

**THÈSE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité :

**Astronomie et Astrophysique**

Présentée par :

**Anaëlle MAURY**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

**FORMATION ET FRAGMENTATION  
DES CŒURS DENSES PROTOSTELLAIRES**

Soutenue le 20 novembre 2009

Devant le jury composé de :

M. Patrick	BOISSÉ	Président
M. Philippe	ANDRÉ	Directeur de thèse
M. Rafael	BACHILLER	Rapporteur
M. Jérôme	BOUVIER	Rapporteur
M. Frédéric	GUETH	Examineur
M. Guillaume	PINEAU DES FORÊTS	Examineur



*Dans une lettre à Jean Paulhan du 23 juillet 1935, Jules Supervielle déclare : "J'espère aussi écrire quelques "lettres" en vers ou versets dont l'une "à une étoile". Il est assez frappant que si nous regardons une étoile, rien, sauf la distance, ne nous sépare d'elle. Or la distance, il faut de la réflexion pour s'en souvenir, elle n'arrête en rien le regard. Rien de corporel ne s'interpose entre l'étoile et nous, alors que sur terre - même à de petites distances - tant de choses visibles s'interposent entre les objets et nous. Et puis le fait d'écrire à une étoile, le côté lettre perdue, lettre excessivement perdue m'attire, m'a toujours ou presque attiré".*





## *Lettre à l'étoile*

*Tu es de celles qui savent  
Lire par dessus l'épaule,  
Je n'ai même pas besoin  
Pour toi, de chercher mes mots,  
Depuis longtemps ils attendent,  
À l'ombre de mon silence  
Derrière les lèvres closes  
Et les distances moroses  
À force d'être si grandes.  
Mais, vois, rien ne les dénonce,  
Nous ne sommes séparés  
Par fleuves ni par montagnes,  
Ni par un bout de campagne,  
Ni par un seul grain de blé.  
Rien n'arrête mon regard  
Qui te trouve dans ton gîte  
Plus vite que la lumière  
Ne descend du haut du ciel  
Et tu peux me reconnaître  
À la luisante pensée  
Qui parmi tant d'autres hommes  
Élève à toi toute droite  
Sa perspicace fumée.  
Mais c'est le jour que je t'aime  
Quand tu doutes de ta vie  
Et que tu te réfugies  
Aux profondeurs de moi-même  
Comme dans une autre nuit  
Moins froide, moins inhumaine.  
Ah sans doute me trompé-je  
Et vois-je mal ce qui est.  
Tu n'auras jamais douté  
Toi si fixe et résistante  
Et brillante de durée,  
Sans nul besoin de refuge  
Lorsque le voile du jour  
À mon regard t'a celée,  
Toi, si hautaine et distraite,  
Dès que le jour est tombé  
Et moi qui viens et qui vais  
D'une allure passagère  
Sur des jambes inquiètes,  
Tous les deux faits d'une étoffe  
Cruellement différente  
Qui me fait baisser la tête  
Et m'enferme dans ma chambre.  
Mais tu as tort de sourire  
Car je n'en ai nulle envie,  
Tu devrais pourtant comprendre  
Puisque tu es mon amie.*



## Remerciements

*Une thèse c'est trois ans de travail scientifique, mais pas seulement. C'est aussi le résultat de rencontres qui forgent un chemin de vie, et souvent la première étape d'un songe d'enfant devenu grand. C'est pourquoi la liste exhaustive de personnes à coucher sur le papier de cette tentative de remerciements excéderait largement cette simple page, encore blanche à l'heure où j'écris ces mots. Oh, noirceur d'encre filleule de la nuit, démon du texte et de la poésie qui me poussez à l'excès ! Je vais néanmoins tenter de faire honneur à une rigueur toute scientifique, et m'arrimer fermement à la concision.*

*Je tiens tout d'abord à remercier Philippe André pour m'avoir accompagné tout au long de ce périple scientifique. L'incroyable étendue de tes connaissances, et tes qualités de rigueur et d'investigation ont permis d'ouvrir bien des portes dont je ne possédais pas les clefs. Merci aussi de m'avoir accordé ta confiance en me laissant cheminer seule parfois, tout en me gardant des mauvais pas.*

*Merci aux membres du groupe de Formation Stellaire du SAp, mais aussi aux différents collègues rencontrés au laboratoire ou dans les observatoires, qui ont su me guider à travers le labyrinthe de la thèse et de la recherche en général : merci pour vos conseils, votre partage et votre écoute. Je remercie aussi les enseignants qui, du collègue au DEA, ont su pour certains développer ma curiosité, m'initier avec chaleur à la physique et me pousser vers le questionnement de l'Univers.*

*Un grand merci aux astronomes amateurs de tous poils, et notamment Gilles et Xavier, de m'avoir mis l'eau à la bouche depuis mon plus jeune âge. Mon premier oeil à l'oculaire est un moment qui reste gravé dans ma mémoire et mes émotions : vous avez été des magiciens du Cassegrain ! Gilles, je connais enfin la réponse à ta colle sur la noirceur du ciel, qui m'avait donné des maux de têtes à l'époque où nous n'avions pas encore Wikipédia et Internet (eh oui, 1995 ca date !). Merci pour tes énigmes, stimulatrices de curiosité, et tes supers conseils astro.*

*Merci à mes parents, qui m'ont toujours poussée aux études, et m'ont épaulée dans mes périodes de doute, et mes moments d'échec. Vous avez alimenté ma force intérieure sans laquelle je n'écirais certainement pas ces mots aujourd'hui. Merci à ma famille au sens large, d'avoir toujours porté de l'intérêt à mes pérégrinations, et d'y avoir apporté votre support.*

*Merci à mes amis, et une mention toute spéciale pour Thom, Cand, et Gwlad. Vous êtes bien plus qu'aucun mot ne saurait l'exprimer. Merci d'abord pour ces moments de folie libératrice en prépa, sans lesquels je pense bien que j'aurai eu besoin de ma boîte de Xanax quotidienne. Merci pour votre soutien et votre fidélité, dans les bons moments comme dans les difficiles, et merci enfin de me reformater lorsque, phagocytée par le travail, je deviens un peu trop "geek".*

*Last but not least, merci à Jérôme pour avoir été le constant compagnon de cette aventure, scientifique et personnelle. Merci pour tes conseils avisés, ton soutien dans les moments difficiles, et pour toutes les petites choses de la vie quotidienne qui m'ont permis de mener cette thèse dans les meilleures conditions possibles. J'espère que nous continuerons ce chemin commencé ensemble, au rythme de nos passions et nos découvertes.*

*Enfin, merci à tous ceux oubliés lors de ce bref tour d'horizon, mais soyez sûrs que mon cœur et ma gratitude sont bien plus vastes que cette simple page. Merci à toi, Mano, et comme tu le disais si bien : Merci à tous, et vive la révolution !*

"La poésie et le progrès sont deux ambitieux qui se haïssent d'une haine instinctive, et quand ils se rencontrent dans le même chemin, il faut que l'un des deux serve l'autre. "

Charles Baudelaire, Salon de 1859.

### In Starry Skies

In starry skies, long years ago,  
I found my Science. Heart aglow  
I watched each night unfold a maze  
Of mystic suns and worlds ablaze,  
That spoke : "Know us and wiser grow."

And with each season's ebb and flow,  
My soul with faltering steps and slow,  
Still wanders up far-glimmering ways,  
In starry skies.

Nor do I heed Life's gaudy show,  
But onward, upward I shall go,  
Until new star-lands meet my gaze,  
And where, perhaps in after days,  
I'll learn the things I long to know  
In starry skies.

Sterling Bunch, Popular Astronomy, Vol. 34, 1926, p.288

## RÉSUMÉ

Les étoiles se forment dans les nuages moléculaires, lorsque ceux-ci s'effondrent et se fragmentent pour former ce que l'on appelle des cœurs denses protostellaires. Ces cœurs denses sont ensuite susceptibles de se contracter sous l'effet de leur propre masse, et de former de jeunes proto-étoiles, qui évoluent en accrétant leur matériel circumstellaire jusqu'à atteindre la séquence principale.

L'objectif principal de cette thèse a été d'étudier la formation et la fragmentation des cœurs denses protostellaires. Pour cela, deux études principales, présentées dans ce manuscrit, ont été menées.

La première a consisté à étudier la formation des cœurs protostellaires, en quantifiant l'influence des flots protostellaires sur la formation stellaire en amas. Grâce à une étude des flots protostellaires générés par les objets stellaires jeunes en formation dans le proto-amas NGC 2264-C, nous montrons que les flots protostellaires jouent un rôle important en tant que progéniteurs de turbulence dans les régions de formation stellaire en amas, bien qu'ils semblent incapables de modifier significativement les processus d'effondrement global à l'échelle de la plupart des clumps.

Deuxièmement, nous nous sommes intéressés à la question de la formation des systèmes multiples par fragmentation des cœurs protostellaires, en sondant la multiplicité des proto-étoiles les plus jeunes. Notre étude suggère que le taux de multiplicité aux petites échelles des proto-étoiles augmente au cours de leur évolution, et favorise des scénarios dynamiques de formation des systèmes multiples. Enfin, nos résultats favorisent les scénarios magnétiques pour les stades précoces de la formation des proto-étoiles.

*Mots clés* : Astrophysique, formation stellaire, proto-étoiles, flots protostellaires, systèmes multiples, interférométrie.

## ABSTRACT

### *Formation and fragmentation of protostellar dense cores*

Stars form in molecular clouds, when they collapse and fragment to produce protostellar dense cores. These dense cores are then likely to contract under their own gravity, and form young protostars, that further evolve while accreting their circumstellar mass, until they reach the main sequence.

The main goal of this thesis was to study the formation and fragmentation of protostellar dense cores. To do so, two main studies, described in this manuscript, were carried out.

First, we studied the formation of protostellar cores by quantifying the impact of protostellar outflows on clustered star formation. We carried out a study of the protostellar outflows powered by the young stellar objects currently formed in the NGc 2264-C protocluster, and we show that protostellar outflows seem to play a crucial role as turbulence progenitors in clustered star forming regions, although they seem unlikely to significantly modify the global infall processes at work on clump scales.

Second, we investigated the formation of multiple systems by core fragmentation, by using high-resolution observations that allow to probe the multiplicity of young protostars on small scales. Our results suggest that the multiplicity rate of protostars on small scales increase while they evolve, and thus favor dynamical scenarios for the formation of multiple systems. Moreover, our results favor magnetized scenarios of core collapse to explain the small-scale properties of protostars at the earliest stages.

*Key words* : Astrophysics, star formation, protostars, protostellar outflows, multiple systems, interferometry.

## *Une brève introduction au manuscrit ...*

Ce manuscrit présente les travaux que j'ai effectués durant les trois années qu'ont duré ma thèse de doctorat. Au cours de ces trois années, j'ai eu l'opportunité d'observer intensément le ciel avec le télescope de 30-m de l'IRAM, et d'obtenir des données issues des deux interféromètres les plus performants au monde : l'interféromètre du Plateau de Bure et l'interféromètre du SMA. Toutes les données et résultats obtenus ne seront pas présentés ici, car j'ai décidé de focaliser ce manuscrit sur mes principaux résultats, ayant donné lieu à deux publications dans le journal A&A.

Les travaux que j'ai menés au cours de ma thèse visent essentiellement à éclairer deux problématiques essentielles à la compréhension de la formation stellaire : la formation des coeurs denses protostellaires, puis leur fragmentation.

Pour étudier le premier de ces deux aspects, je me suis intéressée aux sources de support contre la gravité dans les régions de formation d'étoiles en amas, grâce à des observations des flots protostellaires à l'oeuvre dans le proto-amas NGC 2264-C, obtenues au début de ma thèse avec le télescope de 30-m de l'IRAM.

Je présente ensuite l'étude que j'ai menée pour étudier la fragmentation des coeurs protostellaires : grâce à des observations interférométriques à très haute résolution de proto-étoiles au stade le plus précoce de leur formation, j'ai pu tester la multiplicité protostellaire aux petites ( $<50 - 150$  AU) échelles, et ainsi contraindre les processus de fragmentation et de formation des systèmes multiples.

Enfin, à la fin de chacune de ces deux études (et en annexe), je donne un bref aperçu des études en cours que j'ai décidé de mener, et qui sont essentiellement motivées par nos premiers résultats et les nouvelles questions qu'ils soulèvent.

## *Quelques remarques préliminaires*

Utilisation du je / nous :

j'ai réalisé l'immense majorité des travaux présentés ici, de l'obtention des données à l'écriture de la publication en passant par la réduction et l'analyse des résultats. Néanmoins, de nombreuses personnes ont collaboré à l'obtention de ces résultats, autant en me faisant partager leur expertise sur un domaine particulier, qu'au travers de discussions plus générales, ou encore de commentaires utiles lors de la rédaction des publications et du manuscrit présenté ici. C'est pourquoi, de manière générale j'emploierai le "nous" tout au long de ce manuscrit.

Anglicismes :

j'ai essayé, autant que faire se peut, de ne pas employer d'anglicismes dans ce manuscrit. Néanmoins, il m'a semblé que certains termes sont difficilement transcriposables de l'anglais vers le français sans qu'ils y perdent leur sens. Par exemple, je garderai l'expression "mJy/beam" lorsque je parlerai de flux au pic. De même et car je n'ai pas trouvé de traduction concise qui me satisfasse, j'utiliserai les mots "tracks" et "clump" pour qualifier respectivement les sessions d'observations interférométriques, et ces grands fragments de nuage moléculaire.

Organisation du manuscrit :

tout au long de ce manuscrit, j'ai porté une attention particulière à essayer de bien décrire le contexte de mes études, et à aller au delà des implications directes de nos résultats en explorant au maximum l'espace des questions abordées par mes travaux.

Pour chacune des deux études présentées ici, je présente l'étude publiée, puis je reviens sur quelques points importants de l'analyse, que je n'ai pas eu l'occasion de complètement développer dans les publications associées. Ces détails et compléments ne suffisent néanmoins pas à comprendre l'ensemble de l'analyse menée, et je recommande donc fortement au lecteur de lire les publications incluses avant de s'intéresser aux compléments que je propose.





# Table des matières

<b>Partie I : Introduction à la formation stellaire : contexte et concepts</b>	<b>1</b>
<b>1 Phénoménologie : du nuage moléculaire à la séquence principale</b>	<b>3</b>
1.1 Phase pré-stellaire . . . . .	4
1.1.1 Les nuages moléculaires : le terreau de la formation d'étoiles . . . . .	4
1.1.2 Fragmentation du nuage moléculaire . . . . .	7
1.1.3 Effondrement gravitationnel des cœurs denses . . . . .	8
1.2 Phase protostellaire . . . . .	8
1.3 Phase pré-séquence principale . . . . .	9
1.4 Séquence évolutive empirique . . . . .	10
1.4.1 Diagramme HR . . . . .	10
1.4.2 Indicateurs d'évolution : SED et masse d'enveloppe . . . . .	12
1.4.3 Classification évolutive : propriétés observationnelles des objets stellaires jeunes . .	15
<b>2 Physique des phases précoces de la formation stellaire</b>	<b>19</b>
2.1 Mécanismes de l'effondrement gravitationnel . . . . .	19
2.1.1 Stabilité et effondrement des nuages moléculaires . . . . .	19
2.1.2 Effondrement isotherme des cœurs préstellaires . . . . .	22
2.2 Mécanismes de fragmentation . . . . .	25
2.2.1 Fragmentation gravitationnelle thermique . . . . .	25
2.2.2 Fragmentation par rotation . . . . .	27
2.2.3 Formation des systèmes multiples par fragmentation . . . . .	28
2.3 Mécanismes d'éjection de matière . . . . .	29
2.3.1 Flots moléculaires . . . . .	30
2.3.2 Jets protostellaires . . . . .	31
2.3.3 Relation entre jets et flots . . . . .	32
2.3.4 Lien entre accréation et éjection . . . . .	33
<b>3 Problématiques spécifiquement abordées par nos études</b>	<b>35</b>
3.1 La question du taux de formation stellaire . . . . .	36
3.2 La question de la fonction de masse initiale . . . . .	37
3.2.1 Détermination de la fonction de masse initiale . . . . .	37
3.2.2 Origine de la fonction de masse initiale . . . . .	39
3.3 Rôle de la turbulence sur les processus de formation stellaire . . . . .	42
3.3.1 Turbulence interstellaire : indices observationnels . . . . .	42
3.3.2 Influence sur les processus de formation stellaire . . . . .	42
3.3.3 Origine et régénération de la turbulence . . . . .	45
3.4 Rôle des champs magnétiques sur les processus de formation stellaire . . . . .	46
3.4.1 Champs magnétiques : indices observationnels . . . . .	46
3.4.2 Influence des champs magnétiques sur l'effondrement et le SFR . . . . .	47
3.4.3 Influence des champs magnétiques sur la fragmentation et l'IMF . . . . .	49
3.4.4 Scénario magnétique pour l'effondrement pré-stellaire . . . . .	50

3.4.5	Avantages et inconvénients du scénario magnétique de formation d'étoiles . . . .	51
3.5	Le problème des systèmes multiples . . . . .	52
3.5.1	Les systèmes multiples et l'IMF . . . . .	52
3.5.2	Origine des systèmes multiples . . . . .	52
<b>Partie II : Formation des cœurs denses protostellaires</b>		<b>57</b>
<b>4</b>	<b>Observations et réduction des données obtenues</b>	<b>59</b>
4.1	Observer avec un radiotélescope millimétrique . . . . .	59
4.1.1	Principes . . . . .	59
4.1.2	Le télescope de 30-m de l'IRAM . . . . .	63
4.2	Le proto - amas NGC 2264-C . . . . .	68
4.2.1	Présentation de la région . . . . .	68
4.2.2	Le proto - amas NGC 2264-C : diagnostic millimétrique . . . . .	69
4.2.3	Motivation de notre étude . . . . .	71
4.3	Observations : cartographie en $^{12}\text{CO}$ , $^{13}\text{CO}$ et $\text{C}^{18}\text{O}$ avec HERA . . . . .	71
4.3.1	Cartographie On-The-Fly . . . . .	71
4.3.2	Stratégie d'observation . . . . .	72
4.4	Réduction des données avec <i>GILDAS</i> . . . . .	74
<b>5</b>	<b>De l'impact des flots protostellaires sur la formation des étoiles en amas.</b>	<b>77</b>
5.1	De l'utilisation de CO pour tracer les flots protostellaires . . . . .	77
5.2	Article I : "Probing the role of protostellar feedback in clustered star formation" (Maury et al., 2009) . . . . .	78
5.2.1	Résumé de l'article en français . . . . .	78
5.2.2	Article I : "Probing the role of protostellar feedback in clustered star formation" . . . . .	79
5.3	Compléments sur l'analyse de la carte obtenue en $^{12}\text{CO}(2-1)$ . . . . .	97
5.3.1	Détermination des extensions spatiales des flots protostellaires . . . . .	97
5.3.2	Recherche des proto-étoiles excitatrices et détermination de leurs propriétés . . . . .	98
5.3.3	Calcul des paramètres dynamiques : détails et limitations . . . . .	100
5.4	Apport de l'étude et questions laissées ouvertes . . . . .	105
5.4.1	Turbulence et flots protostellaires . . . . .	105
5.4.2	Gravité vs flots protostellaires . . . . .	107
5.4.3	Limitations : diagnostic et solutions . . . . .	108
5.4.4	Plus loin ... et questions laissées ouvertes . . . . .	109
<b>Partie III : Fragmentation des cœurs denses protostellaires</b>		<b>111</b>
<b>6</b>	<b>Observations et réduction des données obtenues</b>	<b>113</b>
6.1	Observer avec un interféromètre millimétrique . . . . .	113
6.1.1	Interférences : expérience de Young . . . . .	114
6.1.2	En pratique : interféromètre millimétrique à deux antennes . . . . .	115
6.1.3	La mesure des visibilités . . . . .	117
6.1.4	La synthèse d'ouverture . . . . .	118
6.1.5	La reconstruction des images . . . . .	120
6.1.6	L'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM . . . . .	122

6.2	Observations à très haute résolution angulaire . . . . .	123
6.2.1	Sélection de l'échantillon de proto-étoiles de Classe 0 . . . . .	123
6.2.2	Propriétés des proto-étoiles de notre échantillon . . . . .	126
6.2.3	Observations . . . . .	130
6.3	Réduction des données avec <i>CLIC</i> et <i>MAPPING</i> . . . . .	131
6.3.1	Calibration . . . . .	132
6.3.2	Passage dans le plan image et déconvolution . . . . .	135
<b>7</b>	<b>De la multiplicité des proto-étoiles de Classe 0</b>	<b>139</b>
7.1	Article II : "Toward understanding the formation of multiple systems" . . . . .	139
7.1.1	Résumé en français . . . . .	139
7.1.2	Article II : "Toward understanding the formation of multiple systems" (Maury et al., 2010, soumis) . . . . .	140
7.2	Complément sur l'analyse des cartes interférométriques . . . . .	156
7.2.1	Multiplicité dans les cartes du continuum millimétrique à 1.3 mm . . . . .	156
7.2.2	Observations antérieures obtenues avec les configurations plus compactes du PdBI . . . . .	156
7.3	Détermination de la nature des sources secondaires . . . . .	159
7.3.1	L1448-C : une analyse multi longueurs d'ondes . . . . .	159
7.3.2	Source secondaire dans la carte de NGC 1333-IRAS2A . . . . .	166
7.4	Pourquoi ne pas considérer VLA 1623 comme un système binaire . . . . .	166
7.5	Apports et limitations de notre étude . . . . .	168
7.5.1	Chocs dans les flots : diagnostic du problème et méthodologie proposée . . . . .	168
7.5.2	Taux de multiplicité des proto-étoiles de Classe 0 . . . . .	169
7.5.3	Simulations numériques de formation stellaire . . . . .	171
7.5.4	Scénarios possibles pour la formation des systèmes multiples . . . . .	172
	<b>Synthèse et perspectives</b>	<b>177</b>
	<b>Annexes</b>	<b>181</b>
A	- Propositions d'observations Zeeman pour mesurer le champ magnétique dans NGC 2264-C . . . . .	181
B	- Proposition d'observations avec le SMA pour VLA 1623 . . . . .	195
C	- Démonstration du théorème du Viriel . . . . .	204
D	- Calcul de la masse de la sphère de Bonnor-Ebert critique . . . . .	207



# Première partie

## Introduction à la formation stellaire : contexte et concepts



# Chapitre 1

## Phénoménologie : du nuage moléculaire à la séquence principale

---

<b>1.1 Phase pré-stellaire . . . . .</b>	<b>4</b>
1.1.1 Les nuages moléculaires : le terreau de la formation d'étoiles . . . . .	4
1.1.2 Fragmentation du nuage moléculaire . . . . .	7
1.1.3 Effondrement gravitationnel des cœurs denses . . . . .	8
<b>1.2 Phase protostellaire . . . . .</b>	<b>8</b>
<b>1.3 Phase pré-séquence principale . . . . .</b>	<b>9</b>
<b>1.4 Séquence évolutive empirique . . . . .</b>	<b>10</b>
1.4.1 Diagramme HR . . . . .	10
1.4.2 Indicateurs d'évolution : SED et masse d'enveloppe . . . . .	12
1.4.3 Classification évolutive : propriétés observationnelles des objets stellaires jeunes . . . .	15

---

Dans cette première partie, je décris la phénoménologie de la formation des étoiles de type solaire ( $M_{\star} < 8 M_{\odot}$ ). Chaque étape de la formation d'une telle étoile sera décrite qualitativement, et placée dans une séquence évolutive grâce aux diagnostics observationnels à notre disposition.

La première section décrit la première phase du processus de formation d'une étoile, appelée *phase pré-stellaire*, durant laquelle l'on assiste à la fragmentation du nuage moléculaire parent en un certain nombre de cœurs denses auto-gravitants, ensuite amenés à se condenser. La deuxième section décrit de manière détaillée la seconde étape, aussi appelée *phase protostellaire*, durant laquelle un embryon stellaire se forme au sein du cœur dense, puis accrète la matière de la condensation qui l'enveloppe pour grossir en masse et s'effondrer gravitationnellement. Enfin, la troisième section présente le dernier acte du processus de formation stellaire, dit *phase de pré-séquence principale*, durant laquelle la jeune étoile, débarrassée de son enveloppe, rejoint la séquence principale par contraction quasi-statique et accréation résiduelle de son disque circumstellaire, et ce jusqu'à amorcer les réactions nucléaires de fusion de l'hydrogène en hélium. La quatrième et dernière section de ce chapitre résume le scénario de formation des étoiles de type solaire dans son intégralité, et présente les diagnostics observationnels utilisés pour classer les objets stellaires jeunes le long d'une séquence évolutive.

## 1.1 Phase pré-stellaire

### 1.1.1 Les nuages moléculaires : le terreau de la formation d'étoiles

La plupart des étoiles de notre Galaxie voient le jour au sein de ce que l'on appelle des nuages moléculaires (Blitz 1993; van Dishoeck et al. 1993; Williams & Myers 2000). Les nuages moléculaires sont des nébuleuses interstellaires qui ont une densité et une taille suffisante pour permettre la formation de l'hydrogène moléculaire  $H_2$ . Dans notre propre galaxie, la Voie Lactée, les nuages moléculaires représentent approximativement la moitié de toute la masse de gaz de la région située à l'intérieur de l'orbite du Soleil, faisant d'eux un composant significatif du disque galactique. Ils sont situés dans un plan d'épaisseur  $\sim 50 - 75$  parsecs, beaucoup plus mince que celui dans lequel sont situés les autres composants gazeux comme l'hydrogène atomique et ionisé, et sont préférentiellement distribués dans les régions de forte densité tels les bras spiraux de la Galaxie (Myers et al. 1995; Heyer & Terebey 1998).

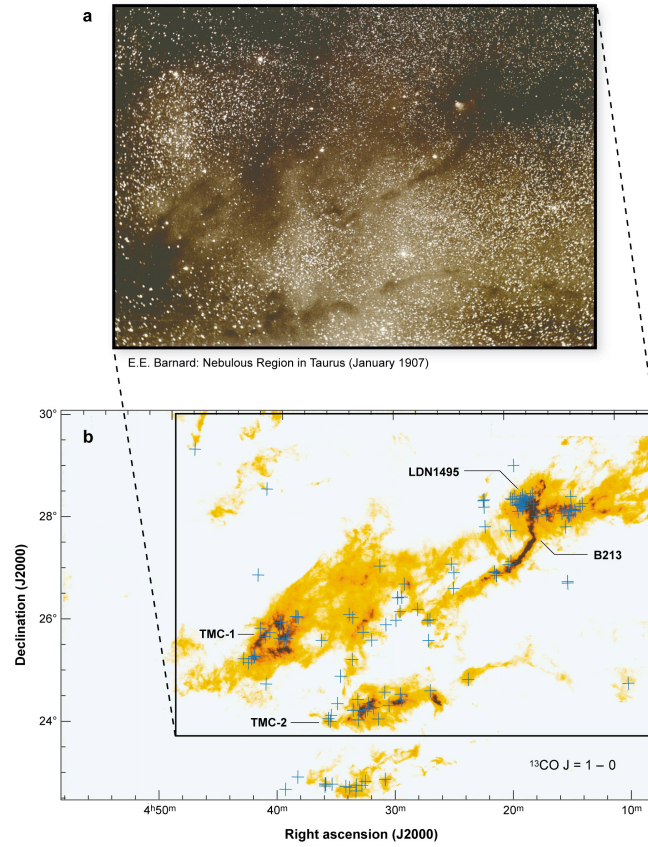
Comme leur nom l'indique, ces nuages sont formés majoritairement de gaz moléculaire  $H_2$  ( $\sim 63\%$ ) et, dans des proportions moindres ( $\sim 36\%$ ) d'Hélium He. Les  $1\%$  de la masse restante sont constitués de poussières ainsi que de nombreuses autres molécules telles que le monoxyde de carbone CO et ses isotopes,  $NH_3$ ,  $H_2CO$ , CS et des ions comme  $HCO^+$  (cf Rohlfs & Wilson 1996; van Dishoeck et al. 1993; van Dishoeck & Hogerheijde 1999).

Les nuages moléculaires sont opaques au rayonnement dans le domaine visible car les poussières qu'ils contiennent produisent une extinction visuelle typique  $A_V \gtrsim 1-2$  (Wood et al. 1994). Ils apparaissent donc le plus souvent en sombre sur les images visibles (voir le panneau du haut de la Fig. 1.2, et la Figure 1.1) et sont observables en émission uniquement dans le domaine spectral de l'infrarouge lointain au millimétrique (Mathis et al. 1983), soit par l'émission thermique des poussières (continuum), soit par l'excitation des transitions rotationnelles de certaines molécules qui les peuplent. Ainsi, la molécule la plus employée pour tracer les nuages moléculaires est le monoxyde de carbone CO qui, étant la seconde molécule la plus abondante, possède une distribution qui suit très souvent celle de  $H_2$  (voir le panneau du bas de la Fig. 1.2). Des températures  $T \sim 10 - 30$  K (aussi bien pour la poussière que pour le gaz) règnent dans les intérieurs des nuages moléculaires sombres, protégés des rayons ultra-violet interstellaires (cf. Benson & Myers 1989). Ces températures sont le résultat de l'équilibre entre le chauffage dû aux rayons cosmiques et le refroidissement par émission de raies rotationnelles des molécules, principalement CO et ses isotopes, et  $H_2O$ .

Les nuages moléculaires sont classés en trois types, selon leur taille et leur masse. Les plus petits d'entre eux sont de petits nuages sombres appelés "globules de Bok" (Bok 1977; Yun & Clemens 1990), tels le globule Barnard 68 (Benson & Myers 1989). Ces nuages sont des globules isolés de gaz moléculaire situés le plus souvent dans des régions HII, dont la taille varie de  $10^{-2}$  pc à quelques parsecs et de masse comprise entre  $0.1 M_\odot$  et  $10^2 M_\odot$ . Les globules de Bok furent observés pour la première fois par l'astronome Bart Bok dans les années 1940. Celui-ci avait alors émis l'hypothèse qu'il s'agissait de régions subissant un effondrement gravitationnel débouchant sur la formation d'étoiles. Au début des années 90, l'observation en infra-rouge proche a effectivement permis de valider cette hypothèse (Yun & Clemens 1990).

Les deux autres types de nuages moléculaires sont les nuages moléculaires sombres et les complexes moléculaires géants. Les complexes moléculaires géants s'étendent sur plusieurs dizaines de parsecs, ont une masse de  $10^4 - 10^6 M_\odot$  et une température de  $30-50$  K (voir la revue de Blitz 1993). Bien que leur durée de vie soit encore débattue (Hartmann et al. 2001), une durée de vie typique de  $\sim 10$  millions d'années semble la plus probable. Les nuages moléculaires sombres (Cernicharo 1991, voir aussi Dobashi et al. 2005 pour un catalogue de plus de 2800 nuages moléculaires sombres) possèdent une taille caractéristique de quelques





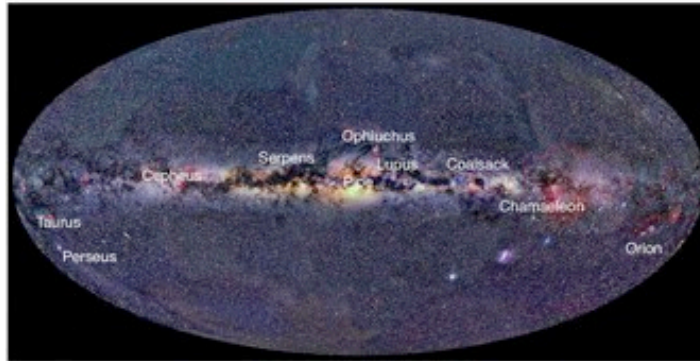
Bergin EA, Tafalla M. 2007.  
 Annu. Rev. Astron. Astrophys. 45:339–96

FIGURE 1.1 – Exemple de nuages sombres. (a) Image (photographie dans le domaine optique) du nuage moléculaire du Taureau, prise par E.E. Barnard (Barnard 1919). Celui-ci nota : "cette image est la preuve la plus forte de la présence de matière sombre dans l'espace". Crédit : Observatories of the Carnegie Institution of Washington. (b) Carte de la même région, montrant l'émission intégrée de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  obtenue avec le Five College Radio Astronomy Observatory. Les croix bleues marquent les positions des objets stellaires et protostellaires connus, et l'image a des niveaux de couleur de 0.5 à 10  $\text{K.km.s}^{-1}$ . Figure tirée de Bergin & Tafalla (2007).

