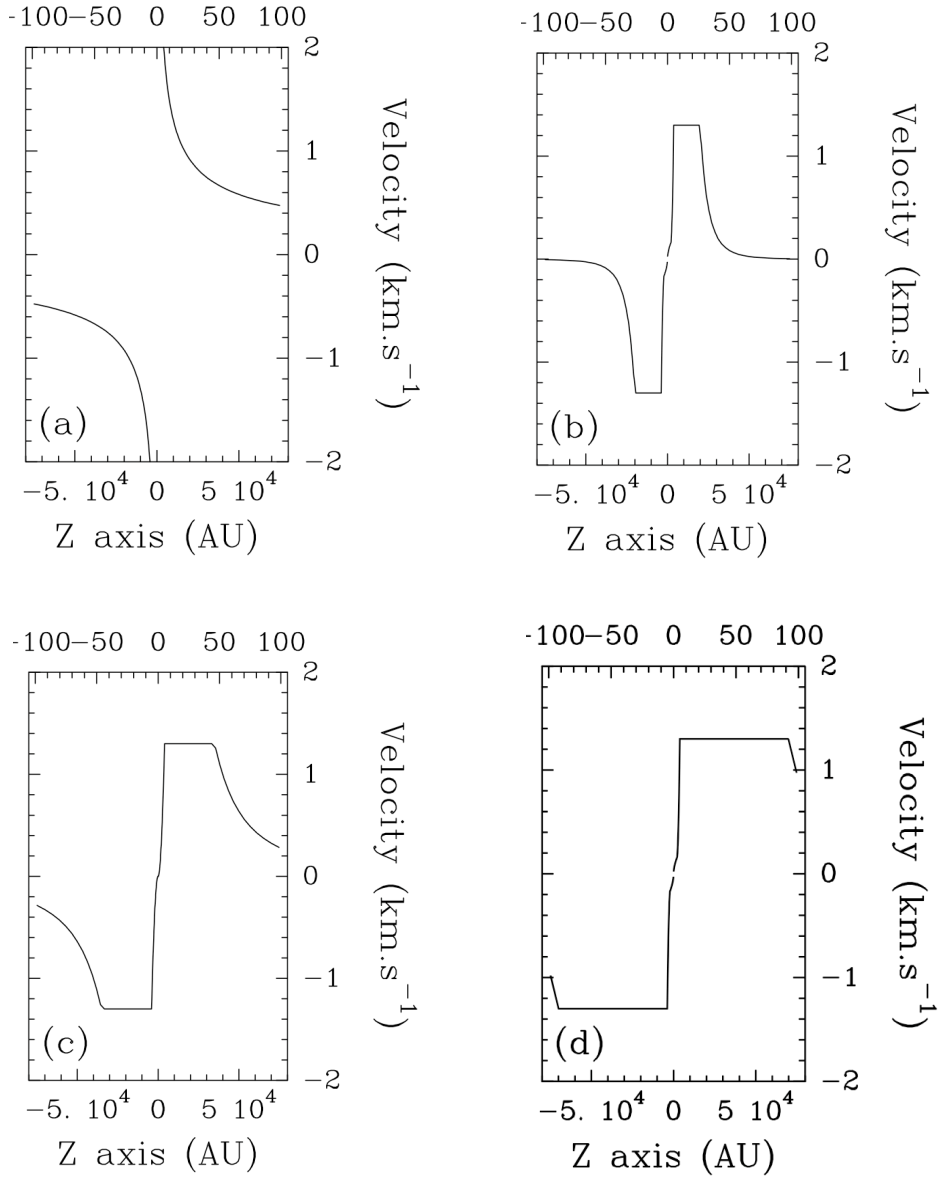


FIG. 4.2 – Profils de vitesse pour quatre modèles différents. **(a)** Modèle d'un effondrement localisé au centre du nuage modèle et de type chute libre (i.e.  $v \propto r^{-0.5}$ ) avec  $v = 1.3 \text{ km.s}^{-1}$  à  $1 \times 10^4 \text{ UA}$  **(b)** Modèle similaire à celui utilisé pour le meilleur modèle (cf (c)) mais avec une région en effondrement plus étroite, s'arrêtant à  $2 \times 10^4 \text{ UA}$  **(c)** "best-fit" modèle, avec  $R_{inf} = 3.5 \times 10^4 \text{ UA}$  (cf article) **(d)** Modèle avec une région en effondrement plus étendue que celle du "best-fit" modèle, avec  $R_{inf} = 7 \times 10^4 \text{ UA}$ .

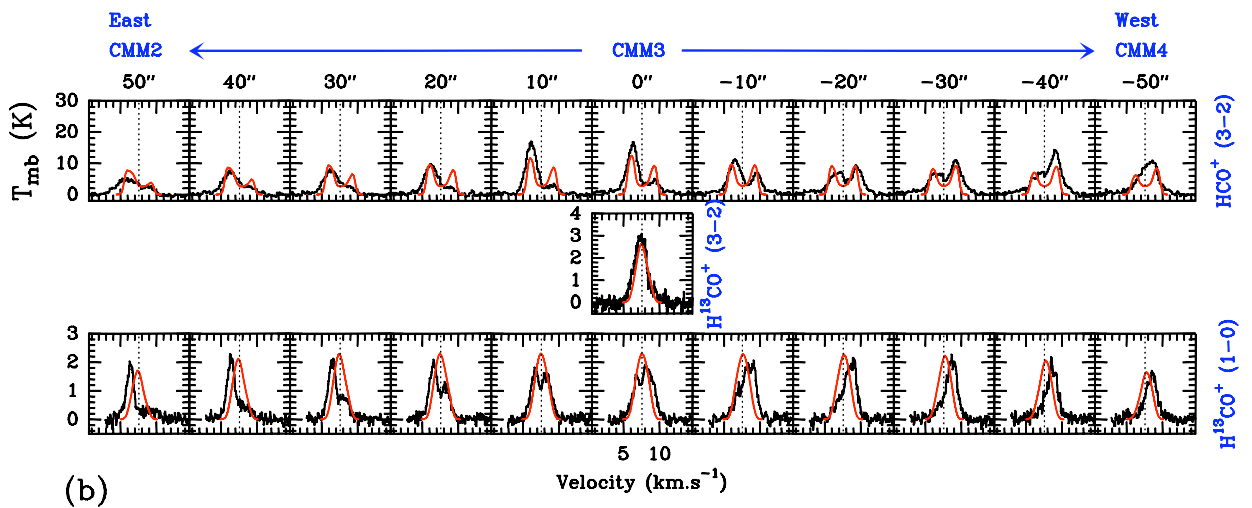
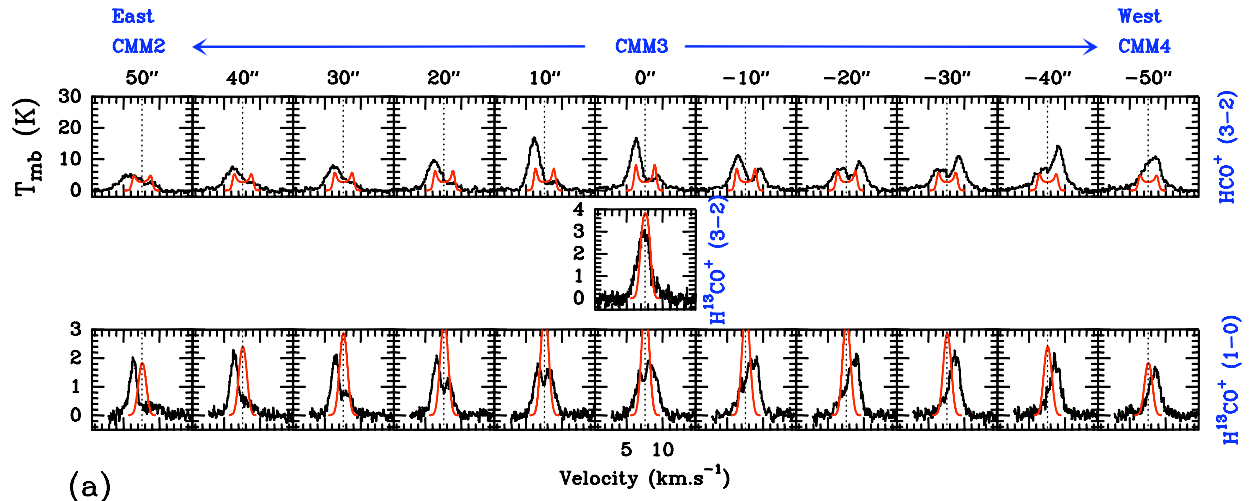


FIG. 4.3 – Spectres observés (noir) et simulés (rouge) pour trois transitions  $\text{HCO}^+(3-2)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ . (a) Modèle correspondant au profil de vitesse de la figure 4.2a (i.e. effondrement "protostellaire" central) (b) Modèle correspondant au profil de vitesse de la figure 4.2b (i.e.  $R_{inf} = 2 \times 10^4$  UA)

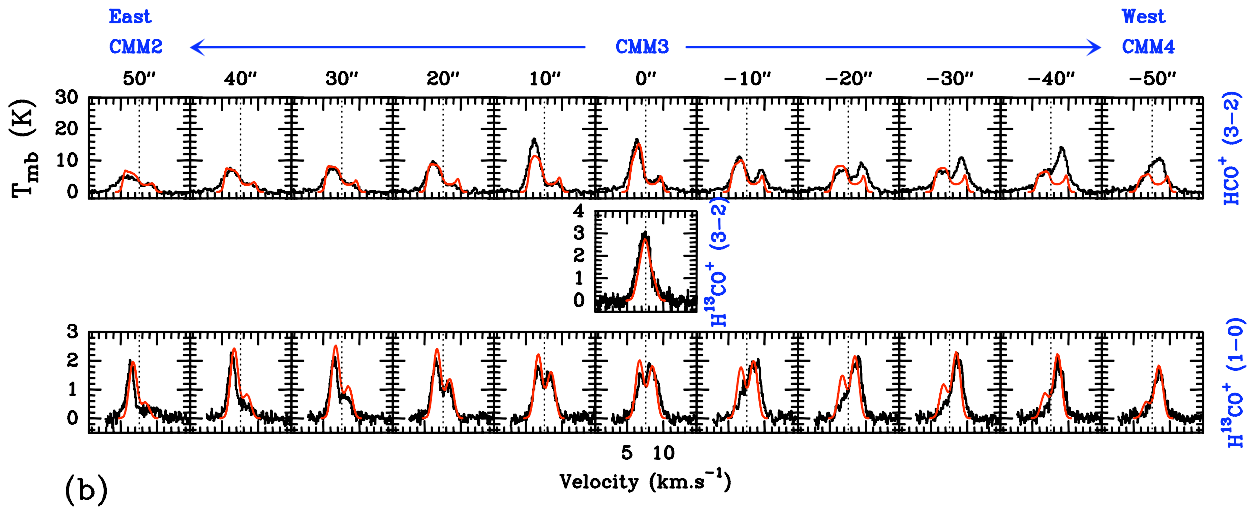
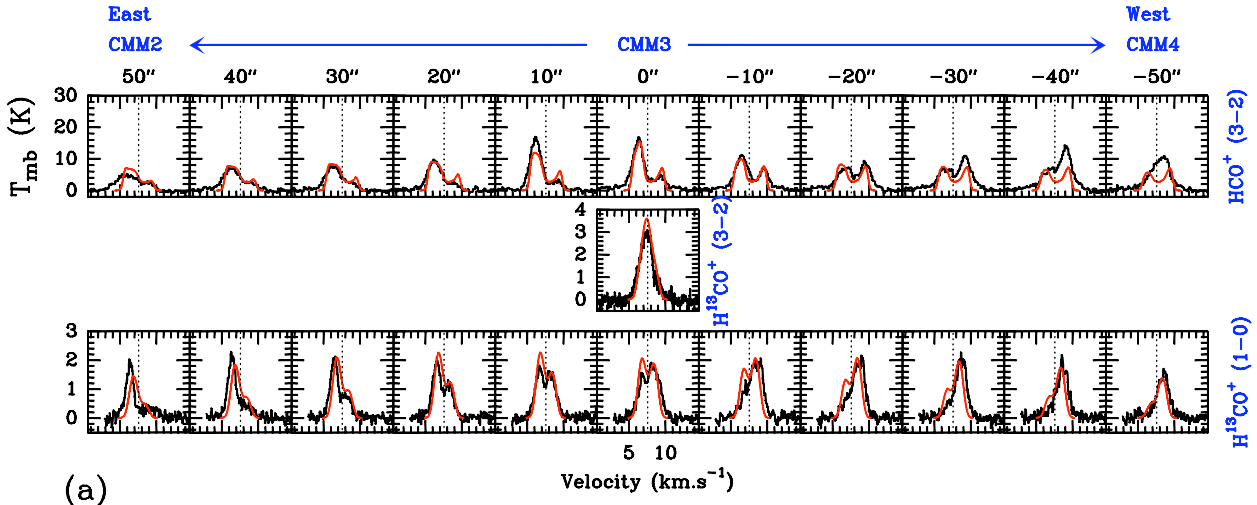


FIG. 4.4 – Spectres observés (noir) et simulés (rouge) pour trois transitions  $\text{HCO}^+(3-2)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ . **(a)** Modèle correspondant au profil de vitesse de la figure 4.2c (i.e.  $R_{inf} = 3.5 \times 10^4$  UA) **(b)** Modèle correspondant au profil de vitesse de la figure 4.2d (i.e.  $R_{inf} = 7 \times 10^4$  UA)



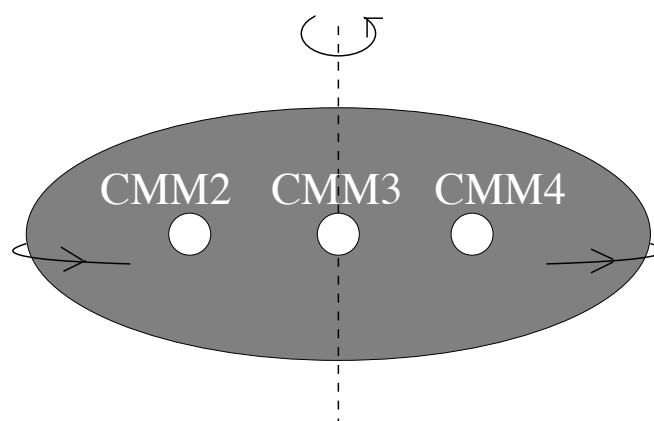


FIG. 4.5 – Schéma de NGC 2264-C en rotation autour d'un axe perpendiculaire à l'axe principal du clump. La partie du clump associée à CMM4 serait alors décalée vers le rouge, tandis que la partie associée à CMM2 serait décalée vers le bleu.

### 4.3.3 Modèle d'un "disque" en rotation

Les diagrammes position-vitesse montrés sur la figure 6, première rangée, de l'article peuvent faire penser à la signature d'un disque en rotation. Afin d'expliquer ces diagrammes position-vitesse par de la rotation, il faut considérer un "disque" de presque 1pc de diamètre, qui tournerait autour d'un axe se trouvant dans le plan du ciel, perpendiculaire à l'axe principal de NGC 2264-C et passant par C-MM3 (cf Fig.4.5). Dans l'article, nous montrons un modèle qui inclut de la rotation afin d'essayer de reproduire les signatures observationnelles. Les paramètres de ce modèle de transfert radiatif sont similaires à ceux utilisés pour notre meilleur modèle d'effondrement, sauf, bien évidemment, en ce qui concerne le profil de vitesse (cf Fig.4.6 colonne de gauche). Dans l'article, nous montrons uniquement le diagramme position-vitesse  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  issu de ce modèle et que l'on retrouve ici sur la figure 4.6 colonne de gauche. Ce diagramme simulé est clairement différent de celui qui est observé (Fig.6 de l'article), il ne reproduit pas du tout la discontinuité en vitesse. Pour cette raison, j'ai fait un autre modèle de transfert radiatif, dans lequel j'ai changé un paramètre par rapport au modèle précédent, à savoir le profil d'abondance (cf Fig.4.6 colonne de droite). En diminuant drastiquement l'abondance de  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  au centre du nuage modèle on peut espérer créer un "trou" au centre, reproduisant ainsi le diagramme observé. Le diagramme position-vitesse issu d'un tel modèle est montré sur la figure 4.6 colonne de droite. On peut voir que, si on crée effectivement au centre un "trou", il ne ressemble pas pour autant au diagramme observé.

Maintenant, si l'on regarde non plus les diagrammes position-vitesse, mais, comme dans le chapitre précédent, les spectres  $\text{HCO}^+(3-2)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$  et  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  on s'aperçoit que là non plus, l'accord est loin d'être satisfaisant. En effet, sur la figure 4.7 je montre la comparaison entre les spectres observés et simulés pour chacun des deux modèles avec rotation discutés ci-dessus. On peut voir que la rotation donne les bonnes signatures d'auto-absorption des spectres optiquement épais  $\text{HCO}^+(3-2)$  de part et d'autre du spectre central, mais le spectre central lui-même est très mal reproduit.

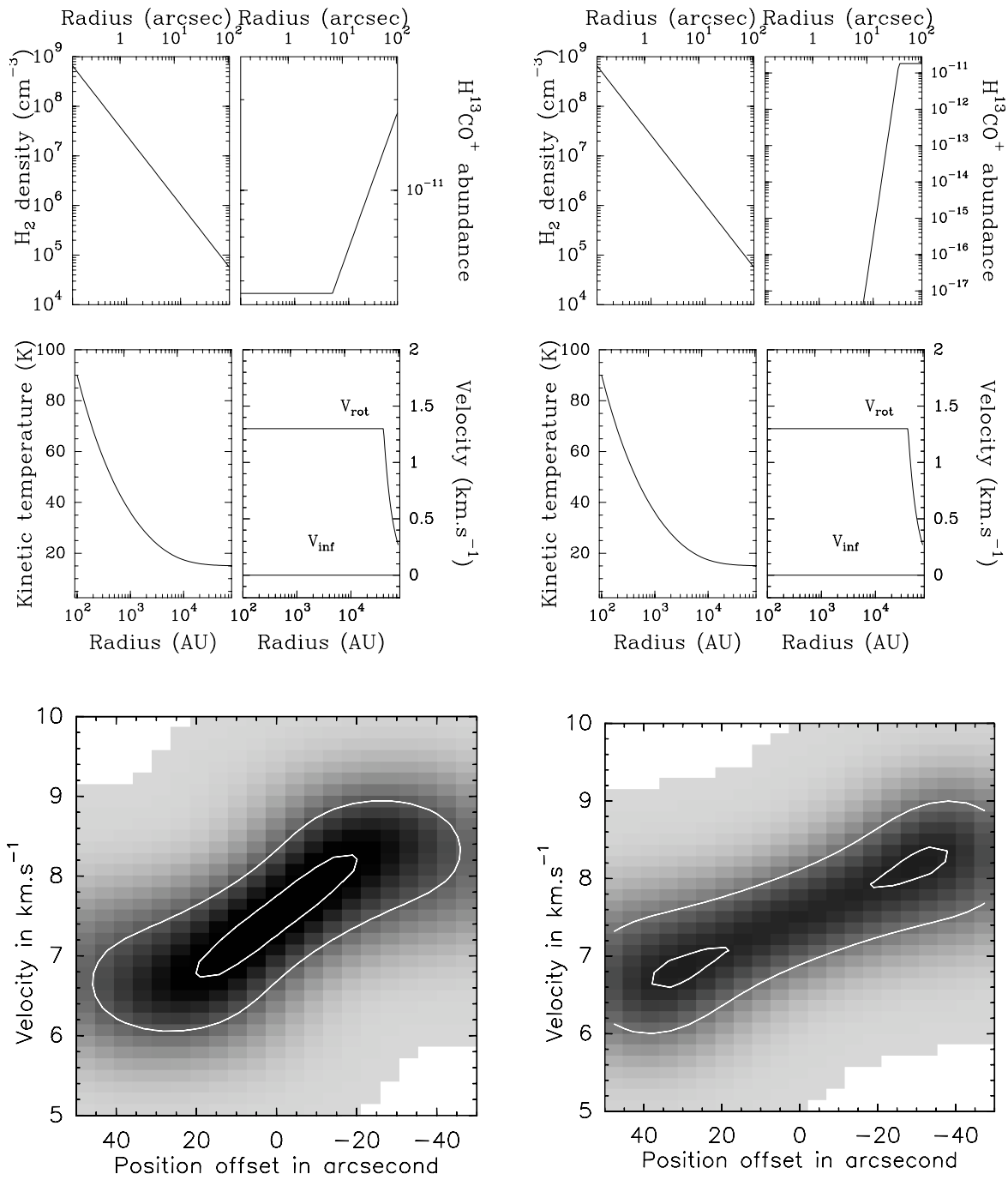


FIG. 4.6 – (**colonne de gauche**) Modèle de transfert radiatif avec rotation et une abondance "standard" (*haut*) Paramètres d'entrée du code de transfert radiatif (cf article pour une description précise) (*bas*) Diagramme position-vitesse H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1-0) issu du modèle de transfert radiatif (**colonne de droite**) Modèle de transfert radiatif avec rotation et une abondance faible (*haut*) Paramètres d'entrée du code de transfert radiatif (cf article pour une description précise) (*bas*) Diagramme position-vitesse H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1-0) issu du modèle de transfert radiatif

Ceci étant, on peut penser que si l'on combine cette rotation à un effondrement localisé

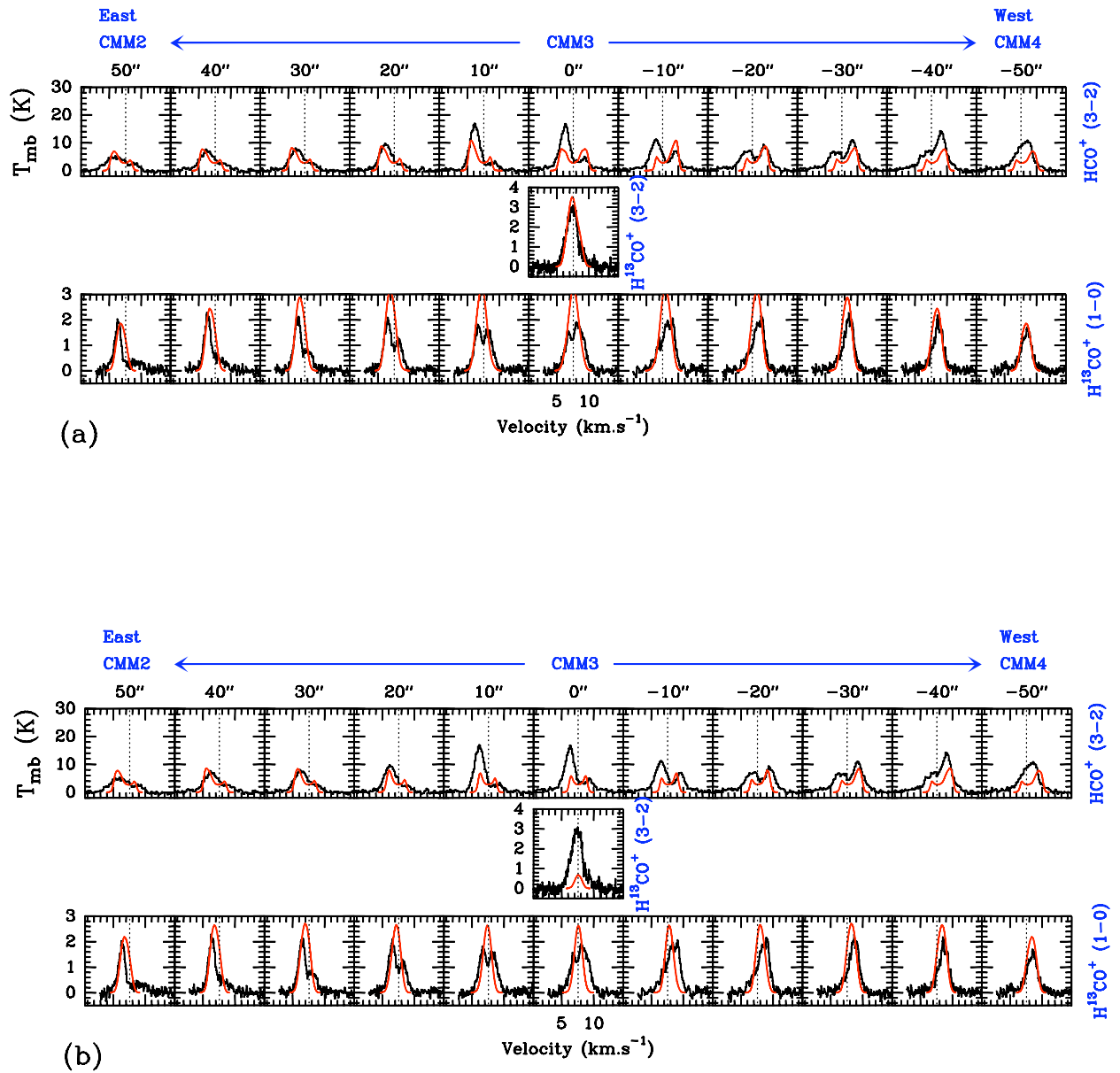


FIG. 4.7 – Spectres observés (noir) et simulés (rouge) pour trois transitions HCO<sup>+</sup>(3-2), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(3-2), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1-0). (a) Modèle avec rotation et abondance "standard" correspondant aux paramètres de la figure 4.6 colonne de gauche (b) Modèle avec rotation et abondance faible correspondant aux paramètres de la figure 4.6 colonne de droite

sur la région centrale, on doit pouvoir améliorer les choses au centre. Mais, comme on peut le voir sur notre modèle d'effondrement protostellaire (Fig.4.3a), un effondrement central ne permet pas d'obtenir un spectre auto-absorbé aussi asymétrique que celui que l'on observe à travers C-MM3. De plus, les modèles avec rotation, échouent eux aussi, à reproduire la signature doublement piquée des spectres optiquement minces HCO<sup>+</sup>(1-0). Autrement dit, cette combinaison rotation et effondrement "protostellaire"

ne fonctionne pas non plus. Au vu de ces modèles, on peut raisonnablement écarter la rotation d'un clump comme étant à l'origine des signatures spectrales observées.