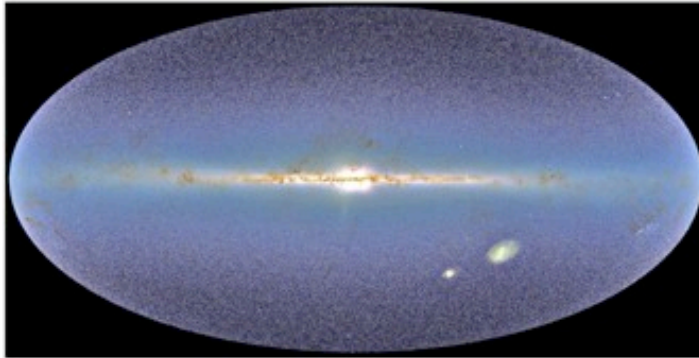
parsecs seulement, ils sont moins massifs ( $10^2 - 10^4 M_{\odot}$ ) et plus froids (10–30 K). Ces caractéristiques sont résumées dans la Table 1.1, qui rapporte les tailles, masses, densités et températures communément admises de ces structures (Mac Low & Klessen 2004).

Dans notre Galaxie, la création d'étoiles se produit presque exclusivement dans les nuages moléculaires. En effet, leurs basses températures et leur densités relativement élevées favorisent l'effondrement, puis la fragmentation de leur contenu (voir le Chapitre 2) pour ensuite former de jeunes étoiles. Ainsi, les complexes moléculaires géants (tels Orion A et Orion B) sont des sites très actifs de formation d'étoiles et notamment d'étoiles massives de type OB ( $M_{\star} \sim 10 - 25 M_{\odot}$ ) qui apparaissent plutôt en amas. Les nuages moléculaires de tailles plus réduites tels le nuage de Taurus-Auriga et  $\rho$  Ophiuchi forment des étoiles de plus faibles masses ( $M_{\star} \lesssim 2 M_{\odot}$ ). Les nuages moléculaires les plus proches de notre système solaire (Taurus-Auriga  $\sim 140$  pc, Rho-Ophiucus  $\sim 160$  pc, Persée  $\sim 250$  pc et Orion  $\sim 450$  pc) sont les mieux étudiés.

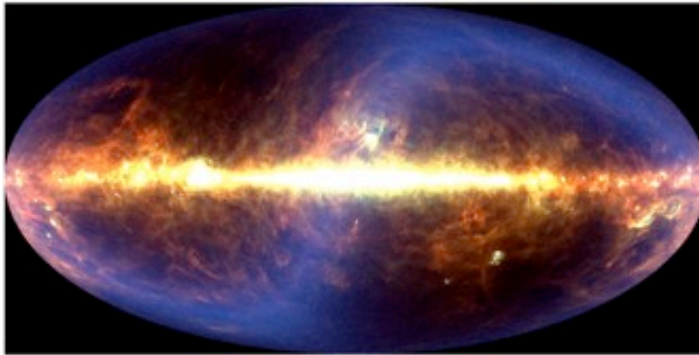
## Vue multi longueur d'onde de la Voie Lactée



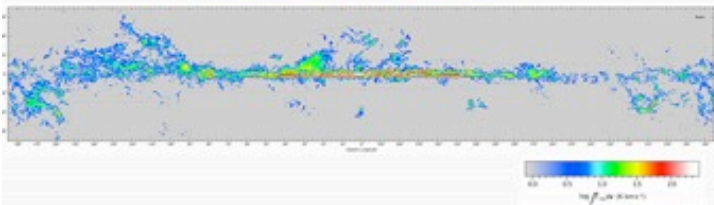
Visible  
(0.4 - 0.6  $\mu\text{m}$ )  
A. Mellinger



Infrarouge proche  
( $\sim 2 \mu\text{m}$ )  
2MASS : JHK



Infrarouge  
( $\sim 12, 60, 100 \mu\text{m}$ )  
IRAS



CO  
( $\sim 115 \text{ GHz}$ )  
Dame, 2001

FIGURE 1.2 – Notre Galaxie vue à différentes fréquences. L'image visible montre les nuages moléculaires sites de la formation stellaire, vus en absorption. Ces nuages sombres correspondent aux nuages moléculaires vus en émission dans la carte CO.

	Complexe moléculaire géant	Nuage moléculaire	Globules de Bok	Cœur pré-stellaire
Taille (pc)	10 – 60	2 – 20	0.1 – 10	$\lesssim 0.1$
Densité ( $\text{cm}^{-3}$ )	$100 - 10^3$	$10^2 - 10^4$	$10^3 - 10^5$	$> 10^5$
Masse ( $M_\odot$ )	$10^4 - 10^6$	$10^2 - 10^4$	$1 - 10^2$	$0.1 - 10$
Température (K)	20 – 50	10 – 30	10 – 30	7 – 15
$A_V$ (mag)	$\sim 2$	$\sim 5$	$\sim 10$	$\sim 15$
$M_J$ ( $M_\odot$ )	15 – 100	6 – 300	2 – 90	1 – 3
Exemple	Orion	Taureau	B335	TMC-1

TABLE 1.1 – Grandeurs caractéristiques observées pour les différents types de nuages moléculaires et les structures qu’ils contiennent. La masse de Jeans  $M_J$  est calculée à partir de l’équation  $M_J = 18 M_\odot T_K^{1.5} n_H^{-0.5}$  (Mac Low & Klessen 2004), avec  $T_K$  la température cinétique et  $n$  la densité ( $n_H \sim 2n(\text{H}_2) + n(\text{He})$ ).

La physique des nuages moléculaires est mal comprise et fortement débattue. Leurs mouvements internes sont régis par la turbulence dans un gaz froid et magnétisé dans lequel la vitesse des turbulences est fortement supersonique mais comparable aux vitesses des perturbations magnétiques. On pense que cet état perd rapidement son énergie, exigeant soit un effondrement global soit une réinjection régulière d’énergie (voir § 3.3). Le problème de la réinjection d’énergie turbulente au sein des nuages moléculaires, et plus précisément dans les régions de formation d’étoiles en amas, est au cœur de mon étude du proto-amas NGC 2264-C, présentée dans le Chapitre 5.

### 1.1.2 Fragmentation du nuage moléculaire

Il peut paraître étonnant que des ensembles aussi énormes que les nuages moléculaires géants puissent exister car la force de gravité devrait les faire s’effondrer sur eux-mêmes. En fait, plusieurs processus interviennent pour assurer une relative stabilité. D’abord, les étoiles proches réchauffent le gaz des nuages, ce qui se traduit par une agitation des molécules, donc par une force de pression interne qui peut résister à l’effondrement. Ensuite, le nuage n’est pas immobile mais tourne sur lui-même, et possède un moment cinétique : les molécules de gaz sont de ce fait soumises à une force centrifuge qui les empêche de tomber vers le centre du nuage. Enfin, le champ magnétique interstellaire et la turbulence sont également suspectés d’être à l’origine de forces contribuant à la stabilité (voir Myers & Goodman 1988; Larson 1981, ce point est discuté dans le Chapitre 3).

Cette situation ne dure cependant pas éternellement car certains facteurs peuvent rompre l’équilibre et déclencher un effondrement gravitationnel. Une première possibilité est le passage du nuage dans une zone de haute densité de matière, tels les bras spiraux de notre Galaxie. Lorsqu’un nuage moléculaire géant traverse une de ces zones, il subit une force de compression qui peut rompre l’équilibre et provoquer un effondrement gravitationnel. Une autre cause possible est l’explosion d’une supernova : cet événement donne lieu à une formidable onde de choc qui compresse violemment les régions qu’elle traverse et peut donc provoquer l’effondrement gravitationnel d’un nuage moléculaire géant. C’est d’ailleurs ce scénario qui est retenu pour expliquer la formation du Soleil.

Une fois la stabilité rompue, un nuage moléculaire géant ne va pas simplement se contracter. Il se fragmente aussi en blocs de plus en plus petits. Les processus d’effondrement et de fragmentation sont plus amplement détaillés au Chapitre 2. Les fragments formés par l’effondrement et/ou la fragmentation

du nuage sont appelés des cœurs denses (pour une revue, voir Bergin & Tafalla 2007).

Ce sont des objets qui ne sont pas obligatoirement gravitationnellement liés, et dans lesquelles la gravitation est compensée par des forces de pression thermique, magnétique et turbulente (Mouschovias 1991b; Vazquez-Semadeni et al. 2000).

Certains cœurs denses ( $n_{\text{H}_2} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $d \sim 0.1 \text{ pc}$ ) évoluent ensuite vers des objets encore plus denses ( $n_{\text{H}_2} \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $d \lesssim 0.05 \text{ pc}$ ), et gravitationnellement liés, appelés cœurs pré-stellaires. La section suivante présente cette étape.

### 1.1.3 Effondrement gravitationnel des cœurs denses

Afin de pouvoir poursuivre l'effondrement, un certain nombre de mécanismes sont évoqués comme la diffusion ambipolaire (Shu et al. 1987; Mouschovias 1991c), la dissipation de la turbulence (Nakano 1998; Williams et al. 2000) ou bien encore l'arrivée d'une perturbation externe (Bonnell et al. 1997; Hennebelle et al. 2003).

Ces mécanismes conduisent à une perte progressive de support interne (magnétique ou turbulent) ou à une augmentation de la pression extérieure. Les fragments deviennent donc gravitationnellement instables (voir le Chapitre 2 pour de plus amples détails) et commencent à s'effondrer sur eux-mêmes. Cette phase d'effondrement dynamique reste quasiment isotherme car l'énergie libérée par la compression du gaz est évacuée efficacement par le rayonnement thermique de la poussière (cf. Larson 1969). Le modèle idéalisé de Shu (1977) et Shu et al. (1987) suppose que cette phase isotherme peut être décrite de manière quasi-statique. Dans tous les cas, ou presque, le profil de densité des condensations devient de plus en plus piqué au centre et tend vers  $\rho \propto r^{-2}$  (cf. Whitworth & Summers 1985; Blottiau et al. 1988; Foster & Chevalier 1993).

Lorsque la densité centrale dépasse  $n_{\text{H}_2} \sim 3.10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (cf. Bate 1998; Masunaga et al. 1998; Masunaga & Inutsuka 2000), la région interne commence à devenir opaque au rayonnement infrarouge et l'évolution devient adiabatique plutôt qu'isotherme. La température s'élève, l'effondrement est progressivement ralenti.

Lorsque la densité atteint  $n_{\text{H}_2} \sim 5.10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (cf. Boss & Myhill 1995; Bate 1998; Masunaga et al. 1998), un équilibre hydrostatique s'établit rapidement dans la région centrale : c'est la formation du "premier cœur protostellaire" hydrostatique de rayon  $R \sim 5 \text{ UA}$ , masse  $M \sim 0.01 M_{\odot}$ , et température centrale  $T_c \sim 100 - 2000 \text{ K}$  (cf. Larson 1969; Masunaga et al. 1998; Bate 1998). La matière s'accumule sur ce premier cœur dont la densité et la température continuent d'augmenter.

Lorsque la température centrale atteint 2000 K, la dissociation de  $\text{H}_2$ , endothermique, provoque l'effondrement gravitationnel du premier cœur qui aboutit, en un temps très court ( $\sim 0.1 \text{ an}$ , cf. Masunaga & Inutsuka 2000), à la formation d'un deuxième cœur protostellaire en équilibre hydrostatique, de taille stellaire (i.e.,  $\sim 1 - 3 R_{\odot}$ ). Par convention, on définit habituellement l'origine des temps ( $t = 0$ ) comme le moment où se forme l'embryon protostellaire central sans distinguer entre premier et deuxième cœur. Cet instant termine la phase pré-stellaire, et marque le début de la phase protostellaire. Le système est alors constitué d'un embryon stellaire entouré d'une enveloppe protostellaire (possiblement en effondrement gravitationnel).

## 1.2 Phase protostellaire

Au cours de la phase protostellaire, appelée aussi phase d'accrétion principale, l'embryon stellaire central accrète progressivement la matière de son enveloppe formée par la matière de la condensation pré-stellaire

de départ, et qui est, au moins en partie, en effondrement gravitationnel.

En réalité, comme le fragment pré-stellaire initial possède un moment cinétique non nul, la conservation de ce moment cinétique au cours de l'effondrement (à partir du moment où le freinage magnétique par le nuage ambiant n'est plus efficace, cf. Basu & Mouschovias 1994, voir aussi la section § 3.4) conduit à la formation d'un disque centrifuge autour de l'embryon stellaire, au centre de l'enveloppe protostellaire (Terebey et al. 1984; Stahler et al. 1994).

Dans le modèle "standard" de formation des étoiles isolées de faible masse élaboré par Shu et al. (1987), la matière de l'enveloppe tombe donc d'abord sur le disque, puis est accrétée par l'étoile centrale après avoir transité par le disque d'accrétion. Pendant cette phase d'accrétion, l'énergie potentielle de gravitation de la matière accrétée est dissipée dans un choc d'accrétion sous forme de rayonnement. Après  $t = 0$ , une onde de raréfaction se propage du centre vers l'extérieur de l'enveloppe à la vitesse du son, laissant derrière elle un profil de densité  $\rho \propto r^{-1.5}$  et un profil de vitesse radiale  $v \propto r^{-0.5}$  (Shu 1977; Masunaga & Inutsuka 2000). La phase d'accrétion principale se termine quand toute la matière de l'enveloppe circumstellaire a été accrétée ou dispersée. La durée de la phase protostellaire est de l'ordre de grandeur du temps de chute libre :

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}} \quad (1.1)$$

$\rho_0$  étant la densité moyenne de l'enveloppe. Pour  $\rho = 10^{-17} \text{ g.cm}^{-3}$ , c'est-à-dire  $n_{H_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , ce temps vaut environ  $t_{ff} \sim 10^5$  ans. (Voir le §2.1.1).

Finalement, les observations ont montré que la phase d'accrétion s'accompagne parallèlement d'une éjection de matière assez puissante le long des pôles (cf. la revue de Bachiller 1996; Reipurth & Bally 2001). Cette éjection de matière évacue une partie du moment cinétique de l'enveloppe en effondrement (Konigl & Pudritz 2000) et se manifeste sous forme de jets/flots bipolaires facilement détectables grâce notamment à leur émission CO à grande vitesse (Bontemps 1996). Les mécanismes d'éjection de matière au cours de la phase protostellaire sont traités au Chapitre 2 (§2.3).

### 1.3 Phase pré-séquence principale

La phase protostellaire prend fin et la phase pré-séquence principale débute lorsque l'objet stellaire central a accumulé la quasi-totalité ( $\gtrsim 90\%$ ) de sa masse.

À ce moment là, l'enveloppe s'est dissipée mais la jeune étoile est encore entourée d'un disque circumstellaire. Au fur et à mesure que le disque redistribue son moment cinétique (via sa viscosité par exemple), la matière qui le constitue est accrétée par l'étoile centrale. Cette accumulation résiduelle de masse est différente de l'accrétion qui a lieu pendant la phase protostellaire, car la jeune étoile accumule la matière d'un réservoir de masse  $\sim 10$  fois plus faible en un temps caractéristique  $\sim 10$  fois plus long.

La jeune étoile, n'étant pas encore assez chaude en son centre pour atteindre l'équilibre radiatif, entre aussi dans une phase de contraction quasi-statique, et devient visible en optique ou en infrarouge proche (si elle reste enfouie dans son nuage moléculaire parent), puis apparaît sur la ligne de naissance ("birthline") des étoiles pré-séquence principale dans le diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) (cf. Stahler 1988; Palla & Stahler 2002). L'excès d'énergie gravitationnelle libérée lors de cette contraction sert en partie au réchauffement de la partie centrale de la jeune étoile, et est aussi en partie évacué par le rayonnement

photosphérique de celle-ci. Le temps caractéristique de cette contraction est le temps de Kelvin-Helmholtz :

$$t_{KH} = \frac{GM_*^2}{R_*L_*} \quad (1.2)$$

où  $M_*$ ,  $R_*$  et  $L_*$  sont respectivement la masse, le rayon, et la luminosité de l'étoile.

Pour une étoile de type solaire, ce temps vaut de l'ordre de  $10^8$  ans, ce qui est nettement plus grand que la durée de la phase protostellaire (environ  $10^5$  ans). Dans ce cas, la phase d'accrétion est donc quasiment terminée lorsque commence la contraction quasi-statique, et la phase pré-séquence principale est distincte de la phase protostellaire. Pour les étoiles massives ( $> 8 M_\odot$ ) au contraire, le temps de Kelvin-Helmholtz est plus court que le temps caractéristique de la phase protostellaire. Dans ce cas, les étoiles atteignent la séquence principale avant d'avoir terminé l'accrétion de matière (Palla & Stahler 1991; Stahler & Walter 1993).

La température centrale de la jeune étoile augmente pour atteindre finalement  $\sim 10^7$  K, température à laquelle la combustion thermonucléaire de l'hydrogène peut être initiée :



Cet instant marque l'entrée de l'étoile sur la séquence principale, elle a atteint son statut d'étoile adulte.

Observationnellement, les étoiles pré-séquence principale sont classées en deux types : les étoiles T Tauri de masse  $M_* < 2 M_\odot$  (Bertout 1989), et les étoiles de Herbig de masse comprise entre 2 et  $8 M_\odot$  (Herbig 1960; Waters & Waelkens 1998).

## 1.4 Séquence évolutive empirique

La figure 1.3 résume les propriétés des différentes classes d'objets jeunes, ordonnées sur la séquence évolutive empirique représentant notre compréhension actuelle du scénario de formation des étoiles de faible masse.

Dans les sections suivantes, je vais tout d'abord présenter les différents diagnostics observationnels à notre disposition pour pouvoir classer une proto-étoile ou un objet stellaire jeune (YSO en anglais) le long de cette séquence, puis rappeler les principales caractéristiques observées de chaque type d'objet rencontré le long de cette séquence.

### 1.4.1 Diagramme HR

Les étoiles visibles peuvent être décrites par deux paramètres : leur température effective  $T_{eff}$ <sup>1</sup>, et leur luminosité bolométrique  $L_{bol}$ <sup>2</sup>. On peut ainsi suivre l'évolution des étoiles dans un diagramme de Hertzsprung-Russel (diagramme H-R dans la suite) qui trace  $L_{bol}$  en fonction de  $T_{eff}$  (Reed 1998). Dans le diagramme H-R, les étoiles forment plusieurs ensembles caractéristiques, comme la séquence principale, la branche des géantes rouges, celle des naines blanches, etc. Les modèles d'évolution stellaire permettent de relier la position des étoiles dans le diagramme H-R à leurs propriétés physiques telles que leur masse, leur

1. La température effective d'une étoile est directement reliée à la puissance totale qu'elle rayonne. C'est par définition la température d'un corps noir dont la surface émettrait la même puissance par unité de surface que l'étoile. Il s'agit ici de la puissance bolométrique, c'est-à-dire incluant l'ensemble du rayonnement électromagnétique, des rayons X aux ondes radio.

2. La luminosité bolométrique d'une étoile  $L_{bol}$  correspond à sa puissance totale rayonnée dans tout le spectre électromagnétique dans la direction de l'observateur, exprimée de façon relative à la puissance totale rayonnée par le Soleil  $L_\odot$ .  $L_{bol} \propto R^2 T^4$ .



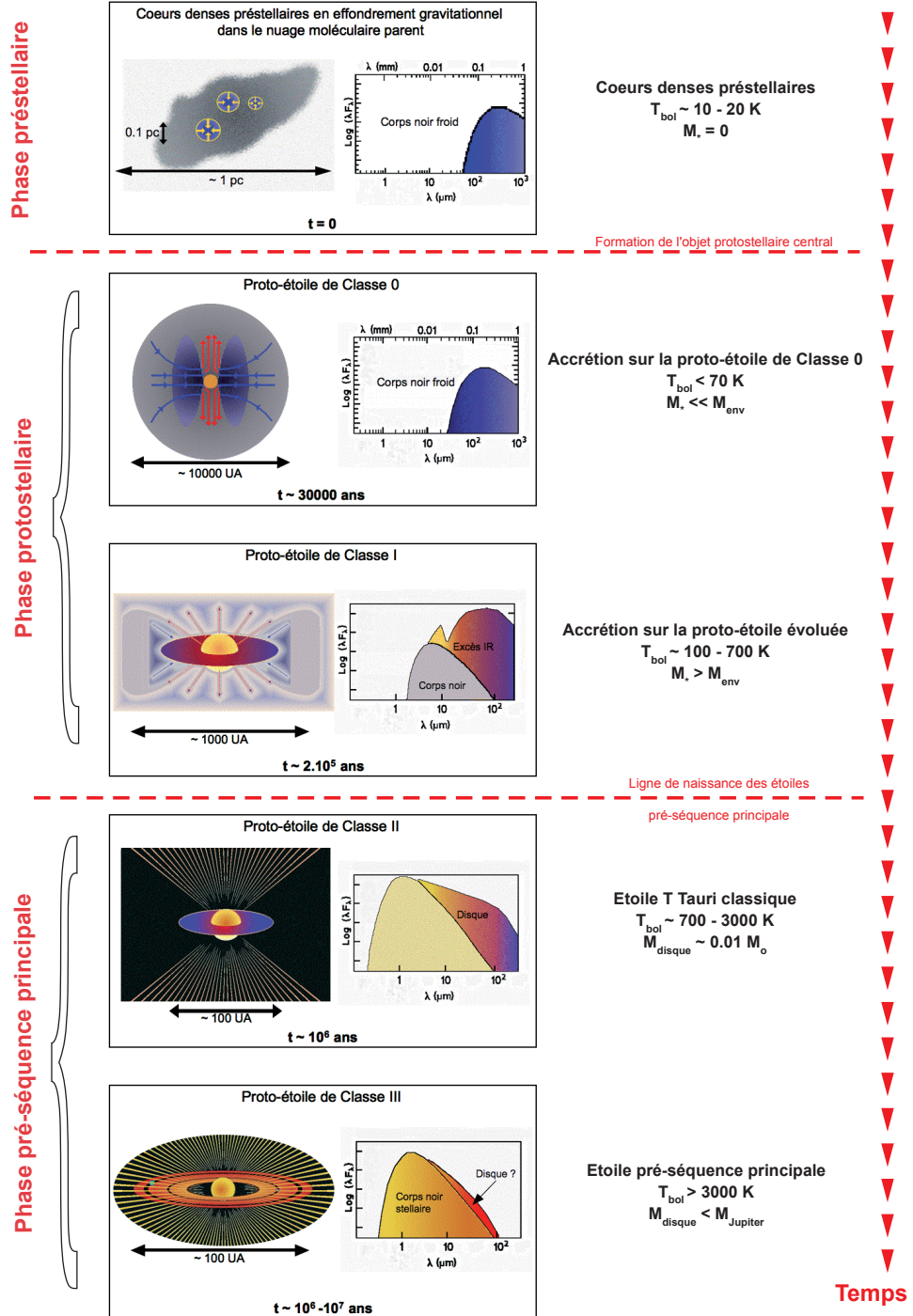


FIGURE 1.3 – Séquence évolutive pour la formation des étoiles de faible masse suivant leur distribution spectrale d'énergie et leur masse circumstellaire (figure adaptée de André et al. (2000, 2002))

âge et leur composition initiale. Il serait utile de pouvoir classer les objets jeunes dans un tel diagramme mais, les proto-étoiles étant enfouies dans un important cocon de matière circumstellaire, la mesure de  $T_{eff}$

est rendue impossible à cause de l'extinction due aux poussières de cette enveloppe. Même les objets jeunes pré-séquence principale ont souvent des distributions spectrales d'énergie trop rougies par la présence des poussières circumstellaires pour que l'on puisse déterminer une température effective.

#### 1.4.2 Indicateurs d'évolution : SED et masse d'enveloppe

Pour ordonner les objets stellaires jeunes et les cœurs denses le long d'une séquence évolutive, on utilise généralement la forme de leur distribution spectrale d'énergie (SED, pour Spectral Energy Distribution en anglais) (e.g. Lada 1987), leur masse circumstellaire (e.g. André & Montmerle 1994; Saraceno et al. 1996), et leur température bolométrique (e.g. Ladd et al. 1993; Myers et al. 1998) comme diagnostics observationnels.

##### • Forme de la SED

Afin de permettre une classification des étoiles jeunes selon leur état d'évolution, Lada & Wilking (1984) et Lada (1987) ont d'abord proposé de les caractériser en utilisant la forme de leur distribution spectrale d'énergie dans l'infrarouge, liée à l'évolution de la température bolométrique  $T_{bol}$  au cours du temps. La température bolométrique  $T_{bol}$  est définie comme la température d'un corps noir dont la SED possède la même fréquence moyenne ( $\langle \nu \rangle = \int \nu S_\nu d\nu / \int S_\nu d\nu$ ) que la SED du système considéré (Myers & Ladd 1993), et c'est un paramètre qui augmente avec l'évolution de la proto-étoile.

Ils définissent un indice spectral infra-rouge mesuré entre 2  $\mu\text{m}$  et la plus grande longueur d'onde observée en infrarouge (25 ou 60  $\mu\text{m}$ ). L'expression de l'indice spectral infra-rouge est

$$\alpha_{IR} = d \log(\lambda S_\lambda) / d\lambda \quad (1.4)$$

où  $S_\lambda$  est le flux d'énergie à une longueur d'onde  $\lambda$ .

Suivant la valeur de leur indice spectral, les étoiles jeunes sont alors séparées en trois catégories : d'après la classification originelle, les étoiles de Classe I correspondent à  $\alpha_{IR} \geq 0$ , les étoiles de Classe II à  $-2 \leq \alpha_{IR} \leq 0$  et les étoiles de Classe III à  $\alpha_{IR} \leq -2$  (la limite Classe II/Classe III a été par la suite réajustée à -1.5 par André & Montmerle 1994).

L'indice spectral infra-rouge est par sa définition relié à la quantité de matière présente dans l'environnement circumstellaire de l'étoile, et dans cette classification les étoiles de Classe I sont les plus jeunes alors que les étoiles de Classe III sont les plus évoluées.

En effet, la dissipation progressive de l'enveloppe au cours de l'évolution des proto-étoiles permet de comprendre l'augmentation de la température bolométrique  $T_{bol}$ , et donc le déplacement de la SED de ces proto-étoiles avec le temps. De plus, la SED va changer de forme selon que les différentes composantes de la proto-étoile (enveloppe, disque, objet central) rayonnent plus ou moins à un stade d'évolution donné.

Dans le cas des proto-étoiles de Classe 0, l'enveloppe est si dense qu'elle est opaque dans l'infrarouge proche et moyen ( $\tau_{IR}^{env} \gg 1$ ). L'objet central est donc totalement invisible et la distribution spectrale d'énergie provient uniquement de l'enveloppe externe dont les propriétés rappellent celles d'un cœur pré-stellaire : la SED est en général bien représentée par un corps gris "froid" de température  $\sim 10 - 30$  K. Cependant, au fur et à mesure de la dissipation de l'enveloppe, la profondeur optique diminue et la contribution de l'objet stellaire central et du disque à la SED deviennent de plus en plus importantes. Comme la température effective d'une étoile T Tauri est typiquement comprise entre  $\sim 3000$  K et  $\sim 5500$  K (e.g. D'Antona & Mazzitelli 1994), et la distribution des températures dans un disque circumstellaire peut



couvrir toute la gamme entre  $\sim 10$  K et  $\sim 1500$  K, la température bolométrique  $T_{bol}$  du système global (objet central + disque + enveloppe) varie de  $< 70$  K pour les proto-étoiles de Classe 0, à 70–650 K pour les objets de Classe I, 650–2880 K pour les sources de Classe II et  $> 2880$  K pour les étoiles de Classe III (e.g. Chen et al. 1995).

Ainsi, la distribution spectrale d'énergie des étoiles jeunes se déplace, au cours de leur évolution, depuis le millimétrique (corps noir à 10-30 K dû au rayonnement des poussières froides situées dans l'environnement circumstellaire) jusqu'à l'infrarouge (rayonnement des poussières chaudes, puis de l'objet stellaire central).

L'évolution des objets stellaires jeunes dans le diagramme  $L_{bol}-T_{bol}$  a été modélisée de manière plus précise par Myers et al. (1998). Le scénario de Myers et al. (1998) est très similaire au scénario exponentiel proposé par Bontemps et al. (1996a) (voir plus loin) mais il est plus général car il ne suppose pas une valeur de 100% pour l'efficacité locale de formation d'étoile  $\epsilon \equiv M_{\star}^{\infty}/M_{env}^0$ , et il autorise aussi des temps caractéristiques différents pour la dissipation de l'enveloppe et l'accrétion de masse par l'objet central.

L'efficacité locale de formation d'étoile au niveau d'une condensation pré-stellaire (fraction de la masse effectivement accrétée par l'objet central) est généralement estimée à  $\epsilon \sim 15\%$  dans le cas de la formation stellaire isolée (tel le Taureau), et à  $\epsilon \gtrsim 50\%$  dans le cas de la formation d'étoiles en amas (tel  $\rho$  Oph). Dans le cas limite où  $\epsilon \rightarrow 1$  (et où  $\gamma \rightarrow 1$  par conservation de la masse du système), on se rapproche du modèle plus simple proposé par Bontemps et al. (1996a).

#### • Masse d'enveloppe

En 1993, André et al. (1993) ont découvert une nouvelle classe d'objets, plus jeunes encore que les objets de Classe I. Ces objets sont les proto-étoiles de Classe 0, et ont été découverts d'abord grâce à leur émission submillimétrique, car ce sont des objets très jeunes qui sont enfouis dans une enveloppe très massive et ne sont par conséquent pas détectés en infra-rouge en deçà de  $10 \mu\text{m}$ .

Une nouvelle classification proposée par André et al. (1993) (voir également André et al. 2000) permet d'incorporer les étoiles de Classe 0 au schéma évolutif.

Cette classification repose sur la valeur du rapport de la luminosité submillimétrique et de la luminosité bolométrique  $L_{smm}/L_{bol}$  (voir Figure 1.3).

Classer les étoiles jeunes suivant la valeur du rapport  $L_{smm}/L_{bol}$  revient à comparer la masse de leur enveloppe (mesurée par  $L_{smm}$ ) avec celle de l'étoile centrale ( $L_{bol}$  est essentiellement due à la perte d'énergie gravitationnelle du gaz lors de l'accrétion sur le cœur central, et donc proportionnelle à la masse de l'étoile  $M_{\star}$ ), donc les classer en fonction de  $M_{env}/M_{\star}$ .

Comme remarqué précédemment, on s'attend à ce que la masse contenue dans l'enveloppe protostellaire décroisse au cours du temps en raison de la dissipation progressive de l'enveloppe due aux processus d'accrétion et d'éjection de matière.

Par exemple, dans tous les modèles d'effondrement auto-similaires isothermes (Whitworth & Summers 1985), y compris le modèle "standard" de Shu (1977) puis Shu et al. (1987), la masse comprise à l'intérieur d'un rayon donné  $R$  de l'enveloppe en effondrement varie comme  $M_{env}(r < R) \propto t^{-1/2}$  en fonction du temps (bien que dans ces modèles, la dissipation de l'enveloppe ne résulte que de l'accrétion d'une partie de la masse par l'objet central, et ne prenne pas en compte les phénomènes d'éjection de matière).

Le rapport de masse  $M_{env}/M_{\star}$  est donc un indicateur d'évolution (qui décroît avec le temps) pendant la phase protostellaire.

En pratique, comme la masse de l'objet central  $M_{\star}$  n'est pas directement observable, on utilise plutôt l'observable  $L_{bol}$  pour remonter à  $M_{\star}$  via une relation masse – luminosité plausible pour les proto-étoiles

(e.g. André et al. 1993; André 1994).

La luminosité d'une proto-étoile comprend une composante liée à l'accrétion de matière et une composante provenant de la luminosité "interne" de l'objet central :  $L_{bol} = L_{acc} + L_{\star}$ . La luminosité d'accrétion s'écrit

$$L_{acc} \approx GM_{\star}\dot{M}_{acc}/R_{\star} \quad (1.5)$$

où  $\dot{M}_{acc}$  est le taux d'accrétion ( $\sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  pour une proto-étoile de faible masse) et  $R_{\star} \approx 3 R_{\odot}$  le rayon de l'objet central; quant à  $L_{\star}$ , elle correspond à la luminosité d'une étoile pré-séquence principale sur la "ligne de naissance" (cf. Stahler 1988).

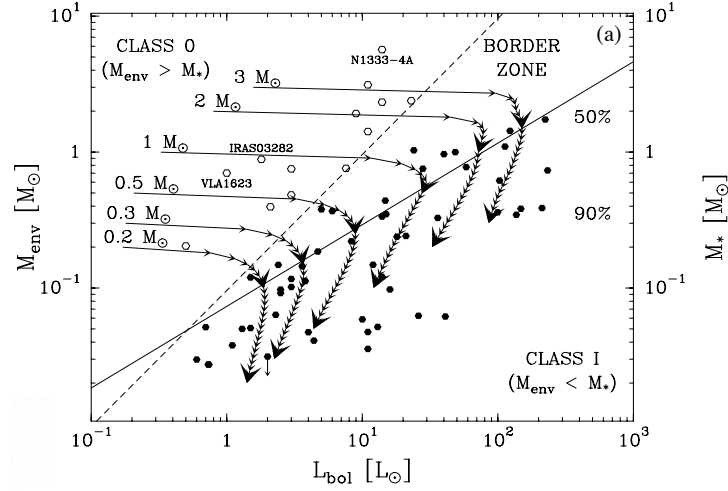


FIGURE 1.4 – Diagramme évolutif  $M_{env}-L_{bol}$  pour un échantillon de sources de Classe I (ronds pleins) et Classe 0 (ronds ouverts) dans les nuages de  $\rho$  Oph, Persée et Orion (cf. André 1994; Saraceno et al. 1996; André et al. 2000). Les trajets évolutifs correspondent au scénario exponentiel proposé par Bontemps et al. (1996a) pour la phase d'accrétion protostellaire (voir texte). Les petites flèches marquent des intervalles de temps de  $10^4$  ans sur chaque trajet; les grosses flèches indiquent les moments où 50% (resp. 90%) de la masse de la condensation pré-stellaire initiale a été accrétée par l'objet central. Les deux droites montrent deux relations masse-luminosité simples qui définissent une zone frontière entre la phase Classe 0 et la phase Classe I; la droite en tirets est telle que  $M_{\star} \propto L_{bol}$  (cf. André 1994), alors que la droite en traits pleins suit  $M_{\star} \propto L_{bol}^{0.6}$  en accord avec le scénario de Bontemps et al. (1996a) et les trajets évolutifs. (D'après André et al. 2000)

A partir d'hypothèses sur l'évolution du taux d'accrétion pendant la phase protostellaire (cf. Bontemps et al. 1996a; Henriksen et al. 1997), on peut construire des trajets évolutifs dans le diagramme  $M_{env}-L_{bol}$  ou, de manière similaire, le diagramme  $L_{bol}-T_{bol}$ . Les trajets montrés sur la Fig. 1.4 sont issus du modèle de Bontemps et al. (1996a), et supposent une efficacité locale de 100% pour le processus de formation d'étoile à partir d'une condensation pré-stellaire de masse initiale  $M_{env}^0$ . Le taux d'accrétion et la masse d'enveloppe décroissent exponentiellement au cours du temps :

$$M_{env} = M_{env}^0 e^{-t/\tau} \text{ et } \dot{M}_{acc} = -dM_{env}/dt = M_{env}/\tau = (M_{env}^0/\tau) e^{-t/\tau} ,$$

où  $\tau = 10^5$  ans est le temps caractéristique de la phase protostellaire. Cette forme pour l'évolution temporelle de  $\dot{M}_{acc}$  est notamment suggérée par la corrélation linéaire observée entre la force du flot protostellaire

( $F_{\text{flot}}$ ) et la masse d'enveloppe ( $M_{\text{env}}$ ), dans la mesure où  $F_{\text{flot}}$  peut être considéré comme un traceur indirect du taux d'accrétion (cf. Bontemps et al. 1996a).

La mesure de la luminosité bolométrique et de la masse d'enveloppe des objets stellaires jeunes permettent de diviser le diagramme  $M_{\text{env}}-L_{\text{bol}}$  (voir Fig. 1.4) en deux régions qui correspondent respectivement à la Classe 0 ( $M_{\text{env}} > M_{\star}$ ) et à la Classe I ( $M_{\text{env}} < M_{\star}$ ) (voir André & Montmerle 1994, Figures 1.3 et 1.4).

La détermination de la masse d'enveloppe d'un objet stellaire jeune enfoui est la plupart du temps effectuée grâce à l'émission continuum de poussières dans le domaine (sub)millimétrique (cf. André & Montmerle 1994). En effet, l'émission thermique des poussières est en général optiquement mince à ces longueurs d'onde et le flux reçu est donc directement proportionnel à la quantité de matière émettrice. A condition de connaître l'émissivité des poussières et la composition relative de la matière en gaz et en poussières, on peut en déduire la masse totale (gaz + poussières) de la source.

Pour une source isotherme, par exemple, la masse totale est reliée au flux intégré mesuré par :

$$M_{\text{tot}} = [S_{\nu}^{\text{int}} d^2] / [\kappa_{\nu} B_{\nu}(T_{\text{dust}})], \quad (1.6)$$

où  $d$  est la distance de la source,  $B_{\nu}(T)$  la fonction de Planck et  $\kappa_{\nu}$  le coefficient d'absorption des poussières par unité de densité de colonne massique (de gaz + poussières). Les valeurs recommandées pour  $\kappa_{\nu}$  suivant le type de source et le modèle de poussières approprié sont discutées par Henning et al. (1995). Pour les cœurs pré-stellaires et les enveloppes protostellaires, les valeurs recommandées à  $\lambda = 1.3 \text{ mm}$  sont respectivement  $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.005 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (e.g. Preibisch et al. 1993) et  $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (e.g. Ossenkopf & Henning 1994).

### 1.4.3 Classification évolutive : propriétés observationnelles des objets stellaires jeunes

- Les objets représentatifs de la phase pré-stellaire sont les cœurs denses pré-stellaires.

Les cœurs pré-stellaires (cf. André et al. 2000; Walmsley et al. 2002) sont les fragments gravitationnellement liés des nuages moléculaires qui sont en train de se condenser mais n'ont pas encore formé d'embryon stellaire en leur centre ( $M_{\star} = 0$ , cf. Fig.1.3).

Ces objets sont identifiés par des observations en émission de raies moléculaires traçant le gaz dense comme  $\text{NH}_3$  (Myers & Benson 1983; Benson & Myers 1989, voir aussi Friesen et al. 2009 pour des résultats récents dans Ophiuchus) et en émission continuum submillimétrique et millimétrique des poussières (Ward-Thompson et al. 1994, 1999).

Ils ont des masses comparables à celles des enveloppes de proto-étoiles de Classe 0 mais sont plus étendus. L'étude de leur structure en densité montre qu'ils ont un profil de densité plat dans la région interne (Ward-Thompson et al. 1994; André et al. 1996; Ward-Thompson et al. 1999; Alves et al. 2001), qui décroît ensuite approximativement en  $r^{-2}$  vers l'extérieur (Bergin & Tafalla 2007). De plus, il a été établi à partir d'observations moyen-infrarouge en absorption que certains cœurs pré-stellaires isolés ont parfois des bords abrupts, plus pentus que  $\rho \propto r^{-3}$  au delà de  $r \sim 15000 \text{ UA}$ , ce qui suggère un réservoir de masse fini (Bacmann et al. 2000).

Les températures (du gaz et des grains) des cœurs pré-stellaires sont très basses, de l'ordre de 7-15 K (André et al. 2000; Myers & Benson 1983; Ward-Thompson et al. 2002), et résulte d'un équilibre entre le chauffage des grains par le champ de rayonnement interstellaire, le chauffage du gaz par les rayons

cosmiques, et le refroidissement radiatif des grains (Ward-Thompson et al. 2002), et du gaz à travers les transitions rotationnelles de ses nombreuses raies moléculaires (Neufeld et al. 1995; Whitworth & Bate 2002; Bergin et al. 2006; Keto & Caselli 2008).

Leur distribution spectrale d'énergie ressemble à celle d'un corps gris, dont le maximum d'émission est situé aux alentours de  $\sim 600 \mu\text{m}$ , et correspond à l'émission thermique des poussières froides ( $T \simeq 6-15 \text{ K}$ ) qui constituent l'enveloppe (Crapsi et al. 2005, 2007).

La durée de vie d'un cœur pré-stellaire dépend de sa densité centrale (cf. André et al. 2000; Jessop & Ward-Thompson 2000) : typiquement, elle est de l'ordre de  $0.3 - 1.10^6$  ans pour une densité centrale  $n_{H_2} \sim 10^4 - 10^5$  ans. Dans un certain nombre d'entre eux, la signature spectroscopique (profil double pic dont le pic bleu est plus prononcé que le pic rouge) d'effondrement gravitationnel a été détectée (Tafalla et al. 1998).

Dans les régions de formation d'étoiles en amas, des cartographies en continuum (sub)millimétrique des poussières (cf. par ex. Motte et al. 1998; Johnstone et al. 2000; Motte et al. 2001) ont mis en évidence la présence d'un grand nombre de cœurs denses gravitationnellement liés, souvent organisés en filament. L'échelle de fragmentation (distance typique entre les condensations) est de l'ordre de  $0.03 \text{ pc}$ . Ces condensations ont des densités centrales plus élevées ( $n_{H_2} \sim 10^6 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ) que les cœurs pré-stellaires de régions de formation d'étoiles plus isolée comme le nuage moléculaire du Taureau. La distribution de masse de ces condensations est remarquable dans la mesure où elle ressemble fortement à la fonction de masse initiale des étoiles (cf. Motte et al. 1998, 2001; André et al. 2007) : ceci suggère que les condensations sont de nature pré-stellaire et qu'elles donneront chacune naissance à une (ou  $\sim 2$ ) étoile(s). La question de la fonction de masse initiale est un point fondamental de la formation stellaire, qui sera abordé plus en détails dans la section § 3.2.

- Les premiers objets classifiés dans la phase protostellaire sont les proto-étoiles de Classe 0, appelées également proto-étoiles submillimétriques.

En effet, les objets de Classe 0 sont les meilleurs candidats pour être les premiers objets observés au début de la phase principale d'accrétion : ce sont des proto-étoiles très jeunes qui ont développé un cœur stellaire hydrostatique mais n'ont pas encore accru la majorité de leur masse finale.

Ces objets possèdent une enveloppe bien plus massive que le noyau protostellaire déjà accru, et qui constitue un réservoir de matière à partir duquel l'étoile centrale va encore accumuler sa masse. Au centre de l'enveloppe se trouve un cœur stellaire hydrostatique comme le suggère la présence d'une émission centimétrique détectée au VLA associée à un choc d'accrétion et/ou d'éjection (Bontemps et al. 1996b) ou correspondant au rayonnement free-free de gaz ionisé très chaud ( $T \sim 10^4 \text{ K}$  – Bontemps et al. 1996a). La présence de flots moléculaires bipolaires très énergétiques et très collimatés semble également rendre compte de l'activité d'accrétion de l'étoile.

La SED des proto-étoiles de Classe 0 ressemble à celle d'un corps noir (voir Figure 1.3), avec un maximum d'émission situé aux alentours de  $\sim 300 \mu\text{m}$ , dû à l'émission thermique des poussières froides ( $T \simeq 15-30 \text{ K}$ ) qui constituent l'enveloppe.

Les proto-étoiles de Classe 0 sont donc définies par les critères observationnels suivants (cf. André et al. 2000) :

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

observé en CO, ou présence d'une source de chauffage interne.

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

Le premier critère permet de distinguer les objets de Classe 0 des condensations pré-stellaires puisque celles-ci ne possèdent pas d'embryon stellaire (Bontemps et al. 1996b; Yun et al. 1996; Harvey et al. 2002).

Les critères 2 et 3 permettent de distinguer les objets de Classe 0 des objets stellaires plus évolués détectés en infrarouge proche, en particulier des sources de Classe I et Classe II. En particulier, le critère 3 utilise comme indicateur quantitatif d'évolution le rapport de luminosités  $L_{\text{submm}}/L_{\text{bol}}$  (décroissant avec l'âge de l'objet jeune enfoui au fur et à mesure que celui-ci accrète la matière de son enveloppe), et sélectionne les objets qui ont  $M_{\text{env}}/M_{\star} \gg 1$  selon les relations de conversion les plus plausibles entre  $L_{\text{submm}}$  et  $M_{\text{env}}$  d'une part et  $L_{\text{bol}}$  et  $M_{\star}$  d'autre part (voir André et al. 1993; André 1994).

A l'heure actuelle, une cinquantaine de sources ont été identifiées comme proto-étoiles de Classe 0 (cf. Table 1 de André et al. 2000 et Froebrich 2005). Ces sources présentent en général la signature spectroscopique particulière produite par l'effondrement gravitationnel, et leur profil de densité est généralement compatible avec une loi de puissance en  $r^{-p}$ , avec  $p = 1.5 - 2$  (Motte & André 2001).

La durée de vie des proto-étoiles de Classe 0, bien qu'encore sujette à débat, est estimée à quelques  $10^4$  ans à partir des rapports statistiques des populations des différentes classes et des échelles de temps dynamiques caractérisant les flots bipolaires (André & Montmerle 1994; Froebrich et al. 2006). Cependant cette durée de vie est encore incertaine (les résultats de Enoch et al. (2009) semblent indiquer des temps de vie plus longs) et pourrait être différente d'un nuage à l'autre (André et al. 2001; Enoch et al. 2009; Evans et al. 2009). Les observations à venir avec le satellite Herschel devraient permettre de répondre à cette question plus efficacement, grâce à leur fort pouvoir statistique.

- Le deuxième type d'objet de la phase protostellaire est la proto-étoile de Classe I, encore appelée proto-étoile infrarouge.

Les proto-étoiles de Classe I ont accrété la plupart de leur enveloppe, et 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 (André & Montmerle 1994). Cependant, leur masse est cette fois dominée par la masse du cœur stellaire hydrostatique et non plus par la matière circumstellaire (la masse de l'enveloppe devient sub-stellaire, de l'ordre de  $0.1$  à  $0.3 M_{\odot}$  pour les étoiles de type solaire).

Ce sont des proto-étoiles qui ont une température bolométrique  $70 < T_{\text{bol}} < 650 \text{ K}$  (Chen et al. 1997), et sont donc observables du millimétrique au proche infrarouge (Wilking et al. 1989). La SED de ces objets révèle que leur luminosité est principalement due au rayonnement de l'énergie potentielle de gravitation de la matière accrétée (Greene & Lada 1996). Ce rayonnement est le résultat de l'accrétion, via le disque, de la matière en effondrement à la surface de la proto-étoile (luminosité d'accrétion  $L_{\text{acc}}$ , cf. équation 1.5). L'enveloppe, bien que plus chaude que celle d'étoiles de Classe 0, émet encore une partie modérée de son rayonnement dans le submillimétrique (André & Montmerle 1994).

Certaines proto-étoiles de Classe I montrent des signatures d'effondrement mais de manière moins systématique que pour les proto-étoiles de Classe 0 (Mardones et al. 1997). La durée de vie de ces objets est estimée à  $0.2 - 0.5 \times 10^6$  ans (voir Evans et al. 2009 pour des estimations basées sur l'observation de  $\sim 1035$  objets stellaires jeunes dans 5 nuages moléculaires proches, avec *Spitzer*).

Enfin, les proto-étoiles de Classe I sont, tout comme les Classe 0, à l'origine de flots moléculaires bipolaires. Bontemps et al. (1996a), ont montré que les flots provenant des étoiles de Classe I sont généralement moins énergétiques et moins collimatés que les flots des étoiles de Classe 0. Ce déclin de l'activité d'éjection serait en fait étroitement lié au déclin du taux d'accrétion de  $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$  au stade Classe 0 à  $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$  au stade Classe I (voir §2.3).

- Après la fin de la phase protostellaire, les étoiles rentrent dans la phase pré-séquence principale. La première classe d'objets observés lors de cette phase sont les étoiles de Classe II (étoiles de type T Tauri classiques), entourées d'un disque circumstellaire ( $\sim 100$  UA, Beckwith et al. 1990), optiquement épais, et chauffé par le rayonnement de l'étoile (Bertout et al. 1988). L'enveloppe circumstellaire a, quant à elle, presque entièrement disparu.

On peut modéliser la SED des objets de Classe II par un spectre de corps noir additionné d'un excès infrarouge (voir Figure 1.3). C'est le disque chauffé qui est à l'origine de l'excès infrarouge observé, et l'épaisseur du spectre venu de la composante de disque laisse à penser que le disque présente un gradient de température décroissant avec l'augmentation de la distance à l'étoile centrale. Le spectre typique d'émission des objets de Classe II va de l'ultra-violet à l'infra-rouge lointain, et ces étoiles jeunes sont parfois encore détectées à 1.3 mm (André & Montmerle 1994).

- Enfin les étoiles de Classe III sont les derniers objets de la phase pré-séquence principale : ce sont des étoiles jeunes sur le point d'entamer la combustion de l'hydrogène, i.e. d'atteindre la séquence principale. Ces jeunes étoiles ont un spectre de corps noir stellaire qui suggère que le disque circumstellaire a disparu ou est devenu optiquement mince.

Pour finir, il faut garder à l'esprit que le scénario présenté ici pour la formation des étoiles de type solaire est un scénario empirique, et est donc sujet à controverse, notamment en ce qui concerne le scénario de formation des coeurs pré-stellaires, et les temps d'évolution des différentes phases citées.

Au cours de ma thèse, je me suis principalement intéressée aux objets peuplant les phases pré-stellaire et protostellaire de ce diagramme évolutif. C'est pourquoi je ne m'étendrai pas plus longuement sur les propriétés des objets de Classe II et III.

Maintenant que les caractéristiques principales des objets phares de mon travail ont été présentées, je décris dans le Chapitre suivant les mécanismes physiques essentiels à la compréhension de la formation des coeurs denses et des proto-étoiles de Classe 0.

# Chapitre 2

## Physique des phases précoces de la formation stellaire

---

<b>2.1 Mécanismes de l'effondrement gravitationnel . . . . .</b>	<b>19</b>
2.1.1 Stabilité et effondrement des nuages moléculaires . . . . .	19
2.1.2 Effondrement isotherme des cœurs préstellaires . . . . .	22
<b>2.2 Mécanismes de fragmentation . . . . .</b>	<b>25</b>
2.2.1 Fragmentation gravitationnelle thermique . . . . .	25
2.2.2 Fragmentation par rotation . . . . .	27
2.2.3 Formation des systèmes multiples par fragmentation . . . . .	28
<b>2.3 Mécanismes d'éjection de matière . . . . .</b>	<b>29</b>
2.3.1 Flots moléculaires . . . . .	30
2.3.2 Jets protostellaires . . . . .	31
2.3.3 Relation entre jets et flots . . . . .	32
2.3.4 Lien entre accréation et éjection . . . . .	33

---

Je présente ici un aperçu de deux mécanismes physiques clés de la formation stellaire, qui sont de plus au coeur des problématiques abordées dans les travaux de ma thèse : l'effondrement gravitationnel et la fragmentation.

### 2.1 Mécanismes de l'effondrement gravitationnel

#### 2.1.1 Stabilité et effondrement des nuages moléculaires

Si l'on veut traiter complètement le problème de la stabilité d'un nuage moléculaire, il faut prendre en compte toutes les forces qui agissent sur ce nuage. Certaines forces provoquent l'effondrement du nuage, d'autres s'y opposent. Enumérons premièrement les forces qui induisent l'effondrement du nuage :

- Forces de gravitation.
- Forces de pression du milieu extérieur, en particulier si celle-ci est très supérieure comme dans le cas du milieu internuage à très haute température.

Les forces qui s'opposent à l'effondrement sont nombreuses, parmi lesquelles :

- Forces de pression interne au nuage.
- Forces d'origine magnétique.
- Forces associées aux mouvements turbulents.

- Forces centrifuges associées à la rotation du nuage.

Le problème complet est complexe, et l'influence du champ magnétique et de la turbulence seront traités plus avant dans le Chapitre 3.

Dans une première approximation, nous allons traiter ici le problème de la stabilité d'un nuage moléculaire, en ne considérant que les forces d'interactions gravitationnelles et la pression interne du gaz. On supposera de plus que le nuage est isolé (c'est à dire que nous négligeons les forces de pression extérieures au nuage), sphérique et que la densité est constante en tout point du nuage.

L'objectif de cette étude est de déterminer en fonction de la densité et de la température du système considéré, les paramètres critique au-delà desquels le nuage subira l'instabilité gravitationnelle, et s'effondrera sur lui-même.

Le théorème du Viriel (voir la démonstration de ce théorème en Annexe) exprime la condition d'équilibre d'un système isolé de  $N$  particules autogravitant. Clausius en 1870, puis Poincaré en 1911, ont établi cette relation entre l'énergie cinétique moyenne et l'énergie potentielle moyenne d'un tel système : pour être stable, son énergie potentielle moyenne doit être égale à deux fois son énergie cinétique moyenne.

$$\langle E_c \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_p \rangle \quad (2.1)$$

Cette relation fournit un critère d'instabilité : si l'énergie potentielle moyenne est supérieure à deux fois (en valeur absolue) la valeur de l'énergie cinétique moyenne, le système n'est plus en équilibre et le nuage s'effondre (McKee 1999). Nous allons maintenant exprimer ce critère d'instabilité en termes de valeurs critiques d'observables, plus facilement mesurables en astrophysique.

- Masse critique

Pour un nuage sphérique homogène de gaz parfait isolé (sans mouvements macroscopiques), on peut écrire :

$$E_c = \frac{3}{2} kT \frac{M}{\mu m_H} \quad \text{et} \quad E_p = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (2.2)$$

où  $T$  est la température du nuage,  $k$  la constante de Boltzmann,  $M$  la masse du nuage et  $\mu$  la masse moléculaire du gaz qui compose le nuage.

En remplaçant dans l'équation 2.1, et en considérant  $M = \rho \frac{4}{3} \pi R^3$ , on obtient l'expression de la masse critique au delà de laquelle l'instabilité gravitationnelle se déclenche :

$$M_J = \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \times \sqrt{\frac{3}{4\pi\rho}} \quad (2.3)$$

Soit, numériquement, en considérant  $\mu \simeq 2.4$  :

$$M_J = 1.9 \left( \frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{3/2} \times \left( \frac{n_{H_2}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} (M_\odot) \quad (2.4)$$

Lorsque la masse d'un système isolé est supérieure à la masse critique  $M_J$  exprimée ci-dessus, ce système est contraint de se contracter sous l'effet de sa propre gravité, à moins qu'il ne soit soumis à d'autres forces de support non prises en compte dans cette analyse simple (support turbulent, magnétique ou dû à la rotation).

Ce type d'analyse a été menée pour la première fois, mais de manière différente, par le physicien britannique



Sir James Jean (1877-1946) en 1902. C'est pourquoi cette masse critique est souvent appelée *masse de Jeans*  $M_J$ , bien que l'analyse originale de Jeans soit fautive à un petit facteur numérique près.

- Longueur critique

L'étude de Jeans montre de la même manière que le milieu restera stable pour toute perturbation de longueur d'onde plus petite qu'une longueur, appelée *longueur de Jeans* :

$$L_J = \left( \frac{\pi k T}{G \mu m_H \rho} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

Soit, numériquement :

$$L_J = 0.19 \left( \frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{1/2} \times \left( \frac{n_{H_2}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (pc) \quad (2.6)$$

- Temps de chute libre

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), défini comme le temps que met une particule de la périphérie à atteindre le centre du nuage.

Pour un nuage sphérique, initialement uniforme de densité  $\rho_0$ , sans champ magnétique ni rotation, et dont on néglige la pression, l'équation du mouvement d'une couche de rayon  $r$  de rayon initial  $a$  est :

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{4\pi G \rho_0 a^3}{3r^2} \quad (2.7)$$

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

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}} \quad (2.8)$$

ou encore :

$$t_{ff} \simeq 1.1 \times 10^5 \left( \frac{n_0}{10^5 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (ans) \quad (2.9)$$

Ce temps correspond donc au temps mis par tout élément de gaz de la sphère pour atteindre son centre. Il est de l'ordre de  $10^5$  ans pour une densité moyenne  $n_{H_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

- Limitations du modèle simple de Jeans

Les observations ont montré que les nuages moléculaires et les cœurs denses sont gravitationnellement liés et proches de l'équilibre Viriel (e.g. Chieze 1987; Bertoldi & McKee 1992; Kirk et al. 2005) mais ont apparemment des durées de vie qui excèdent les temps de chute libre  $t_{ff}$  associés d'un facteur  $\sim 5$  à 20 (e.g. Williams & McKee 1997; Basu & Murali 2001).

Ainsi, cette approche simple basée sur la masse de Jeans thermique a rapidement été remise en cause, car il a été par la suite rapidement remarqué qu'il manquait à ce calcul certains éléments, rendant sa validité discutable.

Par exemple, comme le note Larson (2003), l'effondrement global du nuage parent, non pris en compte dans le calcul, pourrait stopper les effondrements individuels des fluctuations de densité. De plus, les nuages sont des entités dynamiques de taille finie, en opposition au milieu statique et infini supposé par Jeans, et le phénomène de fragmentation du nuage doit aussi être pris en compte (voir §2.2). Enfin, le milieu interstellaire n'est pas un milieu homogène uniforme, et des forces de pression additionnelles (turbulence, champ magnétique ou rotation par exemple) peuvent supporter le nuage contre sa propre gravitation.

Cette problématique fait l'objet de la seconde partie de ce manuscrit, et a partiellement motivé l'étude du proto-amas NGC 2264-C présentée dans les Chapitres 4 et 5.

### 2.1.2 Effondrement isotherme des cœurs préstellaires

Bien que l'approximation de pression extérieure nulle reste relativement raisonnable dans le cas des nuages moléculaires, les cœurs denses, eux, sont plongés au cœur des nuages moléculaires : il devient alors impossible de négliger les forces de pression extérieure pour étudier les mécanismes de leur effondrement. De plus, nous savons aussi que les cœurs denses possèdent un profil de densité loin d'être uniforme, mais plutôt du type  $\rho \propto r^{-2}$ . Ainsi, afin de caractériser l'effondrement au sein de ces cœurs denses préstellaires, nous utiliserons des sphères isothermes de densité variable selon le rayon : les sphères de Bonnor-Ebert, et nous partirons de conditions initiales qui correspondent à des états d'équilibre hydrostatique.

#### Equilibre des sphères isothermes auto-gravitantes

L'équation de Lane-Emden (Chandrasekhar 1967) nous permet de calculer les solutions de l'équilibre hydrostatique d'un nuage sphérique ayant une équation d'état isotherme :

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi}, \quad (2.10)$$

où  $\xi = \frac{r}{a_s} \sqrt{4\pi G \rho_c}$  représente le rayon adimensionné,  $a_s$  est la vitesse du son isotherme et  $\rho_c$  la densité centrale ( $r = 0$ ).

Cette équation comporte une infinité de solutions, chacune caractérisée par un profil de densité  $\rho/\rho_c$  différent. Cette famille de solutions sont appelées sphères de Bonnor-Ebert, dont les profils de densité sont caractérisés par un plateau central et une partie extérieure approchant le profil en loi de puissance,  $\rho = (a^2/2\pi G) r^{-2}$ , de la SIS<sup>1</sup>. Les profils de densité de ces sphères sont montrés sur la Fig. 2.1(a) pour cinq valeurs de  $\xi_{max}$  et comparés au profil de la sphère singulière isotherme.

La sphère de Bonnor-Ebert critique (Ebert 1955; Bonnor 1956) au delà de laquelle il n'existe pas d'état d'équilibre (point critique indiqué sur la Fig. 2.1(b)), a une masse  $M_{crit}$  (voir l'Annexe D pour une démonstration) :

$$M_{crit} = 1.18 \frac{a_s^4}{G^{3/2} P_{ext}^{1/2}}, \quad (2.11)$$

avec  $a_s = (kT/\mu m_H)^{1/2}$  la vitesse du son isotherme.

On peut aussi montrer que le rayon critique associé est :

$$R_{crit} = 0.49 \frac{a_s^2}{G^{1/2}} P_{ext}^{-1/2}. \quad (2.12)$$

La figure Fig. 2.1(b) représente la stabilité des états d'équilibre dans un diagramme masse-rayon (cf. Chieze (1987)). A température et pression extérieure données, la masse  $M_{crit}$  de la sphère de Bonnor-Ebert critique, représentée par le point sur la Fig. 2.1(b), correspond à la masse maximum pour laquelle il existe un état d'équilibre. L'état d'équilibre critique est instable : en effet, si partant de cet équilibre l'on augmente un peu la pression extérieure, la masse du système va alors excéder la nouvelle masse critique

---

1. La sphère singulière isotherme est une solution particulière de l'équation de Lane-Emden qui ne respecte pas les conditions aux limites, et qui représente un état d'équilibre hautement instable (Whitworth et al. 1996). Sur la figure Fig. 2.1(b), elle est située au point de convergence du tortillon en pointillés représentant les états d'équilibre instables.