# CHAPITRE 5

## Etude sur l'effondrement de NGC 2264-C

---

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Simulations hydrodynamiques SPH</b>	<b>87</b>
<b>5.2</b>	<b>Contexte et résumé de cette étude</b>	<b>90</b>
<b>5.3</b>	<b>Article : "Probing the formation of high-mass stars in protoclusters : Comparison between millimeter observations of NGC 2264-C and SPH simulations of a collapsing clump"</b>	<b>91</b>
<b>5.4</b>	<b>Compléments</b>	<b>107</b>
5.4.1	Combinaison des données PdBI et 30m	107
5.4.2	Observations PdBI 1.2 mm	108
5.4.3	Turbulence initiale au sein des sources compactes millimétriques	109

---

Dans notre article précédent (Peretto, André, Belloche 2006 – PAB06), les conclusions sont principalement basées sur le bon accord trouvé entre notre modèle de transfert radiatif et nos observations millimétriques IRAM 30m de NGC 2264-C. Le modèle de transfert radiatif qui reproduit au mieux les observations postule que NGC 2264-C est en effondrement rapide (i.e.  $V_{inf} \sim 1.3 \text{ km.s}^{-1}$ ) sur un rayon étendu (i.e.  $R_{inf} \sim 3.5 \times 10^4 \text{ AU}$ ). Cependant, rien ne permet de dire qu'un tel effondrement puisse physiquement s'établir au sein d'un nuage moléculaire. Nous avons donc entrepris une étude comparative entre les différentes contraintes observationnelles obtenues pour NGC 2264-C et des simulations hydrodynamiques d'un clump gravitationnellement instable. Ces simulations hydrodynamiques sont basées sur la méthode numérique dite SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics). Je vais présenter brièvement les principes de cette méthode.

### 5.1 Simulations hydrodynamiques SPH

Les techniques de résolution des problèmes hydrodynamiques via l'outil numérique se décomposent en deux familles, deux méthodes, différentes : la méthode Eulerienne et la méthode Lagrangienne. La méthode Eulerienne décompose spatialement un fluide selon une grille le plus souvent adaptative. Le terme adaptatif signifie que cette grille

s'affine en fonction du comportement de la quantité pertinente (i.e. densité, température, etc...) du problème hydrodynamique étudié. Autrement dit, cette technique permet d'augmenter la résolution spatiale là où c'est nécessaire. La méthode Lagrangienne, quant à elle, décompose le fluide selon un nombre fixe de points d'interpolation, appelés *particules*, qui suivent l'évolution dynamique du fluide. La méthode SPH est une méthode Lagrangienne qui a été principalement créée afin de pouvoir traiter des problèmes hydrodynamiques non-axisymétriques (Lucy 1977; Gingold et Monaghan 1977). Un autre atout majeur de cette méthode est qu'elle procure naturellement un maximum de résolution spatiale là où la densité est importante. Aujourd'hui, les simulations SPH sont utilisées dans de nombreux problèmes astrophysiques à géométrie complexe.

Le mouvement d'un fluide isotherme, compressible, sans champ magnétique et auto-gravitant est donné par les équation d'Euler (1.1), de Poisson (1.12), d'état isotherme (1.13), auxquelles il faut ajouter l'équation de continuité :

$$\frac{d\rho(\mathbf{r})}{dt} = -\rho(\mathbf{r})\nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) \quad (5.1)$$

L'équation de continuité traduit la conservation de la masse. L'équation d'état isotherme pour les nuages moléculaires est justifiée jusqu'à des densités  $< 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Tohline 1982). Ici la dérivée temporelle est une dérivée Lagrangienne :  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ .

Le traitement numérique d'un problème hydrodynamique nécessite le passage d'un milieu continu à un milieu discret. Il s'avère donc nécessaire de discrétiser les équations de l'hydrodynamique (voir Monaghan 1992). Considérons une quantité  $A(\mathbf{r})$  telle que :

$$A(\mathbf{r}) = \int A(\mathbf{r}')W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h)d\mathbf{r}' \quad (5.2)$$

où  $\mathbf{r}$  est la coordonnée spatiale, et  $W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h)$  est ce que l'on appelle le *noyau* (ou kernel en anglais) de largeur caractéristique  $h$ , normalisé à 1. La méthode SPH revient à discrétiser l'intégrale (5.2) sur un nombre fini  $n$  de particules de masse fixe dont l'action est définie par leur noyau. En SPH la quantité  $A$  s'écrit comme (Monaghan 1992) :

$$A(\mathbf{r}_a) \simeq \sum_{i=1}^n m_i \frac{A(\mathbf{r}_i)}{\rho(\mathbf{r}_i)} W(|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_i|, h) \quad (5.3)$$

La dérivée première s'écrit de manière similaire :

$$\nabla A(\mathbf{r}_a) \simeq \sum_{i=1}^n m_i \frac{A(\mathbf{r}_i)}{\rho(\mathbf{r}_i)} \nabla_a W(|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_i|, h) \quad (5.4)$$

Les deux expressions 5.3 et 5.4 permettent d'écrire toute quantité physique sous une forme "SPH". Ainsi la densité d'une particule  $a$  s'exprime comme :

$$\rho_a = \sum_{i=1}^n m_i W(|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_i|, h_{ai}) \quad (5.5)$$

et l'équation d'Euler (1.1) devient :

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = - \sum_{i=1}^{n_{hydro}} m_i \left( \frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_i}{\rho_i^2} \right) \nabla_a W_{ai} + \sum_{j=1}^{n_{grav}} G \frac{m_j}{|r_a - r_j|^2} \quad (5.6)$$

Dans l'équation (5.6) la longueur caractéristique du noyau  $h_{ai} = (h_a + h_i)/2$  ainsi que le terme de pression sont symétriques afin que l'action d'une particule  $i$  sur une particule  $j$  soit exactement identique à l'action de la particule  $j$  sur la particule  $i$ . De plus, les deux sommes de l'équation (5.6) se font sur deux indices différents car les terme de pression, i.e. quantité locale, et de gravité ne se calculent pas de la même manière.

Les quantités locales se calculent par l'intermédiaire du noyau  $W$ . En effet, pour chaque particule  $a$ , les 50 particules voisines les plus proches sont listées (ce qui demande beaucoup de temps de calcul) permettant ainsi de définir la longueur caractéristique  $h$  du noyau. Ensuite, une moyenne pondérée est faite sur ces 50 particules (voir Eq. (5.5) pour la densité avec  $n = 50$ ). C'est la forme du noyau qui détermine le poids à attribuer à chacune des 50 particules selon leur distance à la particule  $a$  considérée. L'un des premiers noyaux utilisé a été la Gaussienne, le problème est qu'il n'est pas à support compact. Plusieurs types de noyaux à support compact existent, celui que nous avons utilisé est appelé M4, c'est une fonction polynômiale, qui ressemble à une Gaussienne tronquée à un rayon  $r=2h$  (e.g. Price 2005). Ce paramètre  $h$  joue un rôle particulièrement important car il est directement relié à la résolution de la simulation. La manière dont il est défini implique que la résolution varie spatialement au sein de la simulation : elle augmente là où la densité est plus importante (voir Fig. 5.1)

Le terme de gravité se calcule différemment. En effet, si toutes les interactions particule-particule devaient être considérées, alors le nombre d'opérations serait proportionnel à  $n^2$ , où  $n$  est le nombre total de particules utilisé pour la simulation, ce qui devient vite problématique pour des simulations à plus d'un million de particules. Dans un souci d'efficacité numérique, une méthode hiérarchique reposant sur un "tree code" a été développée (e.g. Price 2005 et les références à l'intérieur). Ce code divise l'espace simulé en cellules, chaque cellule ayant des cellules filles et une cellule mère (sauf la cellule racine qui est celle comprenant la totalité de la simulation et qui n'a que des cellules filles, et les cellules qui ne contiennent qu'une, voire aucune particule et qui elles n'ont qu'une cellule mère). Ensuite, le centre de masse ainsi que la masse totale de chaque cellule sont calculés, et si la cellule est suffisamment éloignée de la particule considérée alors c'est la contribution de la cellule (i.e. et non pas de chaque particule se trouvant à l'intérieur de cette cellule) au terme de gravité qui est calculée. De ce fait, le nombre d'opérations devient proportionnel à  $n \times \log(n)$ , ce qui pour une simulation de 5 millions de particules permet de gagner un facteur  $\sim 1 \times 10^6$  en terme d'opérations.

Le nombre de particules utilisé est un élément critique des simulations SPH : plus le nombre de particules est élevé, meilleure est la reproduction du fluide. Pour une simulation isotherme à un nombre de particules fixé et de masse totale  $M$  donnée, il existe une densité critique  $\rho_{cr}$  au-delà de laquelle le comportement du fluide n'est plus reproduit de manière satisfaisante. C'est à dire qu'au-delà de  $\rho_{cr}$ , la densité de particules n'est plus suffisante et des structures artificielles, i.e. numériques, apparaissent dans la simulation (Truelove *et al.* 1997; Bate et Burkert 1997). De plus, la physique du fluide peut évoluer avec la densité, or si cette physique n'est pas incluse dans le code,

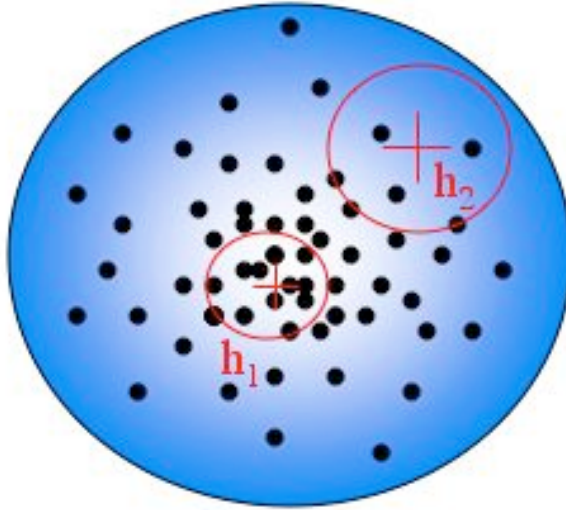


FIG. 5.1 – Schéma d'une sphère dont la densité augmente vers le centre (échelle de couleur : du bleu au blanc pour aller du moins dense au plus dense). Les cercles noirs pleins représentent les particules d'une simulation SPH. Ils sont plus nombreux au centre que sur les bords car la densité est croissante vers le centre. Le paramètre  $h$  du noyau est estimé pour chaque particule en listant les 50 particules les plus proches (dans ce schéma beaucoup moins). Ainsi la particule 1 se trouvant dans une région plus dense, le paramètre  $h_1$  de son noyau est plus petit que celui de la particule 2  $h_2$ .

l'interprétation des simulations devient beaucoup plus délicate. Pour ces raisons, toute particule dont la densité dépasse la densité critique est remplacée par une *particule puits* (*sink particle* en anglais) qui fait office de petit trou noir de rayon  $r_{sink}$  : toute particule qui s'approche plus près que  $r_{sink}$  de la particule et qui sont gravitationnellement liées à cette particule puits sont enlevées de la simulation, tandis que leur masse, leur quantité de mouvement et leur moment angulaire sont ajoutés à ceux de la particule puits (e.g. Bate *et al.* 2003).

## 5.2 Contexte et résumé de cette étude

Essayer de contraindre au maximum l'effondrement du clump NGC 2264-C est indispensable afin de déterminer si oui ou non, le scénario de formation d'étoiles massives que nous proposons dans PAB06 est réaliste. La méthode employée est donc de confronter un maximum de contraintes observationnelles à des simulations numériques SPH dédiées à l'effondrement de clumps allongés.

Pour ce faire, nous avons entrepris de nouvelles observations de la partie centrale de NGC 2264-C, mais cette fois ci obtenues avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Ces nouvelles observations, continuum et spectrale, nous ont permis d'observer l'existence d'une nouvelle source millimétrique, C-MM13, qui était jusqu'alors confondue avec la source compacte millimétrique centrale, C-MM3. Les observations PdBI ont permis aussi de résoudre la discontinuité de vitesse observée avec le 30m (PAB06).



En effet, il s'avère que les deux sources centrales, C-MM3 et C-MM13, montrent une différence en vitesse de plus de  $1 \text{ km.s}^{-1}$ , alors qu'elles ne sont qu'à une distance de 6000 UA en projection (i.e. non résolues au 30m). Toutes ces nouvelles observations sont autant de nouvelles contraintes à reproduire dans le cadre du scénario d'un clump en effondrement.

Nous avons donc étudié numériquement l'évolution d'un clump allongé isotherme ( $T_k = 20 \text{ K}$ ) de rapport d'axe 2 ( $4 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$  initialement), de  $1000 M_\odot$  (i.e.  $\sim 40 M_J$ ). Un spectre de fluctuations de vitesse turbulentes permet au clump de ne pas être initialement au repos. Afin de contraindre certains paramètres tel que le rapport initial d'énergie turbulente sur énergie gravitationnelle nous avons balayé un spectre relativement large de conditions initiales. Le nombre de particules utilisé pour ces simulations est de 5 millions.

La comparaison entre ces simulations et nos observations 30m/PdBI nous a permis d'identifier un ensemble de paramètres aboutissant à une simulation qui montre de nombreuses similarités avec les observations. La structure filamentaire, les diagrammes position-vitesse 30m et PdBI, et l'évolution des spectres optiquement minces  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  le long de NGC 2264-C sont remarquablement reproduits par nos simulations. Les conclusions que nous tirons de cette étude sont nombreuses. La première de ces conclusions est que le clump NGC 2264-C est effectivement en effondrement le long de son axe principal, par conséquent, le scénario que nous proposons dans PAB06 est toujours viable malgré les nombreuses contraintes observationnelles. L'existence des deux sources compactes C-MM3 et C-MM13 au centre de NGC 2264-C est une bonne indication de la possibilité du mécanisme de fusion de coeurs denses protostellaires. Nous montrons aussi que NGC 2264-C est nécessairement observé peu de temps ( $< 1 \times 10^5$  ans) après le début de son effondrement. Une autre conclusion importante est que la turbulence n'est pas le facteur principal structurant de NGC 2264-C, la fragmentation au sein de ce clump est plus d'ordre gravitationnelle que turbulente.

**5.3 Article : "Probing the formation of high-mass stars in protoclusters : Comparison between millimeter observations of NGC 2264-C and SPH simulations of a collapsing clump"**



# Probing the formation of intermediate- to high-mass stars in protoclusters

## Comparison between millimeter interferometric observations of NGC 2264-C and SPH simulations of a collapsing clump

N. Peretto<sup>1,4</sup> P. Hennebelle<sup>2</sup> and P. André<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Service d'Astrophysique, CEA/DSM/DAPNIA, C.E. Saclay, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup> Laboratoire de radioastronomie millimétrique, UMR 8112 du CNRS, École normale supérieure et Observatoire de Paris, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

<sup>3</sup> AIM – Unité Mixte de Recherche CEA – CNRS – Université Paris VII – UMR 7158, France

<sup>4</sup> Physics & Astronomy Department, University of Manchester, P.O. Box 88, Manchester M60 1QD, United Kingdom

Submitted 22 may 2006

### ABSTRACT

*Aims.* We test further the scenario proposed by Peretto et al. (2006) of massive core formation via the merger of Class 0 protostellar cores in the inner part of a collapsing clump, through the detailed analysis of the NGC 2264-C protocluster.

*Methods.* In order to check the physical validity of this scenario we confront already published IRAM 30m observations and new IRAM Plateau de Bure observations of NGC 2264-C with SPH numerical simulations dedicated to the collapse of a prolate, Jeans-unstable dense clump.

*Results.* The confrontation of these simulations with our IRAM observations supports the view that NGC 2264-C is an elongated clump in the process of collapsing and fragmenting along its long axis, possibly leading to the coalescence of several Class 0 objects at the center of the protocluster. The present study sets several quantitative constraints on the collapse initial conditions in this region. Comparison with our simulations indicates that the velocity field observed in NGC 2264-C characterizes an early phase of the protocluster collapse and is observable for a short period of time (i.e.,  $\leq 1 \times 10^5$  yr). We also find that the NGC 2264-C clump is structured primarily by gravity rather than by turbulence, suggesting an initial ratio of turbulent to gravitational energy of 5%.

**Key words.** stars: formation – stars: circumstellar matter – stars: kinematics – ISM: clouds – ISM: kinematics and dynamics – Hydrodynamics – ISM: individual object: NGC 2264-C

### 1. Introduction

Most stars are believed to form in clusters (e.g. Lada & Lada 2003) and high-mass stars may form exclusively in cluster-forming clouds. For a comprehensive understanding of clustered star formation, a good knowledge of the initial conditions and earliest phases of the process is crucial which, in practice, can only be inferred from detailed studies of deeply embedded protoclusters at (sub)millimeter wavelengths (e.g. Motte et al. 1998, André 2002).

Two main scenarios have been proposed to explain the formation of high-mass stars in clusters. In the first scenario, high-mass stars form essentially in the same way as low-mass stars, via an enhanced accretion-ejection phase. In the standard model of low-mass star formation, the mass accretion rate is governed by the thermal sound speed and does not exceed

$\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  (e.g. Shu 1977; Stahler et al. 2000) in cold cores. To form high-mass stars by accretion, a significantly higher accretion rate  $\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  is required to overcome the radiation pressure generated by the luminous central object (e.g. Wolfire & Cassinelli 1987). In order to solve this problem, McKee & Tan (2003) proposed a model in which high-mass star formation takes place in ultra-dense cores supported by turbulence within virialized cluster-forming clumps. This model produces high-mass accretion rates such as those required to form high-mass stars by accretion.

In the second scenario, high-mass stars form by coalescence of lower-mass stars in the dense inner core of a contracting protocluster (Bonnell et al. 1998). This scenario requires high stellar densities (i.e.  $\sim 10^8 \text{ stars.pc}^{-3}$ ) in order to render the probability of stellar collisions high enough and allow stellar mergers to take place. It avoids the accretion problem of

high-mass star formation by directly combining the masses of lower, intermediate-mass stars. However, no detailed model exists yet to describe how this coalescence mechanism actually occurs.

On the observational side, studying the earliest stages of high-mass star formation is particularly difficult due to the tight packing, deeply embedded nature, and relatively large distances of massive protoclusters. Based on IRAM 30m observations of the massive cluster-forming clump NGC 2264-C ( $d \sim 800$  pc), Peretto, André, Belloche (2006 – hereafter PAB06) recently proposed a picture of high-mass star formation combining features of the two above-mentioned scenarios. They showed that NGC 2264-C harbored a dozen Class 0-like objects (cf. André, Ward-Thompson, Barsony 2000) and was characterized by large-scale collapse motions (see also Williams & Garland 2002). They suggested that a massive, ultra-dense protostellar core was in the making in the central part of the NGC 2264-C clump as a result of the gravitational merger of two or more lower-mass Class 0 objects. The total mass inflow rate associated with the collapse of the clump toward the central protostellar core was estimated to be  $3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . PAB06 argued that the combination of large-scale collapse and protostellar mergers may be the key to produce the conditions required for high-mass star formation in the center of NGC 2264-C.

In this paper, we follow up on the detailed single-dish study of NGC 2264-C by PAB06 and present higher-resolution observations of the same cluster-forming clump taken with the IRAM Plateau de Bure interferometer. We compare our observations with a set of SPH hydrodynamic numerical simulations which attempt to specifically model NGC 2264-C. As the kinematical and density patterns of NGC 2264-C appear to be relatively simple, comparison between millimeter observations of this region and numerical models offers a unique opportunity to make progress in our understanding of clustered star formation.

Section 2 presents our PdBI observations. Section 3 describes the dedicated hydrodynamic SPH simulations that we performed to model NGC 2264-C. In Sect. 4 we compare the observations with the numerical simulations. We draw several concluding remarks in Sect. 5.

## 2. Interferometer observations of NGC 2264-C

### 2.1. Observations

We performed 3.2 mm and 1.2 mm observations of the central part of NGC 2264-C with the IRAM Plateau de Bure interferometer (PdBI) in December 2003 and April 2004. We used the C and D configurations with 6 antennas. We used both 1 mm and 3 mm receivers with 244.935620 GHz ( $\lambda = 1.2$  mm) and 93.176258 GHz ( $\lambda = 3.2$  mm) as central rest frequencies. We observed at four positions which were chosen so as to obtain a fully sampled mosaic at 3.2 mm (primary beam FWHM  $\sim 54''$ ) and to encompass the millimeter sources C-MM1, C-MM2, C-MM3, C-MM4, C-MM5, and C-MM9 (see Fig. 2b of PAB06) identified by PAB06 with the IRAM 30m telescope. Because the corresponding 1.2 mm mosaic is undersampled (primary beam FWHM  $\sim 20''$ ), only two

of these sources (C-MM3 and C-MM4) were effectively imaged at 1.2mm. We obtained a 3.2 mm dust continuum mosaic and two separate 1.2 mm continuum maps, as well as a  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  mosaic. The spectral resolution for the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  data was 20 kHz, which corresponds to a velocity resolution of  $0.06 \text{ km.s}^{-1}$  at 93.2 GHz. The sources used for the bandpass, amplitude and phase calibrations were 0420-014, 0528+134, 0736+017, CRL618, 0923+392, and 3C273 (only the first three were used for the second run in April). We calibrated the data and produced images using the CLIC and MAPPING softwares (Lucas 1999, Guilloreau et al. 2002). The deconvolution was performed using the natural weighting option of the Clark (1980) CLEAN algorithm (Guilloreau 2001). The final synthesized beam was  $5.3'' \times 3.8''$  (HPBW) with P.A.  $= +63^\circ$  at 3.2 mm, and  $3.1'' \times 1.5''$  (HPBW) with P.A.  $= +74^\circ$  at 1.2 mm. We also combined our PdBI  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  observations with the single-dish  $\text{N}_2\text{H}^+$  data cube of PAB06 in order to recover short-spacing information. The resulting synthesized beam of the combined  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  mosaic is  $6.1'' \times 4.0''$  (HPBW) with P.A.  $= +65^\circ$ .

### 2.2. Dust continuum results: Evidence for disk emission

Our PdBI 3.2 mm dust continuum mosaic is shown in Fig. 1. It reveals only pointlike sources, since most of the extended emission seen in the single-dish 1.2 mm dust continuum map (cf Fig. 2 of PAB06) was filtered out by the interferometer. The final rms noise level was  $\sigma \sim 0.8$  mJy/beam. We extracted millimeter sources from this map using the Gaussclump algorithm (Stutzki & Güsten 1990). We detected seven peaks lying above  $5\sigma$ . All of these peaks were previously detected with the 30m telescope, except one object, called here C-MM13 (cf. Fig. 1), which is a new detection. Several other peaks lie between  $3$  and  $5\sigma$ , but, by lack of confidence in these detections, we did not consider them. The present 3.2 mm continuum map confirms and improves the positions of the compact millimeter continuum sources detected by PAB06. Interestingly our PdBI 1.2 mm continuum observations of C-MM3 and C-MM4 (not shown here) do not reveal any further sub-fragmentation. The source properties as derived from our PdBI and 30m observations are summarized in Table 1.

The millimeter dust continuum emission from a (Class 0 or Class I) protostar a priori originates from two components: an extended envelope (a few thousand AU in size) and a disk (up to a few hundred AU). At a distance of 800 pc and a wavelength of 1.2 mm, the 30m telescope yields a linear resolution of  $\sim 9000$  AU. On this spatial scale, the 1.2mm continuum emission detected with the 30m telescope toward a young protostar (Table 1 col.[6]) is expected to be dominated by the envelope rather than by the disk (e.g. André, Ward-Thompson, Barsony 2000; Looney, Mundy, Welch 2000). Conversely, we expect the disk component to dominate on compact, interferometric scales (e.g. Terebey et al. 1993). Assuming an isothermal, centrally-condensed envelope, i.e. with a density  $\rho \propto r^{-2}$ , the flux density is expected to scale linearly with beam size:

**Table 1.** Measured source properties

Source	Coordinates ( $\alpha_{2000}$ $\delta_{2000}$ )		Undec.FWHM (arcsecond)	P.A. (deg)	$S_{peak}^{1.2}$ (mJy/beam)	$S_{peak}^{30m}$ (mJy/beam)	$S_{peak}^{exp:3.2}$ (mJy/beam)	$S_{peak}^{3.2}$ (mJy/beam)	$S_{int}^{3.2}$ (mJy)
[1]	[2]		[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]
C-MM1	06:41:17.95	+09:29:03	5.8×4.1	63	–	255	6	18	21
C-MM2	06:41:15.15	+09:29:10	5.6×4.3	50	–	183	4	7	8
C-MM3	06:41:12.30	+09:29:12	5.7×4.4	58	224	573	14	37	45
C-MM4	06:41:09.95	+09:29:22	7.0×5.0	87	77	426	10	14	24
C-MM5	06:41:10.15	+09:29:36	6.2×4.5	83	–	261	6	5	7
C-MM9	06:41:15.30	+09:29:33	7.3×4.3	51	–	94	2	6	9
C-MM13	06:41:11.45	+09:29:17	7.5×6.1	87	–	–	–	5	11

[1]: The C-MM numbers are the same as in PAB06. The new source is labelled C-MM13

[2]: J2000 source coordinates

[3]: Undeconvolved FWHM sizes derived from fitting an elliptical Gaussian to the PdBI 3.2mm dust continuum map

[4]: Position angle (from North to East) of the major axis of the fitted Gaussian ellipse from the 3.2 mm dust continuum map.