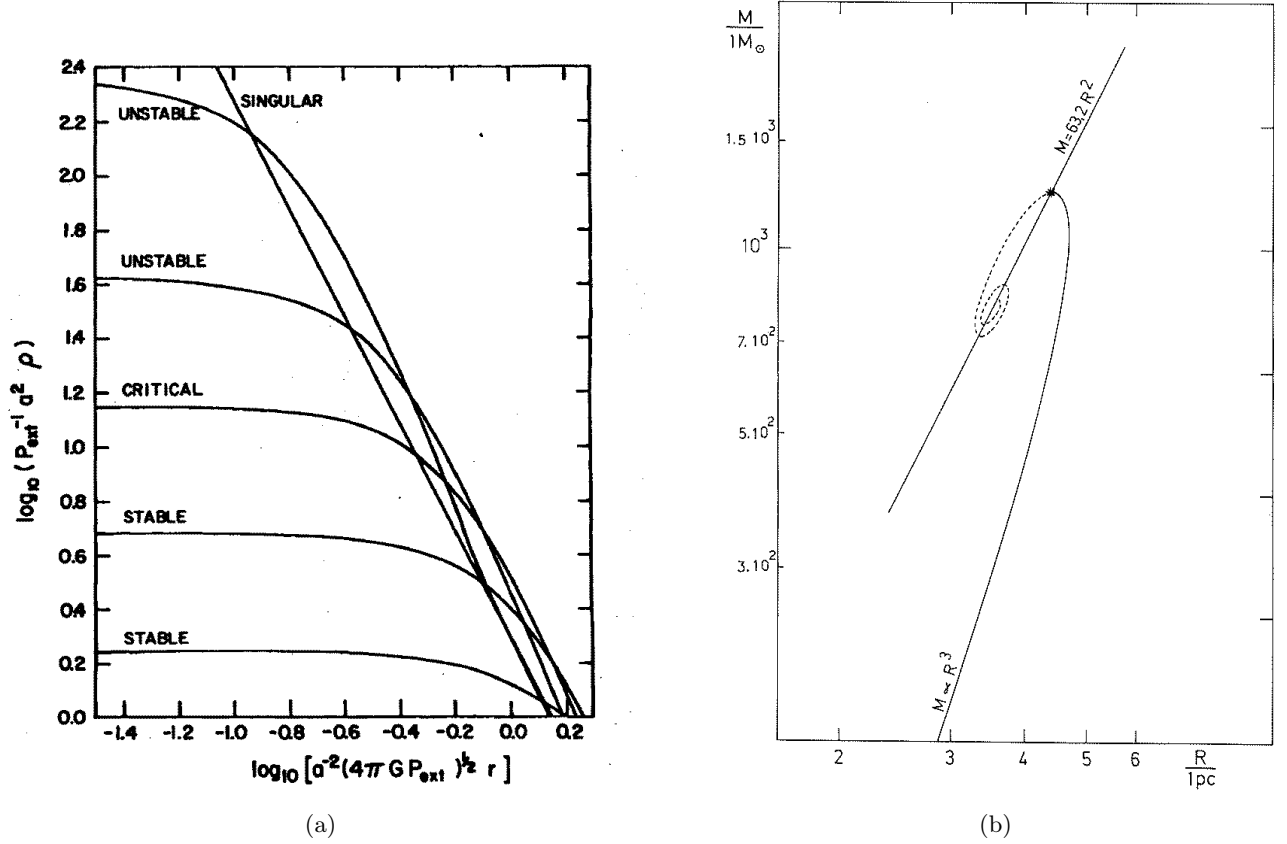


FIGURE 2.1 – (a) A gauche : profils de densité des états d'équilibre d'une sphère isotherme (de vitesse du son isotherme  $a$ ) confinée par une pression extérieure donnée ( $P_{ext} = a^2 \rho_{ext}$ ). Le profil de la sphère de Bonnor-Ebert critique délimite les régions d'équilibres stables et instables. Le profil de la sphère singulière isotherme est indiqué en comparaison. D'après Shu (1977). (b) A droite : diagramme d'équilibre masse-rayon pour une sphère auto-gravitante isotherme à température et pression extérieure  $P_{ext}$  fixées (ici  $T/\mu = 61.4$  K et  $P_{ext}/k = 3800$  K cm $^{-3}$ ). La courbe en trait plein indique les états gravitationnellement stables, celle en pointillés les configurations instables. Le point marque la position de la sphère de Bonnor-Ebert critique de masse  $M_{crit}$  au delà de laquelle il n'existe plus d'état d'équilibre. La variation de cette masse critique en fonction de la température est matérialisée par la droite  $M \propto R^2$ . D'après Chieze (1987).

qui est un peu inférieure à la masse critique initiale; aucun état d'équilibre n'est donc plus accessible au système et celui-ci s'effondre. La spirale pointillée de la Fig. 2.1(b) converge quant à elle vers le point :

$$\left( R_{SIS} = \frac{a_s^2}{\sqrt{2\pi G}} P_{ext}^{-1/2} ; M_{SIS} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{a_s^4}{G^{3/2}} P_{ext}^{-1/2} \right),$$

qui correspond à une sphère singulière isotherme tronquée à la pression extérieure  $P_{ext}$ .

### Déroulement de l'effondrement isotherme : modèle de Shu (1977, 1987)

Malgré le caractère hautement instable de la SIS, Shu (1977) l'ont adoptée comme conditions initiales de l'effondrement dans leur modèle prototype pour décrire la formation d'étoiles.

Dans ce modèle, l'effondrement d'une SIS commence au centre (le temps de chute libre y est infiniment court) à  $t = 0$  et procède de l'intérieur vers l'extérieur, au fur et à mesure qu'une onde d'expansion se propageant à la vitesse du son isotherme  $a_s$  informe les couches extérieures du déséquilibre et de la perte de support dû aux couches plus internes (déjà effondrées).

A chaque instant  $t > 0$ , le système peut être divisé en trois parties :

- a) la partie déjà effondrée à  $r = 0$  qui correspond à l'objet protostellaire central de masse  $M_*(t) = \dot{M}_{acc} t$  ;
- b) une enveloppe en effondrement, dont les profils de densité et de vitesse approchent ceux de la chute libre sur une masse ponctuelle  $M_*(t)$ , i.e. :

$$\rho(r, t) = \dot{M}_{acc} / (4\pi \sqrt{2GM_*(t)}) r^{-3/2} \quad \text{et} \quad v(r, t) = \sqrt{2GM_*(t)} r^{-1/2}$$

- c) une partie extérieure statique qui conserve le profil de densité de la SIS initiale.

Dans ce modèle, le taux d'accrétion est constant et ne dépend que de la vitesse du son :  $\dot{M}_{acc} = 0.975 a^3/G$  (i.e.,  $\dot{M}_{acc} \sim 2 \times 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$  pour une température typique de  $\sim 10$  K).

De plus, il est possible d'inclure les effets de la rotation et du champ magnétique dans ce modèle en les traitant comme des perturbations (Terebey et al. 1984; Galli & Shu 1993).

En particulier, Terebey et al. (1984) ont rajouté au modèle de départ une rotation solide lente ( $\Omega < 10^{-13} \text{s}^{-1}$ ) et montré que l'effondrement garde les caractéristiques de la solution de Shu (1977) au delà du rayon centrifuge  $R_c(t) \approx (\Omega^2 a/16) t^3$ . Pour  $r < R_c$ , l'apparition d'une barrière centrifuge conduit à la formation d'un disque, dont le rayon croît comme  $t^3$  avec le temps et par lequel transite la matière accrétée par l'objet central en provenance de l'enveloppe (voir aussi Stahler et al. 1994).

Ce modèle simple proposé par Shu (1977) (et son extension avec rotation) est à la base de la théorie "standard" proposée par Shu et al. (1987) pour la formation des étoiles simples isolées de masse solaire (voir aussi Shu et al. 1993). Il faut néanmoins noter que, dans ce modèle, il n'y a pas de zone en effondrement gravitationnel avant la formation de l'embryon stellaire central ( $t < 0$ ) et la région s'effondrant reste très limitée au début de la phase protostellaire (i.e., pour les objets de Classe 0). Autrement dit, dans ce modèle, la phase pré-stellaire conduit de manière quasistatique (par exemple, par diffusion ambipolaire) à la formation de l'objet central.

De nombreux autres modèles auto-similaires existent, et Whitworth & Summers (1985) ont montré l'existence d'un continuum de solutions auto-similaires à deux dimensions pour l'effondrement gravitationnel isotherme en symétrie sphérique.

Toutes ces solutions suivent un scénario similaire :

- 1) Dans une première phase ( $t < 0$ ), une onde de compression (générée par une perturbation extérieure par exemple) se propage de l'extérieur vers l'intérieur du système, à la vitesse du son isotherme  $a_s$ , et laisse derrière elle un champ de vitesse radial uniforme, et un profil de densité du type  $\rho \propto r^{-2}$ .
- 2) Lorsque l'onde de compression atteint le centre (à  $t = 0$ ), elle est réfléchiée en une onde d'expansion et une masse ponctuelle (l'embryon stellaire) se forme au centre.

3) Puis, la masse ponctuelle grossit par accréation et l'onde d'expansion ou de raréfaction se propage de l'intérieur vers l'extérieur du système, à la vitesse du son, laissant derrière elle un champ de vitesses de chute libre  $v_{eff} \propto r^{-0.5}$ .

Enfin, il est important de noter qu'en pratique, l'effondrement des condensations pré-stellaires ne peut pas être complètement décrit par une solution auto-similaire, car les conditions initiales (e.g. le profil de densité initial) ne sont elles-mêmes pas auto-similaires et contiennent au moins deux échelles spatiales caractéristiques. Il faut alors recourir à des simulations numériques pour prédire le déroulement de l'effondrement gravitationnel.

## 2.2 Mécanismes de fragmentation

La fragmentation gravitationnelle est probablement le mécanisme qui forme la plupart des systèmes binaires et multiples : c'est un processus qui survient quand un objet qui n'est pas maintenu en équilibre par la pression se sépare en plusieurs morceaux. Deux types de fragmentation peuvent être considérées : la fragmentation thermique qui a lieu principalement dans les nuages moléculaires et les cœurs denses ; et la fragmentation induite par rotation qui s'exerce durant la phase protostellaire. Toutes deux sont susceptibles de former des systèmes multiples, et/ou des amas stellaires. Ce problème est au coeur de l'étude des proto-étoiles de Classe 0, que je présente dans la troisième partie de ce manuscrit.

### 2.2.1 Fragmentation gravitationnelle thermique

Quand il y a effondrement, un coeur traverse quatre phases principales illustrée dans la Figure 2.2 montrant la température en fonction de la densité pour un l'effondrement d'un coeur dense (adapté de Tohline (1982)). L'effondrement est paramétrisé par l'équation d'état d'un polytrophe où  $P = K\rho^\gamma$  et donc la température est donnée par  $T \propto \rho^{\gamma-1}$ .

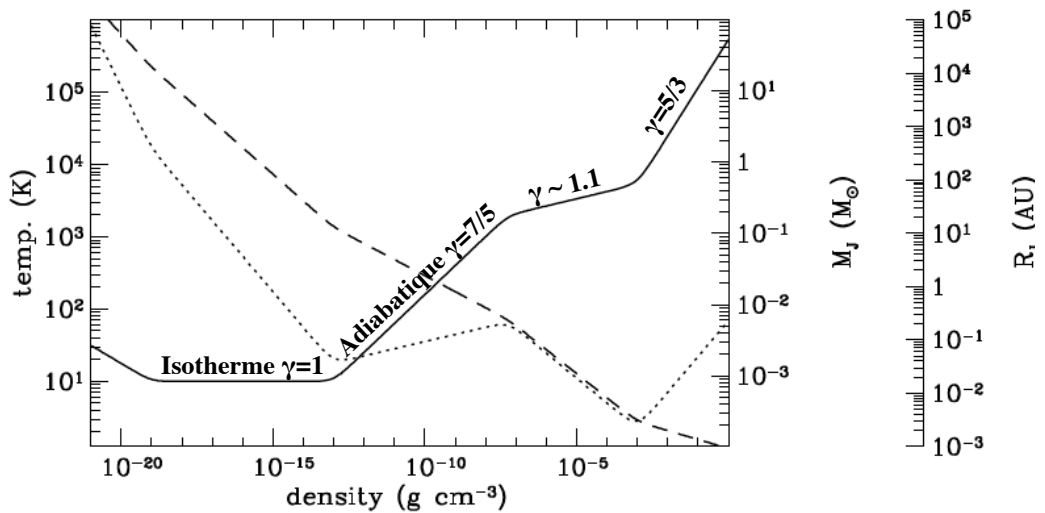


FIGURE 2.2 – La température (ligne solide), la masse de Jeans (pointillé) et le rayon de Jeans (tirets) sont tracés en fonction de la densité du gaz au cours de l'effondrement (Tohline 1982).

Or,  $\gamma$  dépend de la phase d'effondrement, comme illustré dans le Figure 2.2 : Dans la première phase, l'effondrement est isotherme ( $\gamma = 1$ ) jusqu'à ce que des densités de l'ordre de

$10^{-14}$  à  $10^{-13}$  g.cm $^{-3}$  soient atteintes. A ce moment, le gaz n'est plus optiquement mince et la température augmente : l'effondrement devient adiabatique ( $\gamma = 7/5$  pour un gaz diatomique). Ceci forme un premier cœur protostellaire qui se contracte quasi-statiquement avec l'augmentation de la masse. Une fois que la température atteint  $\sim 2000$  K, l'hydrogène moléculaire commence à se dissocier, absorbant une partie de l'énergie thermique et forçant une deuxième étape d'effondrement ( $\gamma \simeq 1.1$ ). Enfin, une fois que tout le gaz est sous forme atomique, il forme un deuxième cœur protostellaire qui continue à se contracter quasi-statiquement pendant qu'il croît en masse ( $\gamma = 5/3$  pour un gaz monoatomique).

Pour que la fragmentation puisse se produire, la masse disponible doit être  $M_{tot} \gtrsim 2M_J$ , sinon, les deux objets ne peuvent pas être gravitationnellement stables individuellement (Larson 2005). Ceci se produit le plus facilement quand la masse de Jeans diminue à mesure que la densité augmente pendant l'effondrement. La Figure 2.2 montre l'évolution de la masse de Jeans pendant les quatre phases de l'effondrement. Elle diminue tout au long de la phase isotherme ( $\gamma = 1$ ), augmente quand le premier cœur protostellaire est formé (gaz diatomique :  $\gamma = 7/5$ ), diminue de nouveau pendant la deuxième phase d'effondrement ( $\gamma \simeq 1.1$ ), et augmente une fois de plus quand tout l'hydrogène a été dissocié (gaz monoatomique :  $\gamma = 5/3$ ). Donc, la fragmentation est plus probable pendant, ou légèrement après, les deux phases d'effondrement.

Une limitation sur la fragmentation thermique peut être la nature non-homologue de l'effondrement, qui limite alors la masse disponible pour la fragmentation.

En effet, dans ce cas, depuis une densité uniforme initialement, les gradients de pression se développent près du bord externe de l'objet et se propagent vers l'intérieur à la vitesse du son. Ces gradients de pression tendent à ralentir l'effondrement, et permettent ainsi aux régions intérieures de tomber plus vite que les parties externes du cœur : on aboutit ainsi à une situation où la région centrale du cœur s'effondre avec une densité presque uniforme, tandis que la partie externe du cœur a un fort gradient de densité (Larson 1969). C'est seulement dans les régions centrales, où le temps de chute libre  $t_{ff}$  est presque constant, que la fragmentation peut se produire. En effet, dans les régions externes, le temps dynamique augmente avec le rayon, de sorte que la matière à un rayon donné ne puisse jamais rattraper celle à l'intérieur, et ne peut jamais être rattrapée par la matière extérieure. Cet effet, que l'on peut appeler effet de marées, peut inhiber la fragmentation dans les régions du cœur présentant un fort gradient de densité.

Cet effet est d'autant plus prononcé si l'objet présente, dès le début, un profil de densité raide : la fragmentation, avec de telles conditions initiales, ne peut pas se produire au cours de l'effondrement (Bonnell 2001b).

Enfin, il a été montré que la fragmentation est beaucoup plus facile au sein de structures qui ont une géométrie non-sphérique. Or, les observations ont démontré que les cœurs denses sont rarement sphériques, et qu'ils sont souvent allongés, avec une géométrie prolata ou oblate (Myers et al. 1991), donc plus faciles à fragmenter.

Pour finir, il a été récemment suggéré que la présence de turbulence et de champs magnétiques dans le milieu considéré puisse avoir une très forte influence sur les processus de fragmentation. Ces effets sont discutés plus avant dans le Chapitre 3, car les deux principales études effectuées au cours de ma thèse (et présentées dans les Parties II et III) touchent de près aux questions des rôles de ces deux ingrédients dans les processus de formation stellaire.

### Arrêt de la fragmentation

Un nuage moléculaire peut donc se fragmenter sous l'effet de sa propre gravité, au cours de son effondrement. Cette fragmentation récursive s'arrête lorsque la densité de l'objet devient si grande que le gaz devient opaque à son propre rayonnement : c'est le début de la phase adiabatique mentionnée ci-dessus.

En effet, si on reprend l'expression de la masse de Jeans

$$M_J = \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \times \sqrt{\frac{3}{4\pi\rho}},$$

on se rend compte que lors de la phase isotherme de l'effondrement,  $T = \text{cte}$  et  $M_J \propto \rho^{-1/2}$  : la masse de Jeans diminue lorsque la densité du fragment augmente, et la fragmentation continue.

En revanche, lors d'une phase adiabatique,  $T = K'\rho^{\gamma-1}$  et  $M_J \propto \rho^{(3\gamma-4)/2}$ . Ainsi, si  $\gamma = 5/3$  alors  $M_J \propto \rho^{1/2}$  et la masse de Jeans va augmenter avec la densité du fragment : la fragmentation s'arrête.

Nous calculons maintenant la masse des plus petits fragments attendus grâce au processus de fragmentation thermique.

L'énergie gravitationnelle libérée lors de l'effondrement est :

$$\Delta E_g \simeq \frac{3}{10} \frac{GM_J^2}{R_J} \quad (2.13)$$

D'où la luminosité d'effondrement :

$$L_{ff} \simeq \frac{\Delta E_g}{t_{ff}} \simeq G^{3/2} \left( \frac{M_J}{R_J} \right)^{5/2} \quad (2.14)$$

Cette luminosité doit être transportée par radiation pour que la fragmentation continue (on suppose un facteur d'efficacité  $0 < e < 1$ ) :

$$L_{rad} = 4\pi R^2 e \sigma T^4 \quad (2.15)$$

Dès le début du régime adiabatique, la fragmentation s'arrête. On calcule la masse de Jeans critique telle que :  $L_{ff} = L_{rad}$ , d'où :

$$M_J^{min} = 0.03 \left( \frac{T^{1/4}}{e^{1/2} \mu^{9/4}} \right) \quad (2.16)$$

Ainsi, pour  $\mu \sim 1$ ,  $e \sim 0.5$  et  $T \sim 1000K$  :  $M_J^{min} \sim 0.2M_\odot$ . Avec des valeurs de ces paramètres réalistes, les plus petits fragments prévus par ce modèle correspondent aux structures de masse égale à quelques masses de Jupiter.

#### 2.2.2 Fragmentation par rotation

Le deuxième type de fragmentation est la fragmentation d'un disque qui se forme à la fin de l'effondrement par l'effet de la rotation (Bonnell 1994).

S'il n'y a pas de fragmentation gravitationnelle thermique avant l'arrêt de l'effondrement, la matière va former un système objet central – disque, dans lequel le disque est maintenu par la rotation, tandis que le cœur protostellaire est maintenu par la pression.

Si l'énergie rotationnelle "cinétique" de cette matière est plus grande que :

$$\beta = \frac{E_{rot}}{|E_{grav}|} \gtrsim 0.27,$$

elle va être instable aux perturbations non-axisymétriques (Bonnell 2001b).

L'instabilité engendre alors une structure de barre dans l'objet (mode  $m=2$ ). Cette déformation en forme de barre implique que les couples gravitationnels soient présents et qu'ils transportent du moment cinétique de l'objet central vers l'extérieur. Or, le transport de moment cinétique est accompagné par le développement de bras spiraux, et force l'objet central à se déplacer du centre du système : cela engendre donc un mode  $m = 1$  dans le système. La combinaison de ces deux modes permet aux bras spiraux de recueillir la matière, et même d'interagir l'un avec l'autre. Cette interaction forme une perturbation dans le disque, qui peut avoir une masse de Jeans. Dans ce cas, la perturbation va croître et s'effondrer sur elle-même, pour finalement former un fragment secondaire.

En résumé, la fragmentation par rotation est permise par le transport du moment cinétique par la barre et les bras spiraux, qui diminuent le support rotationnel du disque.

Il a été récemment suggéré que la présence de champs magnétiques dans les enveloppes et disques protostellaires puisse avoir une très forte influence sur les processus de fragmentation. Notamment, Hennebelle & Teyssier (2008) et Price & Bate (2007) ont montré que même un champ magnétique faible est capable d'inhiber toute fragmentation, grâce notamment à l'évacuation du moment cinétique par freinage magnétique. Ceci pose un problème d'importance, notamment pour expliquer la formation des systèmes multiples, comme expliqué ci-après.

### 2.2.3 Formation des systèmes multiples par fragmentation

Il existe plusieurs théories sur la formation des binaires, dont certaines datent de plus d'une centaine d'années. Les deux plus anciennes sont la capture et la fission (Ostriker & Bodenheimer 1968; Bonnell et al. 1998) et ont été abandonnées par manque d'efficacité, tandis que l'hypothèse privilégiée actuellement pour expliquer la formation de systèmes multiples est celle de la fragmentation.

L'idée de base de la fission est que la conservation du moment cinétique impose qu'une étoile jeune tourne de plus en plus vite en évoluant (Ostriker & Bodenheimer 1968). Lorsqu'elle atteint une vitesse de rotation telle que l'énergie rotationnelle vaut à peu près un quart de l'énergie gravitationnelle, l'étoile va se déformer en formant une barre. À partir de ce moment, la conjecture du scénario de fission était que la barre se séparait en deux et formait un système binaire. Mais les simulations numériques de cette instabilité ont démontré que, au lieu de se séparer en deux, la barre forme des bras spiraux qui, grâce aux couples gravitationnels, transportent le moment cinétique vers l'extérieur, ce qui laisse l'objet central avec une vitesse rotationnelle plus faible (Bonnell 1994; Durisen et al. 1986). L'objet central ne se fragmente donc pas, et le scénario de fission a depuis été abandonné.

La capture se produit quand deux étoiles passent assez près l'une de l'autre, et qu'il existe un processus qui enlève de l'énergie cinétique, et laisse les deux étoiles gravitationnellement liées (Byrd 1974). Ce processus gourmand en énergie pourrait être dû à une troisième étoile, des effets de marées, ou bien un disque circumstellaire (Clarke & Pringle 1991). La probabilité d'avoir trois étoiles dans une région de quelques rayons stellaires est néanmoins très faible, et la capture due aux effets de marées, bien qu'étant beaucoup plus fréquente, nécessite une région assez dense (Sclally & Clarke 2001). Ainsi, il a été rapidement conclu que la capture ne peut pas être le processus dominant à l'origine des systèmes binaires, ou multiples en général.

La fragmentation est probablement le mécanisme qui forme la plupart des systèmes binaires et multiples (Boss 1988). Les deux types de fragmentation évoqués précédemment peuvent être invoqués. Premièrement, la fragmentation pendant l'effondrement (ou fragmentation thermique, voir §2.2.1) peut



engendrer plusieurs fragments (Bonnell et al. 1991; Monaghan 1994), non hiérarchiques et ayant des séparations plus ou moins similaires. Ces systèmes ne seront pas stables mais peuvent évoluer sous l'effet des interactions gravitationnelles (Sterzik et al. 2003), ou par accréation.

Une autre méthode pour former les systèmes multiples est la fragmentation d'un disque circumbinaire, de la même manière que la fragmentation des disques protostellaires discutée plus haut, mais avec la binaire qui prend la place de la barre et qui transporte le moment cinétique dans le disque. La binaire (mode  $m = 2$ ) engendre le mode  $m = 1$  dans le système, et s'éloigne du centre de masse. Les bras spiraux dûs aux couples gravitationnels accumulent la matière et interagissent ensemble en formant d'autres fragments dans le système (Burkert & Bodenheimer 1996).

Une troisième possibilité est que les deux modes de fragmentation se succèdent dans la même évolution. Un système à grande séparation pourrait être formé par la fragmentation durant l'effondrement, et un ou plusieurs systèmes plus rapprochés pourraient être formés par la fragmentation des disques circumstellaires qui se forment autour des fragments de la première génération (Bate et al. 1995).

Si les systèmes multiples se forment effectivement par fragmentation, alors les mécanismes de fragmentation étant les plus efficaces lors des phases d'effondrement isotherme, la multiplicité doit être établie au début de la phase Classe 0, ou plus tôt. Il faut noter, toutefois, que la fragmentation durant le second effondrement isotherme (après la formation du premier cœur protostellaire, lorsque  $H_2$  s'est dissocié à une température  $T > 2000$  K) est possible, mais n'a pas été encore modélisée de manière satisfaisante (Machida et al. 2007).

Un des travaux majeurs réalisés au cours de ma thèse concerne directement cette problématique : nous avons cherché à déterminer le taux de multiplicité au cours des phases les plus précoces de la formation stellaire (Classe 0), afin de tester les différents scénarios de formation des systèmes multiples. Ce travail et la publication associée (Maury et al. 2009), sont présentés dans la Partie III de ce manuscrit.

## 2.3 Mécanismes d'éjection de matière

La majorité, sinon la totalité, des proto-étoiles subissent une perte de masse importante, exprimée par l'émergence de jets puissants à haute vitesse, accompagnés de flots bipolaires issus de la région circumstellaire autour de l'objet jeune (voir les revues de Bachiller 1996, Richer et al. 2000, Reipurth & Bally 2001 et Arce et al. 2007) : un vent stellaire rapide et collimaté balaye sur son passage le gaz moléculaire ambiant, menant à la formation de deux cavités orientées de part et d'autre de l'objet stellaire jeune.

La première étude que je présente dans ce manuscrit traite du phénomène d'éjection de matière protostellaire, et je vais présenter ici quelques rudiments ayant trait à ce phénomène.

Herbig (1951) et Haro (1952) furent les premiers à mettre le doigt sur le phénomène de perte de masse des étoiles jeunes grâce à leur découverte de petites nébulosités, présentant des spectres en émission particuliers, et dont l'émission n'était pas d'origine stellaire (Haro & Minkowski 1960), mais provenait plus vraisemblablement de gaz choqué. Ces objets de Herbig-Haro (objets HH dans la suite) furent vite reliés aux vents stellaires (Osterbrock 1958).

Plus tard, (Schwartz 1975) interpréta ces nébulosités comme résultant de l'interaction des vents stellaires supersoniques avec le milieu environnant, puis Gautier et al. (1976) mirent en évidence l'émission de gaz moléculaire chauffé par les chocs, dans la raie vibration-rotation de  $H_2$  à  $2.12\mu m$ .

Les premiers jets collimatés à haute vitesse furent, eux, découverts dans les raies optiques par Mundt & Fried (1983), puis dans le continuum radio par Bieging et al. (1984).

### 2.3.1 Flots moléculaires

En 1980, Snell et al. (1980) rapportèrent la découverte du premier flots moléculaire issu de la proto-étoile de Classe I, L1551-IRS5. Ce flots est détecté comme une large structure en émission de CO, qu'ils interprétèrent comme du gaz ambiant à faible vitesse, entraîné par un vent stellaire rapide et collimaté par le disque d'accrétion circumstellaire. Aujourd'hui, 30 ans après, plus de 600 flots moléculaires (Arce et al. 2007) ont été découverts, et les flots moléculaires sont compris comme étant formé de matière circumstellaire entraînée par le jet haute vitesse issu de l'objet protostellaire.

Les flots moléculaires sont souvent bipolaires, et sont observés comme deux lobes peu collimatés s'étendant de part et d'autre d'un objet central, sur des distances de l'ordre du parsec (voir les Figures 2.5 et 2.3). Comme leur nom l'indique, ils sont détectés par des traceurs moléculaires : les transitions entre les niveaux rotationnels  $J = 1 - 0$  et  $J = 2 - 1$  de la molécule de CO sont notamment les plus utilisées. Les flots moléculaires présentent, à leur base, des angles d'ouverture  $\sim 20 - 90^\circ$ , leurs vitesses observées sont de l'ordre de  $\sim 10 - 100 \text{ km.s}^{-1}$ , tandis que leur densité est typiquement  $n \sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Enfin, la composante de flots est généralement bien plus massive que la composante de jet présentée ci-après, parce qu'elle est plus dense, et constituée du matériel ambiant balayé durant toute la phase de perte de masse.

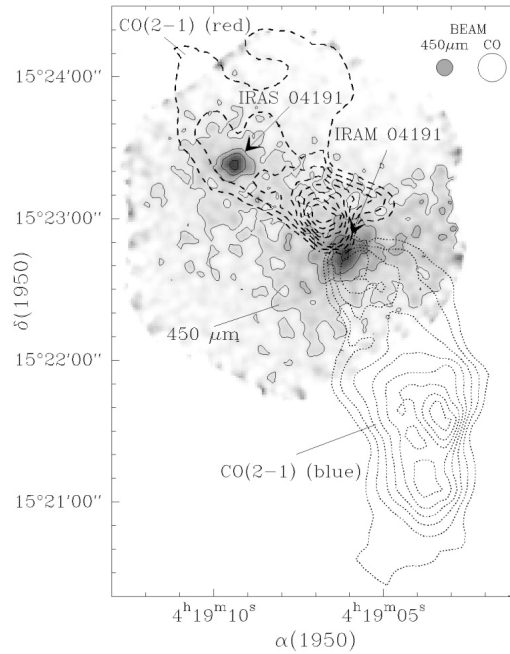


FIGURE 2.3 – Flots moléculaire de IRAM 04191 : carte IRAM-30m (d'après André et al. (1999)). L'image représente la carte de l'émission en continuum millimétrique à  $450 \mu\text{m}$  (qui trace l'enveloppe protostellaire) obtenue avec SCUBA, tandis que les contours représentent l'émission en  $^{12}\text{CO}(2-1)$  et tracent les deux lobes (lobe décalé vers le rouge en tirets, et lobe décalé vers le bleu en pointillés) du flots protostellaire (André et al. 1999).

Finalement, voici quelques propriétés observationnelles des flots moléculaires (Arce et al. 2007) :

- La distribution de masse avec la vitesse suit une loi de puissance de la forme  $m(v) \propto v^{-\gamma}$  avec  $\gamma \sim 1.3 - 2$ .
- La collimation du flots augmente avec la vitesse : cet effet est notamment bien visible dans le cas de

HH 211 (pour une revue, voir Bachiller & Tafalla 1999; Arce et al. 2007).

- Les diagrammes position-vitesse montrent que la vitesse du flot augmente de façon monotone avec la distance à la source. Cette accélération apparente est souvent appelée "loi de Hubble" pour les flots moléculaires, par analogie au phénomène cosmologique.
- Les émissions, décalées vers le rouge et vers le bleu, sont le plus souvent séparées en deux lobes distincts, indiquant de faibles vitesses transverses et un mouvement essentiellement radial.
- Les masses déplacées dans les flots dépendent fortement de l'âge et la masse de l'objet central, et peuvent aller jusqu'à  $\sim 500 M_{\odot}$  (Russell et al. 1992; Chernin & Masson 1995; Churchwell 1999; Arce et al. 2007).
- Les énergies déposées peuvent atteindre  $10^{47} - 10^{48}$  erg (Garden et al. 1991)
- Les temps dynamiques caractéristiques mesurés varient de  $10^3$  à quelques  $10^5$  ans.

### 2.3.2 Jets protostellaires

Les jets protostellaires sont des jets atomiques ionisés, qui montrent des spectres d'émission caractéristiques de chocs radiatifs à des vitesses de  $\sim 100 \text{ km.s}^{-1}$  (voir le panneau inférieur de la Figure 2.5, et la Figure 2.4). Ces jets émettent intensément dans les raies de l'hydrogène  $H_2$ , de CO et de SiO par exemple. La source de ces jets n'est pas visible en optique car obscurcie à la fois par l'enveloppe résiduelle et le disque d'accrétion, mais peut être détectée en continuum millimétrique. La matière ionisée ou chauffée le long de l'axe du jet est aussi observable dans le continuum radio thermique, du centimétrique au millimétrique. La plupart du temps, l'émission centimétrique est interprétée comme de l'émission free-free provenant du jet thermique (Reynolds 1986), mais peut aussi provenir de l'émission de poussières (voir par exemple Chen et al. 1995).

L'émission en  $H_2$  de ces jets provient essentiellement des transitions de  $H_2$  à des niveaux d'énergie  $> 6000 \text{ K}$  au dessus du niveau électronique fondamental. Ces transitions sont activées par l'excitation collisionnelle des régions denses à des températures de  $\sim 10^3 \text{ K}$ , ainsi l'émission  $H_2$  est interprétée comme résultant de l'interaction du jet avec le milieu ambiant, au niveau des chocs d'étrave créés en tête du jet au cours du temps (voir Figure 2.5 et Figure 2.4).

Sur la Figure 2.4, nous voyons que le corps des jets présentent également des sous-structures, appelées nœuds : il a été proposé que ces derniers puissent être le résultat de variations de la vitesse d'éjection au niveau de la source (Raga & Kofman 1992) ou encore produits par l'instabilité de Kelvin-Helmoltz (Buehrke et al. 1988).

La Figure 2.5 montre aussi que ces jets sont parfois détectés en émission très haute vitesse dans la raie moléculaire de CO (Bachiller et al. 1990, 1991b). Cette émission très collimatée trace la matière choquée par le jet à très haute vitesse, le long de l'axe du jet (voir le panneau inférieur de la Figure 2.5 pour un exemple de jet détecté dans les traceurs moléculaires). Ils peuvent aussi être cartographiés dans des raies millimétriques à haut niveau d'excitation, telles SiO(2-1) ou SiO(5-4), qui tracent les très forts chocs du jet contre le milieu environnant (voir Figure 2.4). La cartographie de ces jets dans de tels traceurs moléculaires permet, entre autres, de tracer le jet proche de la source, où l'émission  $H_2$  ne peut être détectée en raison d'une trop forte opacité.

Il a longtemps été pensé que les jets atomiques possédaient des extensions caractéristiques de quelques dixièmes de parsecs. Cependant, il est apparu que ces écoulements pouvaient parfois s'étendre sur plusieurs parsecs (par exemple, HH 111, cf. Reipurth & Bally 2001). Une limite physique de la taille d'un jet est la distance séparant la source et le bord du nuage auquel elle appartient : lorsque le jet dépasse les limites



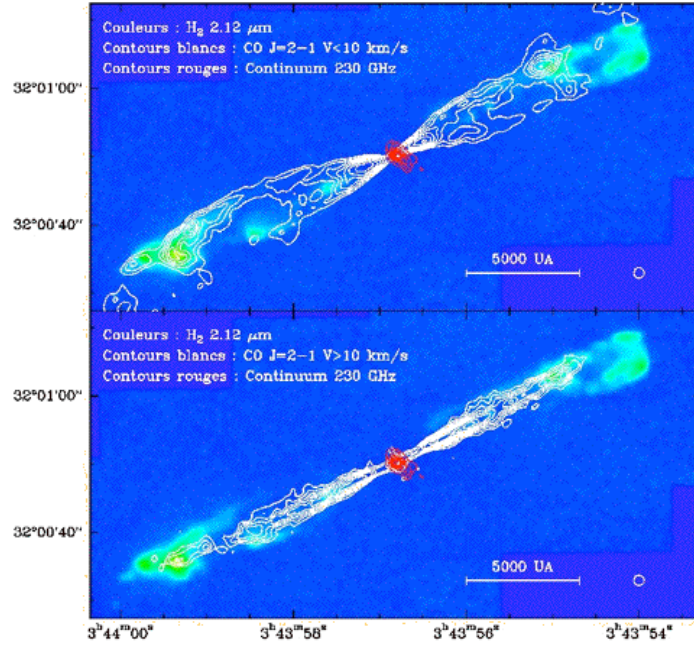


FIGURE 2.5 – Ejection de matière issue de l'objet protostellaire HH211, vu en émission CO (contours blancs, Gueth & Guilloteau (1999)) et émission  $H_2$ . En haut : le flot i.e le gaz ambiant poussé par le jet (coquille dense à  $v < 20$  km/s). En bas : le jet protostellaire i.e le faisceau de matière très collimaté, éjecté de la protoétoile à  $v > 100$  km/s. L'image couleur de fond est l'image  $H_2$  à  $2.12\mu\text{m}$  (McCaughrean et al. 1994), qui trace plus particulièrement le choc d'étrave.

régions de formation stellaire, grâce à leurs composantes très hautes vitesse notamment. La première étude présentée dans ce manuscrit traite directement cette problématique, et est décrite dans les Chapitres 3, 4 et 5.

#### 2.3.4 Lien entre accréation et éjection

S'il existe bien des indications claires d'éjection de matière tout au long de la phase d'accréation protostellaire (e.g. Parker et al. 1991; Bontemps et al. 1996a), les flots CO associés aux objets de Classe I sont nettement moins puissants et moins bien collimatés que ceux des sources de Classe 0.

Ceci se comprend si l'on considère que l'accréation est très vraisemblablement le moteur de l'éjection (pour une revue, voir Pudritz et al. 2007), et qu'inversement les phénomènes d'éjection de matière ont une influence sur les taux d'accréation et le déroulement de l'effondrement (Myers 2008). En effet, les jets protostellaires sont compris comme étant le résultat direct d'un mécanisme d'accréation-éjection. Les modèles du disk wind (e.g., Blandford & Payne 1982; Shang et al. 2007) et du X-wind (e.g., Shu et al. 1994; Ferreira 2003) sont les deux théories actuelles traitant du lancement de ces jets : dans les deux cas, la combinaison de la rotation d'un disque d'accréation et du champ magnétique sont responsables de l'éjection de gaz dans les directions bipolaires, ce vent étant ensuite collimaté sous forme de jet.

Dans le but de quantifier l'évolution de la perte de masse pendant la phase protostellaire, (Bontemps et al. (1996a)) ont obtenu et analysé un ensemble homogène de cartes de l'émission CO(2–1) à haute vitesse

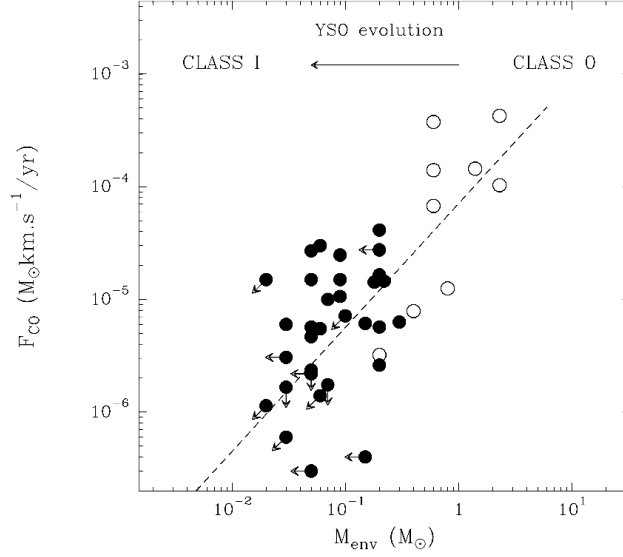


FIGURE 2.6 – Diagramme logarithmique montrant la force du flot  $F_{CO}$  en fonction de la masse d'enveloppe circumstellaire  $M_{env}$  pour un échantillon d'objets proches de Classe I (ronds pleins) et Classe 0 (ronds ouverts). (Les flèches sur les points d'observation indiquent des limites supérieures.) La meilleure loi de puissance  $F_{flot} \propto M_{env}^{\alpha}$  (avec  $\alpha=1$ ) ajustant les données est indiquée par la droite en tirets. Ce graphe montre que la puissance du flot moléculaire décroît nettement de la Classe 0 à la Classe I. (D'après Bontemps et al. 1996.)

pour un échantillon représentatif d'objets stellaires jeunes enfouis de faible luminosité ( $L_{bol} < 50 L_{\odot}$ ) et situés dans des nuages proches ( $d < 450$  pc).

Les résultats de cette étude (voir Figure 2.6) montrent que les objets de Classe 0 se trouvent un ordre de grandeur au-dessus de la corrélation entre la force du flot ( $F_{flot}$ ) et la luminosité bolométrique ( $L_{bol}$ ) bien connue pour les sources de Classe I (e.g. Lada 1985; Cabrit & Bertout 1992).

De plus, Bontemps et al. (1996a) ont trouvé une excellente corrélation entre  $F_{flot}$  et  $M_{env}$  dans tout leur échantillon (contenant des sources de Classe I et de Classe 0, cf. Fig. 2.6) :  $F_{flot} = 10^4 M_{env} \times km.s^{-1}.yr^{-1}$ .

Bontemps et al. (1996a) ont montré que cette corrélation  $F_{flot}-M_{env}$  est indépendante de la corrélation  $F_{flot}-L_{bol}$ , et résulte vraisemblablement d'une décroissance progressive de la puissance des flots au cours de la phase d'accrétion protostellaire. Or, la luminosité bolométrique étant une mesure indirecte de la luminosité d'accrétion, et donc du taux d'accrétion de la protoétoile, ceci suggère une décroissance du mécanisme d'éjection dûe à la décroissance du phénomène d'accrétion. La même corrélation a été observée indépendamment par Moriarty-Schieven et al. (1994), Hogerheijde et al. (1998) et Henning & Launhardt (1998) sur d'autres échantillons d'objets stellaires jeunes. De même, l'échantillon de Richer et al. (2000) montre que le flux de moment  $F_{flot}$  et la luminosité mécanique  $L_{CO}$  sont corrélés à la luminosité bolométrique  $L_{bol}$  sur 5 ordres de magnitude.

Ainsi, il semble que pour construire une vision raisonnable de la formation stellaire, aux stades précoces tout au moins, il faille prendre en compte ces jets et flots, leurs raisons d'être, et leurs effets sur l'environnement des proto-étoiles, et sur la formation stellaire elle-même. L'étude de l'influence des flots protostellaires à l'oeuvre dans le proto-amas NGC 2264-C présentée dans la Partie II de ce manuscrit va dans ce sens.

# Chapitre 3

## Problématiques spécifiquement abordées par nos études

---

<b>3.1</b>	<b>La question du taux de formation stellaire . . . . .</b>	<b>36</b>
<b>3.2</b>	<b>La question de la fonction de masse initiale . . . . .</b>	<b>37</b>
3.2.1	Détermination de la fonction de masse initiale . . . . .	37
3.2.2	Origine de la fonction de masse initiale . . . . .	39
<b>3.3</b>	<b>Rôle de la turbulence sur les processus de formation stellaire . . . . .</b>	<b>42</b>
3.3.1	Turbulence interstellaire : indices observationnels . . . . .	42
3.3.2	Influence sur les processus de formation stellaire . . . . .	42
3.3.3	Origine et régénération de la turbulence . . . . .	45
<b>3.4</b>	<b>Rôle des champs magnétiques sur les processus de formation stellaire . . . . .</b>	<b>46</b>
3.4.1	Champs magnétiques : indices observationnels . . . . .	46
3.4.2	Influence des champs magnétiques sur l'effondrement et le SFR . . . . .	47
3.4.3	Influence des champs magnétiques sur la fragmentation et l'IMF . . . . .	49
3.4.4	Scénario magnétique pour l'effondrement pré-stellaire . . . . .	50
3.4.5	Avantages et inconvénients du scénario magnétique de formation d'étoiles . . . . .	51
<b>3.5</b>	<b>Le problème des systèmes multiples . . . . .</b>	<b>52</b>
3.5.1	Les systèmes multiples et l'IMF . . . . .	52
3.5.2	Origine des systèmes multiples . . . . .	52

---

Dans ce Chapitre, je décris deux grandes questions de la formation stellaire abordées par les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit, ainsi que deux acteurs incontournables de ces problématiques : le champ magnétique et la turbulence.

Je présente d'abord la question du taux de formation stellaire, directement reliée à la problématique de formation des coeurs denses pré-stellaires, et abordée par mon étude du support contre l'effondrement à l'oeuvre pour réguler le taux de formation stellaire dans le proto-amas NGC 2264-C. Cette étude est présentée dans les Chapitres 4 et 5 de ce manuscrit, et s'intéresse au rôle des flots protostellaires pour lutter contre l'effondrement global du proto-amas, que ce soit au travers de leur pression directe sur la matière contenue dans celui-ci ou de la turbulence qu'ils produisent.

Ensuite, je présente la question de la fonction de masse initiale, et je la mets en relation avec la problématique de la fragmentation des coeurs denses. L'étude que j'ai menée pour éclairer ces deux problématiques connexes est présentée dans les Chapitres 6 et 7 de ce manuscrit, et consiste à tester la multiplicité des proto-étoiles de Classe 0, et ainsi la fragmentation au stade pré-stellaire.

Pour ces deux problématiques, la turbulence et les champs magnétiques sont des ingrédients physiques au rôle essentiel. C'est pourquoi je décris aussi dans ce Chapitre les différents aspects et rôles de la turbulence et des champs magnétiques dans les régions de formation stellaire.

### 3.1 La question du taux de formation stellaire

Certaines observations contredisent le scénario dynamique simple (voir le Chapitre 2) avancé pour rendre compte de l'effondrement gravitationnel et de la fragmentation des nuages moléculaires et des objets stellaires jeunes. Nous distinguerons, en particulier :

- la durée de vie des objets concernés, qui devraient selon ce scénario s'effondrer sur des temps de l'ordre du temps de chute libre, et donc bien plus rapidement que l'âge typique des galaxies ;
- la présence de flots protostellaires pour évacuer le moment cinétique en excès, qui ne peut s'expliquer sans arguments magnétiques ;
- ce scénario génère une turbulence qui ne reproduit pas les caractéristiques de celle observée (largeurs de raie super-thermiques indiquant des mouvements aléatoires à des vitesses supersoniques) ;
- le trop fort taux de formation stellaire que ce scénario prédit.

Ce dernier point est fondamental, car le taux de formation stellaire (SFR pour Star Formation Rate en anglais) est un acteur essentiel du bilan énergétique des galaxies (Cole et al. 1994; Avila-Reese et al. 2003). En effet, l'énergie rayonnée par les galaxies est, au départ, celle des étoiles. Elle est absorbée par le milieu interstellaire, en particulier par les poussières, lesquelles rayonnent à leur tour cette énergie en infrarouge. C'est principalement de cette manière que les étoiles réchauffent le milieu interstellaire, et donc les galaxies. Quand on fait le bilan, on voit qu'une galaxie normale comme la notre rayonne autant d'énergie directement à partir de ses étoiles qu'à partir de la ré-émission par les nuages interstellaires. Donc, comprendre de quelle manière le taux de formation d'étoiles dépend des propriétés physiques des galaxies, et l'effet rétroactif de ce taux sur l'évolution de la galaxie hôte est primordial si l'on veut construire une vision unifiée de l'Univers, à l'échelle cosmologique.

De plus, l'étude du taux de formation d'étoiles a aussi un intérêt pour la compréhension des processus de formation stellaire eux-mêmes. Les étoiles se forment dans les nuages moléculaires, lorsque ceux-ci s'effondrent et se fragmentent pour fabriquer des cœurs denses, puis des cœurs pré-stellaires. Nous avons argumenté dans la partie précédente que le déclenchement de l'effondrement, et donc l'initiation de la formation stellaire, se produit dès que le nuage devient suffisamment dense pour dépasser sa masse de Jeans  $M_J$ .

Mais, les nuages moléculaires ont des masses typiques bien supérieures à leur masse de Jeans, et devraient donc presque tous subir un effondrement gravitationnel, et former des étoiles. Si toute la masse de gaz de densité  $> 10^3 \text{ cm}^{-3}$  dans la Galaxie ( $\sim 10^9 M_\odot$ ) devait s'effondrer, avec un temps de chute libre  $\sim 2 \cdot 10^6$  ans, il en résulterait un taux de formation d'étoiles :  $\sim 500 M_\odot/\text{an}$ . Or, les mesures les plus récentes du taux de formation stellaire donnent une valeur  $\sim 3 M_\odot/\text{an}$  dans notre Galaxie (Evans & Lada 1991; McKee & Williams 1997).

Ainsi, le gaz ne s'effondre pas en chute libre, et des phénomènes non pris en compte dans le scénario gravitationnel simple doivent fournir un support contre l'effondrement global des nuages moléculaires.

Pendant plus de deux décennies, l'explication avancée pour rendre compte de ce faible taux de formation stellaire supposait que la plupart des étoiles de faibles masses se forment dans des nuages sous-critiques (voir Chapitre 6) qui, sous des conditions de MHD idéale, sont supportés par les forces de pression magnétique et donc ne s'effondrent que très peu : seule la matière la plus dense peut s'effondrer grâce au processus



de diffusion ambipolaire (voir la section § 3.4 pour une discussion plus approfondie du rôle des champs magnétiques, et du phénomène de diffusion ambipolaire).

C'est plus récemment que l'impact de la turbulence sur le taux de formation stellaire a été pris en compte, et il a été depuis montré que la turbulence est, tout comme le champ magnétique, susceptible de diminuer notablement l'efficacité de formation stellaire, grâce notamment au processus de support turbulent.

Ce point est plus amplement développé dans la section suivante, car il est au coeur de l'étude du proto-amas NGC 2264-C que je présente dans cette partie de mon manuscrit.

## 3.2 La question de la fonction de masse initiale

La fonction de masse initiale (initial mass function, abrégée en "IMF" en anglais) est la relation qui décrit la distribution des masses des étoiles pour une population d'étoiles nouvellement formées. Elle fournit le nombre d'étoiles de masse  $M$  par unité de masse (voir Figure 3.1).

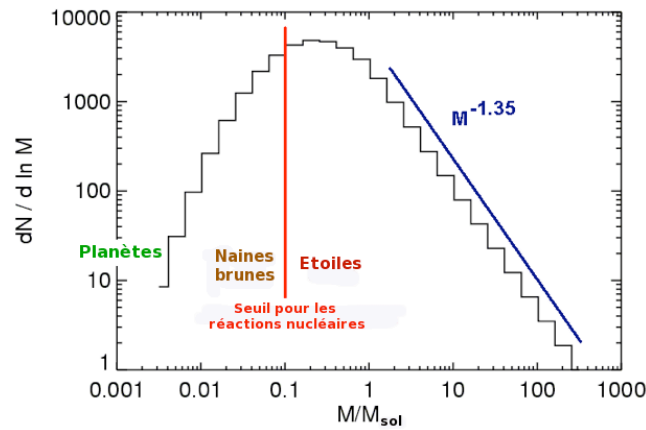


FIGURE 3.1 – Illustration schématique de la fonction de masse initiale. Les étoiles se formant avec une masse inférieure à  $\sim 0.08M_{\odot}$  ne peuvent pas entamer la combustion de l'hydrogène en hélium : c'est le régime des naines brunes. Enfin, le régime des plus fortes masses représente ici les étoiles : leur distribution en masse est constituée d'un plateau (appelé aussi masse caractéristique), puis d'une décroissance du nombre d'objets en allant vers les grandes masses stellaires, suivant une pente de Salpeter ( $-1.35$ , voir plus loin dans le texte).

Deux des grandes énigmes actuelles en astrophysique sont les questions de l'origine et de l'universalité de l'IMF : il s'agit d'expliquer les mécanismes de formation des étoiles, et de déterminer s'il existe un processus unique aboutissant à la même fonction de masse initiale pour toutes les galaxies, qui serait ensuite modulée en fonction des conditions locales.

### 3.2.1 Détermination de la fonction de masse initiale

Malgré les récents progrès techniques qui ont permis l'observation d'objets de moins en moins lumineux et l'exploration d'un plus grand régime de masses, notamment avec les premières observations de naines brunes en 1995 (pour une revue, voir Basri 2000), la détermination observationnelle de la fonction de masse initiale est une procédure compliquée.

En effet, même pour les étoiles évoluées, on ne peut observer directement les masses des étoiles mais

seulement leur luminosité et leur couleur, et il faut ensuite utiliser des modèles stellaires (et une relation masse-luminosité) pour remonter à la distribution de masse des étoiles<sup>1</sup>.

De plus, lorsque l'on utilise la masse des étoiles évoluées du champ pour déterminer une IMF, il faut s'assurer que la masse de ces étoiles n'a pas sensiblement évolué depuis leur naissance, ou alors faire des corrections sur cette évolution grâce par exemple à l'utilisation d'une fonction de luminosité.

Enfin, l'IMF doit être calculée à partir d'observations homogènes d'échantillons complets, et dont la distance est connue. C'est pourquoi il est bien plus facile de déterminer l'IMF dans les amas ouverts jeunes dont l'âge est connu, tandis que la détermination de l'IMF devient difficile dans le champ.

Dans le but d'étudier l'évolution stellaire le long du diagramme H-R, Salpeter (1955) fut le premier à établir ce qui est maintenant connu sous le nom de la fonction de masse de Salpeter, à savoir que le nombre d'étoiles de masse  $m$  évolue avec la masse comme :

$$\xi(\log m) = \frac{dN}{d\log m} \propto m^{-\Gamma} \text{ avec } \Gamma = 1.35 \quad (3.1)$$

En moyenne, l'IMF des étoiles de masse  $M > 0.5 M_{\odot}$  est assez bien décrite par cette loi de puissance de Salpeter. En deçà, la pente a tendance à s'aplatir et les modèles utilisent généralement une loi de puissance segmentée, c'est-à-dire différents  $\Gamma$  selon l'intervalle de masse (Kroupa 2001; Bonnell et al. 2006), ou une loi log-normale (Chabrier 2003). La Figure 3.2 présente par exemple l'IMF déterminée observationnellement pour l'amas des Pléiades (cercles), ainsi que les deux types de modèles IMF sus-cités, appliqués à cet amas.

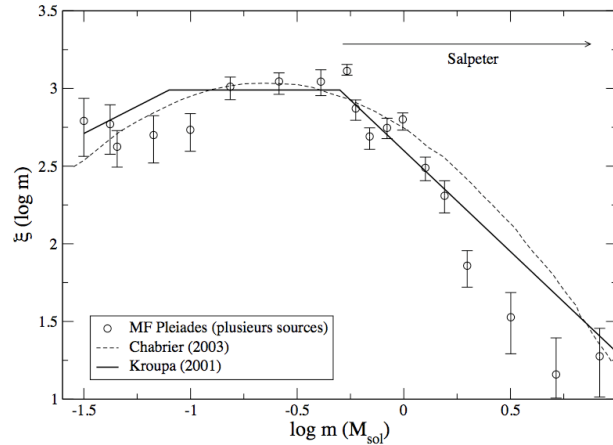


FIGURE 3.2 – La fonction de masse initiale de l'amas des Pléiades. Les modèles d'IMF de Kroupa (2001) et Chabrier (2003) sont également représentés. (Tiré de Chabrier 2003)

La plupart des amas stellaires étudiés montrent une IMF compatible avec celle de Salpeter ( $\Gamma = 1.35$ ) dans le régime des grandes masses (Luhman 2000; Massey & Hunter 1998; Ascenso et al. 2007), ainsi qu'un pic (appelé masse caractéristique) à quelques dixièmes de masses solaires, et un aplatissement de l'IMF (pente  $\sim 0$ ) autour de la valeur de la masse caractéristique (voir Figures 3.1 et 3.2).

De plus, il semble que, dans notre Galaxie, l'IMF possède au moins une caractéristique universelle : la plupart des études ciblant à la fois des régions de faible ou haute densité, de faible ou de haute pression

1. La situation est néanmoins un peu différente pour les étoiles en systèmes, car les paramètres orbitaux permettent de remonter à la masse des composantes stellaires assez facilement.

montrent la même masse caractéristique  $M_c$  (voir Figure 3.3). Par exemple, l'amas Blanco 1 a une masse caractéristique quasi identique à celle mesurée dans l'amas des Pléiades, bien que Blanco 1 soit moins dense, loin du plan de la Galaxie et présente des abondances sub-solaires (Morau et al. 2007).

C'est pourquoi cette masse caractéristique est souvent considéré comme étant l'élément le plus important qu'une théorie de formation stellaire doit être capable d'expliquer et/ou de reproduire (Larson 2005; Bonnell et al. 2006).

Néanmoins, si, comme il est communément admis,  $M_c \propto M_J$  ( $M_J$  étant la masse de Jeans thermique typique dans le site de formations d'étoiles, voir le Chapitre 2.1), alors une universalité de la masse caractéristique implique une universalité de la masse de Jeans, ce qui est difficile à imaginer en l'état des connaissances actuelles (pour une discussion, voir Elmegreen et al. 2008). On comprend alors l'importance des études visant à faire la lumière sur l'origine de la fonction de masse initiale des étoiles.

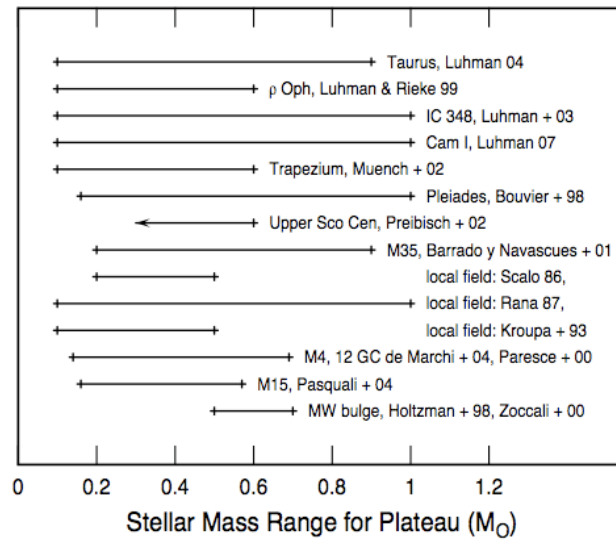


FIGURE 3.3 – Universalité de la masse caractéristique  $M_c$  observée dans les IMF galactiques. Ce graphe montre l'intervalle de masses pour le plateau de l'IMF, observé dans différentes régions de formation stellaire, et différents amas. Le plateau est défini comme l'intervalle de masses au pic de l'IMF (en échelle log-log), situé en dessous de la loi de puissance qui caractérise le régime des fortes masses, et au dessus du régime des naines brunes. (Tiré de Elmegreen, 2007)

### 3.2.2 Origine de la fonction de masse initiale

Les étoiles naissent de la fragmentation des régions les plus denses des nuages moléculaires (voir §2.2 pour de plus amples détails), mais l'origine de l'IMF reste toujours matière à débat : est-elle déterminée dès le processus même de fragmentation du nuage parent en cœurs denses pré-stellaires, ou bien seulement plus tard dans le processus de formation stellaire, par exemple à l'issue d'interactions entre proto-étoiles d'un même amas ?

#### Observations de la fonction de masse des cœurs

Les cœurs étant les progéniteurs des proto-étoiles, il est nécessaire d'observer un grand nombre de cœurs pré-stellaires, et déterminer leur fonction de masse afin de la comparer à la fonction de masse initiale

des étoiles de la région étudiée.

Or, jusqu'à encore récemment, la fonction de masse était calculée uniquement sur des populations stellaires. Mais, durant la dernière quinzaine d'années, le développement des outils observationnels a permis d'énormes avancées dans la détermination de la fonction de masse des cœurs pré-stellaires présents dans les clumps des complexes moléculaires (en particulier  $\rho$ Oph, Serpens, le Taureau et Orion).

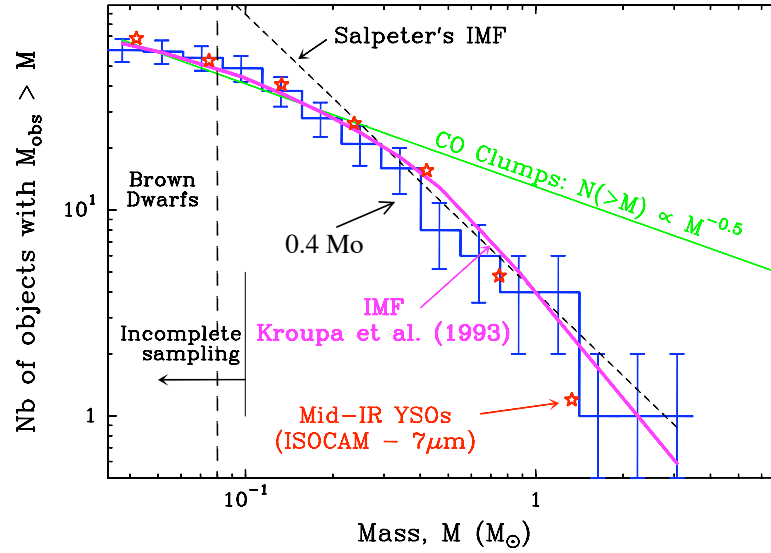


FIGURE 3.4 – Distribution de masse (cumulée) des condensations pré-stellaires identifiées par Motte et al. (1998) dans l'amas stellaire jeune de  $\rho$  Ophiuchi (courbe bleue).

Notamment, Motte et al. (1998) ont montré que la distribution de masse des condensations pré-stellaires identifiées dans l'amas stellaire jeune de  $\rho$  Ophiuchi est très proche de la loi de puissance de Salpeter qui caractérise la fonction de masse initiale des étoiles pour  $M_* \gtrsim 0.5 M_\odot$  (voir Figure 3.4). De plus, la distribution de masse des condensations pré-stellaires de  $\rho$  Oph a une forme très semblable au spectre de masse des étoiles T Tauri enfouies recensées par ISOCAM dans la même région (points rouges dans la Figure 3.4, d'après Bontemps et al. 2001) et à la fonction de masse initiale des étoiles de champ (courbe violette d'après Kroupa et al. 1993 dans la Figure 3.4).

Ce résultat est remarquable car, en revanche, la distribution en masse des nuages moléculaires eux-mêmes, ainsi que celle des fragments de faible densité observés en CO à l'intérieur de ces nuages, diffère sensiblement de l'IMF des étoiles (e.g. Kramer et al. 1998; Williams & Myers 2000). Cela renforce l'idée que les condensations pré-stellaires identifiées dans le millimétrique sont les précurseurs directs de proto-étoiles au sein des nuages moléculaires. De plus, cela suggère fortement que la masse des étoiles se détermine très tôt, par fragmentation du nuage moléculaire parent, comme dans le premier modèle présenté précédemment pour expliquer l'origine de l'IMF (cf. revues de Larson 1999; Elmegreen 2001; Nordlund & Padoan 2003). Il semble aussi que l'efficacité du processus de formation stellaire à partir d'une condensation pré-stellaire donnée, c'est à dire le rapport entre la masse finale de l'étoile – ou des étoiles – formée(s) et la masse de la condensation initiale, soit très élevée ( $\gtrsim 50\%$ ) dans les proto-amas comme  $\rho$  Ophiuchi (e.g. Motte et al. 1998; Bontemps et al. 2001) mais nettement plus faible ( $\sim 15\%$ ) dans les régions formant les étoiles de manière "isolée" comme le nuage du Taureau (Onishi et al. 2002). Cette différence d'efficacité se manifeste sur le spectre de masse des condensations pré-stellaires par une cassure à une masse nettement plus élevée

dans le cas du Taureau ( $\sim 3 M_{\odot}$ ) que dans le cas de  $\rho$  Oph ( $\sim 0.4 M_{\odot}$ ).

Si l'on considère l'ensemble des études menées sur la fonction de masse des cœurs pré-stellaires (e.g., Motte et al. 1998, 2001; Johnstone et al. 2000, 2006), tout semble indiquer que la fonction de masse des cœurs et la fonction de masse stellaire sont très similaires :

- la pente de Salpeter est retrouvée pour les cœurs avec  $M \gtrsim 0.5 - 1 M_{\odot}$  ;
- la pente s'aplatit pour les plus faibles masses ;
- le pic de la fonction de masse de cœurs pré-stellaires est trouvé dans l'intervalle  $M \in [0.2, 1] M_{\odot}$ , en accord avec la fonction de masse stellaire.