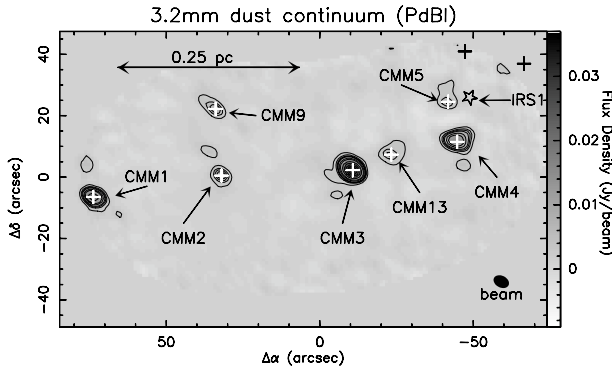
[5]: PdBI 1.2mm peak flux density at the position peak of the source (HPBW=3.1"×1.5")

[6]: 30m 1.2mm peak flux density at the position peak of the source (HPBW=11"; from PAB06)

[7]: 3.2mm peak flux density expected at PdBI angular resolution estimated from col.[6] (HPBW=4.5")

[8]: PdBI 3.2mm peak flux density at the position peak of the source (HPBW=5.3"×3.8")

[9]: PdBI 3.2mm integrated flux density inside the Gaussian ellipse



**Fig. 1.** 3.2 mm dust continuum mosaic of the central part of NGC 2264-C obtained with the PdBI. The (0", 0") position corresponds in J2000 coordinates to ( $\alpha : 06^h13^m00^s$ ;  $\delta : 09^{\circ}29'10''$ ). The pre/protostellar sources detected in this map are marked with white crosses and labelled C-MM keeping the same numbering as in PAB06. The two black crosses mark the positions of C-MM10 and C-MM12 (cf PAB06) which are just located outside and on the edge of our mosaic, respectively. The white open star shows the position of the IRAS source IRS1. The final rms is  $\sigma \approx 0.8$  mJy. The contours are 2.4 mJy/beam (i.e.  $3\sigma$ ), 4 mJy/beam (i.e.  $5\sigma$ ), 5, 6, 8 mJy/beam and then go from 10 to 35 mJy/beam by 5 mJy/beam.

$S_{\nu} \propto \theta$ . We thus expect the envelope contribution to the PdBI flux density at 1.2 mm to be given by:

$$S_{peak}^{exp:1.2} = S_{peak}^{30m} \times \left( \frac{HPBW_{Bure}}{HPBW_{30m}} \right) \quad (1)$$

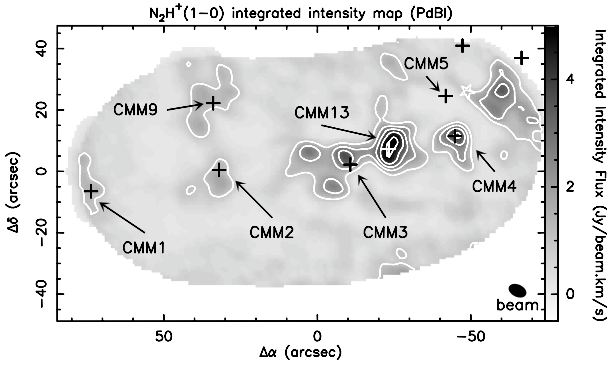
If we assume the Rayleigh-Jeans regime and adopt a dust opacity scaling as  $\kappa_{\nu} \propto \nu^{\beta}$  (e.g. Hildebrand 1983), then we can

also estimate the expected contribution of the envelope to the PdBI flux density at 3.2 mm:

$$S_{peak}^{exp:3.2} = S_{peak}^{exp:1.2} \times \left( \frac{1.2}{3.2} \right)^{\beta+2} \quad (2)$$

In order to estimate a lower limit to the disk component, we choose  $\beta = 1$  which maximizes the contribution of the envelope. A value of  $\beta = 1.5$  is likely to be more representative of protostellar cores/envelopes (e.g. Ossenkopf & Henning 1994) and would yield a lower estimate for the expected envelope contribution. The expected envelope flux densities are listed in Table 1 col.[7] for each detected source. It can be seen that they are a factor of  $\sim 2 - 3$  lower than the observed flux densities (Table 1 col.[8]) for C-MM1, C-MM3 and C-MM9. The excess of flux density observed on small spatial scales can be attributed to unresolved disk emission (e.g. Terebey et al. 1993). Our results thus suggest the presence of a disk in C-MM1, C-MM3, C-MM9 and confirm the protostellar nature of these candidate Class 0 sources. Given the uncertainties on the dust emissivity index  $\beta$  (e.g. Dent et al. 1998), we cannot conclude on the presence or absence of a disk in C-MM2 and C-MM4. Finally, it is very likely that C-MM5 does not have a disk since its observed 3.2 mm flux density is consistent with pure envelope emission.

While for the majority of the sources we estimate their circumstellar mass directly from the 3.2 mm integrated fluxes given in Table 1 col.[9], for the three sources showing disk emission, i.e. C-MM1, C-MM3 and C-MM9, we estimate both the disk and envelope mass. For this purpose, we estimate the flux arising from disk by subtracting the expected envelope peak flux density given in Table 1 col.[7] to the observed peak flux density of col.[8] (we assume here that at the distance of NGC 2264 and angular resolution of our 3.2 mm PdBI we do not spatially resolve the disk). Then, the flux arising from the envelope is considered to be the integrated flux in col.[9] minus the disk contribution. These flux estimates are



**Fig. 2.**  $N_2H^+(1-0)$  integrated intensity map of the central part of NGC 2264-C obtained with the PdBI. The  $(0'', 0'')$  position corresponds in J2000 coordinates to  $(\alpha : 06^h13^m00^s; \delta : 09^\circ29'10'')$ . The crosses with labels show the positions of the pre/protostellar cores detected in our PdBI dust continuum mosaic, while the two black crosses without labels mark the positions of C-MM10 and C-MM12 (cf PAB06). The white open star shows the position of the IRAS source IRS1. The contours go from 1 to 5 Jy/beam.km/s by 1 Jy/beam.km/s.

given in Table 2. Concerning the envelope mass estimates we assume, as in PAB06, a dust temperature  $T_d = 15$  K,  $\beta = 1.5$  and a dust opacity  $\kappa_{1.2mm} = 0.005$   $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$  corresponding to  $\kappa_{3.2mm} = 1.3 \times 10^{-3}$   $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$ . Concerning the disk mass estimate we assume a dust temperature of  $T_d = 50$  K, and a dust opacity  $\kappa_{1.2mm} = 0.02$   $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$  (Beckwith et al. 1990) corresponding to  $\kappa_{3.2mm} = 5.2 \times 10^{-3}$   $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$ . The dust temperature is higher for the disk because it is supposed to be warmer, closer to the star, while the dust opacity is slightly different from the one adopted in PAB06 because of the enhanced dust emissivity expected in the dense central parts of protostellar envelopes/disks (Ossenkopf & Henning 1994). The mass of these disks calculated with the above dust properties is a rough estimate, and a more proper analysis of the density structure of these sources, especially C-MM3, through sub-arcsecond millimeter observations would be of great interest. We also estimate a column density and a volume density for each source which take into account the respective contribution of the disk and envelope. By deconvolving the FWHM sizes of Table 1 from the synthesized beam, we can also estimate the geometrical mean diameter of each source. All of these derived source parameters are listed in Table 3. We see that C-MM3 and C-MM4 are by far the most massive sources with for both of them a mass of gas  $\geq 15 M_\odot$  while C-MM3 is clearly the densest core with a mean volume density  $\geq 1 \times 10^8$   $\text{cm}^{-3}$  on a  $\sim 3200$  AU ( $2 \times \text{FWHM}$ ) scale.

The new source identified with the interferometer, C-MM13, could not be separated from C-MM3 at the angular resolution of the IRAM 30m telescope. The projected distance between C-MM3 and C-MM13 is only  $\sim 10000$  AU. Surprisingly, C-MM13 is the only new compact millimeter source detected with the PdBI above  $5\sigma$ . The fact that there is almost no sub-

**Table 2.** PdBI 3.2 mm fluxes arising from the different components of the protostellar sources showing disk emission

Source	$S_{\text{peak}}^{\text{disk } a}$ (mJy/beam)	$S_{\text{peak}}^{\text{env } b}$ (mJy/beam)	$S_{\text{int}}^{\text{env } c}$ (mJy)
C-MM1	12	6	9
C-MM3	23	14	22
C-MM9	4	2	5

<sup>a</sup> PdBI 3.2 mm peak flux density arising from the disk estimated by subtracting the expected envelope peak flux density given in Table 1 col.[7] to the observed one in col.[8]

<sup>b</sup> PdBI 3.2 mm peak flux density arising from the envelope. For the sources with a disk, this contribution is the expected envelope peak flux density given in Table 1 col.[7]

<sup>c</sup> PdBI 3.2 mm integrated flux arising from the envelope. For the sources with a disk, this flux has been calculated by subtracting the disk contribution given in this table to the one given in Table 1 col.[9]

fragmentation despite a factor 2-4 improvement in angular resolution between the partially resolved 30m sources and their PdBI counterparts suggests that the compact millimeter continuum sources detected at the 30m are extended individual Class 0 objects rather than small groups of protostellar cores. However, we have to note that we only detected dust continuum sources whose the 3.2 mm emission peaks lie above 4 mJy/beam (i.e.  $5\sigma$ ). Assuming the same temperature and dust properties as for the envelope mass estimates, this corresponds to a minimum mass detection of  $\sim 3 M_\odot$ . Therefore, we could not detect low-mass pre/protostellar cores possibly lying in the vicinity of the main sources listed in Table 1. This point is further discussed in the next section.

### 2.3. $N_2H^+(1-0)$ results

#### 2.3.1. PdBI observations only

Our PdBI  $N_2H^+(1-0)$  integrated intensity map is shown in Fig. 2. As for the dust continuum mosaic, most of the extended emission is filtered out. On this map, we can see that only C-MM5, and may be C-MM12, are not closely associated with a  $N_2H^+(1-0)$  peak. We also note that the strongest  $N_2H^+(1-0)$  peak is associated with the new C-MM13 object which is one of the weakest dust continuum sources. The morphological differences between the dust continuum sources and their  $N_2H^+(1-0)$  counterparts may reflect possible differences in chemical evolutionary stage (cf. Aikawa et al. 2005). We note also the presence of several  $N_2H^+(1-0)$  peaks which are not associated with any of the dust continuum sources listed in Table 3. But, we can see that most of these  $N_2H^+(1-0)$  peaks have faint dust continuum counterparts which are lying between 3 and  $5\sigma$  (see Fig. 1 and 2), likely revealing some low-mass fragmentation.

The  $N_2H^+(1-0)$  spectra observed at PdBI (prior to combination with 30m data) provide an estimate of the velocity dispersion within the sources on a  $\sim 3500$  AU (FWHM) spatial scale. The mean line-of-sight velocity dispersion is found to be  $\langle \sigma_{\text{los}} \rangle \approx 0.34$   $\text{km.s}^{-1}$ . Assuming a kinetic temperature  $T_k = 15$  K, the non-thermal contribution to this velocity dispersion is  $\langle \sigma_{\text{los}}^{\text{NT}} \rangle \approx 0.33$   $\text{km.s}^{-1}$ . Comparing this value with

**Table 3.** Derived source parameters

Source	FWHM <sup>a</sup> (AU)	$N_{H_2}$ <sup>b</sup> ( $10^{23} \text{ cm}^{-2}$ )	$M_{\text{disk}}$ <sup>c</sup> ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{env}}$ <sup>d</sup> ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{core}}^{30m}$ <sup>e</sup> ( $M_{\odot}$ )	$n_{H_2}$ <sup>f</sup> ( $\text{cm}^{-3}$ )	$V_{\text{LSR}}$ <sup>g</sup> ( $\text{km.s}^{-1}$ )
C-MM1	1400	8	0.6	6.2	13.1	$9.1 \times 10^7$	–
C-MM2	1400	9	–	5.5	16.0	$7.3 \times 10^7$	6.2
C-MM3	1600	19	1.1	15.2	40.9	$1.5 \times 10^8$	7.1
C-MM4	3000	17	–	16.5	35.1	$2.2 \times 10^7$	8.9
C-MM5	2200	6	–	4.8	18.4	$1.6 \times 10^7$	–
C-MM9	2400	3	0.2	3.5	6.6	$1.0 \times 10^7$	–
C-MM13	4000	6	–	7.6	–	$4.3 \times 10^6$	8.2

<sup>a</sup> PdBI mean geometrical deconvolved FWHM size

<sup>b</sup> Total column density seen with the PdBI and estimated from  $S_{\text{peak}}^{\text{disk}}$  (Table 2; with  $T_d = 50 \text{ K}$  and  $\kappa = 5.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ) and  $S_{\text{peak}}^{\text{env}}$  (Table 2; with  $T_d = 15 \text{ K}$  and  $\kappa = 1.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ). Typical uncertainty is a factor  $\geq 2$  (on either side) due to uncertain dust opacity and dust temperature.

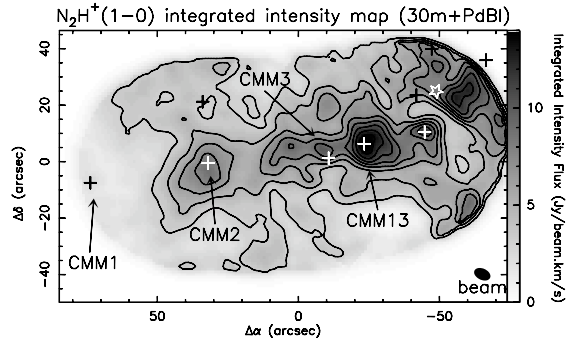
<sup>c</sup> Disk mass seen with the PdBI and estimated from  $S_{\text{peak}}^{\text{disk}}$  (Table 2; with  $T_d = 50 \text{ K}$  and  $\kappa = 5.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ). The uncertainty is the same as for the column density

<sup>d</sup> Envelope mass seen with the PdBI and estimated from  $S_{\text{int}}^{\text{env}}$  (Table 2; with  $T_d = 15 \text{ K}$  and  $\kappa = 1.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ). The uncertainty is the same as for the column density

<sup>e</sup> Core mass seen with the 30m single dish telescope (from PAB06). This mass is higher than  $M_{\text{env}}$  because, contrary to the PdBI, the 30m does not filter out large spatial scale emission

<sup>f</sup> Total (i.e. considering the mass of the envelope and disk seen with the PdBI) volume density estimated in a radius equal to the FWHM. Estimated in a radius twice smaller, the density increases by a factor of 4. The uncertainty is the same as for the column density

<sup>g</sup> LSR velocity estimated from the combined  $N_2H^+(1-0)$  spectra

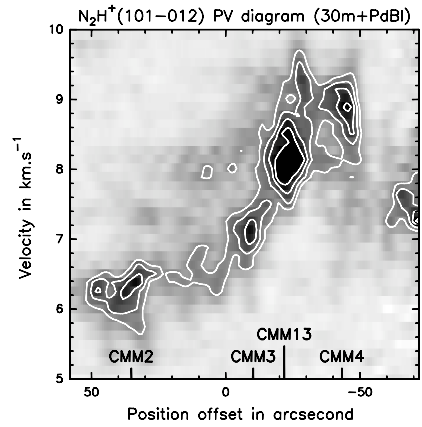


**Fig. 3.**  $N_2H^+(1-0)$  integrated intensity map of the central part of NGC 2264-C obtained from the combination of the 30m and PdBI data. The  $(0'', 0'')$  position corresponds in J2000 coordinates to  $(\alpha : 06^h13^m00^s; \delta : 09^{\circ}29'10'')$ . The crosses show the positions of the pre/protostellar 3.2 mm dust continuum sources detected in Fig. 1. For a matter of readability we have only labeled few sources. The white open star shows the position of the IRAS source IRS1. The contours go from 3 to 13 Jy/beam.km/s by 2 Jy/beam.km/s.

the isothermal sound speed,  $c_s \approx 0.23 \text{ km.s}^{-1}$ , we see that on a 3500 AU spatial scale, the sources are still marginally dominated by non-thermal motions due to, e.g. turbulence, collapse or, outflow.

### 2.3.2. Combined PdBI and 30m observations

As mentioned in § 2.1, we added short-spacing 30m information to our interferometric data in order to obtain a  $N_2H^+$  map



**Fig. 4.**  $N_2H^+(101-012)$  position-velocity diagram constructed along an East-West axis going through C-MM2, C-MM3, C-MM4 and C-MM13. The positions of these sources are plotted on the position axis. The white contours go from 0.5 to 1.1 Jy/beam by 0.2 Jy/beam.

sensitive to a wide range of angular scales from  $\sim 4''$  up to  $\sim 4'$ . This combination was performed using the MAPPING package developed by IRAM (Guilloteau et al. 2002). The combined PdBI/30m map of  $N_2H^+(1-0)$  integrated intensity is shown in Fig.3. As expected, more extended emission is present in the combined mosaic, but the compact sources detected in the PdBI map are still clearly visible.

In order to constrain the kinematical pattern of these sources within the NGC 2264-C clump, we constructed a position-velocity (PV) diagram along an East-West axis go-

ing through the four central sources, C-MM2, C-MM3, CMM4, and C-MM13 (see Fig. 4). This PV diagram shows an overall velocity gradient of  $8.4 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{pc}^{-1}$  from East to West between C-MM2 and C-MM4. The LSR velocities of each of the four sources C-MM2, C-MM3, C-MM4, and C-MM13 are listed in Table 3. Figure 4 helps to clarify the origin of the velocity discontinuity identified by PAB06 with the 30m telescope in the center of NGC 2264-C (see Fig. 6 of PAB06). At the 30m resolution, the  $\text{N}_2\text{H}^+(101-012)$  spectrum observed toward the central source C-MM3 was double-peaked. The higher resolution of the PdBI interferometer now allows us to identify a distinct component, C-MM13, separated by  $13''$  in position and  $\sim 1.1 \text{ km.s}^{-1}$  in velocity from C-MM3. With the 30m telescope, C-MM13 could not be separated from C-MM3. We also observe in the western part of the PV diagram (at an offset of  $-70''$  and velocity of  $7.4 \text{ km.s}^{-1}$ ) a velocity feature which is associated with the strong  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  peak lying in this part of the clump (cf Fig. 3). This velocity feature departs from the rest of the diagram. But, as it has been observed by Nakano et al. (2003) and Schreyer et al. (2003), the IRS1 wind has likely triggered star formation in its direct vicinity ( $\sim 10''$  in radius around IRS1), generating a local velocity field different from the global one.

To summarize, our interferometric observations confirm the (Class 0) protostellar nature of C-MM1, C-MM3, C-MM9, and set new constraints on the kinematics of NGC 2264-C. The PdBI observations can help us confirm or refute the scenario proposed by PAB06 of an axial collapse of NGC 2264-C along its long axis leading to the merging of dense cores in the center. In the context of this scenario, the protostellar nature of the millimeter continuum cores sets strong timescale constraints: the individual collapse of the cores must occur on a significantly shorter timescale than the larger-scale collapse of the clump as a whole. The presence of two central sources, C-MM3 and C-MM13, adjacent to one another (i.e. 10000 AU) and with a velocity difference of  $\sim 1.1 \text{ km.s}^{-1}$ , must also be accounted for.

### 3. SPH numerical simulations

#### 3.1. Numerical method and initial conditions

In order to test the physical validity of the scenario proposed by PAB06, we performed Smooth Particle Hydrodynamics (SPH) simulations (Monaghan 1992, Bate et al. 2003) using the DRAGON SPH code from the Cardiff institute (see Goodwin et al. 2004). We simulated the time evolution of an isothermal ( $T_k = 20 \text{ K}$ ), Jeans-unstable elongated clump of mass  $1000 M_\odot$ , comparable to the estimated total mass of NGC 2264-C ( $\sim 1600 M_\odot$  – PAB06). The model clump was initially ellipsoidal (finite boundary conditions) with an aspect ratio of 2. The initial density profile was such as:

$$n_{\text{H}_2} = \frac{n_c}{(1 + (r/r_0)^2 + (z/2r_0)^2)} \quad (3)$$

corresponding to a flat inner ( $r < r_0$ ) region and a  $n_{\text{H}_2} \propto r^{-2}$  outer ( $r > r_0$ ) region. In these simulations we also included turbulent fluctuations. Since the exact nature and properties of interstellar turbulence are not fully understood yet, we considered two types of energy spectrum: 1) a spectrum scaling

as Kolmogorov turbulence, i.e.,  $E(k) \propto k^{-5/3}$ , and 2) a white spectrum, i.e.,  $E(k) \propto k^0$ . The phases of these turbulence fluctuations were chosen randomly. Initially, three energy components controlled the evolution of the model filament: the thermal energy,  $\mathcal{T}_{th}$ , which remained constant in time throughout the simulations (i.e., isothermal assumption); the gravitational energy,  $\mathcal{W}$ , whose initial value depended on the clump density profile and thus on  $n_c$  and  $r_0$  (larger values of  $n_c$  and/or  $r_0$  correspond to lower gravitational energy; cf. Eq.(3)); and the turbulent energy,  $\mathcal{T}_{turb}$ . The parameters  $n_c$  and  $r_0$  had different values depending on the simulation. But, in all the simulations shown in this article,  $n_c$  and  $r_0$  have the same value, namely  $n_c = 2000 \text{ cm}^{-3}$  and  $r_0 = 0.7 \text{ pc}$ , corresponding to an initial thermal to gravitational energy ratio  $\alpha_{th}^0 \sim 8\%$ . The initial value of the ratio of turbulent to gravitational energy,  $\alpha_{turb}^0$ , was varied from 0% to 50%. The simulations were performed with a total of 5 million SPH particles. When the local density exceeded  $n_{\text{H}_2} = 1.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , standard SPH particles were replaced by sink particles. The radius,  $r_{sink} = 500 \text{ AU}$ , of the sink particles defines the highest resolution reached by our simulation. All particles falling within  $r_{sink}$  of, and bound to, a the sink particle were removed from the simulations, and their mass, linear and angular momentum were added to the corresponding sink particle values. Using sink particles allowed us to avoid artificial fragmentation (Truelove et al. 1997, Bate & Burkert 1997). The relatively low density threshold at which sink particles are set in ensures that we do not model the late phases of star formation, but only the very first stages of the fragmentation of a molecular clump. Indeed, the numerical resolution of our simulations prevent the description of such small spatial scale processes.

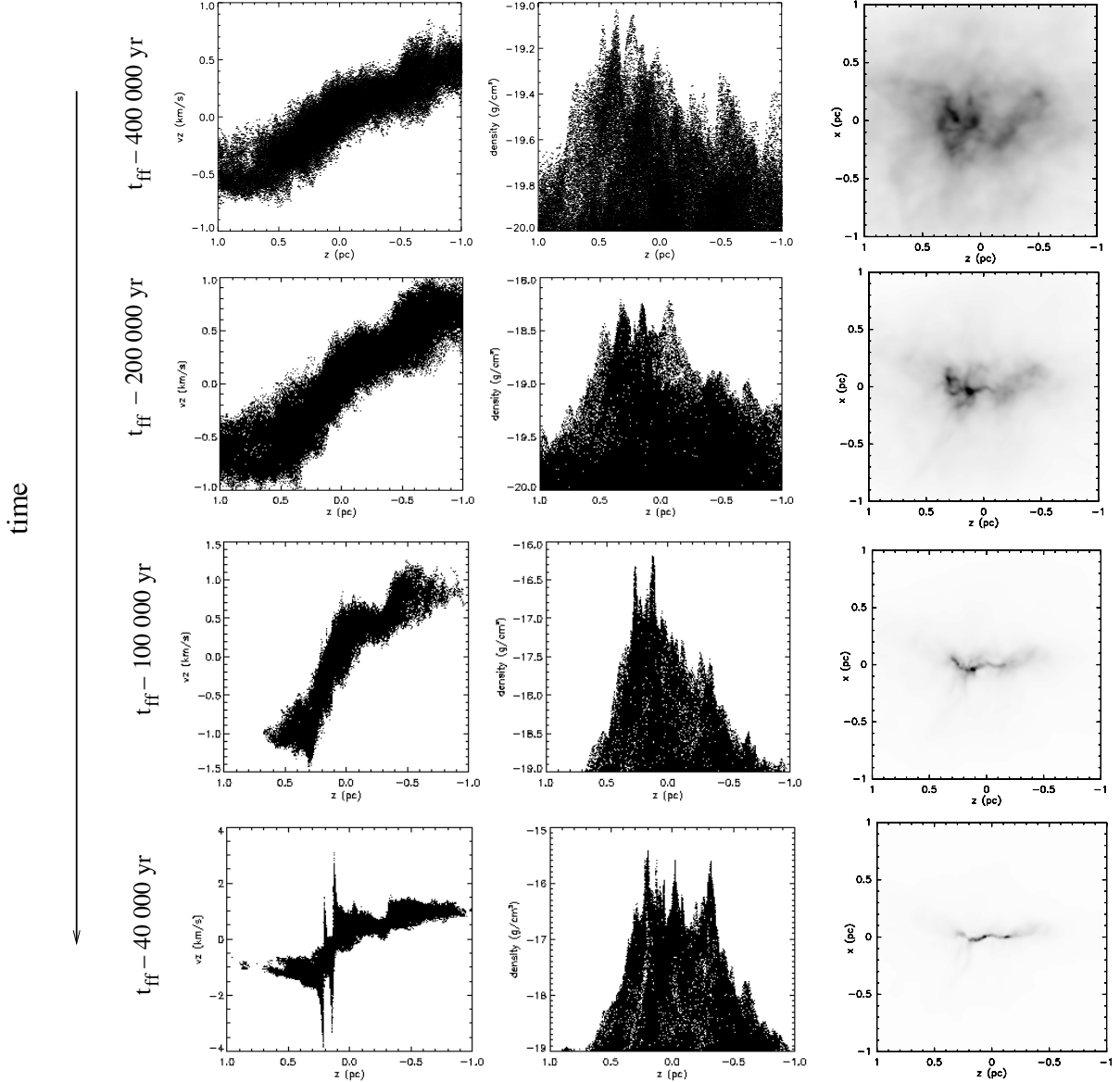
#### 3.2. General Pattern

Figure 5 displays the density and velocity fields for four different time steps along the z-axis (i.e. long axis), as well as the column density maps in the (z,x) plane, of a model filament with an initial level of turbulence,  $\alpha_{turb}^0 = 5\%$ . The reference time is chosen as the free-fall time estimated on the initial central density, that is  $t_{ff} = 9.5 \times 10^5 \text{ yr}$ . The first time step shown in Fig. 5 corresponds to  $t_{ff} - 4 \times 10^5 \text{ yr}$ , the second one is taken at  $t_{ff} - 2 \times 10^5 \text{ yr}$ . The third and the fourth time steps are taken at time  $t_{ff} - 1.0 \times 10^5 \text{ yr}$  and  $t_{ff} - 0.4 \times 10^5 \text{ yr}$ , respectively.

We can describe the evolution of the model clump as follows (see also Bonnell et al. 1996). Since the cloud contains several Jeans masses (i.e.  $N_J \sim 5$ ) and has a shorter dynamical timescale along its minor (xy) axis, it collapses first in this direction (see first and second panels of Fig. 5), amplifying the initial anisotropy and leading to the formation of a very elongated and filamentary structure. This fast contraction proceeds until thermal and turbulent pressure gradients can stop the collapse along the minor axis, ensuring an approximate hydrostatic equilibrium in the transverse direction.

The cloud, whose dynamical timescale is longer along the major axis, keeps collapsing along the long axis, i.e. the z-direction, after a transverse equilibrium has been established. The velocity field is initially nearly homologous (i.e.,  $V_z \propto z -$





**Fig. 5.** Time evolution of a simulation with  $\alpha_{turb}^0 = 5\%$ . The first column displays the velocity field taken along the long axis ( $z$ -axis) of the model filament. The second column displays the density cut along the  $z$ -axis of the filament. The third column displays the column density in the  $(z, x)$  plane. The reference time corresponds to the initial global free-fall time of the clump, that is  $t_{ff} = 9.5 \times 10^5$  yr. The first row is for a time step taken at  $t_{ff} - 4 \times 10^5$  yr. The second row is for a time step taken at  $t_{ff} - 2 \times 10^5$  yr. The third row corresponds to a time step at  $t_{ff} - 1.0 \times 10^5$  yr, while the fourth row is for a time step at  $t_{ff} - 0.4 \times 10^5$  yr.

see first and second panels of Fig. 5) but becomes more and more complex as the filament fragments into several cores, each of them collapsing individually as can be seen on the third and fourth panels of Fig. 5. The individual collapse of the cores leads to the formation of local protostellar accretion shocks and associated protostars. Moreover, due to the global collapse of the model clump toward its center, we can also see the forma-

tion of a central shock which separates the eastern ( $z > 0$ ) and western ( $z < 0$ ) sides of the clump. Altogether this dynamical evolution produces a complex density and velocity pattern.

When  $\alpha_{turb}^0 = 50\%$ , the velocity field (not displayed here for conciseness) is much less organized. More shocks develop which lead to enhanced clump fragmentation through the process now widely referred to as “turbulent fragmentation” in the

literature (e.g. Padoan & Nordlund 2002, Klessen et al. 2005). The number of shocks is larger and the model clump becomes more substructured as the initial level of turbulence increases (see also Jappsen & Klessen 2004). At the other extreme, the case with no turbulence at all,  $\alpha_{turb}^0 = 0\%$ , does not show any fragmentation due to the lack of initial fragmentation seeds, which is not realistic.

Therefore, based on the results of our simulations, several general conclusions can be drawn. In particular, the initial level of turbulence appears to play a significant role for the global aspect of the model clump. The higher the turbulence, the more dispersed and less filamentary the model clump is. For low levels of initial turbulence, i.e., low values of  $\alpha_{turb}^0$ , the structure and kinematics of the clump are dominated by gravity, while for high levels of turbulence the clump is primarily structured by turbulence.

#### 4. Detailed comparison between the observations and the SPH simulations

We performed a wide set of SPH simulations with different initial parameters, e.g., different values of the initial level of turbulence,  $\alpha_{turb}^0$ , and of the thermal to gravitational energy ratio,  $\alpha_{th}^0$ . We did not find it necessary to use different initial turbulent velocity fields since the time evolution of the model clump depends only weakly on this. When calculating synthetic observations, we varied the inclination angle of the long axis of the model clump with respect to the line-of-sight. An inclination angle of 45 degrees was adopted to produce the synthetic images and diagrams shown in Fig. 6 and Fig. 7. For each set of simulations, we sought a particular time step at which the synthetic data, when convolved to the resolution of the observations, best matched the existing 30m and PdBI constraints. In the next subsection, we present our “best-fit” simulations and discuss the consequences of changing the best-fit parameters.

##### 4.1. A fragmented filament

The first important feature which must be reproduced by the simulations is the elongated shape of NGC 2264-C and the presence of several protostellar sources, lining up along the long (East-West) axis.

Figure 6 compares the observed column density maps (first row) with synthetic maps obtained from simulations with four different initial levels of turbulence, i.e.,  $\alpha_{turb}^0 = 1\%$  (second row),  $\alpha_{turb}^0 = 5\%$  (third row),  $\alpha_{turb}^0 = 20\%$  (fourth row), and  $\alpha_{turb}^0 = 50\%$  (fifth row), all “observed” with an angle of 45 degrees. The first column of Fig. 6 displays the synthetic data convolved to the 30m resolution while the second column displays the data convolved to the PdBI resolution. When convolving the simulated data to the PdBI resolution, we included the effect of interferometric filtering so as to allow more direct comparison with the observations. This had the consequence of filtering out all extended structures in the numerical simulations.

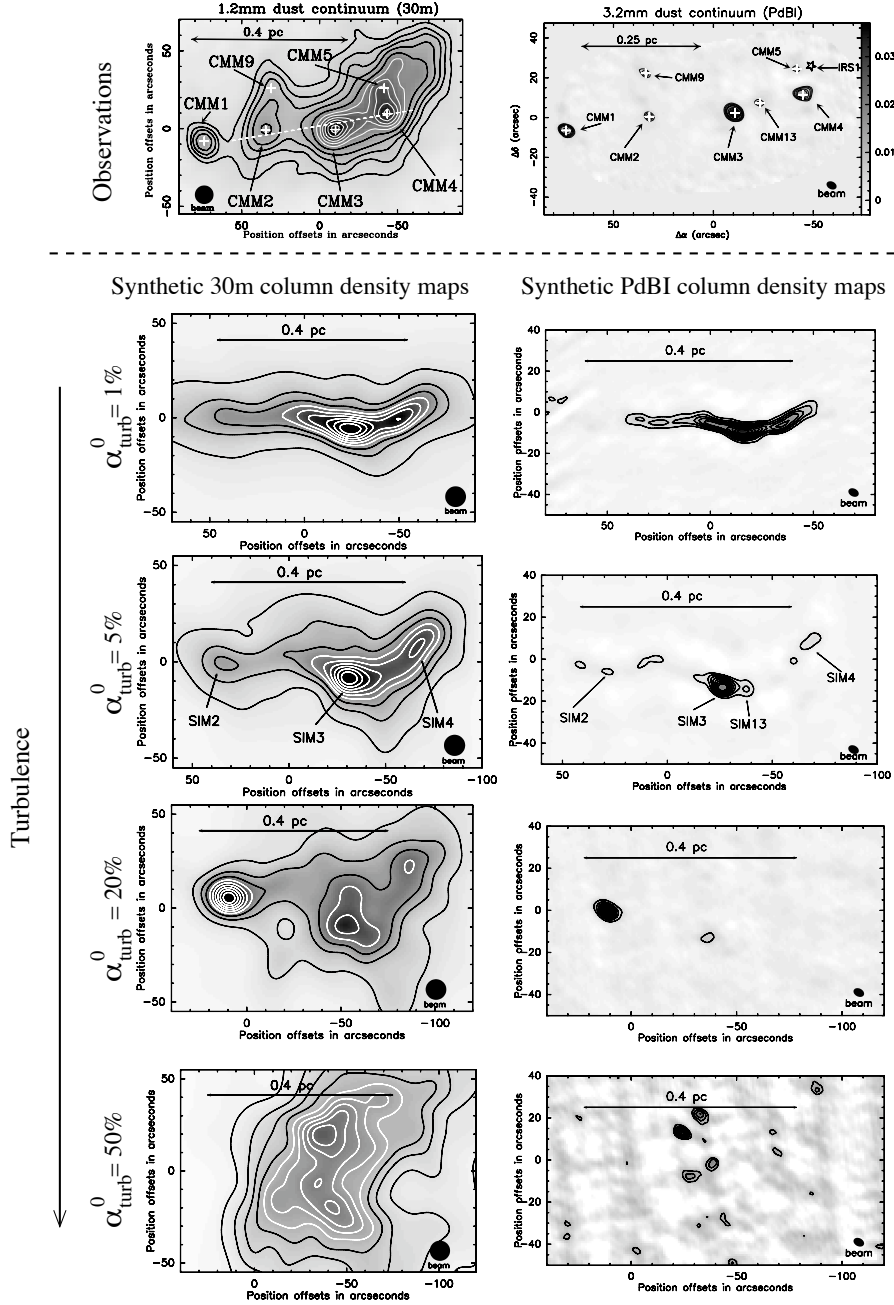
The four simulations shown in Fig. 6 are compared when the synthetic column density maps convolved to the 30m resolution match the observed map best, except for the case with

$\alpha_{turb}^0 = 50\%$  (cf fifth row) which does not show a filamentary shape at any time step of the simulation. In fact, the corresponding times all lie in a time range between  $t_{ff} - 1.5 \times 10^5$  yr and  $t_{ff} - 5 \times 10^5$  yr. The mass accreted onto sink particles for each of these time steps goes from 0% to 0.2% of the total gas mass, which emphasizes the fact that we are looking at the very first stages of the formation of a protocluster, i.e., when the first pre/protostellar cores with typical mean volume densities of  $\sim 1 \times 10^5$  cm<sup>-3</sup> appear. The filamentary, elongated appearance of the clump disappears when the level of turbulence is too high. Based on this argument we conclude that  $\alpha_{turb}^0$  has a maximum value of 20%, although the 5% case already provides a much better match to the observations than the 20% case. It can also be seen in Fig. 6 that the large-scale morphology of the clump observed at the resolution of the 30m telescope provides the strongest discriminator between different values of  $\alpha_{turb}^0$ .

Our “best-fit” simulation is shown in the third row of Fig. 6. It corresponds to a flat energy spectrum,  $E(k) \propto k^0$ , and an initial value of  $\alpha_{turb}^0 = 5\%$ , which is much lower compared to other numerical SPH studies of cloud fragmentation (e.g. Bate et al. 2003). Note that the case of Kolmogorov-like turbulence leads to results which are broadly similar to that shown in Fig. 6, except that the shape of the filament is more irregular and too distorted to match the observations well. We therefore restrict our attention to the  $E(k) \propto k^0$  case.

Comparison between the observed dust continuum maps of NGC 2264-C and the synthetic column density maps of the “best-fit” simulation (see Fig. 6) shows that the number of fragments and their alignment are well reproduced. By analogy with the observations, we have labelled the three main fragments of the synthetic 30m column density map SIM2, SIM3 and SIM4. The corresponding synthetic PdBI map shows a strong central source, SIM3, surrounded by weaker sources, as observed. Moreover, SIM3 is sub-fragmented with an additional component, labelled SIM13, when observed at the PdBI angular resolution, as it is indeed the case for C-MM3 in the real data.

As described in § 3.2, the collapse of the filament proceeds in two main phases: first, a continuous axial velocity field is established; second, a strong shock is generated at the center by the two interacting sides of the model clump. At the same time, the clump fragments to form protostars. Thus, there are at least two relevant dynamical timescales in the problem: a global dynamical timescale corresponding to the global evolution of the elongated clump, and a local dynamical timescale corresponding to the dynamical evolution of individual fragments. In other words, there is competition between local collapse (i.e. fragmentation) and global collapse. In our simulations, this is controlled by the ratio of thermal to gravitational energy,  $\alpha_{th}^0$ , and thus by  $n_c$  and  $r_0$  (whose values are 2000 cm<sup>-3</sup> and 0.7 pc, respectively) since the kinetic temperature and the mass of the model clump are fixed (cf § 3.1). If  $n_c$  or  $r_0$  are too small (i.e. the density structure approaches  $n_{H_2} \propto r^{-2}$ ; cf Eq.(3)), the individual fragments do not have enough time to collapse on their own before entering the central shock. Therefore only one, massive central core forms. Conversely, if  $n_c$  and  $r_0$  are too large, many protostars (and eventually stars) form before any significant large-scale velocity field is established along the clump long



**Fig. 6.** Observed (first row) and synthetic column density maps convolved to the 30m angular resolution (first column) and to the PdBI angular resolution (second column) for four different initial level of turbulence:  $\alpha_{turb}^0 = 1\%$  (second row),  $\alpha_{turb}^0 = 5\%$  (third row),  $\alpha_{turb}^0 = 20\%$  (fourth row),  $\alpha_{turb}^0 = 50\%$  (fifth row). The best-fit simulation corresponds to the third row, i.e.  $\alpha_{turb}^0 = 5\%$  (and the displayed time step is the best-fit time step). The synthetic PdBI data were processed in order to simulate interferometric observations filtering out all large spatial scale structures. For each map the contour levels go from 10 to 90% by step of 10% of the map emission peak. The 30m 1.2mm dust continuum map is taken from PAB06.

axis. Furthermore, in the latter case, the number of fragments produced in the simulations becomes larger than the observed number of fragments.

Note that we performed collapse simulations for a model clump with a total mass  $M_{tot} = 1000 M_{\odot}$ , while the total mass of NGC 2264-C was estimated to be  $\sim 1600 M_{\odot}$  by PAB06. The main reason is that with more mass we did not manage to reproduce the overall morphology of the clump, in the sense that too much fragmentation occurred. This suggests that our models lack some source support against gravity compared to the actual NGC 2264-C clump. This will be discussed further in § 5.

#### 4.2. A central velocity discontinuity

One of the most interesting features of NGC 2264-C is the central velocity discontinuity observed by PAB06 in optically thin tracers toward C-MM3 (see Fig. 7). This velocity discontinuity is believed to trace the axial (i.e., 1D) collapse of NGC 2264-C along its long axis, as well as possible dynamical interactions between protostellar sources at the center of the clump. Our new PdBI observations, which confirm the presence of a strong velocity gradient along the long axis of the clump (i.e.  $\sim 8.4 \text{ km.s}^{-1}.\text{pc}^{-1}$  – see Fig. 4), set additional constraints on the velocity field in the central part of NGC 2264-C.

When the initial level of turbulence is lower than 20%, the simulations convolved to the 30m resolution lead to a central discontinuity resembling that observed. Furthermore, the shape of the PV diagram observed at the PdBI resolution is a key discriminator concerning the time evolution, as can be seen in Fig. 7. In addition to observed PV diagrams (first row), this figure shows the time evolution of the synthetic PV diagrams convolved to the 30m resolution (first column) and to the PdBI resolution (second column) for four different time steps of our “best-fit” simulation (rows two to five). Note that simulations adopting a Kolmogorov-like turbulent energy spectrum and low  $\alpha_{turb}^0$  lead to velocity discontinuities which are similar to the discontinuity shown here for the “best-fit” simulation.

As for Fig. 5, the reference time in Fig. 7 is the free-fall time estimated from the initial central density, that is  $t_{ff} = 9.5 \times 10^5 \text{ yr}$ . The second row of Fig. 7 shows a time step taken at  $t_{ff} - 4 \times 10^5 \text{ yr}$ . At this stage, no kinematical signature on the synthetic PV diagrams is observable, both at the 30m and PdBI resolution. The third row shows a time step taken at  $t_{ff} - 2 \times 10^5 \text{ yr}$ . At this stage we start to see a velocity structure in the synthetic 30m PV diagram which could be identified as the beginning of the observed velocity discontinuity, while in the synthetic PdBI PV diagram a velocity gradient starts to form but still, the combination of both diagrams would be very hard to identify as being the consequence of a global collapse along the main axis of an elongated clump. The best-fit time step, i.e.  $t_{ff} - 1 \times 10^5 \text{ yr}$ , is plotted in the fourth row. The agreement between the observed PV diagrams (first row) and the simulated PV diagrams at the best-fit time step (fourth row) is quite remarkable. The central amplitude (i.e.  $\sim 2 \text{ km.s}^{-1}$ ), shape, and position of the velocity discontinuity are well reproduced. Moreover, the synthetic PdBI PV diagram shows a

velocity gap of  $\sim 1 \text{ km.s}^{-1}$  between the two central fragments, SIM3 and SIM13, as observed for C-MM3 and C-MM13.

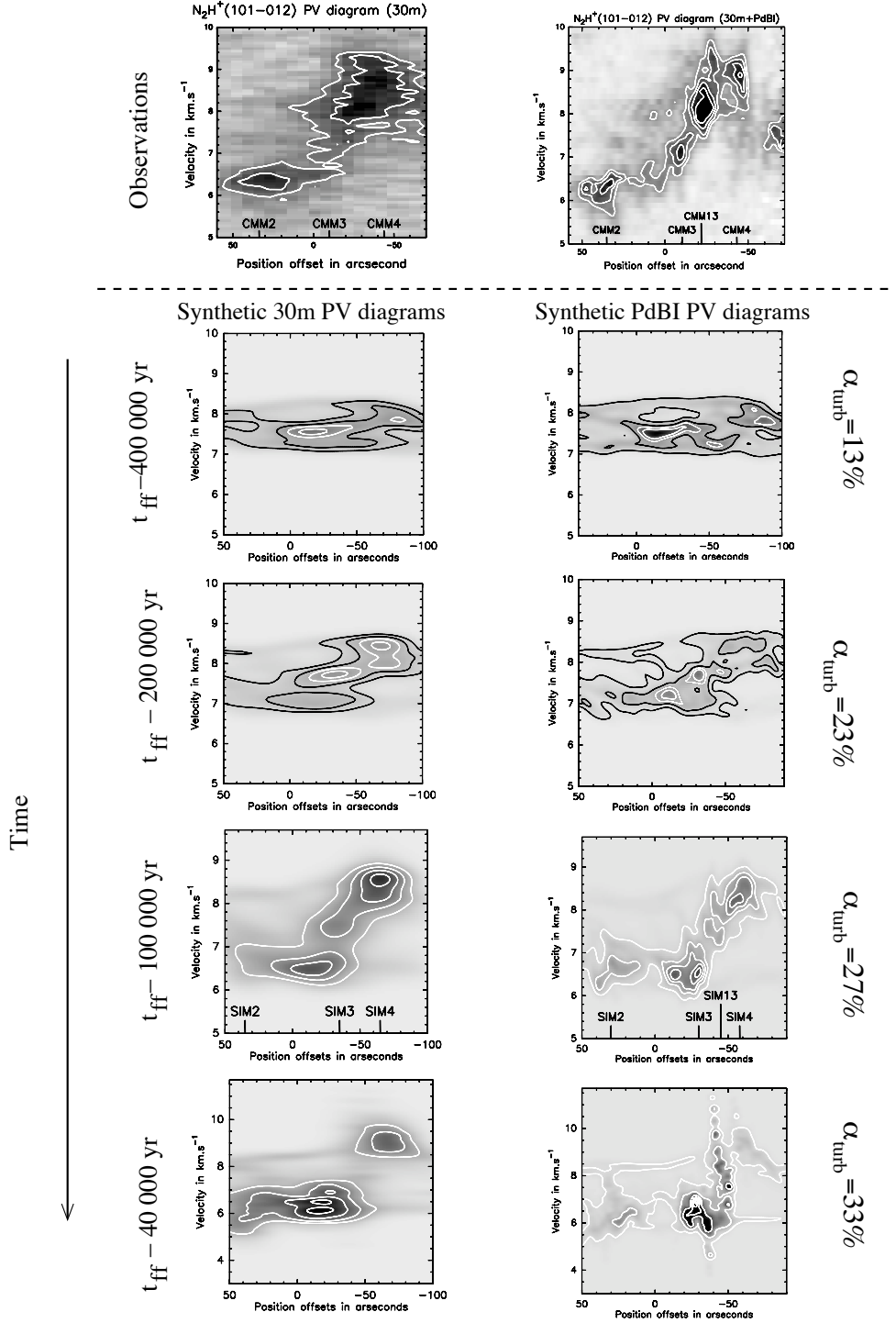
The fifth row shows a later time, i.e.  $t_{ff} - 0.4 \times 10^5 \text{ yr}$ , when the central shock is well developed. While the synthetic 30m PV diagram remains satisfactory, the synthetic PdBI PV diagram differs markedly from the observations. Note, however, that this late phase of evolution may not be correctly described in our numerical models. Indeed, our simulations do not include feedback from protostars which clearly influence the late dynamical evolution of star-forming clouds after luminous young stars have formed. Thus, it is not clear if, in the reality, the central shock would have time to develop as much as in the simulations to produce a PV diagram such as the one shown at the bottom right of Fig. 7.

In Fig. 7 is also shown the evolution of the  $\alpha_{turb}$  ratio through the four different time steps of our best fit simulation. While the initial value for this simulation is  $\alpha_{turb}^0 = 5\%$ , we clearly see a strong increase of the ratio of nonthermal kinetic energy to gravitational energy up to  $\alpha_{turb} = 33\%$  for the last time step shown. This shows that the bulk of the turbulent energy in our simulation does not come from a large scale turbulent velocity field, but rather from the release of gravitational energy through the collapse of the clump. This increase of  $\alpha_{turb}$  contributes to make the synthetic linewidths (see § 4.3 and Fig. 8) reasonable despite the low level of kinetic energy at the beginning of the simulation. Note also that the increase of the kinetic to gravitational energy ratio may lead to a confusion with virialisation if the velocity profiles would be interpreted as random turbulence. Here, the motions are gravitationally focussed and do not exert any support against gravitational collapse.

#### 4.3. Low optical depth spectra and morphology of NGC 2264-C

The  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectra observed with the 30m telescope toward NGC 2264-C show a remarkable East-West axial symmetry over the whole clump on either side of the central source C-MM3 (see Fig. 8). The low optical depth of the  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  line ( $\tau \sim 0.3$  for the central velocity channel) inferred from the Monte-Carlo radiative transfer calculations of PAB06 implies that the double-peaked spectra observed in NGC 2264-C (cf Fig. 8) result from the presence of two velocity components along the line-of-sight rather than from self-absorption. Although our PdBI observations show that the central velocity discontinuity seen with the 30m telescope originates from two unresolved protostellar sources, the large spatial extent of the region over which double-peaked  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectra are observed in the 30m map suggests a global kinematical origin for the double peaks.

While the  $\text{N}_2\text{H}^+(101-012)$  PV diagram shown in Fig. 4 may be suggestive of rotation about an axis perpendicular to the long axis of the clump, PAB06 concluded that rotation could not account for the shape of the observed 30m PV diagram (see Fig. 12 of PAB06). Indeed, comparison with radiative transfer models of rotating, centrally-condensed clumps shows that a pure rotation model cannot produce double-peaked  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-$



**Fig. 7.** Observed (first row) and synthetic position-velocity diagrams convolved to the 30m angular resolution (first column) and to the PdBI angular resolution (second column) for four different time steps of the best-fit SPH simulation ( $\alpha_{turb}^0 = 5\%$ ):  $t_{ff} - 400\,000$  yr (second row);  $t_{ff} - 200\,000$  yr (third row);  $t_{ff} - 100\,000$  yr (fourth row);  $t_{ff} - 40\,000$  yr (fifth row) (with  $t_{ff} = 9.5 \times 10^5$  yr). The best-fit time step corresponds to fourth row. On the right-hand-side of the figure we give the value of the ratio of turbulent to gravitational energy at each time step, showing the increase of  $\alpha_{turb}$  over the simulation.

0) spectra over a large spatial extent as in the observations. Conversely, our scenario of large-scale, axial collapse must account for double-peaked spectra in low optical depth tracers to match the observations.