Ce scénario de détermination de l'IMF dès le stade pré-stellaire, malgré ses nombreux succès, reste cependant incomplet notamment à cause du problème de la fragmentation des cœurs pré-stellaires : lorsque ces cœurs pré-stellaires s'effondrent, ils sont en effet susceptibles de se fragmenter et former des systèmes binaires ou multiples (Goodwin & Kroupa 2005), ce qui affecterait l'IMF stellaire résultante, au moins pour les cœurs ayant des masses  $\geq 1 M_{\odot}$  (Lada 2006). Si l'on considère un scénario de fragmentation des cœurs pré-stellaires réaliste, les processus de fragmentation sont susceptibles de modifier l'IMF aux petites masses, car la fragmentation des cœurs permet de produire plus de fragments de petite masse. Ainsi, la fragmentation au stade pré-stellaire pourrait produire une IMF différente de la CMF, aux petites masses. Étudier la multiplicité des proto-étoiles de Classe 0, qui sont les premiers objets observables au début de la phase principale d'accrétion, devrait permettre de déterminer si les cœurs pré-stellaires se fragmentent pour donner naissance à des proto-systèmes (systèmes de proto-étoiles), et donc de déterminer plus finement l'origine de l'IMF. Dans le cadre de ma thèse, nous avons mené une telle étude, présentée dans les Chapitres 6 et 7.

### Modèles pour l'origine de l'IMF

Du point de vue des ingrédients physiques responsables de la production de l'IMF, les rôles respectifs de la turbulence interstellaire, du champ magnétique, de la gravité et de l'effet de rétroaction des proto-étoiles ne sont toujours pas bien compris. Il est aussi probable que selon les environnements dans lesquels les étoiles se forment, l'importance relative de chacun de ces ingrédients varie.

Deux principaux modèles existent actuellement pour expliquer l'origine de l'IMF (cf. revues de Larson 1999; Elmegreen 2001; Nordlund & Padoan 2003). Le premier modèle argumente que l'IMF est sculptée au moment de la fragmentation des nuages moléculaires sous les effets conjugués de la gravité et de la turbulence interstellaire, tandis que le second scénario avance que l'IMF est déterminée à des stades ultérieurs, et dépend par exemple des phénomènes d'accrétion compétitive de la matière ambiante lié aux mouvements des proto-étoiles au sein du nuage parent.

Dans le premier modèle, les nuages moléculaires se fragmentent en un certain nombre de condensations pré-stellaires auto-gravitantes qui se découplent de leur environnement turbulent puis s'effondrent sur elles-mêmes pour chacune donner naissance à une étoile. Les masses des étoiles formées sont directement reliées aux masses des condensations pré-stellaires initiales, de sorte que l'IMF résulte du processus de fragmentation des nuages au stade pré-stellaire (c'est à dire avant l'effondrement des condensations de gaz en proto-étoiles). Ainsi, dans ce modèle, l'IMF est déterminée au stade pré-stellaire, et l'influence des champs magnétiques et de la turbulence, comme acteurs de la fragmentation, est primordiale.

Dans le deuxième modèle, en revanche, la distribution en masse des étoiles formées est quasiment indépendante des masses initiales des condensations produites par fragmentation. Chaque proto-étoile se déplace à l'intérieur du nuage parent et accumule progressivement sa masse finale par accrétion compétitive

en balayant une plus ou moins grande quantité de matière ambiante. Dans ce modèle, l'IMF n'est déterminée qu'au stade protostellaire (c'est à dire après l'effondrement des condensations en proto-étoiles). Les interactions dynamiques entre proto-étoiles jouent un rôle prépondérant et la masse finale de chaque étoile dépend surtout de sa trajectoire au sein du nuage parent : les proto-étoiles qui passent beaucoup de temps dans les régions les plus denses du nuage gagnent la compétition et deviennent des étoiles relativement massives alors que celles qui sont éjectées très tôt des parties denses peuvent donner naissance à des étoiles de très petite masse, voire des naines brunes.

### 3.3 Rôle de la turbulence sur les processus de formation stellaire

Au delà du problème soulevé par le taux de formation stellaire observé, et pour résoudre les contradictions générées par le modèle dynamique simple, il a été proposé que les champs magnétiques et la turbulence supersonique puissent soutenir les nuages contre leur effondrement (Mouschovias 1991a; Heiles et al. 1993; Ciolek & Basu 2001), et donc réguler les mécanismes de formation stellaire.

Depuis leur inclusion dans les modèles, il a été confirmé que ces deux ingrédients jouent très certainement un rôle crucial dans la formation stellaire, autant pour réguler le taux de formation stellaire, que pour sculpter la distribution des masses stellaires. Cette section présente un bref aperçu du rôle de la turbulence sur les processus de formation stellaire, tandis que le rôle des champs magnétiques sera abordé dans la section suivante.

#### 3.3.1 Turbulence interstellaire : indices observationnels

L'existence de turbulence dans le milieu interstellaire a été invoquée pour expliquer certains phénomènes observés dans les nuages moléculaires, dont par exemple :

- des lois d'échelles entre les dispersions de vitesse non thermiques et la taille des structures observées, et entre leurs tailles et leurs masses, qui suggèrent une structure fractale du milieu interstellaire (Larson 1981; Mac Low & Klessen 2004);
- des largeurs de raies des transitions rotationnelles moléculaires plus grandes que celles prédites dans le cas purement thermique.

Sur ce dernier point, des observations de  $^{12}\text{CO}$  et  $^{13}\text{CO}$ , et aussi des raies de OH, ont permis de déterminer approximativement la température du gaz dans le milieu interstellaire. Les températures ainsi trouvées sont souvent inférieures à 10 K. Or, à 10 K, la vitesse thermique moyenne d'une molécule  $^{12}\text{CO}$  est  $v_{th} = \sqrt{2kT/\mu m_H} = 0.07 \text{ km.s}^{-1}$ , soit, en moyenne, deux ordres de grandeur plus petite que les largeurs de raie de  $^{12}\text{CO}$  observées (1 à 10  $\text{km.s}^{-1}$ ).

Ces mouvements suprathermiques ont été interprétés comme la signature de la nature turbulente des champs de vitesses interstellaires. De plus, une hiérarchie des mouvements turbulents a été suggérée, en effet les dispersions de vitesse mesurées (d'après les largeurs de raies) augmentent systématiquement avec la taille de la région considérée, de manière similaire à la loi classique de Kolmogoroff (Larson 1979; Myers 1983; Scalo 1987; Myers & Goodman 1988; Falgarone et al. 1992).

#### 3.3.2 Influence sur les processus de formation stellaire

La théorie de la turbulence interstellaire est un sujet complexe et, dans un souci de concision, je ne présenterai ici que les aspects nécessaires à une bonne compréhension de notre étude. Je renvoie le lecteur à l'article de revue de Mac Low & Klessen (2004) pour une explication plus complète de la vision turbulente

de la formation stellaire.

Notons d'abord que l'inclusion de la turbulence incompressible dans les scénarios de formation stellaire amène, entre autre, à remplacer la vitesse du son classique par une vitesse du son effective, et dépendante de la longueur d'onde  $c_{s,eff}^2 = c_s^2 + 1/3 v_{rms}^2(k)$ , où le terme additionnel dépend du spectre en puissance de la turbulence (Bonazzola et al. 1987). Parce que la masse de Jeans  $M_J$  est proportionnelle à  $\rho^{-1/2} c_s^3$ , la substitution de  $c_s$  par  $c_{s,eff}$  induit une relation  $M_J \propto v_{rms}^3$  pour  $v_{rms} \gg c_s$ . Ainsi, vue sous cet angle, la turbulence peut être considérée comme une pression macroscopique non thermique, ce qui lui confère un rôle de support contre la gravité dans l'équation de la stabilité des systèmes (Lizano & Shu 1989).

D'un autre côté, l'inclusion d'une turbulence compressible dans un milieu isotherme cause des surdensités locales qui augmentent la densité par un facteur  $\sqrt{N_{Mach}} \propto v_{rms}^2$ . Les graines formées par ces effondrements locaux vont ensuite pouvoir éventuellement évoluer en cœurs auto-gravitants : c'est la fragmentation gravo-turbulente (Padoan & Nordlund 2002). Mais,  $M_J \propto v_{rms}^2$  pour  $v_{rms} \gg c_s$ , et tout comme dans le cas d'une turbulence incompressible, la turbulence joue le rôle de support global.

Il semble ainsi que la turbulence ait un rôle à double facette sur les processus de formation stellaire (Vázquez-Semadeni & Passot 1999) : aux échelles auxquelles la turbulence est supersonique elle joue le rôle de support contre l'effondrement, et simultanément la turbulence peut être responsable de la formation de surdensités aux petites échelles.

- Mac Low & Klessen (2004) discutent de la possibilité d'un scénario unifié, basé sur la turbulence supersonique, pour contrôler le taux de formation stellaire. Mac Low & Klessen (2004) proposent que le taux de formation d'étoiles est régulé à toutes les échelles par les caractéristiques de la turbulence, car il est déterminé par l'équilibre entre support turbulent et densité locale. Ainsi, dans ce scénario, la formation stellaire est majoritairement diffuse et peu efficace lorsque le milieu est soutenu par la turbulence à grande échelle et seules de petites régions seront suffisamment comprimées pour s'effondrer, tandis qu'elle sera minoritairement rapide et efficace (et souvent multiple) dans les régions manquant de support turbulent. Le taux global de formation stellaire est alors le résultat moyenné de ces deux types de formation, et l'occurrence des régions de formation stellaire efficace s'alimente elle-même par un effet de rétroaction.

- En ce qui concerne la fragmentation gravo-turbulente (nommée ainsi par opposition à la fragmentation gravitationnelle thermique), je ne donnerai ici que les grandes lignes de ce processus. Malgré l'existence d'études analytiques, (Padoan 1995; Padoan & Nordlund 2002), la fragmentation turbulente est principalement traitée numériquement (e.g., Klessen et al. 2000; Klein et al. 2003; Ballesteros-Paredes 2004; Goodwin et al. 2006). Comme je l'ai déjà indiqué, la turbulence supersonique compressible peut être considérée comme un ensemble de mouvements irréguliers du gaz, dont les chocs entraînent l'apparition de structures en densité, sous forme de couches et de filaments (voir Figure 3.5).

Si ces structures sont toujours supersoniques dans leurs intérieurs, alors de nouveaux pics de surdensité se forment, de manière hiérarchique, jusqu'à ce que les surdensités se forment à des échelles suffisamment petites pour avoir des vitesses subsoniques. C'est alors que l'énergie turbulente ne suffit plus à lutter contre l'énergie thermique : la fragmentation gravo-turbulente s'arrête.

Certains auteurs considèrent que ces structures créées par fragmentation gravo-turbulente sont le point de départ permettant ensuite la fragmentation gravitationnelle, tandis que d'autres en revanche voient dans le spectre turbulent la raison directe de la fonction de masse initiale (IMF) observée pour les étoiles, en parvenant à relier la pente du spectre de puissance de la turbulence à celle de l'IMF (Padoan & Nordlund 2002; Hennebelle & Chabrier 2008).

Dans ces deux visions, néanmoins, la turbulence joue un rôle fondamental dans les processus de formation stellaire. Force est de constater que les simulations SPH (Smooth Hydrdynamics Particle) de fragmentation

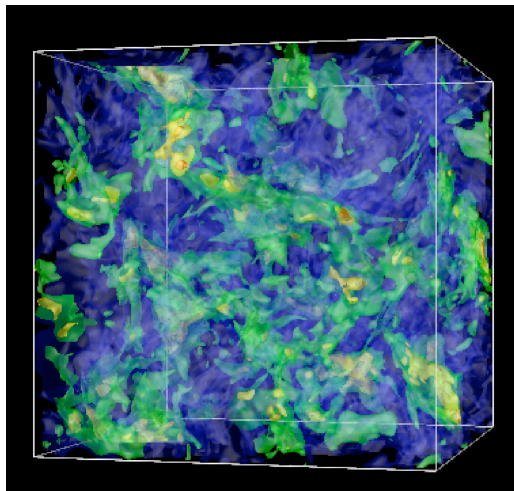


FIGURE 3.5 – Simulation numérique de la fragmentation d’un nuage turbulent, qui montre la formation de surdensités locales, pouvant à terme former des cœurs denses précurseurs d’étoiles jeunes (Ballesteros-Paredes et al. 2006)

turbulente rendent très bien compte de la CMF (Core Mass Function) pour les faibles et moyennes masses (Klessen 2001; Ballesteros-Paredes et al. 2006), mais ne fonctionnent pas dans le régime des fortes masses (voir par exemple la Figure 3.6) : les simulations s’éloignent alors de la pente de Salpeter, prédisant moins d’objets massifs que ce qui est observé (voir néanmoins Hennebelle & Chabrier (2008) pour un contre-exemple).

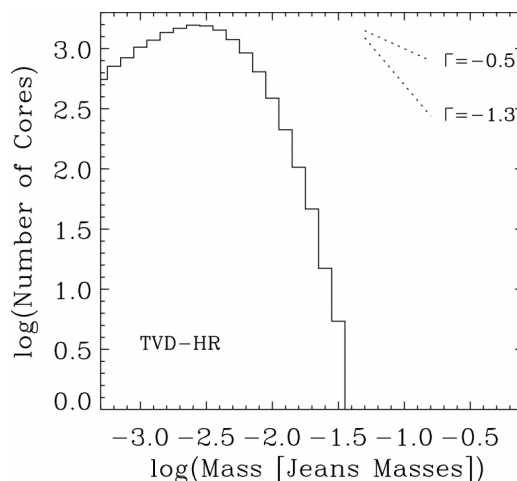


FIGURE 3.6 – La distribution en masse des cœurs préstellaires produits par une simulation hydrodynamique de la fragmentation d’un nuage turbulent (Ballesteros-Paredes et al. 2006). On note notamment que la partie fortes masses de la fonction de masse ne suit pas une pente de Salpeter.

Finalement, dans ce scénario turbulent, les étoiles se forment presque exclusivement en groupe, mais, tout comme le scénario dynamique, le scénario turbulent nécessite de fortes perturbations extérieures, ou



la fragmentation tardive d'un disque (au cours d'une phase non isotherme de l'effondrement) pour former des systèmes binaires serrés.

De plus, les échelles de temps prédites par la théorie turbulente de formation stellaire sont de l'ordre de quelques temps de chute libre, et est donc en accord avec les observations des nuages moléculaires et des populations stellaires.

### 3.3.3 Origine et régénération de la turbulence

Invoquer la turbulence interstellaire pour expliquer un certain nombre d'observations, et construire un scénario de formation stellaire crédible, pose la question des mécanismes responsables de la turbulence aux différentes échelles auxquelles elle est observée.

C'est une question d'autant plus importante que l'on sait que la turbulence décroît sur des échelles de temps de l'ordre du temps de chute libre (Stone et al. 1998; Mac Low 1999), si elle n'est pas régénérée. La Figure 3.7 illustre ce phénomène, et montre de plus que, contrairement à ce que l'on croyait il y a quelques années (McKee & Zweibel 1995), les simulations numériques récentes montrent que les ondes magnéto-hydrodynamiques ne sont pas en mesure de prévenir la dissipation de la turbulence interstellaire (Heitsch et al. 2001).

Comprendre comment est régénérée la turbulence n'est pas seulement un problème théorique : en effet, les observations montrent que les nuages moléculaires atteignent des âges de l'ordre de quelques temps de chute libre en moyenne, et restent turbulents tout le long de leur existence. Il faut donc trouver des phénomènes permettant de réinjecter et maintenir la turbulence dans ces structures.

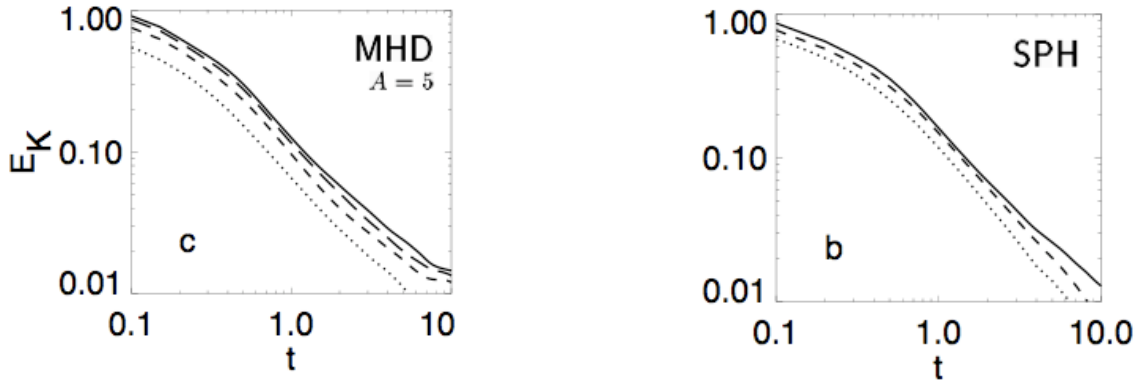


FIGURE 3.7 – Décroissance de la turbulence supersonique (figure tirée de Mac Low et al. (1998)). Ces graphes montrent l'évolution temporelle de l'énergie cinétique totale  $E_K$  dans deux simulations numériques 3D d'un gaz isotherme idéal (nombre de Mach initial  $N_{Mach} = 5$ ). A gauche : simulation MHD, avec un nombre de Mach alfvénique  $A = v_{rms}/v_A = v_{rms}\sqrt{4\pi\rho}/|B| = 5$ . A droite : simulation hydrodynamique (sans champ magnétique). Pour plus de détails, voir Mac Low et al. (1998).

Je cite ici quelques mécanismes, avancés par Mac Low & Klessen (2004), susceptibles de tenir ce rôle :

1. Le cisaillement dû à la rotation galactique pourrait être une source de turbulence, dans un scénario où les instabilités magnéto-rotationnelles autorisent un couplage des grandes échelles vers les plus petites ;
2. Les instabilités gravitationnelles pourraient théoriquement créer de la turbulence à deux échelles :
  - aux échelles locales, l'effondrement gravitationnel et les mouvements qui en résultent pourraient être à l'origine de la turbulence observée dans les nuages moléculaires. Néanmoins, parce que la turbulence

décroît en moins d'un temps de chute libre, la turbulence ne peut pas retarder l'effondrement plus longtemps qu'un temps de chute libre ;

- à une échelle galactique, les structures spirales peuvent créer de la turbulence dans les disques de gaz, même sans bras spiraux ;

3. Les étoiles massives sont probablement à l'origine du processus dominant de création de turbulence dans les galaxies formant des étoiles, à travers divers mécanismes :

- les vents stellaires d'étoiles massives sont une source efficace de turbulence ;
- le rayonnement ionisant des étoiles OB peut être important lorsque il est émis très proche de jeunes amas, et est même susceptible de stopper la formation stellaire localement, mais n'a pas d'influence significative aux grandes échelles ;
- les explosions des étoiles massives en supernovae sont nombreuses et très énergétiques. De plus, ces explosions transfèrent très efficacement leur énergie vers le gaz interstellaire, les rendant très susceptibles d'être la source majoritaire de turbulence dans le milieu interstellaire.

4. Enfin, les éjections de matière protostellaires sont des événements très énergétiques susceptibles non seulement de modifier profondément les propriétés des régions de formation d'étoiles (Norman & Silk 1980; Lada & Gautier 1982; Adams & Fatuzzo 1996), mais aussi de nourrir la turbulence à l'échelle de leur étendue spatiale (Matzner 2007; Nakamura & Li 2007; Wang et al. 2009).

En effet, de multiples flots dans un proto-amas peuvent balayer d'importants volumes de gaz, et il est suspecté que l'apport d'énergie dû à ces éjections de matière puisse régénérer les mouvements turbulents dans les nuages moléculaires, sur des temps de  $\sim 10^6$  ans (Stojimirović et al. 2006). Dans le cas extrême où la source est située près du bord d'un nuage moléculaire, un flot puissant pourrait même balayer de la matière du nuage vers le milieu interstellaire environnant, et ainsi créer de la turbulence dans le milieu interstellaire.

De plus, Matzner & McKee (2000) ont modélisé la capacité des flots protostellaires à terminer le processus de formation des étoiles de faible masse. Ils ont trouvé que les flots peuvent limiter l'efficacité de formation stellaire à 30–50%, mais sont inefficaces dans les régions de formation d'étoiles massives.

Ces résultats semblent contradictoires lorsqu'on les compare à ceux des simulations numériques menées par Nakamura & Li (2007) qui, eux, semblent montrer que les flots protostellaires, nombreux dans les régions de formation d'étoiles en amas, peuvent y régénérer la turbulence, voire même être efficaces pour lutter contre l'effondrement gravitationnel.

Ainsi, il semble que les simulations numériques cherchant à déterminer l'effet rétroactif des flots protostellaires sur le nuage ou le clump qui les contient ne parviennent pas à s'accorder. Les observations, de leur côté, sont peu nombreuses à pouvoir prétendre répondre à cette question. C'est pour éclairer cette problématique que nous avons mené l'étude du proto-amas NGC 2264-C présentée dans la deuxième partie de mon manuscrit.

### 3.4 Rôle des champs magnétiques sur les processus de formation stellaire

#### 3.4.1 Champs magnétiques : indices observationnels

Des mesures du champ magnétique interstellaire ont été menées, et ont fourni une intensité typique de  $3 \mu\text{G}$  dans le milieu interstellaire diffus (mesures Zeeman – Troland & Heiles 1986). La Figure 3.8 présente la répartition du champ magnétique dans la Voie Lactée, et on remarque notamment que les régions de formation stellaire semblent être très magnétisées. En effet, dans les nuages moléculaires, des valeurs allant de 0.1 à quelques centaines de microGauss ont été mesurées (Crutcher et al. 1999; Falgarone et al. 2008).

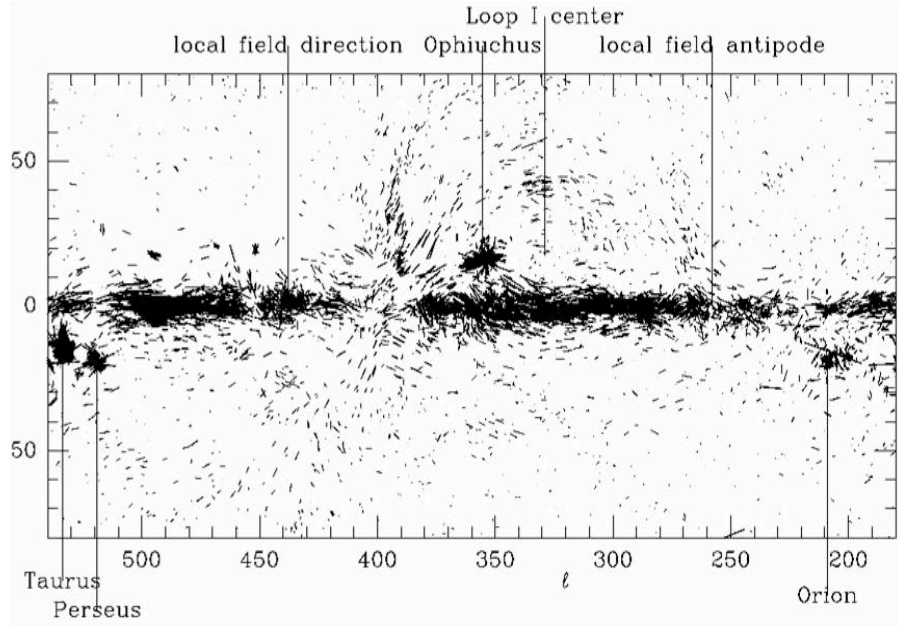


FIGURE 3.8 – Mesures de la polarisation de la poussière montrant la distribution des champs magnétiques dans le Voie Lactée. Ces mesures ont été effectuées à une fréquence de 1.4 GHz (20 cm), en observant conjointement avec le radiotélescope DRAO de 20m (Canada) et le radiotélescope Villa Elisa de 30m (Argentine).

### 3.4.2 Influence des champs magnétiques sur l'effondrement et le SFR

Un des rôles les plus importants des champs magnétiques dans la formation stellaire est sans doute celui de la pression magnétique, qui est souvent présentée comme pouvant participer au support du nuage contre la gravité au même titre que la pression turbulente ou la pression thermique du gaz. En effet, au moins pendant la phase pré-stellaire, le champ magnétique peut fournir une source de support non négligeable contre la gravitation (cf. Mouschovias 1991c; Heiles et al. 1993; McKee et al. 1993; Crutcher 1999; Ciolek & Basu 2001).

Pour un nuage sphérique où le champ magnétique est uniforme, le terme de volume magnétique est  $(4\pi R^3 / 3)(B^2/8\pi)$ . Si l'on remplace ce terme dans l'équation du mouvement fluide (défini par la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie), on obtient :

$$\frac{3MkT}{\mu m_H} - 4\pi R^3 P_{ext} - \frac{1}{R} \left( \frac{3}{5} GM^2 - \frac{1}{3} R^4 B^2 \right) = 0 \quad (3.2)$$

A partir de cette équation, et de la même manière que l'on a établi au Chapitre 2 qu'il existe une masse critique au-delà de laquelle l'énergie thermique n'est plus suffisante pour contrer l'énergie gravitationnelle, il existe une masse critique  $M_\Phi$  au-delà de laquelle l'énergie magnétique n'est plus suffisante pour garantir l'équilibre contre l'énergie gravitationnelle. Cette masse vaut :

$$M_\Phi = \frac{c_1}{\pi} \left( \frac{5}{9G} \right)^{1/2} \Phi_B \quad \text{avec} \quad \Phi_B = \frac{c_1^3 5^{3/2}}{48\pi^2} \frac{B^3}{G^{3/2} \rho^2} \quad (3.3)$$

où  $c_1$  est un facteur correctif pour tenir compte de la structure réelle du nuage.

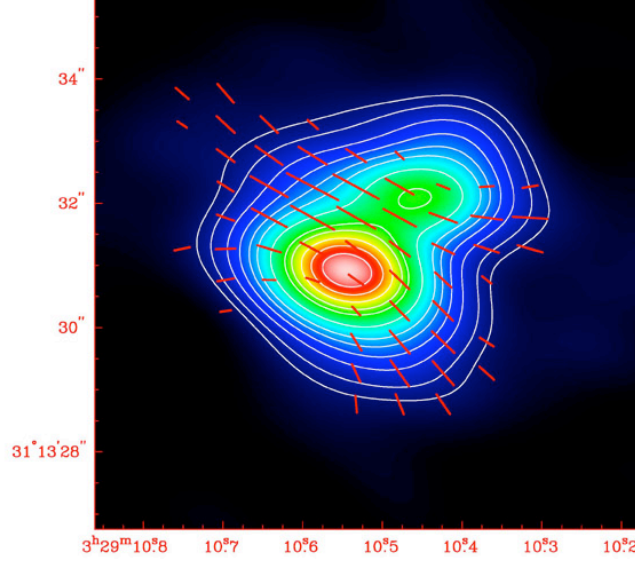


FIGURE 3.9 – Champ magnétique dans l’enveloppe de la proto-étoile NGC1333-IRAS4A. L’image de fond montre la carte en continuum submillimétrique à 0.8 mm. Les vecteurs du champ magnétique mesuré au SMA grâce à la polarisation de la poussière sont indiqués en rouge (Girart et al. 2008). Le champ magnétique cartographié ici présente une distribution en forme de sablier, montrant que dans ce cas, les forces de gravité ont surmonté le support magnétique.

Soit, numériquement :

$$\frac{M_{\Phi}}{1 - M_{\odot}} \simeq 10^3 \left( \frac{B}{30 \mu G} \right) \left( \frac{R}{2 pc} \right)^2 \quad (3.4)$$

En général, la grandeur utilisée pour caractériser l’état magnétique d’un objet est le rapport de sa masse et du flux magnétique qu’il contient  $\frac{M}{M_{\Phi}} \propto \frac{N(H_2)}{B}$ .

On appelle sous-critiques les structures stables, i.e. qui ont un rapport masse sur flux  $\frac{M}{M_{\Phi}} < 1$  et sont donc supportés par la pression magnétique (dans un plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique), tandis que les structures ayant  $\frac{M}{M_{\Phi}} > 1$ , et qui sont donc susceptibles de s’effondrer, sont appelés super-critiques.

Les nuages super-critiques peuvent s’effondrer dès que leur masse dépasse la masse de Jeans thermique, car les champs magnétiques ne peuvent s’opposer aux forces de gravitation. De tels nuages peuvent se former par exemple via la coalescence de nuages sous-critiques, mais il est aussi possible que de petits cœurs super-critiques se forment au sein d’un nuage sous-critique en contraction. Ce scénario est mieux compris que celui de l’effondrement global super-critique.

Les nuages magnétisés sous-critiques, quant à eux, ne peuvent s’effondrer que si la diffusion ambipolaire diminue le rapport  $M/\Phi$  (voir la description des scénarios magnétisés d’effondrement plus loin dans le texte), ce qui n’est envisageable que dans les nuages moléculaires faiblement ionisés. L’effondrement est alors lent et quasi-statique. Ainsi, la prise en compte des champs magnétiques dans les scénarios de formation stellaire permet de diminuer le taux de formation stellaire, puisque les nuages sous-critiques ne formeront probablement que peu ou pas d’étoiles.

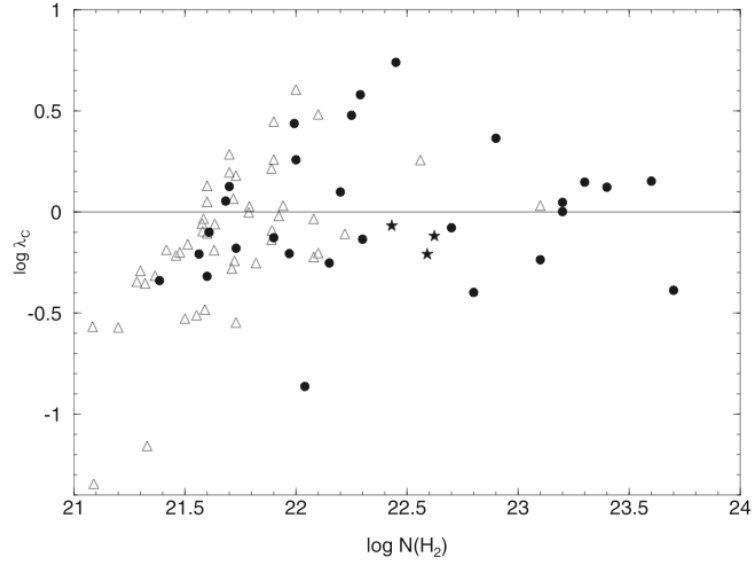


FIGURE 3.10 – Rapports masse sur flux mesurés dans les nuages moléculaires (Crutcher 2007).  $\lambda_c = (M/\Phi)_{obs}/(M/\Phi)_{crit}$ , i.e si  $\lambda_c > 1$  le nuage est super-critique tandis que si  $\lambda_c < 1$  le nuage est sous-critique. Il faut noter que, dans le cadre des simulations numériques MHD,  $\lambda_c$  est noté  $\mu = (M/\Phi)_{simu}/(M/\Phi)_{crit}$ .

### 3.4.3 Influence des champs magnétiques sur la fragmentation et l'IMF

En plus de leur rôle de support contre l'effondrement, les champs magnétiques possèdent une seconde facette tout aussi importante pour leur rôle dans les processus de formation stellaire : c'est la réduction drastique de la fragmentation durant les phases pré-stellaire et protostellaire, et les conséquences qui en découlent.

Ainsi, l'inclusion du champ magnétique dans les théories de formation stellaire diminue fortement le nombre de systèmes multiples formés.