To check this, we constructed synthetic spectra from our SPH simulations assuming strictly optically thin line tracers: We integrated all particles falling within a given velocity channel, so that all particles contributed equally to the synthetic spectra. Then, we convolved the resulting synthetic data cube to the 30m angular resolution and normalized the intensity of the peak velocity channel of the synthetic central spectrum to the peak intensity of the observed central  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectrum. Figure 8 compares the  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectra observed in the central part of NGC 2264-C with the synthetic spectra obtained in this way for the best-fit simulation at the best-fit time step. (We use the observed  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectra here rather than the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  spectra because the former have a better signal-to-noise ratio.) It can be seen that the overall agreement is very good. Because the synthetic spectra are optically thin, the double-peaked line shapes exhibited by the model are clearly not due to radiative transfer effects but result from the presence of two velocity components along the line of sight, corresponding to the two ends of the elongated clump moving toward each other. Focusing our attention on the central row of spectra (marked in boldface), we can see that the blue-shifted component dominates on the eastern side. Moving to the west, the red-shifted component progressively increases, becoming nearly as intense as the blue-shifted component at the central position, and eventually dominating on the western side of the filament. This remarkable reversal of blue/red spectral asymmetry as one moves from the eastern to the western side of the central C-MM3 position can be seen in both the observations and simulations.

The synthetic spectra obtained from our SPH simulations are mass weighted and are thus more representative of the global kinematics of the clump than of the kinematics of compact individual fragments. We conclude that the remarkable pattern seen in the central row of spectra in Fig. 8 characterizes the collapse of the elongated clump along its long axis. We note, however, that the synthetic spectra are somewhat narrower than are the observed  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectra. Part of the observed linewidths may result from outflowing gas generated by the protostars, an effect which we did not take into account in our simulations. It may also be partly due to another source of support against gravity, not included in our simulations (see § 5).

In the context of our interpretation of the double-peaked spectral pattern observed in  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ , the extent of the region over which the red-shifted peak is observed on the eastern side (and the blue-shifted peak observed on the western side) sets constraints on the diameter of the NGC 2264-C cylinder-like clump. Double-peaked  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectra are observed up to  $30''$  on either side of the central object C-MM3. Given the distance of 800 pc and considering an inclination angle of 45 degrees between the line of sight and the long axis of the clump (as assumed in the radiative transfer model presented by PAB06), the diameter of the cylinder is estimated to be  $\sim 0.65$  pc. This is in good agreement with the apparent width

of the NGC 2264-C clump as measured in the plane of sky on our dust continuum and molecular line maps,

## 5. Concluding remarks

The good quantitative agreement obtained between our (30m and PdBI) millimeter observations and our “best-fit” simulation confirms the physical plausibility of the scenario of axial collapse and fragmentation proposed by PAB06 for the elongated NGC 2264-C clump. Observationally, such an axial collapse is traced by a central velocity discontinuity associated with double-peaked, optically thin spectra. The present study supports the suggestion by PAB06 that a massive, ultra-dense protostellar core is in the process of forming at the center of NGC 2264-C through the dynamical merging of lower-mass Class 0 cores. The close association of C-MM3 and C-MM13 in the central part of NGC 2264-C, separated by only 10000 AU in space but  $\sim 1.1 \text{ km.s}^{-1}$  in velocity, provides an observational signature of the merging process. Such a large velocity difference would be difficult to explain by fragmentation of a single protostellar core (but see Bate et al.’s ejection model). In our proposed scenario, the local collapse of individual protostellar cores is strongly influenced by the high dynamical pressure resulting from the global collapse of the clump, and proceeds in a manner similar to the triggered protostellar collapse situation simulated by Hennebelle et al. (2003, 2004).

Our detailed comparison between observations and simulations has also allowed us to set constraints on the time evolution of the NGC 2264-C protocluster. It seems that the characteristic shape of the observed position-velocity diagrams survives for a relatively short period of time, i.e.  $\leq 1 \times 10^5$  yr, and occurs only very soon after the formation of the protocluster while less than  $\sim 1\%$  of the gas has been accreted onto sink particles.

The low initial level of turbulent energy required to match the observations reveals that NGC 2264-C is structured more by self-gravity than by turbulence. The main effect of the latter is to create seeds for the gravitational fragmentation. Turbulent fragmentation does not appear to play a significant role in this clump. In our “best-fit” simulation, the initial turbulent to gravitational energy ratio is  $\alpha_{turb}^0 = 5\%$ , comparable to the ratio of thermal to gravitational energy  $\alpha_{th}^0$ . This means that the cloud motions in the best-fit model are primarily due to collapse and gravitationally organized motions as opposed to purely random turbulence.

The fact that simulations starting from initial turbulent velocity fields with a Kolmogorov-like energy spectrum lead to model clumps that are much less organized than the observations should not be overinterpreted. Indeed, since the phases are chosen randomly and since in Kolmogorov-like turbulence most of the energy is on large scales, it is not surprising that the shape of the filament is strongly distorted. In a real situation, the large-scale turbulent fluctuations should be much more coherent since they may be responsible, at least in part, for the formation of the filament in the first place (cf. Hartmann et al. 2001).

Another point worth noting is that the total gas mass above a density of  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  is  $\sim 10$  times lower in our best-fit simulation than in the actual NGC 2264-C clump. Using higher

densities in the numerical simulations by a factor of 10 would inevitably lead to fragmentation into a larger number of cores since the corresponding Jeans mass would be smaller by a factor  $\sim 3$  than the Jeans mass in the present simulations. It seems therefore that some additional support against gravity, not included in the simulations presented here, plays a role in NGC 2264-C. This extra support could arise from protostellar feedback and/or magnetic fields.

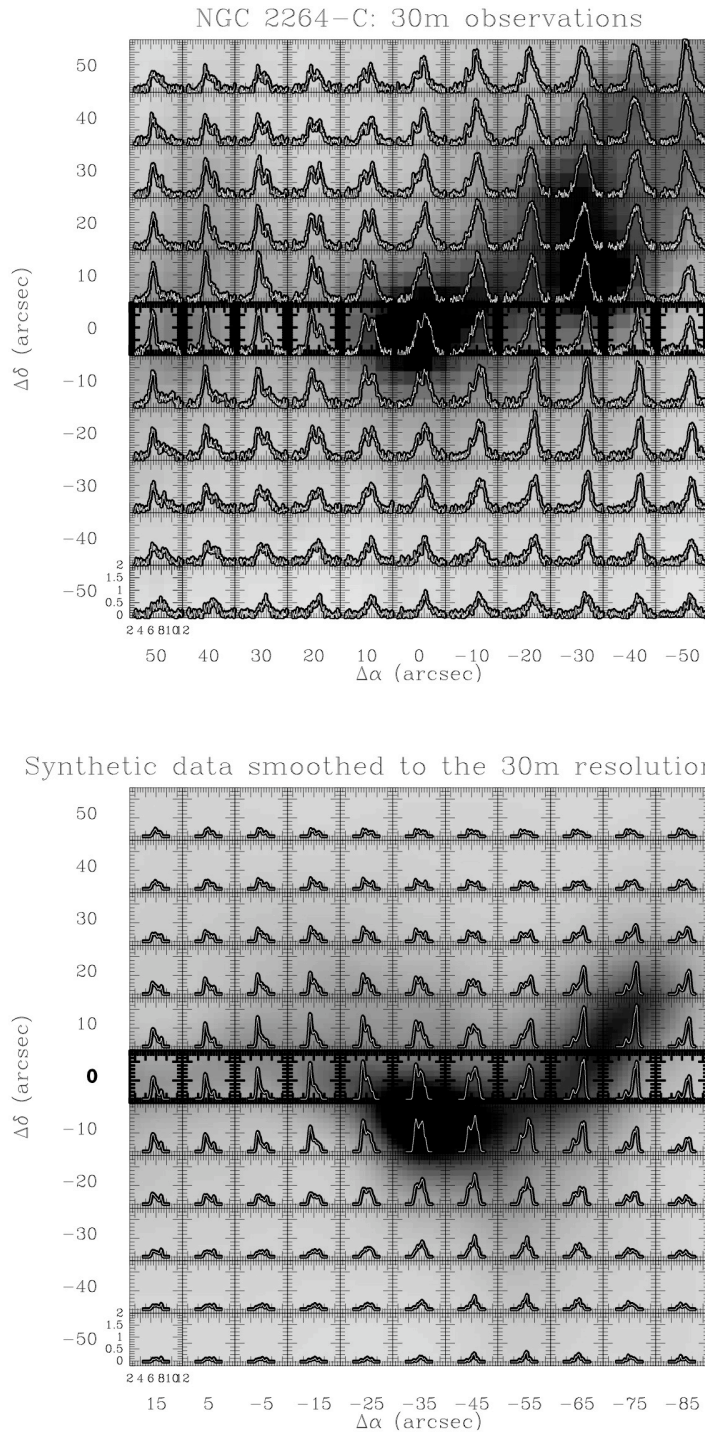
Finally, we speculate that the evolution inferred and simulated here for NGC 2264-C is not exceptional but representative of many massive cluster-forming clumps in the Galaxy. NGC 2264-C may just be caught at a particularly early stage of protocluster evolution and observed in a favorable configuration, leading to a remarkably simple kinematical pattern. Similar studies of other cluster-forming clumps will be needed to confirm this hypothesis.

*Acknowledgements.* We are grateful to the IRAM astronomers in Grenoble for their help with the Plateau de Bure interferometric observations. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

## References

- Aikawa, Y., Herbst, E., Roberts, H., Caselli, P., 2005, *ApJ*, 620, 330  
 André, P., Ward-Thompson, D., Barsony, M., 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. Boss, & S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), 59  
 André, P., 2002, *Ap&SS*, 281, 51  
 Bate, M. & Burkert, A., 1997, *MNRAS*, 288, 1060  
 Bate, M., Bonnell, I., Bromm, V., 2003, *MNRAS*, 339, 577  
 Beckwith, S., Sargent, A., Chini, R., Güsten, R., 1990, *AJ*, 99, 924  
 Bonnell, I., Bate, M., Price, N., 1996, *MNRAS*, 279, 121  
 Bonnell, I., Bate, M., Zinnecker, H., 1998, *MNRAS*, 298, 93  
 Dent, W., Matthews, H., Ward-Thompson, D., 1998, *MNRAS*, 301, 1049  
 Di Francesco, J., André, P., Myers, P., 2004, *ApJ*, 617, 425  
 Goodwin, S., Whitworth, A., Ward-Thompson, D., 2004, 423, 169  
 Guilloteau, S., 2001, in *Proceedings from the IRAM Millimeter Summer School 2*, Ed. A. Dutrey, p.219  
 Guilloteau, S., Lucas, R., Bouyoucef, K., 2002, *Mapping cookbook IRAM Plateau de Bure Interferometer, Version 1.3 (IRAM)*  
 Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., Bergin, E., 2001, *ApJ*, 562, 852  
 Hennebelle, P., Whitworth, A., Gladwin, P., André, P., 2003, *MNRAS*, 340, 870  
 Hennebelle, P., Whitworth, A., Cha, S.-H., Goodwin, S., 2004, *MNRAS*, 348, 687  
 Hildebrand, R., 1983, *QJRAS*, 24, 267  
 Jappsen, A.-K & Klessen, R., *A&A*, 423, 1  
 Lada, C. & Lada, E., 2003, *ARA&A*, 41, 57  
 Looney, L., Mundy, L., Welch, W., 2000, *ApJ*, 529, 477  
 Lucas, R., 1999, *CLIC manual, version 4.1 (IRAM)*  
 Mc Kee, C. & Tan, J., 2003, *ApJ*, 585, 850  
 Monaghan, J., 1992, *ARA&A*, 30, 543  
 Motte, F., André, P., Neri, R., 1998, *A&A*, 365, 440  
 Nakano, M., Sugitani, K., Morita, K., 2003, *PASJ*, 55, 1  
 Ossenkopf, V. & Henning, T., 1994, *A&A*, 291, 943  
 Padoan, P. & Nordlund, A., 2002, *ApJ*, 576, 870  
 Peretto, N., André, P., Belloche, A., 2006, *A&A*, 445, 979 (PAB06)  
 Schreyer, K., Stecklum, B., Linz, H., Henning, T., 2003, *ApJ*, 599, 335  
 Stahler, S., Palla, F., Ho, P., 2000, in *Protostars and Planets IV*, Eds. V. Mannings, A. Boss & S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), p.327  
 Shu, F., 1977, *ApJ*, 214, 488  
 Stutzki, J., & Güsten, R., 1990, *ApJ*, 356, 513  
 Terebey, S., Chandler, C., André, P., 1993, *ApJ*, 414, 759  
 Truelove, J., Klein, R., McKee, C., et al., 1997, *ApJ*, 489, 179  
 Williams, J. & Garland, C., 2002, *ApJ*, 568, 259  
 Wolfire, M., Cassinelli, J., 1987, *ApJ*, 319, 850





**Fig. 8.** Comparison between the observed and synthetic spectra: (top) 30m  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectra overlaid on the 1.2 mm dust continuum image (grey scale) of NGC 2264-C; (bottom) synthetic optically thin spectra overlaid on the column density map (grey scale) of the best-fit time step simulation. The boldface line of spectra emphasizes the spectra along the main axes of the observed and modeled clumps. The synthetic spectra have been normalized to the observed ones (see text).



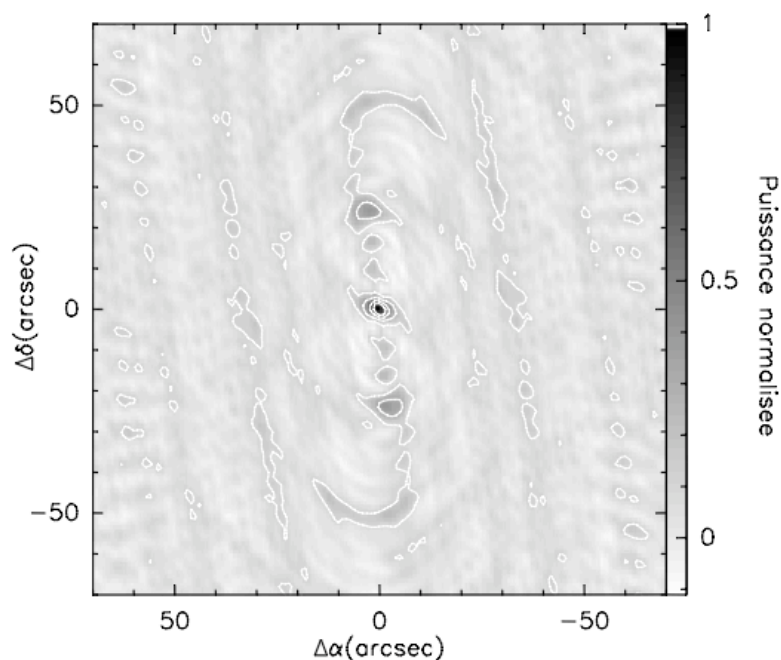


FIG. 5.2 – Lobe sale (dirty beam) résultant de la combinaison des données  $N_2H^+(1-0)$  PdBI et 30m. Le lobe propre (clean beam) est obtenu par un ajustement d'une Gaussienne de la partie centrale du lobe sale.

## 5.4 Compléments

### 5.4.1 Combinaison des données PdBI et 30m

La combinaison des données IRAM 30m avec les données IRAM PdBI est très utile pour construire un cube de données contenant l'information à la fois sur les grandes structures ( $> 11''$ ) et les petites structures ( $< 11''$ ). Les données PdBI seules (voir Fig. 2 de l'article) ne contiennent aucune information sur les structures à grandes échelles, pouvant même contenir des structures "négatives" qui n'ont un sens que lorsqu'elles sont combinées à celles du 30m. Ceci étant, elles permettent tout de même de détecter directement les structures compactes à petite échelle.

Cette combinaison se fait en plusieurs étapes par l'intermédiaire de différentes tâches du logiciel de réduction de données MAPPING de l'IRAM (cf Guilloteau 2001). La première de ces étapes est de convertir les données 30m en une table UV. Cette table est similaire aux tables que l'on obtient après calibration des données PdBI, elle contient toutes les informations (e.g. visibilité) de la transformée de Fourier de l'image de départ. Cette étape se fait en utilisant la tâche SHORT-SPACING. La seconde étape est de combiner les tables UV PdBI et 30m, afin d'obtenir une seule table UV réunissant à la fois les informations à grande échelle (30m) et petite échelle (PdBI). La tâche correspondante est UV-MERGE. La troisième étape consiste à passer de nouveau dans le plan image, autrement dit, à faire une transformée de Fourier inverse à partir de la table UV combinée. Cette étape se fait par l'intermédiaire de tâches identiques à celles que l'on utilise pour la réduction de données PdBI seules, à savoir UV-MAP et

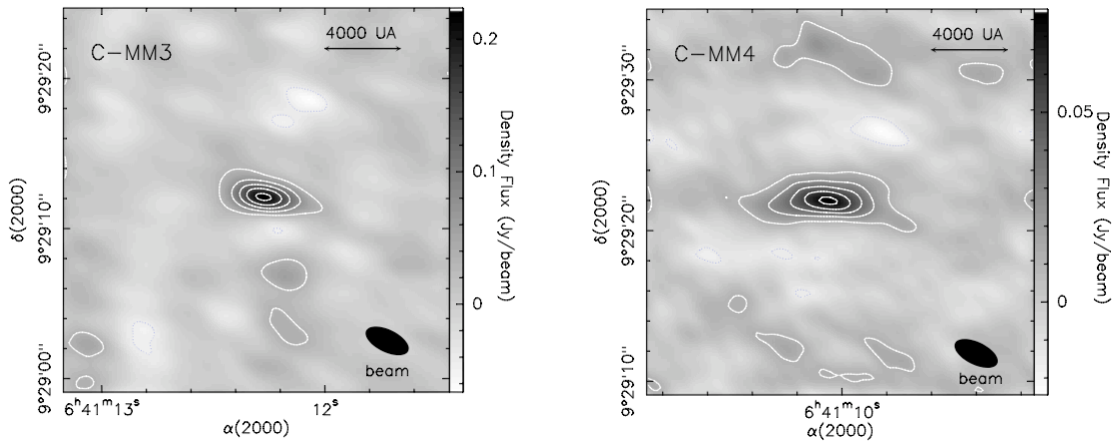


FIG. 5.3 – Images continuum 1.2 mm de C-MM3 et C-MM4 obtenues avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Sur cette image on peut voir que chacune des deux sources reste compacte à une échelle inférieure à 4000 UA sans montrer de sous-structure résolue. La forme allongée des sources est due en premier lieu à la forme du lobe synthétique.

MOSAIC si on désire faire une mosaïque de plusieurs champs PdBI. Le lobe résultant de cette combinaison (comme celui des données PdBI seules) est "sale" (*dirty beam* en anglais). Afin de nettoyer l'image de ce lobe sale, on la déconvolue de ce lobe, tout en recensant les composantes (i.e. les pics d'émission) de l'image, puis on re-convolue les composantes par le lobe propre (*clean beam* en anglais) qui est obtenu par l'ajustement par une Gaussienne de la partie centrale du lobe sale. Cette étape de "nettoyage" se fait en utilisant la tâche CLEAN. C'est en passant par ces différentes étapes que l'image combinée  $N_2H^+(1-0)$  de la figure 3 de l'article a été obtenue.

#### 5.4.2 Observations PdBI 1.2 mm

Parallèlement aux observations à 3.2 mm, nous avons obtenu des observations PdBI à 1.2 mm de NGC 2264-C. En revanche, du fait de la disposition des champs (optimisée pour les observations à 3.2 mm) seuls deux champs 1.2 mm sur quatre ont été centrés sur une source observée avec le 30m (cf PAB06). De plus, les données en raie moléculaire à 1.2 mm n'étaient pas exploitables (fréquence trop élevée et raie CS(5-4) pas suffisamment forte). De ce fait, seules les données continuum de poussières des deux champs centrés ont pu être exploitées. Pour des raisons de place, les observations PdBI 1.2 mm sont discutées mais non montrées dans l'article. Ces données révèlent deux aspects très intéressants de C-MM3 et C-MM4.

Tout d'abord ces deux champs ne montrent pas de sous-structures (voir Fig. 5.3). Ici la résolution angulaire est de  $\sim 2.3''$  soit 2000 UA à 800 pc qui est typique de la dimension des enveloppes pré/protostellaires observées dans des proto-amas d'étoiles tels que  $\rho$ -Oph (Motte *et al.* 1998). Sur la carte continuum 3.2 mm (cf Fig. 1 de l'article) C-MM3 est divisée en deux sources, la plus forte que l'on continue d'appeler C-MM3, et la plus faible, baptisée C-MM13. Il s'avère que le rapport de flux entre ces deux objets est supérieur à 4 (cf Tableau 2 de l'article). Il est donc clair que le flux de la source

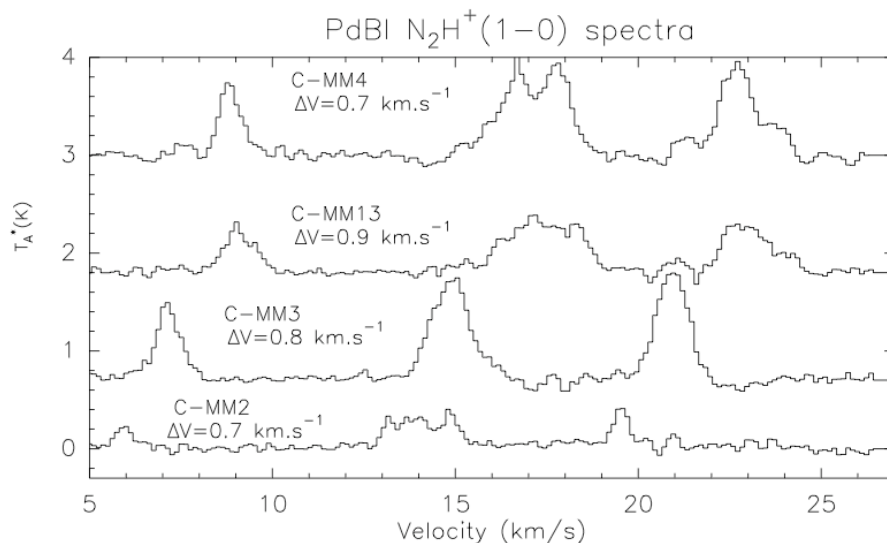


FIG. 5.4 – Spectres  $N_2H^+(1-0)$  obtenus au Plateau de Bure pour les quatre sources compactes millimétriques C-MM2, C-MM3, C-MM4, et C-MM13. La largeur moyenne à mi-hauteur pour ces sources est  $\Delta V \simeq 0.8 \text{ km.s}^{-1}$  (estimée à partir de la méthode HFS du logiciel CLASS de l'IRAM).

observée avec le 30m est dominé par la composante la plus forte, c'est à dire C-MM3. La source C-MM4 ne montre en revanche strictement aucune sous-structure. Comme cela est mentionné dans l'article, ceci peut suggérer que les sources extraites sur la carte continuum 30m à 1.2 mm sont plutôt des enveloppes protostellaires individuelles que des coeurs denses progéniteurs de petits amas d'étoiles. Le deuxième aspect intéressant de ces observations, et qui lui aussi est discuté dans l'article, est la forte densité de flux observée sur C-MM3. Ceci suggère fortement l'existence d'un disque autour d'une proto-étoile centrale. Cependant, pour que cette composante du disque soit détectable à des échelles de 2000 UA, il est nécessaire qu'il soit particulièrement massif.

#### 5.4.3 Turbulence initiale au sein des sources compactes millimétriques

Une question soulevée dans PAB06 concerne le support turbulent au sein des sources compactes millimétriques recensées dans NGC 2264. En effet, nous avons montré que la largeur des raies optiquement minces, i.e.  $N_2H^+(1-0)$ , de ces sources est  $\sim 2$  fois plus importante que dans  $\rho$ -Oph à des échelles spatiales comparables. Les données  $N_2H^+(1-0)$  PdBI nous donnent accès à des échelles spatiales  $\sim 7$  fois plus petites que celles sondées avec le 30m à la même fréquence. Il est donc intéressant de voir si cette tendance est toujours observée aux plus petites échelles. La figure 5.4 montre les spectres PdBI observés à la position des 4 sources centrales, à savoir C-MM2, C-MM3, C-MM4, et C-MM13. Il s'avère qu'à une échelle de 4000 UA, les spectres restent larges ( $\Delta V \simeq 0.8 \text{ km.s}^{-1}$ ). Encore une fois, ces raies sont plus larges que celles de  $\rho$ -Oph aux mêmes échelles (Belloche *et al.* 2001). L'origine des sources d'énergie responsables de ces largeurs de raies n'est pas évidente. Nous avons vu dans PAB06 que l'effondrement protostellaire d'une Classe 0 peut contribuer de manière significative ( $\sim 20\%$ ) à la largeur de raie observée sur cet objet. De plus, les jets et flots protostellaires jouent un

rôle important sur l'élargissement des raies. Or dans nos simulations, si l'effondrement protostellaire est en partie reproduit, jets et flots ne sont pas pris en compte. Il est clair que dans NGC 2264-C les sources centrales sont de nature protostellaire (cf PAB06, PHA06). Afin d'avoir une idée plus précise de la turbulence initiale au sein des sources millimétriques, il est important de connaître les largeurs de raies de coeurs préstellaires, non contaminés par l'activité protostellaire. C'est pourquoi, sur la base du tableau 4 de PAB06, nous avons proposé l'observation avec le PdBI de C-MM6 et C-MM9, qui semblent être les meilleurs candidats préstellaires de NGC 2264-C. Ce projet devrait être observé très prochainement (Peretto et al.).

## CHAPITRE 6

# Conclusions sur l'étude du proto-amas d'étoiles NGC 2264

---

### Sommaire

---

6.1	Résultats de PAB05 . . . . .	111
6.2	Résultats de PHA05 . . . . .	112
6.3	Conséquences pour la formation d'étoiles massives . . . . .	113
6.4	Conséquences sur les conditions initiales à la formation des proto-amas d'étoiles . . . . .	113

---

Dans le cadre de ma thèse j'ai mené une étude détaillée du proto-amas d'étoiles NGC 2264 qui a abouti à la rédaction de deux articles. Le premier de ces articles (Peretto, André, Belloche 2005 – PAB06) décrit l'analyse d'observations millimétriques, continuum de poussières et raies, obtenues avec le télescope de 30m de l'IRAM et les calculs de transfert radiatif d'un modèle simple de NGC 2264-C. Le deuxième article (Peretto, Hennebelle, André 2005 – PHA06) poursuit l'étude de ce proto-amas via des observations interférométriques obtenues au Plateau de Bure et des simulations numériques hydrodynamiques. L'accumulation de contraintes observationnelles a permis d'aboutir à une vision relativement précise de la dynamique au sein du proto-amas NGC 2264-C, qui est confirmée et renforcée par différents types de modèles numériques indépendants (i.e. transfert radiatif et simulations hydrodynamiques).

### 6.1 Résultats de PAB06

NGC 2264 est un jeune proto-amas d'étoiles comptant plusieurs centaines d'étoiles jeunes vues en infrarouge proche (Lada et Lada 2003). En continuum millimétrique NGC 2264 est principalement composé de deux clumps, NGC 2264-C et NGC 2264-D, dont la masse de gaz est respectivement  $\sim 1600$  et  $\sim 1300 M_{\odot}$ . Dans chacun des clumps nous avons extrait 12 et 15 sources compactes millimétriques ayant des masses allant de  $\sim 2$  à  $40 M_{\odot}$ , un diamètre moyen  $\sim 0.05$  pc et étant pour la plupart de nature protostellaire. Nos spectres CS(3–2) et HCO<sup>+</sup>(3–2) montrent des signatures d'effondrement dans la quasi-totalité de NGC 2264-C, tandis que dans NGC 2264-D les signatures d'effondrement sont plus localisées. Nos spectres optiquement minces N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) et H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0) montrent dans NGC 2264-C une dynamique particuliè-

rement intéressante, à savoir, une discontinuité de vitesse de  $2 \text{ km.s}^{-1}$  en amplitude localisée dans la partie centrale du clump, juste sur la source la plus massive recensée, C-MM3 ( $M_{CMM3} \simeq 40 M_{\odot}$ ).

Ces deux signatures, i.e. effondrement à grande échelle et discontinuité de vitesse centrale, s'expliquent dans le cadre d'un seul et même modèle. En effet, nos calculs de transfert radiatif à travers un clump allongé en effondrement le long de son axe principal reproduisent un grand nombre de spectres pour de nombreuses transitions moléculaires et sur une étendue de plus de  $0.5 \text{ pc}$ . Ces mêmes calculs de transfert nous ont permis de rejeter l'hypothèse de la rotation comme étant à l'origine des signatures spectrales observées.

La vitesse d'effondrement estimée à travers notre modèle est  $V_{inf} = 1.3 \text{ km.s}^{-1}$ . Cette vitesse implique un taux de matière en effondrement vers C-MM3 de  $\sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ , ce qui s'avère suffisant pour dépasser la pression de radiation d'une étoile massive (Wolfire et Cassinelli 1987). Le temps dynamique estimé dans ce modèle est  $\sim 1.7 \times 10^5 \text{ ans}$ . La durée de vie des objets protostellaires (Classe 0 et Classe I) est du même ordre de grandeur, ce qui laisse la possibilité aux sources millimétriques détectées d'interagir au centre de l'amas. Compte tenu de ces résultats, il semble que les conditions nécessaires à la formation d'une étoile massive puissent être réunies au centre du proto-amas d'étoiles NGC 2264-C.

## 6.2 Résultats de PHA06

Dans PAB06 le modèle d'effondrement est postulé. Il est important de vérifier si un tel effondrement global peut naturellement, i.e. physiquement, s'établir au sein d'un clump allongé tout en reproduisant les contraintes observationnelles. Et pour contraindre encore un peu plus la dynamique et la structure de NGC 2264-C, nous avons observé la partie centrale de ce clump avec l'interféromètre du plateau de Bure (PdBI).

Les observations PdBI ont montré que la discontinuité observée avec le 30m trouve son origine dans le fait que C-MM3 est sous-fragmentée en deux sources, une source principale que l'on continue d'appeler C-MM3 et une autre plus faible, que l'on appelle C-MM13. Or, il s'avère que ces deux sources ont des vitesses LSR différentes de plus de  $1 \text{ km.s}^{-1}$  alors qu'elles ne sont distantes que de  $6000 \text{ UA}$  en projection.

Nous avons entrepris toute une série de simulations hydrodynamiques SPH afin de reproduire les différentes contraintes observationnelles obtenues au 30m et au plateau de Bure. Ainsi, nous avons simulé l'évolution temporelle d'un clump allongé (i.e. ellipsoïdal), isotherme ( $T_k = 20 \text{ K}$ ), de  $1000 M_{\odot}$  et instable gravitationnellement ( $N_J \simeq 40$ ). Le profil de densité de ce clump modèle est légèrement concentré avec une densité centrale initiale  $n_{H_2} = 2000 \text{ cm}^{-3}$ . Nous avons injecté dans ce filament un spectre de fluctuations turbulentes de vitesse. Le rapport de l'énergie turbulente sur énergie gravitationnelle initiale est de 5 à 50% selon la simulation.

L'accord entre observations et simulations est très satisfaisant à condition que le pas de temps pris pour la comparaison avec les observations soit pris suffisamment tôt après le début de l'effondrement ( $< 10^5 \text{ ans}$ ) et que le rapport d'énergie turbulente sur énergie gravitationnelle initial reste faible, i.e.  $< 20\%$ . Cependant, même si la majorité des contraintes observationnelles sont reproduites, la masse contenue dans les régions où la densité dépasse  $n_{H_2} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  est  $\sim 10$  fois inférieure dans les simulations

par rapport aux observations, suggérant fortement l'existence d'un support non pris en compte dans nos simulations.

Le grand nombre de contraintes observationnelles reproduites dans le cadre de ces simulations permet d'affirmer que NGC 2264-C est bel et bien en effondrement global le long d'un axe privilégié. L'ensemble de ces deux études (PAB06 et PHA06) constitue une étude très poussée d'un jeune proto-amas d'étoiles et nous permet d'en tirer des conclusions importantes pour la formation d'étoiles en amas.

### 6.3 Conséquences pour la formation d'étoiles massives

Le scénario pour la formation d'étoiles massives que nous avons proposé dans PAB06 s'avère donc être renforcé par notre deuxième analyse de la dynamique de NGC 2264-C. Nous proposons donc que les étoiles massives se forment au centre de clumps massifs en effondrement global. Dans ce scénario deux phénomènes étroitement liés contribuent à la formation d'une étoile massive. Le premier de ces phénomènes est le résultat direct de l'effondrement global, à savoir un taux de matière en effondrement sur le centre du clump très important, i.e.  $> 10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ . Le second phénomène est aussi une conséquence de cet effondrement. Tout en s'effondrant le clump se fragmente de manière gravitationnelle pour former des coeurs denses. Ces coeurs se trouvent être entraînés vers le centre du clump par le flot d'effondrement et interagissent, voire fusionnent pour former un coeur encore plus dense, encore plus massif. Les conditions de pression et de densité à l'intérieur de ce coeur ultra-dense seraient si extrêmes qu'elles permettraient la formation d'une étoile massive. Pour que ce coeur ultra-dense puisse se former, il est nécessaire que l'effondrement soit suffisamment rapide pour que les proto-étoiles qui se forment au cours de l'effondrement n'aient pas le temps de consommer, voire expulser, le gaz du coeur dense à l'intérieur duquel elles se forment.

Si l'on a réussi à aboutir à un scénario de formation d'une étoile massive relativement convaincant, il reste à comprendre comment débute l'effondrement d'un clump massif du type de NGC 2264-C.

### 6.4 Conséquences sur les conditions initiales à la formation des proto-amas d'étoiles

Les conditions initiales choisies dans PHA06 pour reproduire au mieux les observations sont inhabituelles pour ce genre de simulations (e.g. Bate *et al.* 2003). En effet, dans nos simulations le clump a initialement un faible rapport d'énergie turbulente sur énergie gravitationnelle ( $\alpha_{turb} < 0.2$ ) et le spectre de puissance de ces fluctuations turbulentes n'est pas celui de Kolmogorov. Or, il s'avère que les largeurs de raies observées au sein de NGC 2264-C sont largement supersoniques (PAB06). De plus, nos simulations montrent clairement un support manquant, nécessaire pour expliquer la structure en masse de NGC 2264-C.

Deux aspects du spectre des fluctuations turbulentes sont à discuter : la forme du spectre des fluctuations, et sa normalisation (i.e.  $\alpha_{turb}$ ). Comme cela est mentionné dans PHA06, il est très probable que le spectre d'énergie de la turbulence interstellaire ne soit pas de type Kolmogorov, les sources d'énergie de cette turbulence pouvant être de nature très diverse (Elmegreen 1993). Utiliser un spectre de fluctuations qui

ne soit pas celui de Kolmogorov n'est sans doute pas un réel problème. En revanche, une valeur de  $\alpha_{turb} = 0.05$  sur des échelles de quelques parsecs est plus problématique, mais ne remet pas en cause notre vision de l'évolution dynamique de NGC 2264-C. Dans les simulations, un faible taux d'énergie turbulente est nécessaire pour conserver l'aspect géométrique du clump ainsi que le nombre relativement faible de fragments. Un moyen pour conserver cet aspect tout en ayant des niveaux de turbulence plus raisonnables peut être une compression extérieure qui confinerait le clump. Mais augmenter le niveau de turbulence implique nécessairement plus de fragmentation dans la cas d'une turbulence HD supersonique (Jappsen et Klessen 2004). Ce problème peut être contourné si la turbulence n'est pas supersonique, mais sub-alfvénique. Dans ce cas, la turbulence se dissipe tout aussi vite que la turbulence HD supersonique (Mac Low *et al.* 1998), mais pas à travers des chocs. Dans le cas de la turbulence MHD sub-alfvénique, le clump, bien que turbulent, ne devrait pas former plus de fragments que ceux formés dans nos simulations. La vision qui ressort de cette courte spéculation est que le proto-amas d'étoiles NGC 2264-C se serait formé par compression extérieure d'un nuage moléculaire turbulent sub-alfvénique. Cette vision rejoint en quelque sorte celle proposée par Myers (1998).

La question importante qu'il faut maintenant se poser est de savoir si NGC 2264-C est un cas particulier ou non. A priori il n'y a aucune raison pour que ce soit le cas. De ce fait, on doit pouvoir retrouver dans d'autres clumps le même type de signatures cinématiques que celles observées dans NGC 2264-C. Les régions les plus susceptibles de montrer ces signatures sont les régions de formation d'étoiles massives. C'est dans le but de trouver à nouveau des proto-amas montrant des signatures d'effondrement global associées à une discontinuité de vitesse que nous avons entrepris l'observation de quelques proto-amas d'étoiles dont on sait qu'ils forment des étoiles massives. Je vais dans la prochaine section présenter l'une de ces régions, mais aussi les différents projets que je mène sur le thème de la formation d'étoiles en amas.



## CHAPITRE 7

# Projets en cours et perspectives sur l'étude des régions de formation d'étoiles en amas

---

### Sommaire

---

7.1	Etude de la dynamique d'une région de formation d'étoiles massives : G192.60 . . . . .	115
7.2	Etude grande échelle d'Orion B South en continuum (sub) millimétrique de poussières . . . . .	119
7.3	L'avenir de la formation stellaire : De nouveaux outils d'observation . . . . .	121

---

### 7.1 Etude de la dynamique d'une région de formation d'étoiles massives : G192.60

G192.60 est un clump filamentaire situé dans le complexe de formation d'étoiles massives S255/S257 ( $d \sim 2.6$  kpc). Ce complexe a déjà formé des étoiles massives de type spectral OB à l'origine des régions HII S255 et S257 visibles en optique (voir Fig. 7.1). Une deuxième génération d'étoiles massives est en train de se former au sein de G192.60 qui est situé juste entre ces deux régions HII. Si l'origine de l'effondrement de NGC 2264-C n'est pas évidente, il est clair que dans le cas de G192.60 les deux régions HII S255 et S257 affectent inévitablement son évolution dynamique.

G192.60 montre en continuum millimétrique de poussières deux sources compactes, G192.60-MM1 et G192.60-MM2 (Minier *et al.* 2005 ; Fig 7.1), enfouies dans un filament qui s'étend sur  $\sim 2.5$  pc. Ces sources révèlent des signatures typiques de formation d'étoiles massives. Ainsi G192.60-MM2 est associé à un maser méthanol, à de l'émission radio continuum (i.e. région ultra-compacte HII) ainsi qu'à une forte émission en infrarouge moyen et lointain (Minier *et al.* 2005). Cette source est aussi associée à un amas enfoui vu en infrarouge proche par 2MASS. Ceci montre que la formation d'étoiles est relativement avancée au sein de cette source. G192.60-MM1 montre aussi des signatures typiques de formation d'étoiles massives, mais à un stade sans doute moins avancé. Ainsi, on y détecte de l'émission radio continuum traceur de région HII ultra-compacte et de l'émission moyen infrarouge plus faible que celle observée dans

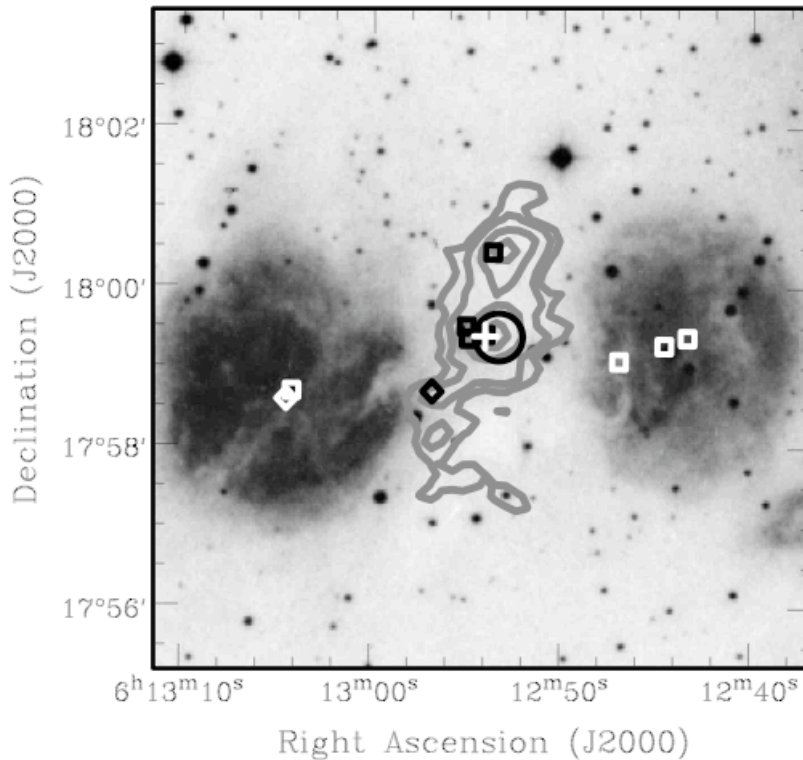


FIG. 7.1 – Image optique (échelle de gris) du voisinage de G192.60 superposée aux données à 1.3 mm du continuum de poussières (contours gris) qui montre la structure de G192.60. Les carrés représentent la position d'émission en continuum radio tandis que la croix représente la position de l'émission d'un maser méthanol associé à G192.60-MM2 (Minier *et al.* 2005). On peut voir sur cette image que G192.60 se situe entre deux régions HII développées, S255 à gauche de l'image et S257 à droite de l'image.

G192.60-MM2. En revanche, aucun amas proche infrarouge n'est observé à travers cette source.

G192.60 combine donc plusieurs aspects particulièrement intéressants dans le cadre de l'étude du rôle joué par la dynamique d'un clump sur la formation des étoiles massives : indices d'interaction à grande échelle entre les régions HII S255 et S257 et le clump moléculaire ; évidences d'une formation d'étoiles massives au sein de deux sources compactes millimétriques mais suffisamment précoce pour conserver une masse de gaz moléculaire importante. C'est pourquoi nous avons entrepris l'observation en Février 2005 de cette région avec le télescope de 30m de l'RAM dans différentes transitions moléculaires.

La carte que nous avons obtenue en  $N_2H^+(1-0)$  trace globalement la même structure que la carte en continuum millimétrique de poussières (voir Fig.7.2), à une différence près qui est que G192.60-MM2 ne montre pas de pic  $N_2H^+(1-0)$  associé. Ceci a déjà été observé par Lintott *et al.* (2005). Sur la base de modèle d'évolution chimique lors d'effondrements rapides à grande échelle, Lintott *et al.* (2005) montrent que certaines molécules, comme  $N_2H^+$  mais aussi  $HCO^+$ , n'ont pas le temps de se former. De ce fait, dans le cadre de leur modèle, la déficience en  $N_2H^+$  de G192.60-MM2 par rapport à

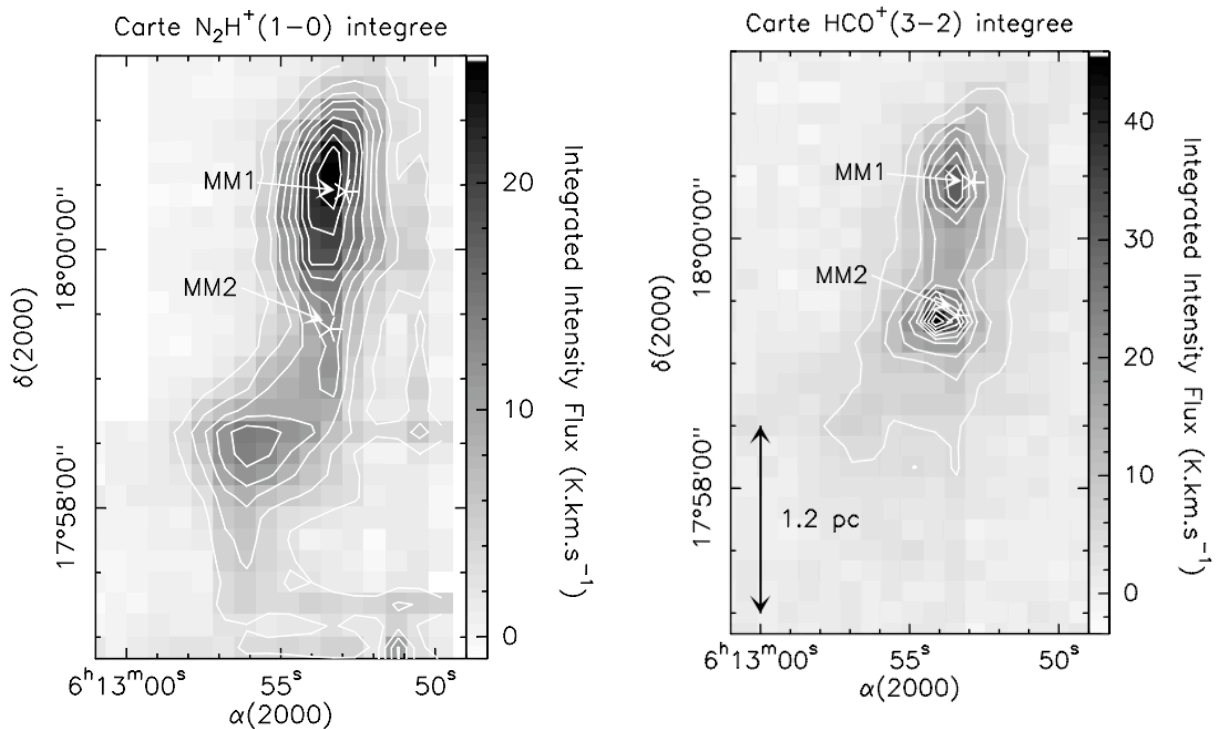


FIG. 7.2 – Cartes d'intensité intégrée en  $N_2H^+(1-0)$  (à gauche) et en  $HCO^+(3-2)$  (à droite). On voit que les deux sources compactes vues en continuum millimétrique de poussières (symbolisées ici par des étoiles blanches) sont associées chacune à un pic en  $HCO^+(3-2)$  alors que seule la source G192.60-MM1 est associée à un pic  $N_2H^+(1-0)$  (Peretto et al.).

G192.60-MM1 serait due à un stade d'évolution plus précoce de cette source. G192.60-MM2 serait encore dans cette phase d'effondrement rapide alors que G192.60-MM1 aurait déjà passé ce stade. Plusieurs éléments ne vont pas dans ce sens. Le premier de ces éléments est le plus grand nombre de traceurs de formation stellaire évoluée évoqués un peu plus haut. De plus, notre carte d'intensité intégrée  $HCO^+(3-2)$  (voir Fig. 7.2) montre clairement que cette molécule n'a pas le même comportement que  $N_2H^+$  ce qui va à l'encontre de ce que propose Lintott *et al.* (2005). Et enfin, les spectres  $HCO^+(3-2)$  montrent des signatures d'effondrement autour de G192.60-MM1 (voir Fig. 7.3) alors que seul le spectre central de G192.60-MM2 montre une signature d'effondrement. Il semble que G192.60-MM1 soit bien la source la plus jeune du clump et que donc, c'est cette source qui soit la plus intéressante à étudier si l'on veut avoir des informations sur les conditions initiales à la formation des étoiles au sein de G192.60.

J'ai fait un modèle préliminaire de transfert radiatif de G192.60-MM1 afin de reproduire les spectres  $HCO^+(3-2)$  et d'avoir une première idée des vitesses d'effondrement en jeu. Ce premier modèle donne un accord correct pour une vitesse d'effondrement telle que  $0.5 < V_{inf} < 0.8 \text{ km.s}^{-1}$  sur une échelle d'au moins 0.5 pc. De plus, nous avons construit en  $N_2H^+(1-0)$  un diagramme position-vitesse le long d'un axe Nord-Sud passant par le centre de G192.60-MM1 (voir Fig. 7.3) et qui montre une signature vraiment similaire à celle observée dans NGC 2264-C. Le fait que l'on observe la combinaison des deux signatures observationnelles, i.e. signatures d'effondrement plus discontinuité

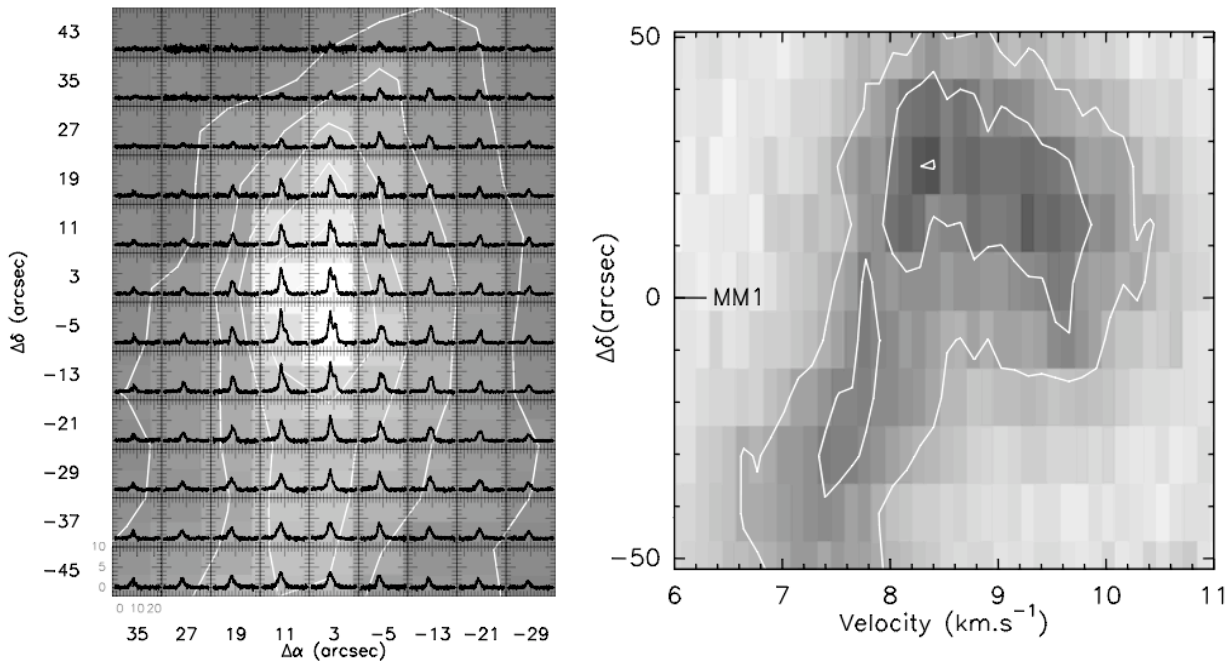


FIG. 7.3 – (à gauche) Carte d'intensité intégrée HCO<sup>+</sup>(3-2) (échelle de couleur) superposée aux spectres HCO<sup>+</sup>(3-2) (à droite) Diagramme position-vitesse le long d'un axe Nord-Sud passant par le centre du pic d'émission de la carte d'intensité intégrée en N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1-0) (Peretto et al.).

de vitesse, est très encourageant quant à la possibilité que l'interprétation faite de ces signatures dans NGC 2264-C soit générale à la formation d'étoiles massives. En revanche, ce qu'il y a de fondamentalement différent dans cette source par rapport à NGC 2264-C est que nous savons que G192.60-MM1 a déjà débuté la formation d'une étoile massive. Autrement dit, si l'on arrive à prouver que le même type d'effondrement opère dans un clump dont on sait qu'il forme une étoile massive, alors cela renforcera considérablement notre scénario pour la formation des étoiles massives. Afin de pouvoir interpréter de manière plus certaine le diagramme position-vitesse de la figure 7.3 et de résoudre le proto-amas qui s'y cache, nous avons proposé l'observation de G192.60-MM1 avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Ces observations devraient nous permettre d'identifier l'origine de la structure en vitesse observée avec le 30m et de pouvoir dire si oui ou non cette région présente des caractéristiques cinématiques similaires à celles de NGC 2264-C.