Premièrement, le support magnétique au stade pré-stellaire réduit la fragmentation des coeurs denses car il augmente la masse critique nécessaire pour déclencher la fragmentation. Hennebelle & Teyssier (2008) ont montré que, pour qu'un cœur dense se fragmente alors qu'il est magnétiquement soutenu (jusqu'à un  $\mu = (M/\Phi)/(M/\Phi)_{crit} \sim 20$ ), il faut invoquer une perturbation de très haute amplitude présente initialement dans le cœur, la diffusion ambipolaire, ou encore une fragmentation durant l'effondrement du second cœur.

De plus, durant la phase protostellaire, le champ magnétique empêche la formation de disques massifs susceptibles de se fragmenter, car l'évacuation du moment cinétique est alors assurée par le freinage magnétique et non plus grâce à la formation d'un disque protostellaire. Le champ magnétique produit bien la formation d'une structure aplatie qui résulte de la déflexion de la matière accrétée dans la direction du champ magnétique, mais cette structure résiste aux processus de fragmentation grâce à l'augmentation de la masse critique (due au support magnétique).

A ce jour, bien que l'influence du champ magnétique sur les processus d'effondrement et de fragmentation laisse suspecter un effet de celui-ci sur l'IMF, rien n'est réellement connu de l'influence du champ magnétique sur la fonction de masse initiale du point de vue des observations.

Du côté des modèles, de récentes simulations menées par Padoan et al. (2007) semblent montrer que, dans le cas d'un milieu soumis à une turbulence supersonique, le champ magnétique permet à la fragmentation turbulente de produire une distribution de masse des coeurs préstellaires suivant une pente de Salpeter, alors que sans champ magnétique, le spectre de masse des coeurs est plus raide, et ne suit pas une pente de Salpeter (voir Figure 3.11). Néanmoins, une étude analytique récente menée par Hennebelle & Chabrier (2008) incluant la turbulence sans champs magnétiques est parvenue à produire une loi de puissance avec une pente de Salpeter. Ainsi, du point de vue des modèles l'influence du champ magnétique sur la fonction de masse initiale est encore mal comprise.

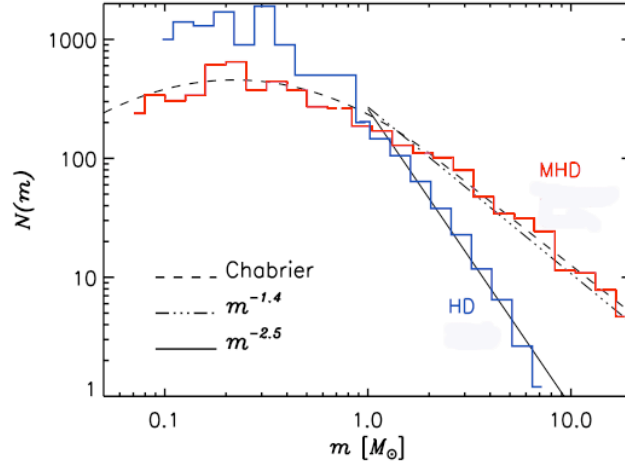


FIGURE 3.11 – Illustration de l'influence des champs magnétiques sur la fonction de masse des coeurs pré-stellaires (Padoan et al. 2007), en présence de turbulence supersonique. Ces simulations numériques montrent que, dans le cas de simulations MHD (en rouge) d'un milieu magnétisé, la fragmentation turbulente produit un spectre de masse suivant la pente de Salpeter, tandis que les simulations sans champ magnétique (HD, en bleu) produisent une pente plus raide du spectre de masse des coeurs, aux grandes masses.

#### 3.4.4 Scénario magnétique pour l'effondrement pré-stellaire

Aussi longtemps que l'ionisation est suffisante pour geler le champ à la matière, le flux magnétique au travers du nuage  $\Phi_B \sim \pi R^2 B$  reste constant, et l'énergie magnétique opposée à l'effondrement se maintient. Ainsi, si l'énergie magnétique n'est pas suffisante pour freiner la contraction du nuage dès son début, alors elle ne pourra plus s'opposer durant toute la durée de l'effondrement. En revanche, si la pression magnétique est suffisamment élevée pour contrer l'effondrement dès son début, le flux magnétique étant maintenu constant, l'effondrement ne se produira que si la valeur critique de masse (valeur avec champ magnétique) est dépassée.

Ce scénario n'est valable que si le flux magnétique est conservé tout au long de l'effondrement, cependant l'observation montre que ce n'est pas le cas : dans certains nuages, le rapport masse/flux augmente au cours de la contraction. Pour expliquer cette observation et construire un modèle magnétique de formation des étoiles, il a été fait appel au processus de diffusion ambipolaire pour réduire petit à petit le support magnétique, de sorte que le nuage finisse par s'effondrer (Shu et al. 1987; Ciolek & Mouschovias 1993; Basu & Mouschovias 1994).

Je présente maintenant les grandes lignes du scénario magnétique de formation d'étoiles, basé sur la

diffusion ambipolaire.

En 1977, Shu (1977) suggéra l'effondrement auto-similaire d'une sphère singulière initialement quasi-statique et isotherme comme processus de formation des étoiles (voir Chapitre 2.1.2).

Dans les modèles magnétiques issus de ce scénario (Ciolek & Mouschovias 1993, 1994 ; Basu & Mouschovias 1994, 1995a,b), les nuages sont supposés être en équilibre et magnétiquement sous-critiques ( $\frac{M}{M_\Phi} < 1$ ) au départ, et ne sont donc pas susceptibles de s'effondrer car le support magnétique est suffisant pour empêcher l'effondrement gravitationnel dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ (e.g. Mouschovias & Spitzer 1976).

Néanmoins, le long des lignes de champ, le support magnétique est nul et l'équilibre est uniquement assuré par la pression thermique : le nuage est donc fortement aplati dans la direction du champ magnétique, et le système évolue du fait de la diffusion ambipolaire et, en présence de rotation, du freinage magnétique.

Ce type de modèle prédit une évolution en deux phases : tout d'abord une contraction quasi-statique de l'ensemble du nuage, puis un effondrement dynamique de la partie centrale du nuage devenue magnétiquement super-critique.

Pendant la première phase, le nuage se contracte donc de manière quasi-statique par diffusion ambipolaire, sur une échelle de temps caractéristique de la diffusion ambipolaire  $t_{AD}$ . En effet, les particules neutres, qui ne sont soutenues qu'indirectement par le champ magnétique via leurs collisions avec les ions diffusent progressivement au travers des lignes de champ vers le centre du système. Parallèlement, le mécanisme de freinage magnétique (e.g. Basu & Mouschovias 1994) réduit la vitesse angulaire de la matière qui se contracte en évacuant une partie du moment cinétique vers l'extérieur (sur une échelle de temps de l'ordre du temps de chute libre à la densité du milieu ambiant) et tend à imposer une vitesse angulaire quasiment uniforme. Au cours de la contraction quasi-statique par diffusion ambipolaire, le rapport  $\frac{M}{M_\Phi}$  augmente dans la partie centrale du système et finit par dépasser la valeur critique, ce qui conduit à la formation d'un cœur interne super-critique.

On entre alors dans la deuxième phase, pendant laquelle le cœur super-critique s'effondre de manière dynamique (en conservant quasiment son flux magnétique et son moment cinétique), tandis que la partie extérieure du système demeure sous-critique et est soutenue efficacement par le champ magnétique. Le profil de densité tend alors vers  $\rho \propto r^{-2}$ , et le profil de vitesse angulaire vers  $\Omega \propto r^{-1}$  à  $t = 0$  (voir aussi Basu 1997).

### 3.4.5 Avantages et inconvénients du scénario magnétique de formation d'étoiles

Le scénario magnétique présenté ci-dessus a l'avantage de fournir un mécanisme pour évacuer le moment cinétique des nuages en effondrement, grâce notamment au freinage magnétique. Néanmoins, ce scénario comporte aussi un inconvénient majeur, relatif au temps caractéristique de la diffusion ambipolaire  $t_{AD}$  : la diffusion ambipolaire est un processus trop lent pour pouvoir jouer un rôle significatif, car le temps caractéristique d'effondrement d'un nuage est beaucoup plus court que celui de la décroissance du support magnétique  $t_{AD}$ . En effet, les premières déterminations de  $t_{AD}$  dans les nuages moléculaires denses ont été faites grâce à la mesure du degré d'ionisation, et ont livré des valeurs de l'ordre de  $10^7$  ans, ce qui est 10 à 20 fois plus long que le temps de chute libre correspondant (McKee et al. 1993).

Deux résultats du scénario magnétique de formation stellaire sont particulièrement pertinents pour les deux problématiques qui nous intéressent dans le cadre des travaux présentés ici.

Le premier est que le scénario magnétique permet de diminuer le taux de formation stellaire, puisque les nuages sous-critiques ne formeront probablement pas d'étoiles (voir Lizano & Shu 1989 pour une alternative permettant de former des étoiles dans des nuages sous-critiques). Ce point est au cœur de notre étude présentée dans le Chapitre 5, consacrée à la recherche d'ingrédients physiques permettant de ralentir l'effondrement global du proto-amas NGC 2264-C, et conséquemment son taux de formation stellaire.

Le second tient au fait que le champ magnétique empêche généralement la fragmentation aux petites échelles durant les phases pré-stellaire et protostellaire : en conséquence, la formation des systèmes multiples proches semble être mise en péril par la présence de champs magnétique. Or, la plupart des étoiles se trouvent dans des systèmes multiples. Pour tester le véritable rôle des champs magnétiques et comprendre comment des systèmes multiples peuvent se former malgré cet ingrédient, il est nécessaire d'observer les objets les plus précoces (Classe 0) à haute résolution angulaire. En effet, tester le taux et les caractéristiques de multiplicité des objets de Classe 0 permet de contraindre les modèles de formation des systèmes multiples, et de mieux comprendre l'origine de l'IMF. C'est dans cette optique que nous avons mené l'étude présentée dans les Chapitres 6 et 7.

### 3.5 Le problème des systèmes multiples

Sur la séquence principale, tandis que les étoiles de faibles masses et les naines brunes exhibent un taux de binarité de  $\sim 10\text{-}30\%$ , ce taux est de presque  $\geq 50\%$  pour les étoiles de type solaire (Duquennoy & Mayor 1991), et peut aller jusqu'à  $100\%$  si l'on regarde les étoiles massives (Preibisch et al. 1999; García & Mermilliod 2001; Preibisch et al. 2001). De plus, il a aussi été suggéré que les rapports de masse des systèmes binaires dépendent de la masse de la composante primaire, car les étoiles de fortes masses semblent posséder une sur-abondance de compagnons de masse similaire, en comparaison avec les étoiles de type solaire (Zinnecker 2003).

#### 3.5.1 Les systèmes multiples et l'IMF

La similitude des fonctions de masse pré-stellaire et stellaire semble indiquer que les processus déterminants pour l'IMF stellaire ont lieu pendant la préhistoire de l'étoile, dès le stade pré-stellaire, les cœurs allant ultérieurement évoluer par différentes phases protostellaires avant de donner naissance à une étoile. Nous comprenons alors l'importance d'une bonne compréhension de la fragmentation des nuages en cœurs pré-stellaires pour comprendre l'origine de l'IMF.

Néanmoins, comme déjà suggéré précédemment, ce raisonnement peut ne plus être valide si un cœur se fragmente et engendre un système multiple : l'IMF résulte alors de la convolution de la CMF avec la distribution typique des masses d'objets formés par fragmentation d'un cœur (Delgado-Donate et al. 2003; Goodwin et al. 2008). La majorité des étoiles étant observées au sein de systèmes multiples, il est donc primordial de comprendre la formation des systèmes multiples pour valider les modèles pour l'origine de l'IMF présentés en § 3.2.2, et déterminer la connexion exacte entre CMF et IMF.

#### 3.5.2 Origine des systèmes multiples

Au delà de l'importance des systèmes multiples pour comprendre l'origine de l'IMF, la très grande proportion d'étoiles de type solaire observées dans de tels systèmes (Duquennoy & Mayor 1991) montre qu'il faut comprendre les mécanismes de formation stellaire multiple si l'on veut construire une vision unifiée de la formation stellaire.

Pour cela, il est nécessaire de remonter dans le temps, et chercher à déterminer à quel moment de la jeunesse des étoiles se produisent les phénomènes de fragmentation responsables de la multiplicité : c'est l'objectif de notre étude haute résolution présentée au Chapitre 7.

### Multiplicité des objets stellaires jeunes de Classe I et II

En ce qui concerne les étoiles de Classe II, il est intéressant que l'étoile prototype T-Tauri fait elle-même partie d'un système multiple serré. Son compagnon secondaire, bien que faible et plus petit a été détecté



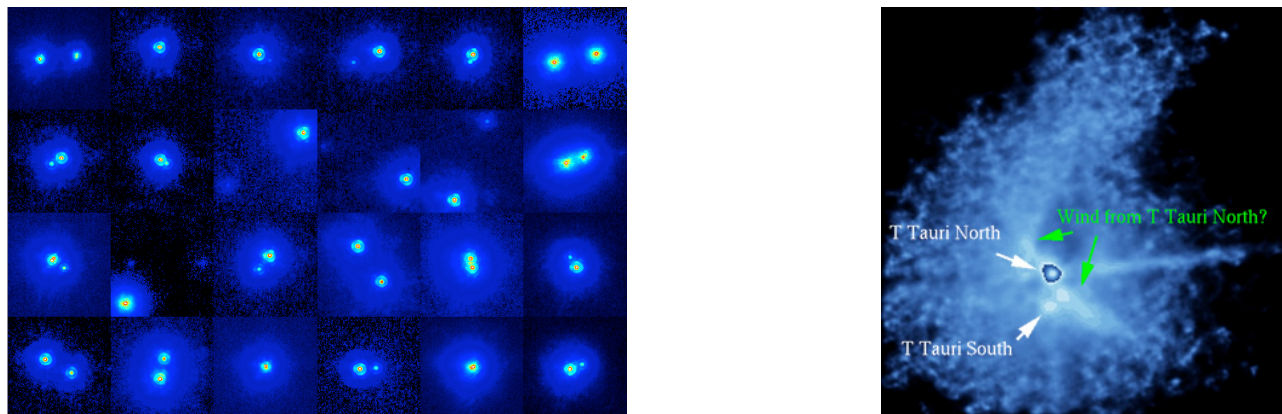


FIGURE 3.12 – A gauche : multiplicité des étoiles jeunes ( $100.10^6$  ans) de faible masse ( $M < 1.5M_{\odot}$ ), détectées dans l’amas des Pléiades (Bouvier et al. 1997) à  $2.2 \mu\text{m}$ . Ces images ont été obtenues avec l’optique adaptative sur le télescope du CFHT, dans le cadre d’une étude visant 144 étoiles de faibles masses de l’amas des Pléiades. Chaque vignette mesure  $3''$  de côté. Ici ne sont représentés que les systèmes multiples détectés dans cet échantillon. A droite : image infrarouge haute-résolution, obtenue avec le CFHT, du système binaire de T-Tauri, étoile prototype des objets stellaires jeunes de Classe II (Roddier et al. 1999).

dans des images infrarouge à très haute résolution angulaire prise avec le Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) et son optique adaptative. Cette image est présentée dans le panneau droit de la Figure 3.12, et montre aussi la complexité de l’environnement de cette jeune étoile, avec notamment des indices de jets et vents stellaires.

Des observations infrarouges plus globales, visant à déterminer la proportion de binaires visuelles dans des populations d’étoiles jeunes de type T-Tauri appartenant à différents types de nuages moléculaires (associations, amas) et à différents âges (de  $1$  à  $600.10^6$  ans), ont confirmé que le prototype n’est pas une exception dans la population des étoiles T-Tauri : en effet, ces observations ont montré que les étoiles jeunes (au stade pré-séquence principale) de type solaire présentent une fraction de binaires proche de 60%, similaire à celle observée pour les étoiles du champ (Duchêne 1999; Eislöffel et al. 2001; Bouvier et al. 2001).

De récentes études menées par Duchêne et al. (2004, 2007) et Connelley et al. (2008) dans 4 nuages moléculaires (le Taureau, Ophiuchus, le Serpent, le Caméléon et L1641 dans Orion) ont montré que la proportion de systèmes multiples observée parmi les objets de Classe I est de l’ordre de 30 à 50% dans un intervalle de séparation  $\sim 100$  à  $4000$  AU. Ces valeurs sont en excellent accord avec les taux de multiplicité des étoiles T-Tauri mesurés dans les nuages du Taureau et Ophiuchus (Duchêne et al. 2007; Connelley et al. 2008; Patience et al. 2002). Néanmoins, les taux de multiplicité des objets de Classe I et II sont  $\sim 2$  fois plus importants que les taux de multiplicité dérivés aux mêmes séparations pour les étoiles du champ (étoiles sur la séquence principale).

Ainsi, non seulement les étoiles jeunes observées au stade Classe I sont déjà en grande partie multiples, mais elles semblent même présenter un taux de multiplicité supérieur à celui observé pour les étoiles de la séquence principale.

La forte proportion de systèmes multiples observés parmi les objets stellaires jeunes de Classe I et II implique que la multiplicité trouve ses origines avant la fin de la phase protostellaire, c'est à dire avant ou pendant le stade Classe 0.

### Importance du test de multiplicité au stade Classe 0

Pour comprendre la formation des systèmes stellaires multiples communément observés, il est primordial d'étendre les études de multiplicité aux objets de Classe 0. En effet, les processus de fragmentation, fortement suspectés d'être responsables de la multiplicité des objets stellaires jeunes, semblent déjà avoir eu lieu au stade Classe I.

La détermination du taux de multiplicité des proto-étoiles de Classe 0 peut avoir deux issues possibles. Dans le cas où la plupart des proto-étoiles de Classe 0 seraient observées en systèmes multiples, alors on pourra conclure que ces systèmes se sont probablement formés par fragmentation dynamique du cœur dense pendant (ou à la fin de) la phase d'effondrement isotherme précédant la formation de l'embryon stellaire central (voir les sections §2.2 et 3.4 pour plus de détails sur le rôle des champs magnétiques sur les processus de fragmentation).

Par contre, si l'on observe que la plupart des proto-étoiles de Classe 0 sont uniques aux échelles de séparation typiques des systèmes observés au stade Classe I, alors on peut conclure que le mécanisme de fragmentation se déroule majoritairement après l'apparition de l'embryon stellaire, par fragmentation du disque d'accrétion induite par rotation rapide (Bonnell 2001a).

Les détails des mécanismes de formation des proto-étoiles multiples restent encore très mal connus, et des observations millimétriques à haute résolution angulaire de proto-étoiles de Classe 0 sont nécessaires pour les étudier en détail. Pourtant, peu d'études ont été menées jusqu'à présent pour déterminer le taux de multiplicité des proto-étoiles au stade Classe 0.

L'étude pionnière de Looney et al. (2000) présente des observations interférométriques à haute résolution ( $< 1''$ ) dans le continuum à 3 mm, et semble indiquer un fort taux de multiplicité ( $> 70\%$ ) des proto-étoiles de Classe 0. Néanmoins, l'échantillon de sources observé est relativement limité (9 objets de Classe 0), et présente d'importants biais de sélection : ces 9 objets sont des proto-étoiles de forte luminosité, et appartiennent déjà pour la plupart à des systèmes multiples à grande séparation. De plus, une grande majorité des systèmes multiples détectés par cette étude présentent des séparations  $\sim 600\text{--}2000$  AU, et ces observations menées avec l'interféromètre BIMA possèdent une sensibilité limitée en termes de rapports de masse détectables. Ces différents facteurs ne permettent pas à l'étude de Looney et al. (2000) de prétendre à un résultat statistiquement significatif, et appellent donc à observer un plus grand nombre d'objets de Classe 0 avec une plus grande sensibilité (et si possible une plus grande résolution).

Une autre étude méritant d'être mentionnée ici est celle menée par Jørgensen et al. (2007a) avec l'interféromètre du SMA. Jørgensen et al. (2007a) ont observé un échantillon de huit sources de Classe 0 dans le continuum à 0.8 mm et 1.3 mm, avec une résolution typique de  $\sim 2''$ . Ces observations, à résolution angulaire moyenne, ont permis de détecter, parmi les huit objets ciblés, deux nouveaux compagnons à la source NGC1333-IRAS4, déjà elle-même binaire. Les 7 objets de Classe 0 restants n'ont pas montré de nouvelle multiplicité aux échelles sondées. Néanmoins, le faible nombre de sources observées ne permet pas de conclusion générale quant au taux de multiplicité des objets de Classe 0, et la faible résolution de ces observations ne permet pas de les ajouter à l'échantillon de Looney et al. (2000) pour construire un échantillon significatif statistiquement.

C'est donc avec l'idée de sonder les mécanismes de fragmentation et l'origine des systèmes multiples que nous avons mené, avec l'interféromètre du Plateau de Bure, l'étude à très haute résolution et très grande sensibilité d'objets de Classe 0 présentée dans les Chapitres 6 et 7 de ce manuscrit (Maury et al. 2010).



## Deuxième partie

### Formation des cœurs denses protostellaires



# Chapitre 4

## Observations et réduction des données obtenues

---

<b>4.1 Observer avec un radiotélescope millimétrique . . . . .</b>	<b>59</b>
4.1.1 Principes . . . . .	59
4.1.2 Le télescope de 30-m de l'IRAM . . . . .	63
<b>4.2 Le proto - amas NGC 2264-C . . . . .</b>	<b>68</b>
4.2.1 Présentation de la région . . . . .	68
4.2.2 Le proto - amas NGC 2264-C : diagnostic millimétrique . . . . .	69
4.2.3 Motivation de notre étude . . . . .	71
<b>4.3 Observations : cartographie en <math>^{12}\text{CO}</math>, <math>^{13}\text{CO}</math> et <math>\text{C}^{18}\text{O}</math> avec HERA . . . . .</b>	<b>71</b>
4.3.1 Cartographie On-The-Fly . . . . .	71
4.3.2 Stratégie d'observation . . . . .	72
<b>4.4 Réduction des données avec <i>GILDAS</i> . . . . .</b>	<b>74</b>

---

### 4.1 Observer avec un radiotélescope millimétrique

#### 4.1.1 Principes

##### Les débuts de la radioastronomie

La lumière visible est un domaine privilégié pour l'homme mais elle ne représente qu'une infime fraction du spectre électromagnétique, et les autres domaines de longueur d'onde peuvent aussi nous fournir une incroyable quantité d'information sur l'Univers. Evidemment, pour être en mesure d'analyser cette information, il faut d'abord comprendre les bases de l'électro-magnétisme, puis construire des instruments capables de détecter les rayonnements en question, ce qui explique que l'astronomie à des fréquences non visibles ne s'est développée qu'au milieu du siècle dernier.

Depuis le sol, les observations astronomiques doivent être effectuées à travers l'atmosphère terrestre, qui est opaque à l'essentiel du spectre électromagnétique. Cette propriété de notre atmosphère est salvatrice car elle a permis à la vie de se développer sur Terre, et aujourd'hui encore elle sert de bouclier contre les rayonnements cosmiques nocifs. Notamment, c'est principalement la couche d'ozone et l'oxygène moléculaire qui empêchent les rayons ultraviolets, très énergétiques, d'atteindre la surface terrestre et ainsi détruire toute chaîne moléculaire; tandis que ce sont des molécules comme  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$ , qui absorbent le rayonnement infrarouge et redistribuent une partie de leur énergie vers la surface de la Terre (effet de serre : la température moyenne au sol est de  $15^\circ$  tandis que sans les gaz à effet de serre elle serait de  $-20^\circ$ ). Les régions spectrales pour lesquelles l'atmosphère est relativement transparente sont appelées fenêtres. Les

deux plus grandes fenêtres sont celles du domaine visible ( $0.4 < \lambda < 0.7 \mu\text{m}$ ) et du domaine radio ( $1 \text{ cm} < \lambda < 10 \text{ m}$ , soit  $30 \text{ MHz} < \nu < 30 \text{ GHz}$ ). Ainsi, le premier domaine de longueurs d'onde non visibles à être exploité fut logiquement celui des ondes radio.

Thomas Edison, le premier, ayant reçu l'illumination après l'invention de sa première ampoule, proposa en 1880 d'observer le Soleil en utilisant un radiotélescope. Après quelques essais infructueux, l'idée fût abandonnée lorsqu'à partir des lois de Planck, on estima en 1902 que le rayonnement émis par le Soleil était proche d'un rayonnement thermique de 5800 K et qu'il était par conséquent inutile de chercher à faire des observations dans le domaine des ondes radio, où l'intensité du flux émis était bien trop faible.

On peut considérer que les débuts de la radioastronomie datent de 1931, lorsque l'ingénieur de Bell Industries, Karl Jansky, découvre par hasard une source radio extraterrestre, grâce à son antenne observant à 20.5 MHz (14.6 mètres). En effet, cherchant à résoudre le problème des parasites radio terrestres, il remarque un signal revenant périodiquement toutes les 23 h 56 min, soit la durée d'une rotation de la terre sur elle-même. En analysant plus précisément la provenance du signal, il s'aperçoit qu'il se situe dans la constellation du Sagittaire, soit au centre de notre galaxie. C'est la première source radio découverte, et Karl Jansky publie un article prudent, intitulé, "Des perturbations électriques apparemment d'origine extraterrestre". Puis, la découverte fut rendue publique, notamment dans le New York Times du 5 mai 1933 (voir Figure 4.1).

Mais les techniques de la radioastronomie ont du mal à s'imposer, et ce n'est qu'en 1936 que l'astronome amateur Grote Reber fabrique un radiotélescope (voir Figure 4.1). Il sera le seul à analyser le ciel en radio durant dix années. Puis, après la seconde guerre mondiale, bénéficiant des progrès des techniques radars, la radioastronomie s'est développée. Les premières observations ont été conduites à de grandes longueurs d'onde, pour lesquelles les récepteurs sont les plus faciles à construire. Puis le déplacement s'est fait progressivement vers les longueurs d'onde de plus en plus courtes.

Depuis, la radioastronomie est devenue l'un des piliers de l'astronomie moderne. En particulier, elle a permis de découvrir certains objets comme les pulsars, les radiogalaxies ou les quasars. Elle a également ouvert la voie à l'étude des différents types de nuages présents dans le milieu interstellaire et a ainsi permis une formidable avancée dans le domaine de la formation stellaire, grâce à l'accès aux phases les plus précoces du processus de formation d'une étoile. En effet, l'étude directe de ces phases a longtemps été impossible car les cœurs denses et les objets de Classe 0, avec des températures de l'ordre de  $\sim 30 \text{ K}$ , émettent la majorité de leur émission dans les domaines sub-millimétrique et millimétrique.

## Principes généraux

Le principe du radiotélescope est sensiblement le même que celui du télescope : il s'agit de recueillir un maximum d'ondes. Pour améliorer le pouvoir de résolution des radiotélescopes, on va utiliser la plus grande parabole possible. En effet, la radioastronomie s'est heurtée dès le début à un problème de taille : le pouvoir séparateur d'un radiotélescope est catastrophique. Ce fait n'est pas dû à une mauvaise construction, mais aux longueurs d'onde observées, le pouvoir séparateur d'un télescope dépendant du diamètre de sa surface collectrice, et de la longueur d'onde à laquelle il opère :

$$\Theta = 1.2 \lambda/D \quad (\text{radians}) \quad (4.1)$$

Or, les ondes millimétriques couvrent la bande de 30 à 300 GHz, ce qui correspond à des longueurs d'ondes de 10 à 1 mm. Ainsi, à  $\lambda = 1 \text{ mm}$ , le pouvoir séparateur d'un télescope de 10 mètres de diamètres sera  $\sim 25''$  (contre  $0.01''$  si l'on observe dans le domaine visible avec le même diamètre). Mais la radioastronomie présente certains avantages. Par exemple, la surface collectrice n'a pas besoin d'être aussi lisse qu'un miroir optique. En effet, pour que la focalisation se fasse correctement, les plus gros défauts doivent être d'une





FIGURE 4.1 – En haut à gauche : le premier radiotélescope. Son diamètre était de 10 m, et il permit à Grote Reber de produire une première carte du ciel à 160 MHz. A droite : publication de la découverte de Jansky, dans le *new York Times* du 5 mai 1933. Le lecteur attentif peut noter l'accent mis sur la nature "non-intelligente" du signal détecté. En bas à gauche : Karl Jansky indiquant le plan galactique, à l'origine de l'émission radio détectée. On peut clairement distinguer sur son dessin la constellation de Cassiopée, très facilement reconnaissable grâce à sa forme de W. Dans la mythologie grecque, la reine Cassiopée était la femme de Céphée et la mère d'Andromède, à côté desquels elle se trouve sur la voûte céleste. Elle voulait disputer aux Néréides, nymphes de la mer, le prix de la beauté. Poséidon, irrité de son audace, fit ravager son royaume par un monstre marin, et l'obligea à exposer sa fille Andromède à la fureur de ce monstre. Cassiopée est donc, après sa mort, enchaînée à son trône, condamnée à tourner autour du pôle Nord, et ainsi pend parfois à l'envers, de façon très peu digne.

taille inférieure à  $\sim \lambda/10$ . En optique cela correspond à environ 100 nm, tandis qu'à 1mm la précision de surface du télescope doit être meilleure que  $\sim 100\mu\text{m}$ , ce qui en réduit le prix et facilite sa construction. Un autre avantage de la radioastronomie est qu'elle est praticable de jour comme de nuit et par presque tous les temps.

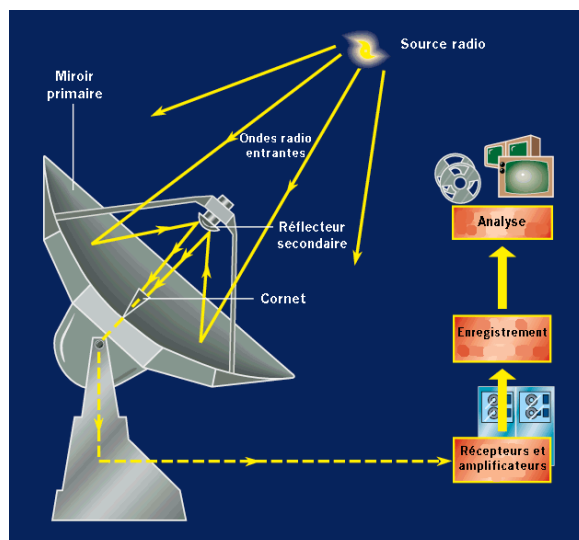


FIGURE 4.2 – Principe d'un radiotélescope : chaîne de détection simplifiée.

Le premier maillon de la chaîne de détection (voir Figure 4.2) est le télescope lui-même, aussi appelé antenne, jouant le rôle de collecteur d'ondes. Puis, grâce à la forme parabolique de l'antenne, les rayons sont concentrés en un point : le foyer, où l'on place le deuxième maillon de la chaîne de détection : les détecteurs eux-mêmes (voir Figure 4.2).

L'antenne isotrope, c'est-à-dire rayonnant de la même façon dans toutes les directions, est un modèle théorique irréalisable dans la pratique. En réalité, l'énergie rayonnée (et donc reçue, d'après le théorème de réciprocité) par une antenne est répartie inégalement dans l'espace, certaines directions étant privilégiées : ce sont les "lobes de rayonnement".

Le diagramme de rayonnement d'une antenne représente la puissance reçue par l'antenne en fonction de la direction (voir Figure 4.3), et permet de visualiser ces lobes dans les trois dimensions, dans le plan horizontal ou dans le plan vertical incluant le lobe le plus important (Rohlf & Wilson 1996). Une antenne directive possède un ou deux lobes nettement plus importants que les autres qu'on nomme "lobes principaux". Elle sera d'autant plus directive que le lobe le plus important sera étroit : la directivité correspond à la largeur du lobe principal, entre les angles d'atténuation à 3 dB (voir Figure 4.3). Aux angles proches du lobe principal, une antenne présente des minima et maxima relatifs appelés "lobes secondaires", et qu'on tente de minimiser. En effet, lorsque le télescope est dirigé dans une direction donnée, le flux collecté pour cette direction est la somme des flux collectés par chacun des lobes. Ainsi, 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. De même, si une source puissante tombe dans un des lobes secondaires car elle est localisée proche de la source plus faible qui intéresse l'observateur, l'existence de ces lobes viendra polluer les mesures faites de la source faible.