Les études détaillées de régions de formation d'étoiles massives permettent d'obtenir des contraintes sur les processus menant à la formation d'étoiles dans ces régions en particulier. Afin de vérifier si ces processus sont généraux à la formation d'étoiles ou non, il est indispensable d'avoir un échantillon de sources important, qui ne se limite pas à un ou deux objets. C'est pour cette raison que plusieurs projets d'observation sur l'effondrement d'objets massifs précoces (e.g. Fig. 7.4) ont été proposés pour la campagne d'observation hiver 2005/2006 des télescopes de l'IRAM 30m et Plateau de Bure (Motte et al. ; Fuller et al.). Un peu moins de vingt objets devraient pouvoir être observés.

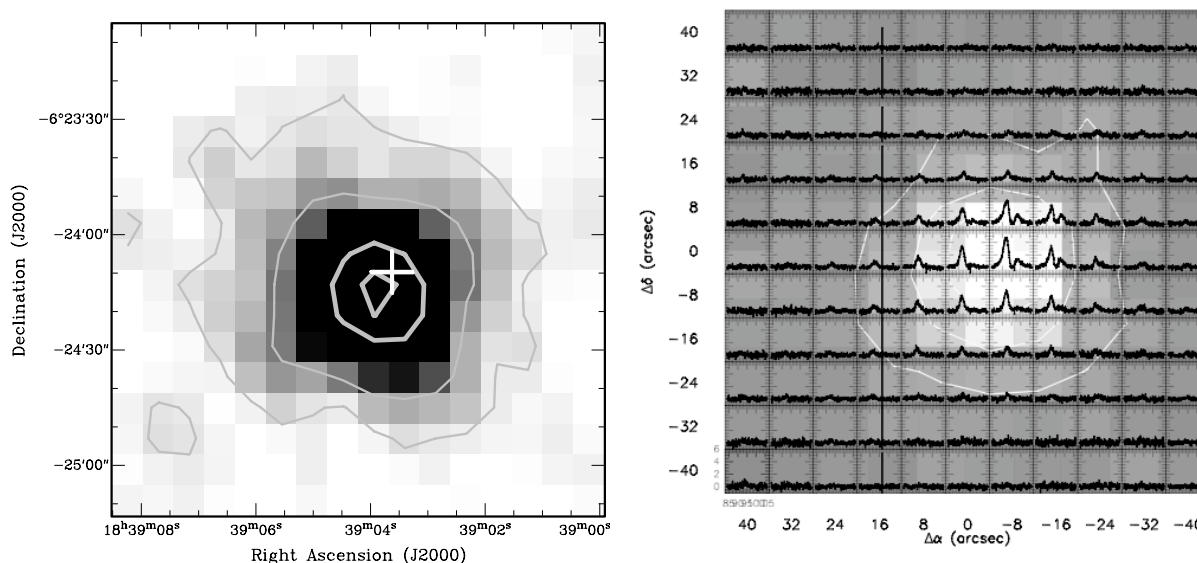


FIG. 7.4 – (à gauche) Carte continuum millimétrique de poussières à 1.3mm de G25.82 (échelle de gris et contours). La croix montre la position d'un maser méthanol. Une très faible émission moyen infrarouge a été très récemment détectée au centre de cette source avec la caméra VISIR du VLT (Minier et al., communication privée). Elle est située à une distance de  $\sim 5$  kpc. La taille de ce coeur "Classe 0" est de  $\sim 2$  pc (Hill *et al.* 2005). (à droite) : Carte d'intensité intégrée HCO<sup>+</sup>(3–2) (échelle de couleur) superposée aux spectres HCO<sup>+</sup>(3–2). Ces spectres montrent clairement des signatures d'effondrement sur la partie centrale du coeur "Classe 0" massif (Peretto et al.)

## 7.2 Etude grande échelle d'Orion B South en continuum (sub) millimétrique de poussières

J'ai cartographié en continuum (sub)millimétrique de poussières la partie sud du nuage moléculaire d'Orion B, soit une surface totale de près de 0.5 degré carré (voir Fig. 7.5). Pour cela j'ai utilisé les caméras bolométriques MAMBO-2 du télescope de 30m de l'IRAM ( $\lambda \simeq 1.2$  mm) ainsi que celle du CSO<sup>1</sup>, SHARCII ( $\lambda \simeq 350\mu\text{m}$ ). La carte obtenue avec SHARCII est moins étendue que celle obtenue avec MAMBO-2 car les observations à  $350\mu\text{m}$  nécessitent des conditions climatiques exceptionnelles. Ceci étant, les deux cartes résultantes devraient être le point de départ de plusieurs études des mécanismes reliés à la formation stellaire car elles contiennent de précieuses informations sur les conditions initiales à la formation des étoiles en amas et ce, sur une échelle de l'ordre de 10 pc.

La première de ces études est le recensement des sources compactes pré/protostellaires et de leur distribution en masse. En effet, cette carte montre un certain nombre de sources millimétriques qui jusqu'alors n'avaient pas été cartographiées. De plus, la combinaison des cartes à 1.2 mm et à  $350\mu\text{m}$  donnent des informations importantes sur les propriétés de poussières et/ou la température des poussières dans cette région. Ainsi, sur la figure 7.6 on peut voir qu'il y a de fortes variations du rapport d'émission

<sup>1</sup>Le CSO est le Caltech Submillimeter Observatory qui est situé au sommet du Maunakea à Hawaii

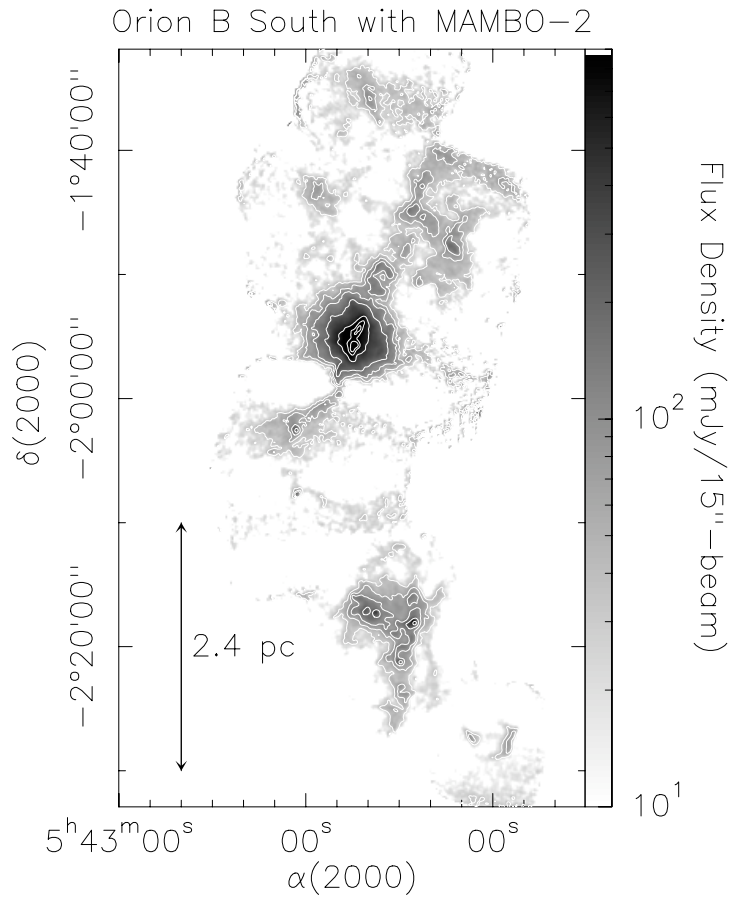


FIG. 7.5 – Image d’Orion B South en continuum de poussières à 1.2mm obtenue au télescope de 30m de l’IRAM avec la caméra de bolomètres MAMBO-2 (Peretto et al.). Cette image comprend des régions de formation d’étoiles connues telles que NGC 2023, NGC 2024 et la tête de cheval.

350 $\mu$ m/1.2mm, jusqu’à plus d’un facteur 2, d’une source compacte à une autre. Ceci a un impact direct sur l’estimation des masses que l’on fait de ces objets. Contraindre la température des poussières de chacun de ces objets est crucial dans l’estimation de la distribution en masse des sources compactes millimétriques (e.g. André *et al.* 2004). Dans le but de contraindre cette température, les observations du satellite spatial Spitzer observant en infrarouge proche, moyen et lointain, sont très utiles et celles de NGC 2023 devraient être très prochainement ouvertes à la communauté scientifique. Parallèlement, nous avons entrepris nos propres observations Spitzer de coeurs préstellaires proches afin d’observer l’évolution en fréquence de l’émission/absorption de tels objets, et ainsi améliorer nos connaissances sur les propriétés de poussières et sur la température des coeurs préstellaires isolés (André et al. ; voir Fig. 7.7).

Un autre type d’étude envisagé consiste à étudier la dynamique à grande échelle de tout le complexe cartographié en continuum de poussières et d’essayer de relier

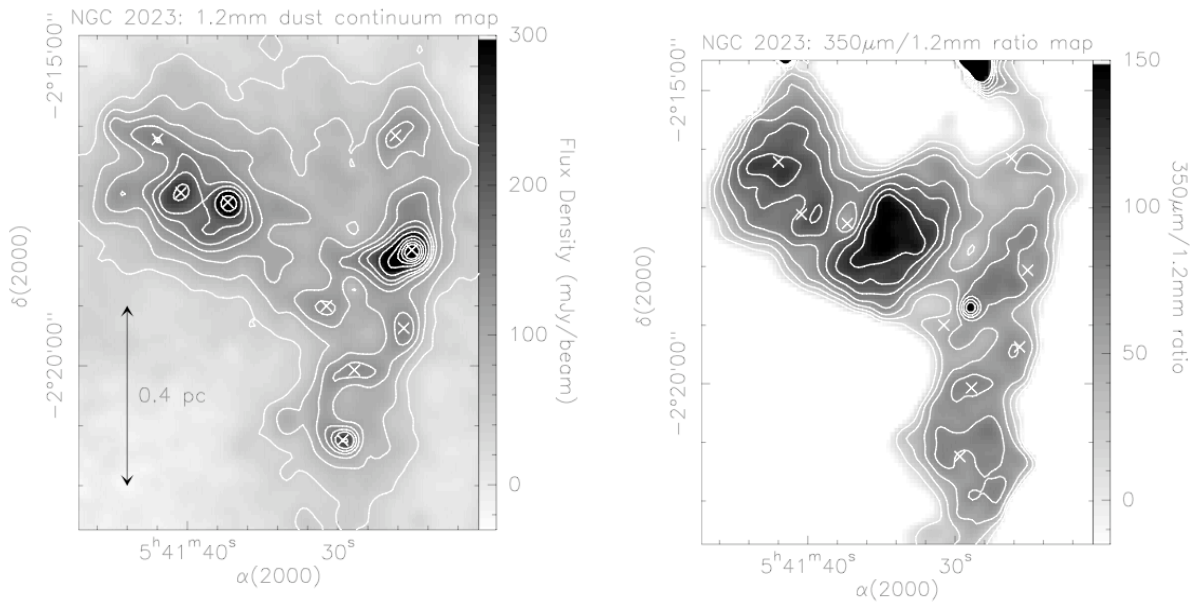


FIG. 7.6 – (gauche) Image en continuum de poussières à 1.2 mm du proto-amas d'étoiles NGC 2023. Cette image a été obtenue avec MAMBO-2. Les pics les plus forts correspondant à des sources compactes millimétriques sont notés d'une croix blanche. (droite) Carte du rapport entre l'émission à  $350 \mu\text{m}$  observée avec SHARCII et l'émission à 1.2 mm observée avec MAMBO-2. Les sources compactes millimétriques détectées sur la carte à 1.2 mm sont reportées sur cette image par des croix blanches. On peut voir que le rapport d'émission peut varier de plus d'un facteur 2 d'une source à l'autre révélant des propriétés de températures et/ou poussières très différentes

cette dynamique aux structures observées sur ces cartes. D'une manière plus ciblée, on observe un filament dans la partie sud de NGC 2023 (cf Fig. 7.6) le long duquel on observe trois fragments distincts. La forme de ce filament suggère qu'il est le fruit de mouvements turbulents. Dans les simulations numériques de, e.g., Klessen et Burkert (2000) ce type de structures est très fréquent, et est caractérisé par une dynamique particulière qui devrait être possible d'observer à travers des traceurs adéquats. Ce projet peut nous permettre d'avancer sur le terrain de la compréhension du rôle joué par la turbulence dans la formation des structures au sein des proto-amas d'étoiles.

### 7.3 L'avenir de la formation stellaire : De nouveaux outils d'observation

Dans un avenir proche (lancement probable début 2008) l'observatoire spatial Herschel devrait être lancé avec à son bord un miroir de 3.5m et trois instruments : PACS, SPIRE et HIFI. Ce satellite permettra l'observation en imagerie dans deux bandes de fréquences centrées à 100 et  $160 \mu\text{m}$  pour la caméra PACS et dans trois autres bandes de fréquences centrées à 250, 350 et  $500 \mu\text{m}$  pour la caméra SPIRE. L'instrument HIFI, quant à lui, est un spectromètre à très haute résolution spectrale travaillant dans un domaine de fréquences allant de 160 à  $610 \mu\text{m}$ . Ces trois instruments vont nous permettre d'accéder à des fréquences qui sont difficilement, voire pas du tout observables

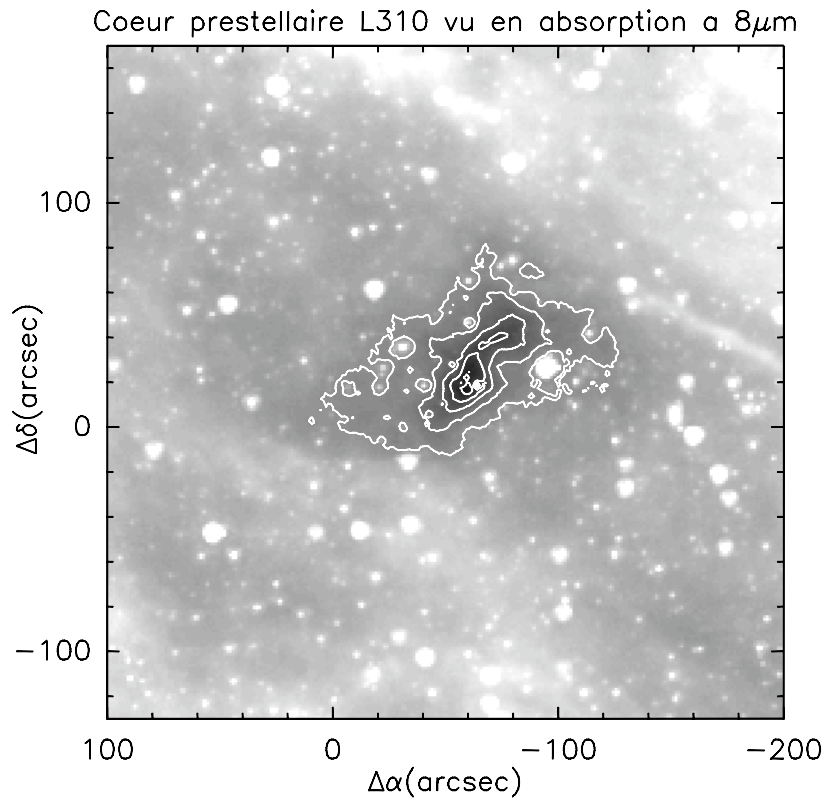


FIG. 7.7 – Image du coeur préstellaire isolé L310 vu ici en absorption à  $8\mu\text{m}$  avec le satellite spatial Spitzer et la caméra infrarouge embarquée IRAC (André et al.). Les données en infrarouge moyen et lointain vont nous permettre de déduire des informations cruciales sur la structure de cet objet.

du sol. Pourtant, l'émission à ces fréquences sont primordiales pour l'étude des objets pré/protostellaires, notamment afin de contraindre les températures et les propriétés des poussières. Du fait de sa résolution angulaire modeste, il sera l'outil idéal pour étudier les régions de formation stellaires proches.

Dans un avenir un peu plus lointain, l'interféromètre millimétrique ALMA devrait être opérationnel en 2011. Cet interféromètre, composé de 50 antennes de 12 mètres de diamètre sera installé au Chili dans le désert d'Atacama à plus de 5000 m d'altitude. La plus grande de ses lignes de base sera de 18.5 km ce qui permettra d'atteindre une résolution angulaire maximale de quelques centièmes d'arcseconde à 1 mm. Il devrait également permettre d'avoir des sensibilités jusque là jamais atteintes avec une surface collectrice totale de plus de 6000 m<sup>2</sup>. Le domaine de longueurs d'onde couvert ira dans un premier temps de 0.3 à 3 mm, puis, à terme, une extension jusqu'à des longueurs d'onde de 9 mm devrait voir le jour. Il sera un outil particulièrement intéressant pour l'étude des toutes premières phases de la formation des étoiles massives permettant pour la première fois dans ce domaine de fréquences de résoudre l'intérieur des coeurs massifs (résolution linéaire de 100 UA pour un objet situé à 5 kpc !). Pour ce qui est des régions de formation stellaire proches (i.e. < 1 kpc) il sera possible, entre autres, d'imager directement les disques d'accrétion et de voir pour la première fois ce qu'il se passe au sein des coeurs préstellaires à des échelles de l'ordre de 1 UA . Il est évident



qu'un tel instrument va changer radicalement notre vision de la formation d'étoiles, résolvant de nombreux problèmes, mais aussi soulevant très certainement son lot de nouvelles questions.



# Bibliographie générale

---

- Y. AIKAWA, E. HERBST, H. ROBERTS et P. CASELLI : Molecular Evolution in Collapsing Prestellar Cores. III. Contraction of a Bonnor-Ebert Sphere. *ApJ*, 620:330–346, février 2005.
- Y. AIKAWA, N. OHASHI, S.-i. INUTSUKA, E. HERBST et S. TAKAKUWA : Molecular Evolution in Collapsing Prestellar Cores. *ApJ*, 552:639–653, mai 2001.
- J. F. ALVES, C. J. LADA et E. A. LADA : Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight. *Nature*, 409:159–161, janvier 2001.
- P. ANDRÉ, J. BOUWMAN, A. BELLOCHE et P. HENNEBELLE : Submillimeter Studies of Prestellar Cores and Protostars : Probing the Initial Conditions for Protostellar Collapse. *Ap&SS*, 292:325–337, août 2004.
- P. ANDRÉ et T. MONTMERLE : From T Tauri stars to protostars : Circumstellar material and young stellar objects in the rho Ophiuchi cloud. *ApJ*, 420:837–862, janvier 1994.
- P. ANDRÉ, F. MOTTE et A. BACMANN : Discovery of an Extremely Young Accreting Protostar in Taurus. *ApJ*, 513:L57–L60, mars 1999.
- P. ANDRÉ, D. WARD-THOMPSON et M. BARSONY : From Prestellar Cores to Protostars : the Initial Conditions of Star Formation. *Protostars and Planets IV*, pages 59–+, mai 2000.
- P. ANDRÉ, D. WARD-THOMPSON et F. MOTTE : Probing the initial conditions of star formation : the structure of the prestellar core L 1689B. *A&A*, 314:625–635, octobre 1996.
- A. BACMANN, P. ANDRÉ, J.-L. PUGET, A. ABERGEL, S. BONTEMPS et D. WARD-THOMPSON : An ISOCAM absorption survey of the structure of pre-stellar cloud cores. *A&A*, 361:555–580, septembre 2000.
- A. BACMANN, B. LEFLOCH, C. CECCARELLI, J. STEINACKER, A. CASTETS et L. LOINARD : CO Depletion and Deuterium Fractionation in Prestellar Cores. *ApJ*, 585:L55–L58, mars 2003.
- I. BARAFFE, G. CHABRIER, F. ALLARD et P. H. HAUSCHILDT : Evolutionary models for low-mass stars and brown dwarfs : Uncertainties and limits at very young ages. *A&A*, 382:563–572, février 2002.

- S. BASU et T. C. MOUSCHOVIAS : Magnetic Braking, Ambipolar Diffusion, and the Formation of Cloud Cores and Protostars. III. Effect of the Initial Mass-to-Flux Ratio. *ApJ*, 453:271–+, novembre 1995.
- M. R. BATE, I. A. BONNELL et V. BROMM : The formation of a star cluster : predicting the properties of stars and brown dwarfs. *MNRAS*, 339:577–599, mars 2003.
- M. R. BATE et A. BURKERT : Resolution requirements for smoothed particle hydrodynamics calculations with self-gravity. *MNRAS*, 288:1060–1072, juillet 1997.
- P. BATTINELLI et R. CAPUZZO-DOLCETTA : Formation and evolutionary properties of the Galactic open cluster system. *MNRAS*, 249:76–83, mars 1991.
- A. BELLOCHE : Velocity structure of protostellar envelopes : gravitational collapse and rotation. *Ph.D. Thesis*, novembre 2002.
- A. BELLOCHE, P. ANDRÉ, D. DESPOIS et S. BLINDER : Molecular line study of the very young protostar IRAM 04191 in Taurus : infall, rotation, and outflow. *A&A*, 393:927–947, octobre 2002.
- A. BELLOCHE, P. ANDRÉ et F. MOTTE : Kinematics of Millimeter Prestellar Condensations in the  $\rho$  Ophiuchi Protocluster. In *ASP Conf. Ser. 243 : From Darkness to Light : Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, pages 313–+, 2001.
- P. J. BENSON et P. C. MYERS : A survey for dense cores in dark clouds. *ApJS*, 71:89–108, septembre 1989.
- E. A. BERGIN et W. D. LANGER : Chemical Evolution in Preprotostellar and Protostellar Cores. *ApJ*, 486:316–+, septembre 1997.
- E. A. BERGIN, R. PLUME, J. P. WILLIAMS et P. C. MYERS : The Ionization Fraction in Dense Molecular Gas. II. Massive Cores. *ApJ*, 512:724–739, février 1999.
- C. BERNES : A Monte Carlo approach to non-LTE radiative transfer problems. *A&A*, 73:67–73, mars 1979.
- F. BERTOLDI et C. F. MCKEE : Pressure-confined clumps in magnetized molecular clouds. *ApJ*, 395:140–157, août 1992.
- H. BEUTHER, P. SCHILKE, K. M. MENTEN, F. MOTTE, T. K. SRIDHARAN et F. WYROWSKI : High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission. *ApJ*, 566:945–965, février 2002.
- G. A. BLAKE, E. C. SUTTON, C. R. MASSON et T. G. PHILLIPS : Molecular abundances in OMC-1 - The chemical composition of interstellar molecular clouds and the influence of massive star formation. *ApJ*, 315:621–645, avril 1987.
- S. BLINDER : Modelisation de l'émission moléculaire EN raies millimétriques des sources protostellaires. (Resume de these). *Journal des Astronomes Français*, 55:48–+, 1997.

- L. BLITZ : Star Forming Giant Molecular Clouds. *In NATO ASIC Proc. 342 : The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, pages 3–+, 1991.
- L. BLITZ : Giant molecular clouds. *In Protostars and Planets III*, pages 125–161, 1993.
- L. BLITZ et F. H. SHU : The origin and lifetime of giant molecular cloud complexes. *ApJ*, 238:148–157, mai 1980.
- I. A. BONNELL, M. R. BATE, C. J. CLARKE et J. E. PRINGLE : Competitive accretion in embedded stellar clusters. *MNRAS*, 323:785–794, mai 2001.
- I. A. BONNELL, M. R. BATE et H. ZINNECKER : On the formation of massive stars. *MNRAS*, 298:93–102, juillet 1998.
- I. A. BONNELL, S. G. VINE et M. R. BATE : Massive star formation : nurture, not nature. *MNRAS*, 349:735–741, avril 2004.
- W. B. BONNOR : Boyle’s Law and gravitational instability. *MNRAS*, 116:351–+, 1956.
- S. BONTEMPS, P. ANDRÉ, A. A. KAAS, L. NORDH, G. OLOFSSON, M. HULDTGREN, A. ABERGEL, J. BLOMMAERT, F. BOULANGER, M. BURGDORF, C. J. CESARSKY, D. CESARSKY, E. COPET, J. DAVIES, E. FALGARONE, G. LAGACHE, T. MONTMERLE, M. PÉRAULT, P. PERSI, T. PRUSTI, J. L. PUGET et F. SIBILLE : ISOCAM observations of the rho Ophiuchi cloud : Luminosity and mass functions of the pre-main sequence embedded cluster. *A&A*, 372:173–194, juin 2001.
- S. BONTEMPS, P. ANDRE, S. TEREBEY et S. CABRIT : Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects. *A&A*, 311:858–872, juillet 1996a.
- S. BONTEMPS, D. WARD-THOMPSON et P. ANDRE : Discovery of a jet emanating from the protostar HH 24 MMS. *A&A*, 314:477–483, octobre 1996b.
- A. BOULARES et D. P. COX : Galactic hydrostatic equilibrium with magnetic tension and cosmic-ray diffusion. *ApJ*, 365:544–558, décembre 1990.
- J. M. CARPENTER : 2MASS Observations of the Perseus, Orion A, Orion B, and Monoceros R2 Molecular Clouds. *AJ*, 120:3139–3161, décembre 2000.
- P. CASELLI, P. J. BENSON, P. C. MYERS et M. TAFALLA : Dense Cores in Dark Clouds. XIV. N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1-0) Maps of Dense Cloud Cores. *ApJ*, 572:238–263, juin 2002.
- P. CASELLI et P. C. MYERS : The Line Width–Size Relation in Massive Cloud Cores. *ApJ*, 446:665–+, juin 1995.
- P. CASELLI, C. M. WALMSLEY, R. TERZIEVA et E. HERBST : The Ionization Fraction in Dense Cloud Cores. *ApJ*, 499:234–+, mai 1998.
- R. CESARONI, R. NERI, L. OLMÍ, L. TESTI, C. M. WALMSLEY et P. HOFNER : A study of the Keplerian accretion disk and precessing outflow in the massive protostar IRAS 20126+4104. *A&A*, 434:1039–1054, mai 2005.
- S. CHANDRASEKHAR : *An introduction to the study of stellar structure*. Chicago, Ill., The University of Chicago press [1939], 1939.

- H. CHEN, T. G. GRENFELL, P. C. MYERS et J. D. HUGHES : Comparison of Star Formation in Five Nearby Molecular Clouds. *ApJ*, 478:295–+, mars 1997.
- J. P. CHIEZE : The fragmentation of molecular clouds. I - The mass-radius-velocity dispersion relations. *A&A*, 171:225–232, janvier 1987.
- G. E. CIOLEK et S. BASU : Consistency of Ambipolar Diffusion Models with Infall in the L1544 Protostellar Core. *ApJ*, 529:925–931, février 2000.
- G. E. CIOLEK et T. C. MOUSCHOVIAS : Ambipolar Diffusion, Interstellar Dust, and the Formation of Cloud Cores and Protostars. I. Basic Physics and Formulation of the Problem. *ApJ*, 418:774–+, décembre 1993.
- P. C. CLARK et I. A. BONNELL : The onset of collapse in turbulently supported molecular clouds. *MNRAS*, 361:2–16, juillet 2005.
- R. M. CRUTCHER : Magnetic Fields in Molecular Clouds : Observations Confront Theory. *ApJ*, 520:706–713, août 1999.
- R. M. CRUTCHER, D. J. NUTTER et D. WARD-THOMPSON : SCUBA Polarization Measurements of the Magnetic Field Strengths in the L183, L1544, and L43 Prestellar Cores. *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 202:–+, mai 2003.
- R. M. CRUTCHER, D. J. NUTTER, D. WARD-THOMPSON et J. M. KIRK : SCUBA Polarization Measurements of the Magnetic Field Strengths in the L183, L1544, and L43 Prestellar Cores. *ApJ*, 600:279–285, janvier 2004.
- R. M. CRUTCHER, T. H. TROLAND, A. A. GOODMAN, C. HEILES, I. KAZES et P. C. MYERS : OH Zeeman observations of dark clouds. *ApJ*, 407:175–184, avril 1993.
- T. M. DAME, B. G. ELMEGREEN, R. S. COHEN et P. THADDEUS : The largest molecular cloud complexes in the first galactic quadrant. *ApJ*, 305:892–908, juin 1986.
- L. DEHARVENG, A. ZAVAGNO et J. CAPLAN : Triggered massive-star formation on the borders of Galactic H II regions. I. A search for “collect and collapse” candidates. *A&A*, 433:565–577, avril 2005.
- J. DI FRANCESCO, P. C. MYERS, D. J. WILNER, N. OHASHI et D. MARDONES : Infall, Outflow, Rotation, and Turbulent Motions of Dense Gas within NGC 1333 IRAS 4. *ApJ*, 562:770–789, décembre 2001.
- G. DUVERT, J. CERNICARO et A. BAUDRY : A molecular survey of three dark clouds in Taurus. *A&A*, 164:349–357, août 1986.
- R. EBERT : Temperatur des interstellaren Gases bei großen Dichten. Mit 1 Textabbildung. *Zeitschrift für Astrophysics*, 36:222–+, 1955.
- B. G. ELMEGREEN : Formation of interstellar clouds and structure. *In Protostars and Planets III*, pages 97–124, 1993.
- B. G. ELMEGREEN et J. SCALO : Interstellar Turbulence I : Observations and Processes. *ARA&A*, 42:211–273, septembre 2004.

- N. J. EVANS, J. M. C. RAWLINGS, Y. L. SHIRLEY et L. G. MUNDTY : Tracing the Mass during Low-Mass Star Formation. II. Modeling the Submillimeter Emission from Preprotostellar Cores. *ApJ*, 557:193–208, août 2001.
- P. N. FOSTER et R. A. CHEVALIER : Gravitational Collapse of an Isothermal Sphere. *ApJ*, 416:303–+, octobre 1993.
- Y. FUKUI, N. MIZUNO, R. YAMAGUCHI, A. MIZUNO et T. ONISHI : On the Mass Spectrum of Giant Molecular Clouds in the Large Magellanic Cloud. *PASJ*, 53:L41–L44, décembre 2001.
- G. A. FULLER et P. C. MYERS : Dense cores in dark clouds. VII - Line width-size relations. *ApJ*, 384:523–527, janvier 1992.
- R. A. GINGOLD et J. J. MONAGHAN : Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars. *MNRAS*, 181:375–389, novembre 1977.
- A. A. GOODMAN, J. A. BARRANCO, D. J. WILNER et M. H. HEYER : Coherence in Dense Cores. II. The Transition to Coherence. *ApJ*, 504:223–+, septembre 1998.
- T. P. GREENE et C. J. LADA : Near-Infrared Spectra and the Evolutionary Status of Young Stellar Objects : Results of a 1.1-2.4 (??) Survey. *AJ*, 112:2184–+, novembre 1996.
- T. P. GREENE, B. A. WILKING, P. ANDRÉ, E. T. YOUNG et C. J. LADA : Further mid-infrared study of the rho Ophiuchi cloud young stellar population : Luminosities and masses of pre-main-sequence stars. *ApJ*, 434:614–626, octobre 1994.
- L. HARTMANN, J. BALLESTEROS-PAREDES et E. A. BERGIN : Rapid Formation of Molecular Clouds and Stars in the Solar Neighborhood. *ApJ*, 562:852–868, décembre 2001.
- E. HERBST : Interstellar Chemistry in the Last Two Decades. *LNP Vol. 439 : The Structure and Content of Molecular Clouds*, 439:29–+, 1994.
- M. H. HEYER et S. TEREBEY : The Anatomy of the Perseus Spiral Arm : 12CO and IRAS Imaging Observations of the W3-W4-W5 Cloud Complex. *ApJ*, 502:265–+, juillet 1998.
- R. H. HILDEBRAND : The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission. *QJRAS*, 24:267–+, septembre 1983.
- T. HILL, M. G. BURTON, V. MINIER, M. A. THOMPSON, A. J. WALSH, M. HUNT-CUNNINGHAM et G. GARAY : Millimetre continuum observations of southern massive star formation regions - I. SIMBA observations of cold cores. *MNRAS*, pages 796–+, septembre 2005.
- L. A. HILLENBRAND et L. W. HARTMANN : A Preliminary Study of the Orion Nebula Cluster Structure and Dynamics. *ApJ*, 492:540–+, janvier 1998.
- A.-K. JAPPSSEN et R. S. KLESSEN : Protostellar angular momentum evolution during gravoturbulent fragmentation. *A&A*, 423:1–12, août 2004.

- J. H. JEANS : *Astronomy and cosmogony*. New York : Dover, 1961, 1961.
- J. JIJINA, P. C. MYERS et F. C. ADAMS : Dense Cores Mapped in Ammonia : A Database. *ApJS*, 125:161–236, novembre 1999.
- D. JOHNSTONE, C. D. WILSON, G. MORIARTY-SCHIEVEN, G. JONCAS, G. SMITH, E. GREGERSEN et M. FICH : Large-Area Mapping at 850 Microns. II. Analysis of the Clump Distribution in the  $\rho$  Ophiuchi Molecular Cloud. *ApJ*, 545:327–339, décembre 2000.
- J. M. KIRK, D. WARD-THOMPSON et P. ANDRÉ : The initial conditions of isolated star formation - VI. SCUBA mapping of pre-stellar cores. *MNRAS*, 360:1506–1526, juillet 2005.
- R. S. KLESSEN, J. BALLESTEROS-PAREDES, E. VÁZQUEZ-SEMADENI et C. DURÁN-ROJAS : Quiescent and Coherent Cores from Gravoturbulent Fragmentation. *ApJ*, 620:786–794, février 2005.
- R. S. KLESSEN et A. BURKERT : The Formation of Stellar Clusters : Gaussian Cloud Conditions. I. *ApJS*, 128:287–319, mai 2000.
- M. KRAMER : Determination of the Geometry of the PSR B1913+16 System by Geodetic Precession. *ApJ*, 509:856–860, décembre 1998.
- E. KRUEGEL, R. GUESTEN, A. SCHULZ et C. THUM : NGC 2264 - A molecular line study. *A&A*, 185:283–290, octobre 1987.
- S. KURTZ, R. CESARONI, E. CHURCHWELL, P. HOFNER et C. M. WALMSLEY : Hot Molecular Cores and the Earliest Phases of High-Mass Star Formation. *Protostars and Planets IV*, pages 299–+, mai 2000.
- C. J. LADA : Star formation - From OB associations to protostars. *In IAU Symp. 115 : Star Forming Regions*, pages 1–17, 1987.
- C. J. LADA et E. A. LADA : The nature, origin and evolution of embedded star clusters. *In ASP Conf. Ser. 13 : The Formation and Evolution of Star Clusters*, pages 3–22, 1991.
- C. J. LADA et E. A. LADA : Embedded Clusters in Molecular Clouds. *ARA&A*, 41:57–115, 2003.
- C. J. LADA et B. A. WILKING : The nature of the embedded population in the Rho Ophiuchi dark cloud - Mid-infrared observations. *ApJ*, 287:610–621, décembre 1984.
- E. A. LADA, K. M. STROM et P. C. MYERS : Environments of star formation - Relationship between molecular clouds, dense cores and young stars. *In Protostars and Planets III*, pages 245–277, 1993.
- R. B. LARSON : Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star. *MNRAS*, 145:271–+, 1969.



- R. B. LARSON : Turbulence and star formation in molecular clouds. *MNRAS*, 194:809–826, mars 1981.
- A. LAZARIAN : Magnetic Fields via Polarimetry : Progress of Grain Alignment Theory. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 79:881–902, 2003.
- C. W. LEE, P. C. MYERS et R. PLUME : Inward Motions in Starless Cores Traced with CS (3-2) and (2-1) Lines. *Journal of Korean Astronomical Society*, 37:257–259, décembre 2004.
- P. S. LI, M. L. NORMAN, M.-M. MAC LOW et F. HEITSCH : The Formation of Self-Gravitating Cores in Turbulent Magnetized Clouds. *ApJ*, 605:800–818, avril 2004.
- C. J. LINTOTT, S. VITI, J. M. C. RAWLINGS, D. A. WILLIAMS, T. W. HARTQUIST, P. CASELLI, I. ZINCHENKO et P. MYERS : Molecular Abundance Ratios as a Tracer of Accelerated Collapse in Regions of High-Mass Star Formation. *ApJ*, 620:795–799, février 2005.
- L. B. LUCY : A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *AJ*, 82:1013–1024, décembre 1977.
- M.-M. MAC LOW : The Energy Dissipation Rate of Supersonic, Magnetohydrodynamic Turbulence in Molecular Clouds. *ApJ*, 524:169–178, octobre 1999.
- M.-M. MAC LOW et R. S. KLESSEN : Control of star formation by supersonic turbulence. *Reviews of Modern Physics*, 76:125–194, janvier 2004.
- M.-M. MAC LOW, R. S. KLESSEN, A. BURKERT et M. D. SMITH : Kinetic Energy Decay Rates of Supersonic and Super-Alfvénic Turbulence in Star-Forming Clouds. *Physical Review Letters*, 80:2754–2757, mars 1998.
- D. MARDONES, P. C. MYERS, M. TAFALLA, D. J. WILNER, R. BACHILLER et G. GARAY : A Search for Infall Motions toward Nearby Young Stellar Objects. *ApJ*, 489:719–+, novembre 1997.
- J. S. MATHIS, W. RUMPL et K. H. NORDSIECK : The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, 217:425–433, octobre 1977.
- C. F. MCKEE et J. C. TAN : The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *ApJ*, 585:850–871, mars 2003.
- C. F. MCKEE, E. G. ZWEIBEL, A. A. GOODMAN et C. HEILES : Magnetic Fields in Star-Forming Regions - Theory. *In Protostars and Planets III*, pages 327–+, 1993.
- L. MESTEL et L. SPITZER : Star formation in magnetic dust clouds. *MNRAS*, 116:503–+, 1956.
- D. MIHALAS : *Stellar atmospheres*. Series of Books in Astronomy and Astrophysics, San Francisco : Freeman, |c1970, 1970.
- V. MINIER, M. G. BURTON, T. HILL, M. R. PESTALOZZI, C. R. PURCELL, G. GARAY, A. J. WALSH et S. LONGMORE : Star-forming protoclusters associated with methanol masers. *A&A*, 429:945–960, janvier 2005.

- M.-A. MIVILLE-DESCHENES, G. JONCAS et D. DURAND : The H II Region Sharpless 170 : A Multiscale Analysis of the H alpha Velocity Field. *ApJ*, 454:316–+, novembre 1995.
- S. MOLINARI, L. TESTI, L. F. RODRÍGUEZ et Q. ZHANG : The Formation of Massive Stars. I. High-Resolution Millimeter and Radio Studies of High-Mass Protostellar Candidates. *ApJ*, 570:758–778, mai 2002.
- J. J. MONAGHAN : Smoothed particle hydrodynamics. *ARA&A*, 30:543–574, 1992.
- F. MOTTE et P. ANDRÉ : The circumstellar environment of low-mass protostars : A millimeter continuum mapping survey. *A&A*, 365:440–464, janvier 2001.
- F. MOTTE, P. ANDRÉ et R. NERI : The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud : wide-field millimeter continuum mapping. *A&A*, 336:150–172, août 1998.
- F. MOTTE, P. ANDRÉ, D. WARD-THOMPSON et S. BONTEMPS : A SCUBA survey of the NGC 2068/2071 protoclusters. *A&A*, 372:L41–L44, juin 2001.
- T. C. MOUSCHOVIAS : Formation of Stars and Planetary Systems in Magnetic Interstellar Clouds. In *IAU Colloq. 52 : Protostars and Planets*, pages 209–+, 1978.
- T. C. MOUSCHOVIAS : Magnetic braking, ambipolar diffusion, cloud cores, and star formation - Natural length scales and protostellar masses. *ApJ*, 373:169–186, mai 1991.
- T. C. MOUSCHOVIAS et D. PSALTIS : Hydromagnetic waves and the linewidth-size relation in interstellar molecular clouds. *ApJ*, 444:L105–L108, mai 1995.
- A. A. MUENCH, E. A. LADA et C. J. LADA : Modeling the Near-Infrared Luminosity Functions of Young Stellar Clusters. *ApJ*, 533:358–371, avril 2000.
- A. A. MUENCH, E. A. LADA, C. J. LADA et J. ALVES : The Luminosity and Mass Function of the Trapezium Cluster : From B Stars to the Deuterium-burning Limit. *ApJ*, 573:366–393, juillet 2002.
- P. C. MYERS : Cluster-forming Molecular Cloud Cores. *ApJ*, 496:L109+, avril 1998.
- P. C. MYERS : Growth of an Initial Mass Function Cluster in a Turbulent Dense Core. *ApJ*, 530:L119–L122, février 2000.
- P. C. MYERS et P. J. BENSON : Dense cores in dark clouds. II - NH<sub>3</sub> observations and star formation. *ApJ*, 266:309–320, mars 1983.
- P. C. MYERS, N. J. EVANS et N. OHASHI : Observations of Infall in Star-Forming Regions. *Protostars and Planets IV*, pages 217–+, mai 2000.
- P. C. MYERS et A. A. GOODMAN : Magnetic molecular clouds - Indirect evidence for magnetic support and ambipolar diffusion. *ApJ*, 329:392–405, juin 1988.
- V. OSSENKOPF et T. HENNING : Dust opacities for protostellar cores. *A&A*, 291:943–959, novembre 1994.

- P. PADOAN et Å. NORDLUND : The Stellar Initial Mass Function from Turbulent Fragmentation. *ApJ*, 576:870–879, septembre 2002.
- P. PADOAN, A. NORDLUND et B. J. T. JONES : The universality of the stellar initial mass function. *MNRAS*, 288:145–152, juin 1997.
- F. PALLA et S. W. STAHLER : The Pre-Main-Sequence Evolution of Intermediate-Mass Stars. *ApJ*, 418:414–+, novembre 1993.
- B.-G. PARK, H. SUNG, M. S. BESSELL et Y. H. KANG : The Pre-Main-Sequence Stars and Initial Mass Function of NGC 2264. *AJ*, 120:894–908, août 2000.
- N. A. PATEL, S. CUIEL, T. K. SRIDHARAN, Q. ZHANG, T. R. HUNTER, P. T. P. HO, J. M. TORRELLES, J. M. MORAN, J. F. GÓMEZ et G. ANGLADA : A disk of dust and molecular gas around a high-mass protostar. *Nature*, 437:109–111, septembre 2005.
- M. V. PENSTON : Dynamics of self-gravitating gaseous spheres-III. Analytical results in the free-fall of isothermal cases. *MNRAS*, 144:425–+, 1969.
- K. ROHLFS et T. L. WILSON : *Tools of Radio Astronomy*. Tools of Radio Astronomy, XVI, 423 pp. 127 figs., 20 tabs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library, 1996.
- B. S. RYDEN : The Shapes of Dense Molecular Cloud Cores. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 28:886–+, mai 1996.
- F. H. SHU : Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. *ApJ*, 214:488–497, juin 1977.
- F. H. SHU, F. C. ADAMS et S. LIZANO : Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *ARA&A*, 25:23–81, 1987.
- P. M. SOLOMON, A. R. RIVOLO, J. BARRETT et A. YAHIL : Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds. *ApJ*, 319:730–741, août 1987.
- L. SPITZER : *Physical processes in the interstellar medium*. New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p., 1978.
- T. K. SRIDHARAN, H. BEUTHER, P. SCHILKE, K. M. MENTEN et F. WYROWSKI : High-Mass Protostellar Candidates. I. The Sample and Initial Results. *ApJ*, 566:931–944, février 2002.
- S. W. STAHLER et F. PALLA : *The formation of stars*. The formation of stars, by S.W. Stahler and F. Palla. New York, NY : Wiley, 2004, 2004.
- S. W. STAHLER, F. PALLA et P. T. P. HO : The Formation of Massive Stars. *Protostars and Planets IV*, pages 327–+, mai 2000.
- M. TAFALLA, D. MARDONES, P. C. MYERS, P. CASELLI, R. BACHILLER et P. J. BENSON : L1544 : A Starless Dense Core with Extended Inward Motions. *ApJ*, 504:900–+, septembre 1998.

- M. TAFALLA, P. C. MYERS, P. CASELLI et C. M. WALMSLEY : On the internal structure of starless cores. I. Physical conditions and the distribution of CO, CS, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, and NH<sub>3</sub> in L1498 and L1517B. *A&A*, 416:191–212, mars 2004.
- K. TASSIS et T. C. MOUSCHOVIAS : Ambipolar-Diffusion Timescale, Star Formation Timescale, and the Ages of Molecular Clouds : Is There a Discrepancy ? *ApJ*, 616:283–287, novembre 2004.
- L. TESTI et A. I. SARGENT : Star Formation in Clusters : A Survey of Compact Millimeter-Wave Sources in the Serpens Core. *ApJ*, 508:L91–L94, novembre 1998.
- J. E. TOHLINE : Hydrodynamic collapse. *Fundamentals of Cosmic Physics*, 8:1–81, 1982.
- J. K. TRUELOVE, R. I. KLEIN, C. F. MCKEE, J. H. HOLLIMAN, L. H. HOWELL et J. A. GREENOUGH : The Jeans Condition : A New Constraint on Spatial Resolution in Simulations of Isothermal Self-gravitational Hydrodynamics. *ApJ*, 489:L179+, novembre 1997.
- H. UNGERECHTS, E. A. BERGIN, P. F. GOLDSMITH, W. M. IRVINE, F. P. SCHLOERB et R. L. SNELL : Chemical and Physical Gradients along the OMC-1 Ridge. *ApJ*, 482:245–+, juin 1997.
- H. UNGERECHTS, P. UMBANHOWAR et P. THADDEUS : A CO Survey of Giant Molecular Clouds near Cassiopeia A and NGC 7538. *ApJ*, 537:221–235, juillet 2000.
- D. WARD-THOMPSON, P. ANDRÉ et J. M. KIRK : The initial conditions of isolated star formation - V. ISOPHOT imaging and the temperature and energy balance of pre-stellar cores. *MNRAS*, 329:257–276, janvier 2002.
- D. WARD-THOMPSON, F. MOTTE et P. ANDRÉ : The initial conditions of isolated star formation - III. Millimetre continuum mapping of pre-stellar cores. *MNRAS*, 305:143–150, mai 1999.
- D. WARD-THOMPSON, P. F. SCOTT, R. E. HILLS et P. ANDRÉ : A Submillimetre Continuum Survey of Pre Protostellar Cores. *MNRAS*, 268:276–+, mai 1994.
- L. WELIACHEW : Aperture synthesis in radio astronomy. *Journal of Optics*, 10:354–358, décembre 1979.
- G. J. WHITE, R. P. NELSON, W. S. HOLLAND, E. I. ROBSON, J. S. GREAVES, M. J. MCCAUGHREAN, G. L. PILBRATT, D. S. BALSER, T. OKA, S. SAKAMOTO, T. HASEGAWA, W. H. MCCUTCHEON, H. E. MATTHEWS, C. V. M. FRIDLUND, N. F. H. TOTHILL, M. HULDTGREN et J. R. DEANE : The Eagle Nebula's fingers - pointers to the earliest stages of star formation ? *A&A*, 342:233–256, février 1999.
- A. WHITWORTH et D. SUMMERS : Self-similar condensation of spherically symmetric self-gravitating isothermal gas clouds. *MNRAS*, 214:1–25, mai 1985.
- A. P. WHITWORTH, A. S. BHATTAL, N. FRANCIS et S. J. WATKINS : Star formation and the singular isothermal sphere. *MNRAS*, 283:1061–1070, décembre 1996.

- B. A. WILKING, C. J. LADA et E. T. YOUNG : IRAS observations of the Rho Ophiuchi infrared cluster - Spectral energy distributions and luminosity function. *ApJ*, 340: 823–852, mai 1989.
- J. P. WILLIAMS, L. BLITZ et C. F. MCKEE : The Structure and Evolution of Molecular Clouds : from Clumps to Cores to the IMF. *Protostars and Planets IV*, pages 97–+, mai 2000.
- J. P. WILLIAMS et C. A. GARLAND : Gas Flows around Two Young Stellar Clusters in NGC 2264. *ApJ*, 568:259–266, mars 2002.
- M. G. WOLFIRE et J. P. CASSINELLI : Conditions for the formation of massive stars. *ApJ*, 319:850–867, août 1987.
- R. YAMAGUCHI, N. MIZUNO, A. MIZUNO, M. RUBIO, R. ABE, H. SAITO, Y. MORIGUCHI, K. MATSUNAGA, T. ONISHI, Y. YONEKURA et Y. FUKUI : A CO Survey of the LMC with NANTEN : III. Formation of Stellar Clusters and Evolution of Molecular Clouds. *PASJ*, 53:985–1001, décembre 2001.
- C. H. YOUNG, J. K. JØRGENSEN, Y. L. SHIRLEY, J. KAUFFMANN, T. HUARD, S.-P. LAI, C. W. LEE, A. CRAPSI, T. L. BOURKE, C. P. DULLEMOND, T. Y. BROOKE, A. PORRAS, W. SPIESMAN, L. E. ALLEN, G. A. BLAKE, N. J. EVANS, P. M. HARVEY, D. W. KOERNER, L. G. MUNDY, P. C. MYERS, D. L. PADGETT, A. I. SARGENT, K. R. STAPELFELDT, E. F. VAN DISHOCK, F. BERTOLDI, N. CHAPMAN, L. CIEZA, C. H. DEVRIES, N. A. RIDGE et Z. WAHHAJ : A “Starless” Core that Isn’t : Detection of a Source in the L1014 Dense Core with the Spitzer Space Telescope. *ApJS*, 154:396–401, septembre 2004.
- S. ZHOU : In search of evidence for protostellar collapse - A systematic study of line formation in low-mass dense cores. *ApJ*, 394:204–216, juillet 1992.