C'est pourquoi, lors de la construction d'une antenne, le plus grand soin est apporté à la minimisation du gain des lobes secondaires. Le paramètre permettant d'exprimer l'efficacité d'une antenne à collecter

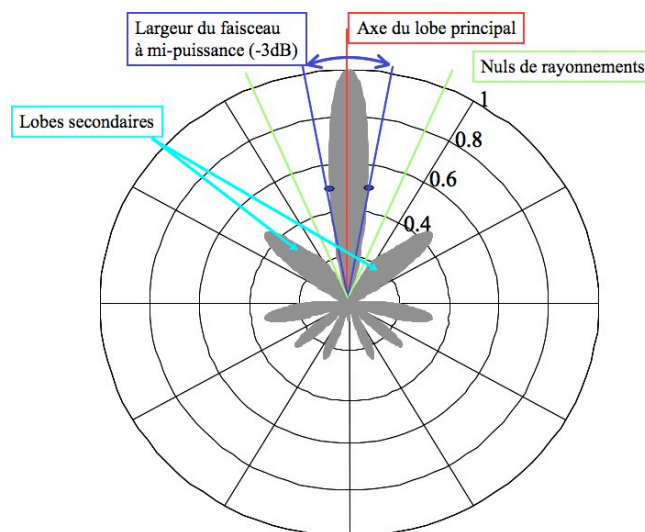


FIGURE 4.3 – Diagramme de rayonnement typique d'une antenne. L'axe vertical représente la direction dans laquelle est dirigée l'antenne (direction de pointage dans le jargon), tandis que l'axe horizontal schématise la séparation entre l'hémisphère avant et l'hémisphère arrière de l'antenne. Les cercles concentriques représentés ici sont les niveaux de gain. Le plus grand lobe représenté est appelé le lobe principal (Main Beam en anglais) et a un gain maximal (1 en théorie), tandis que les autres lobes, plus petits et moins efficaces, sont appelés lobes secondaires. Le flux intégré est la somme des flux tombant dans chacun des lobes, pondérés par son gain.

un maximum de flux au travers de son lobe primaire est appelé "efficacité du lobe primaire" (main beam efficiency en anglais)  $B_{eff} = \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_A}$  : c'est le rapport de l'angle solide (pondéré par son gain) soutenu par le lobe primaire avec l'angle solide (pondéré par son gain aussi) soutenu par la totalité des lobes de l'antenne. Un autre paramètre caractéristique d'une antenne est son facteur de couplage vers l'avant  $F_{eff}$ , qui mesure la fraction de rayonnement reçu par les lobes situés dans l'hémisphère avant du diagramme de rayonnement, par rapport au rayonnement total reçu par l'antenne (en incluant aussi le rayonnement reçu par les lobes situés dans l'hémisphère arrière du diagramme de rayonnement).

Enfin, 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).

Ces trois paramètres dépendent bien évidemment de la fréquence observée (voir Table 4.1 pour les valeurs atteintes avec les récepteurs hétérodynes installés sur le télescope de 30-m de l'IRAM).

#### 4.1.2 Le télescope de 30-m de l'IRAM

La très grande majorité des observations que j'ai utilisé pour l'étude des flots protostellaires de NGC 2264-C ayant été obtenues grâce au télescope de 30-m de l'IRAM, je décris ici quelque peu les caractéristiques de ce radiotélescope et ses instruments associés.

Situé à 2850 m d'altitude dans la Sierra Nevada, près de Grenade, le télescope de 30-m de Pico Veleta (30-m dans la suite du texte) est à ce jour la plus grande antenne opérant entre 1 et 3 mm de longueur d'onde<sup>1</sup>, et est particulièrement bien adapté à la cartographie des sources étendues et à la détection

1. jusqu'à l'arrivée prochaine du Large Millimeter Telescope, doté d'une antenne de 50 m et qui fonctionnera entre

des raies de faibles intensités. Construit en quatre années, entre 1980 et 1984, par l'IRAM (Institut de RadioAstronomie Millimétrique) regroupant France, Allemagne et Espagne, le télescope de 30-m a été mis en service en 1986, et présente une surface collectrice de  $700 \text{ m}^2$  pour une précision de surface de  $55 \mu\text{m}$ .

Au 30-m, le gain du lobe primaire à 1.2 mm est tel que ce lobe collecte  $\sim 60\%$  du flux total, et la résolution angulaire à 1.2 mm est de  $11''$  (Table 4.1). Comme pour tout télescope le signal est collecté au foyer, puis envoyé dans un cornet suivi d'un guide d'onde qui connecte le foyer aux instruments (voir Figure 4.4). Ainsi, 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. Le télescope de 30 mètres est doté d'une série de récepteurs à pixel unique opérant à 3, 2, 1 et 0.8 millimètres et de deux caméras à 1 millimètre : HERA avec 9 pixels, afin de cartographier le gaz moléculaire dans des nébuleuses étendues, et MAMBO, une caméra de 117 pixels, développée au Max-Planck-Institut für Radioastronomie à Bonn (Allemagne), permettant d'observer l'émission de la poussière des nuages moléculaires proches aux galaxies les plus lointaines. Enfin, au 30-m, tous les récepteurs sont situés dans la cabine des récepteurs située juste derrière l'antenne : toute l'instrumentation se situant dans cette cabine est appelée "front-end", tout ce qui vient après est appelé "back-end".

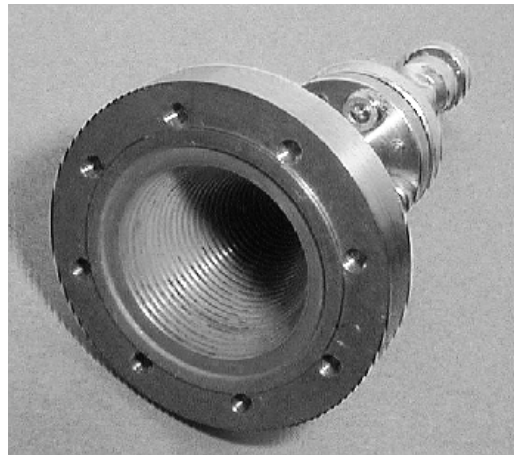


FIGURE 4.4 – Un cornet ondulé utilisé sur le 30-m pour la bande à 150 GHz. La lentille correctrice de phase présente normalement à l'entrée du cornet a été enlevée afin d'apercevoir les ondulations du corent. Le diamètre d'ouverture de ce cornet est approximativement celui d'une pièce de monnaie. Toutes les ondes collectées par l'antenne de 30 m convergent vers le cornet avec une relation précise entre leurs phases, et sont ensuite envoyées dans un guide d'ondes de  $2 \times 1 \text{ mm}$  de diamètre.

Durant les trois années qu'ont duré ma thèse, j'ai passé plus de 350 heures à observer avec le télescope de 30 m de l'IRAM, durant les pools, que ce soit pour des observations menées avec les bolomètres ou les détecteurs hétérodynes.

### Observations avec les bolomètres de MAMBO

Les détecteurs généralement employés pour la mesure du rayonnement électromagnétique du domaine des rayons X à l'infrarouge moyen utilisent l'effet photovoltaïque (famille des détecteurs quantiques). Dans

---

0.85 et 4 mm

ce cas, l'énergie  $h\nu$  d'un photon incident sur le matériau du détecteur (cristal dopé ou non) permet à un électron situé dans la bande de valence, de passer dans la bande de conduction. Si un champ électrique lui est appliqué, une variation de courant liée à l'absorption du photon peut être observée. Cet effet trouve sa limite vers  $200\ \mu\text{m}$  ( $\sim 1500\ \text{GHz}$ ) pour les semiconducteurs traditionnels. A plus grande longueur d'onde, le photon n'a alors plus assez d'énergie pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction, et cette technique de détection ne peut donc pas être employée aux fréquences inférieures à  $\sim 1500\ \text{GHz}$ .

Les détecteurs de choix dans le domaine de l'émission continuum (sub)-millimétrique sont les détecteurs thermiques, et notamment les bolomètres<sup>2</sup>. Le premier bolomètre a été inventé en 1880 par Samuel P. Langley, un astronome américain. Son expérience utilisait le principe connu depuis plusieurs années de la variation de la résistance électrique d'un métal avec la température. Le principe de fonctionnement d'un détecteur bolométrique est relativement simple. Un bolomètre est composé de cristaux tel le germanium, qui absorbe l'énergie d'un rayonnement incident (ou d'une particule) et le convertit en chaleur (agitation thermique), puis l'élévation de température résultante est mesurée par un senseur thermique dont la résistance varie avec la température. Une fuite thermique définie par la conductance thermique du matériau, permet l'évacuation de la chaleur vers un puits à température constante et définit la constante de temps du dispositif. Le bolomètre infrarouge et (sub)-millimétrique est donc un détecteur quadratique puisqu'il mesure la puissance du rayonnement. Cette technique est large bande, c'est à dire qu'elle est très peu dépendante de la fréquence du signal.

La caméra de bolomètres installée sur le télescope de 30 m s'appelle MAMBO-2 pour MAX-planck Millimeter BOLometer (2ème du nom). Cette caméra est composée de 117 bolomètres espacés de  $20''$  couvrant une surface totale de  $4' \times 4'$ , mais n'est 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 (voir §4.2.1). De cette manière, il est possible d'obtenir une carte parfaitement échantillonnée. La caméra MAMBO-2 est optimisée pour fonctionner à une fréquence centrale de 240 GHz, et possède une large bande spectrale de 80 GHz.

Cette caméra, combinée à l'antenne du 30-m, est un outil très puissant pour la recherche et la cartographie des régions de formation d'étoiles et des nuages moléculaires émettant dans le continuum thermique de poussières. En effet, cette combinaison allie grand champ, résolution et sensibilité : il est par exemple 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...), avec une sensibilité finale de  $\sim 5\ \text{mJy/beam}$ .

## Observations avec les récepteurs hétérodynes

Le principe de la détection hétérodyne a été établi au début du siècle par l'inventeur canadien Reginald Aubrey Fessenden. En astronomie millimétrique, on appelle récepteurs hétérodynes des récepteurs où la fréquence du signal en entrée n'est pas détectée directement, mais après un changement de fréquence vers des fréquences plus basses : c'est la transposition. Cette transposition de fréquence est faite grâce à au mélange d'un fort signal monochromatique (appelé "oscillateur local") et du faible signal entrant. Le signal sortant de cette opération est appelé "fréquence intermédiaire". De nos jours, la chaîne entière de traitement du signal d'un radiotélescope peut contenir jusqu'à quatre transpositions hétérodynes. La raison principale de ce subterfuge, propre à la radioastronomie, est que peu de dispositifs utilisés pour le traitement du signal fonctionnent aux fréquences millimétriques (par exemple, les spectromètres qui mesurent l'intensité reçue en fonction de la longueur d'onde, et les amplificateurs). La transposition à des plus basses fréquences est effectuée avant l'amplification du signal car la grande majorité des amplificateurs disponibles sur le

---

2. du grec bolo = radiation et metron = mesure.

marché ne fonctionnent pas aux fréquences millimétriques, excepté à 3 mm où leur performances ne sont pas suffisantes en terme de bruit.

Pour assurer la transposition en fréquence, les récepteurs hétérodynes sont composés d'un oscillateur local et d'un mélangeur SIS (Supraconducteur Isolant Supraconducteur) Cela permet tout d'abord 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.

Au 30-m, les différents récepteurs hétérodynes 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)<sup>3</sup>,
- 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

$$I(t) \propto E_{cos}(\pm(2\pi(\nu - \nu_{OL})t + \phi - \phi_{OL})) \quad (4.2)$$

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  $I(t)$  : c'est exactement le travail de l'autocorrélateur VESPA du 30-m, 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.

### Caractéristiques du signal mesuré

Le signal mesuré en sortie d'un radiotélescope n'est pas simplement issu de la source astrophysique observée, mais comporte aussi une composante néfaste, appelée bruit. Il existe différentes sources de bruit (e.g. récepteurs, atmosphère, etc...), qui viennent "polluer" le signal que l'on souhaite analyser. Ce bruit peut être caractérisé par une température appelée température de système :  $T_{sys} = T_{recepteurs} + T_{atmosphere} + T_{lobes}$ . 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. Par exemple, les récepteurs contiennent des résistances, qui bien que non alimentées, sont parcourues par l'agitation thermique des électrons qui les 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 est appelé le bruit de Johnson. La puissance ainsi générée est  $P=kT_N$  où  $T_N$  est la température des électrons (cf Rohlf 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).

---

3. Depuis Mars 2009, ces récepteurs ont été remplacés par des récepteurs de meilleure qualité, dont l'ensemble a été appelé EMIR. N'ayant que très peu utilisé cet instrument jusqu'à présent, je ne le décris pas ici.

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 :  $T_A = u(\nu)/k_B$ , avec  $k_B$  la constante de Boltzmann. 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. Ici, la température  $T'_A$  correspond à une température moyenne mesurée sur la totalité du diagramme de rayonnement du télescope.

Freq. GHz	HPBW arcsec	$F_{eff}$ %	$B_{eff}$ %	$A_{eff}$ %	$S/T_A^*$ Jy/K
72	33.4	98	79	65	5.9
86	28.5	98	78	64	5.9
145	16.9	95	64	53	6.9
210	11.3	94	62	51	7.2
260	9.0	90	53	44	8.0
345	7.0	87	39	32	10.6

TABLE 4.1 – Efficacités typiques atteintes par les récepteurs A, B, C, D précédemment installés sur le télescope de 30 m de l'IRAM. La première colonne indique la fréquence, et les colonnes suivantes indiquent les valeurs mesurées, à cette fréquence, pour les paramètres suivants : la résolution angulaire, le facteur de couplage avant, l'efficacité du lobe primaire, la surface effective de l'antenne et la facteur de conversion entre Jansky et température  $T_A^*$ .

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  $T'_A$  du facteur de couplage vers l'avant,  $F_{eff}$ , qui correspond à la fraction de la puissance détectée par les lobes dirigés vers le ciel (et pas vers le sol). Au 30-m, on adopte en général  $F_{eff} \sim 0.9$  (voir Table 4.1). Ainsi,  $T_A^* = T'_A/F_{eff}$ . Dans le cas où l'approximation Rayleigh-Jeans est valable, cette température est la température de brillance<sup>4</sup> d'une source étendue sur tout le ciel. Au 30m, l'échelle utilisée par défaut est l'échelle 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  $T_{MB} = T'_A/B_{eff} = T_A^* \frac{F_{eff}}{B_{eff}}$  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  $T_{MB}$ . Aux longueurs d'ondes (sub)millimétriques aux températures régnant dans les cœurs 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 l'émission du 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  $1\text{Jy} = 10^{-26}\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ . Cette unité est celle d'une densité de flux, autrement dit celle utilisée pour mesurer  $S_\nu$ . La calibration entre Volt et Jy se fait en observant une source de calibration

4. Pour une intensité spécifique quelconque  $I_\nu$ , la température de brillance est la température du corps noir qui possède la même brillance à la fréquence  $\nu$ .



primaire, e.g. Mars, pour laquelle le flux est connu avec précision.

## 4.2 Le proto - amas NGC 2264-C

### 4.2.1 Présentation de la région

NGC 2264 est un jeune amas d'étoiles associé à un nuage moléculaire géant se trouvant à environ 2400 années-lumière (800 pc, Dahm & Simon 2005) de la Terre dans la constellation de la Licorne (Monoceros en latin), non loin de la plus familière figure d'Orion, le chasseur (voir Figure 4.5).

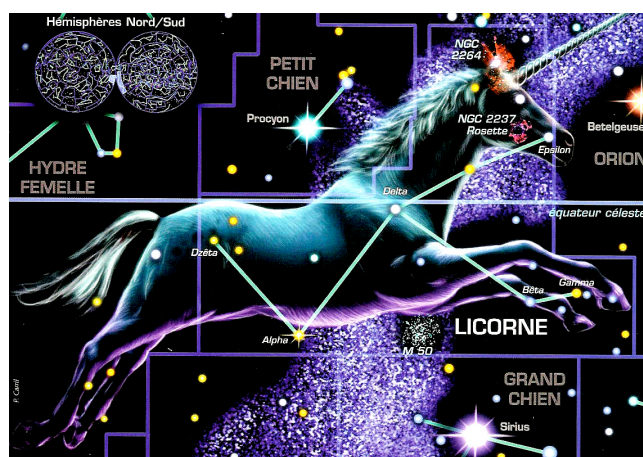


FIGURE 4.5 – La constellation de la Licorne ne contient pas d'étoiles très lumineuses, ce qui ne facilite pas son repérage sur fond de Voie lactée. Il faut la chercher à l'est d'Orion et au nord du Grand Chien et de sa brillante Sirius. Traversée par l'équateur galactique, elle contient surtout de nombreux amas ouverts et quelques nébuleuses qui comptent parmi les plus belles. La région dénommée NGC 2264 est située dans le nord de la constellation, et indiquée sur la figure.

William Herschel a découvert l'amas stellaire NGC 2264, dont les étoiles dessinent un sapin, lors de ses grandes études du ciel vers la fin du XVIII<sup>ème</sup> siècle. Il a remarqué pour la première fois le brillant amas en Janvier 1784, puis la partie la plus lumineuse de la trace de nuages rougeoyants de gaz presque deux ans après, à Noël, d'où son nom d'Arbre de Noël.

L'image visible présentée à gauche de la Figure 4.6 a été prise avec le télescope de 2.2 m de l'Observatoire européen austral (ESO) et révèle la nébuleuse qui a notamment donné naissance aux étoiles de l'amas. La forme d'arbre de Noël, bien qu'à l'envers, est reconnaissable avec l'étoile la plus brillante (assez pour être distinguable à l'œil nu), en haut, qui matérialise la base du tronc. Cette étoile est en réalité un système massif de multiples étoiles, qui a émergé de la poussière et du gaz il y a seulement quelques millions d'années. Une grande partie de l'image semble rouge parce que les énormes nuages de gaz moléculaire rougeoyent sous l'intense lumière UV provenant des jeunes étoiles chaudes déjà formées. Les étoiles elles-mêmes semblent bleues car elles sont plus chaudes, plus jeunes et plus massives que notre propre Soleil. Une partie de cette lumière bleue est dispersée par la poussière, comme on peut le voir dans la partie supérieure de l'image.

L'image infrarouge présentée à droite de la Figure 4.6 a été prise avec l'instrument MIPS (Multiband Imaging Photometer for Spitzer) sur le télescope spatial *Spitzer*, à 24  $\mu\text{m}$ . Elle trace le gaz moléculaire



chaud, et les jeunes étoiles en train de se former.

Cette région fascinante est un laboratoire idéal pour étudier la formation stellaire : sans compter la profusion d'objets dans l'image visible, il y a beaucoup d'objets intéressants cachés derrière l'opacité de la nébulosité, et qui sont en partie révélés dans l'image infrarouge présentée à droite de la Figure 4.6. On remarque notamment, dans la région entre le bout de la nébulosité conique sombre en bas de l'image appelée Nébuleuse du Cône et l'étoile la plus brillante en haut de l'image, plusieurs terrains d'accouchement stellaires où les jeunes étoiles se forment. Ces terrains sont notamment révélés par les nébulosités, dûes à un mélange d'hydrogène et de poussières, qui cachent des étoiles encore plus jeunes dont le proto-amas NGC 2264-C, localisé dans le cercle bleu de la Figure 4.6, observables uniquement aux longueurs d'onde millimétriques et sub-millimétriques.



FIGURE 4.6 – Images de la région de NGC 2264. A gauche : image couleur créée à partir de la combinaison de quatre filtres (B, V, R et  $H\alpha$ ), prise avec l'imageur grand champ WFI installé sur le télescope de 2.2 m de l'ESO (La Silla, Chili). A droite : même région observée à  $24 \mu\text{m}$  par l'instrument MIPS sur le télescope spatial *Spitzer* (image de l'archive). Le cercle bleu localise la position des proto-amas NGC 2264-C et NGC 2264-D. A cet endroit, l'émission infrarouge est dominée par le rayonnement de l'étoile IRS1, aussi appelée source de Allen (étoile B2 enfouie).

#### 4.2.2 Le proto - amas NGC 2264-C : diagnostic millimétrique

Dans la région de NGC 2264, la source infrarouge la plus brillante est IRS 1, plus connue sous le nom de source d'Allen (Allen 1972). IRS 1 est une étoile de  $9.5M_{\odot}$ , de type B2, et tout juste arrivée sur la séquence principale. Elle possède une extinction visuelle  $A_V \sim 20 - 30$  (Thompson et al. 1998), et une luminosité bolométrique  $L_{bol} \sim 2300L_{\odot}$  (Margulis et al. 1989). De premières observations millimétriques

et submillimétriques ont montré qu'IRS 1 est associée à des flots moléculaires et des cœurs denses (Schreyer et al. 1997; Williams & Garland 2002; Wolf-Chase et al. 2003; Ward-Thompson et al. 2000).

Peretto et al. (2006) et Peretto et al. (2007) ont observé la région de NGC 2264, grâce à l'émission de différentes raies moléculaires millimétriques, ainsi qu'en continuum millimétrique de poussières, avec le télescope de 30m de l'IRAM et l'interféromètre du Plateau de Bure (PdBI). Ces observations ont permis d'établir la distribution en masse du proto-amas NGC 2264-C grâce à l'émission optiquement mince du continuum de poussières, et de contraindre sa dynamique grâce à l'information fournie par les spectres de raies sur le champ de vitesse projeté, et ce sur des échelles spatiales allant de 3000 UA (i.e. 0.015 pc) à 200 000 UA (1 pc). Comme la plupart des proto-amas d'étoiles, NGC 2264-C consiste en un nuage de gaz dense d'un diamètre d'environ 1pc ( $M \sim 1600 M_{\odot}$ ) dans lequel plusieurs cœurs denses se sont fragmentés (i.e. 13 cœurs proto-stellaires ayant des masses allant de 2 à 42  $M_{\odot}$ ). Du point de vue de la distribution de matière, l'une des particularités de NGC 2264-C est que ses cœurs principaux sont remarquablement alignés le long de l'axe principal du proto-amas (voir Figure 4.7). Le cœur le plus massif recensé, C-MM3, se situe au centre de gravité projeté de NGC 2264-C, suggérant que la gravité joue un rôle prépondérant pour structurer le proto-amas. L'analyse du profil des raies d'émission observées a permis à Peretto et al. (2006) de mettre en évidence des mouvements d'effondrement de matière globaux, pour des régions allant de 3000 UA (1 UA = 150 millions de kilomètres) à 200 000 UA.

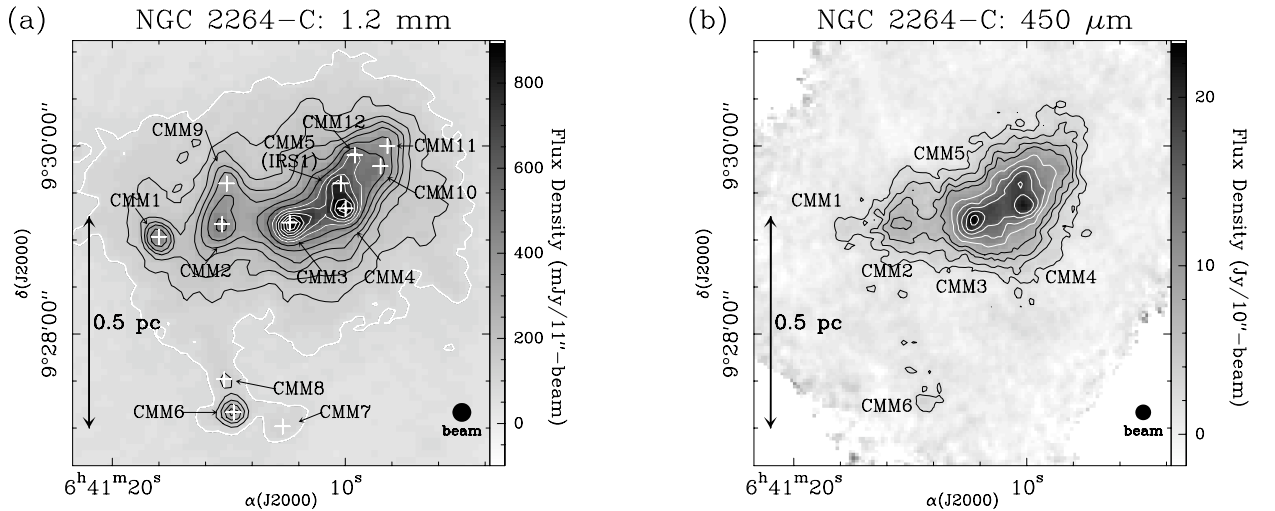


FIGURE 4.7 – Le proto-amas NGC2264-C vu par MAMBO et P-ArTéMiS. A gauche : carte du continuum des poussières à 1.3 mm (IRAM-30m/MAMBO) publiée par Peretto et al. (2006). A droite : carte du continuum des poussières à 450  $\mu\text{m}$  (caméra P-ArTéMiS sur le télescope APEX).

A partir de ces données, un modèle relativement simple a pu être bâti, dans lequel le nuage de gaz qui s'effondre possède une forme ellipsoïdale dont l'axe principal est défini par plusieurs cœurs denses. Le très bon accord trouvé entre les simulations hydrodynamiques et les observations de Peretto et al. (2007) suggère fortement que NGC 2264-C est effectivement en effondrement le long de son axe principal et que les cœurs qui le composent sont entraînés vers le centre du proto-amas par ce mouvement d'effondrement

à grande échelle. Les simulations hydrodynamiques leur ont aussi permis de poser des contraintes assez sévères sur l'état d'évolution de NGC 2264-C ainsi que sur les conditions initiales de son effondrement. La signature dynamique observée au centre de NGC 2264-C ayant une durée de vie très limitée, ils ont pu établir que le proto-amas est âgé de moins de 100 000 ans depuis le début de l'effondrement.

### 4.2.3 Motivation de notre étude

Pour modéliser de manière satisfaisante le proto-amas NGC 2264-C, Peretto et al. (2007) ont dû inclure dans leurs simulations SPH dix fois moins de matériau dense (densité  $> 10^4 \text{cm}^{-3}$ ) que ce qui est observé au sein du proto-amas. En effet, les simulations contenant la quantité correcte de matière pour le proto-amas menaient toutes à un fort taux de fragmentation et ainsi à un nombre de cœurs denses formés bien supérieur aux 13 observés. Cette incapacité des simulations hydrodynamiques à soutenir correctement la masse contenue dans le proto-amas NGC 2264-C a conduit ces auteurs à penser qu'une source de support additionnelle, non prise en compte dans les simulations hydrodynamiques, y joue un rôle actif d'opposant à la gravitation.

Comme discuté dans les sections § 3.3 et 3.4, deux principaux phénomènes sont immédiatement suspects dans cette affaire de support du nuage : la turbulence, et les champs magnétiques. Sachant de plus que des observations avaient déjà souligné la présence de flots protostellaires non résolus dans cette région (Margulis et al. 1988; Schreyer et al. 2003), nous avons décidé de mener une campagne d'investigation des flots protostellaires à l'œuvre dans ce proto-amas pour déterminer si ceux-ci peuvent être responsables du support contre la gravitation manquant aux simulations du proto-amas.

De plus, NGC 2264-C est le proto-amas idéal pour mener une étude visant à tester le rôle des flots protostellaires dans les processus de formation stellaire en amas, car :

1. c'est un amas relativement proche (800 pc), et donc plus facilement résolvable ;
2. c'est un amas formant des étoiles de masses intermédiaires, pour lesquelles on s'attend à observer des flots protostellaires de puissances intermédiaires (contrairement à des étoiles massives dont les flots sont anormalement puissants, ou à contrario des étoiles très peu massives) ;
3. sa dynamique a été étudiée en détail par Peretto et al. (2006, 2007), et est en grande partie comprise.

Pour mener cette étude, il a fallu tout d'abord que nous cartographions le proto-amas dans des traceurs de flots protostellaires, tout en gardant à l'esprit que la nature très enfouie de cette région empêche son étude aux fréquences infrarouges : nous avons donc choisi d'utiliser les raies de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  et  $\text{C}^{18}\text{O}$ , observables dans le domaine millimétrique pour tracer les flots protostellaires et le milieu environnant. La section suivante présente ces observations.

## 4.3 Observations : cartographie en $^{12}\text{CO}$ , $^{13}\text{CO}$ et $\text{C}^{18}\text{O}$ avec HERA

### 4.3.1 Cartographie On-The-Fly

Durant une procédure de cartographie standard, un télescope millimétrique suit une position sur le ciel en acquérant des données à chaque point de l'échantillonnage choisi ("raster map" en anglais). Mais, dans ce mode d'observation, aucune donnée n'est prise lorsque le télescope bouge d'une position à la suivante pour cartographier toute la surface projetée de la région. La méthode de cartographie au vol (en anglais, On-The-Fly ou OTF dans la suite) permet au télescope de récolter des données de manière quasi-continue, tout en balayant la région ciblée, et donc d'utiliser le temps d'observation alloué de manière plus efficace (voir Ungerechts et al. 2000 pour une description détaillée). En effet, dans le cas qui nous intéresse ici,

les spectres sont échantillonnés suffisamment rapidement pour acquérir plusieurs spectres durant le laps de temps où le télescope se déplace sur le ciel d'un beam. Cette petite unité de données est appelée "dump", et le temps nécessaire pour acquérir cette unité de données un "temps de dump".

Au 30 m, dans le mode de cartographie spectrale OTF, le télescope peut se mouvoir dans n'importe quelle direction par rapport au ciel, mais son déplacement doit se faire à une vitesse constante, et avec un temps de dump fixé. C'est à dire que les données seront enregistrées avec une fréquence fixe (toutes les 1 ou 2 secondes par exemple), qui correspond à un échantillonnage spatial fixe. N'importe quelle direction de scan peut être choisie, et ainsi les cartes sont construites ligne de scan par ligne de scan.

Pour effectuer une cartographie spectrale, l'observateur doit faire des observations de référence, c'est à dire observer régulièrement une position à laquelle la raie spectrale observée n'émet pas, afin de pouvoir soustraire l'émission du fond du ciel. En pratique, avec la caméra HERA, une position de référence doit être observée approximativement toutes les 10 minutes, pour faire face aux variations de l'émission du ciel et les corriger sur un temps caractéristique de leurs variations.

Ce mode d'observation, implémenté récemment au 30-m pour les observations hétérodynes, permet donc d'observer de manière très efficace l'émission des transitions spectrales (ou encore le continuum millimétrique avec MAMBO), et pour réduire l'effet de bandes lors d'une cartographie, il est conseillé de couvrir la région ciblée avec deux couvertures scannées orthogonalement. C'est la méthode que nous avons choisi d'employer pour observer le proto-amas NGC 2264-C dans les raies de  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  et  $\text{C}^{18}\text{O}$ , avec la caméra HERA.

#### 4.3.2 Stratégie d'observation

Dans le but de cartographier la distribution des flots protostellaires dans le proto-amas NGC 2264-C, nous avons obtenu 63 heures d'observation avec la caméra HERA sur le télescope de 30-m, pour couvrir une région d'aire  $3.5' \times 3.5'$ . Cette région correspond à la région la plus dense du proto-amas NGC 2264-C, d'après la cartographie réalisée avec MAMBO par Peretto et al. (2006), et montrée dans la Figure 4.8.

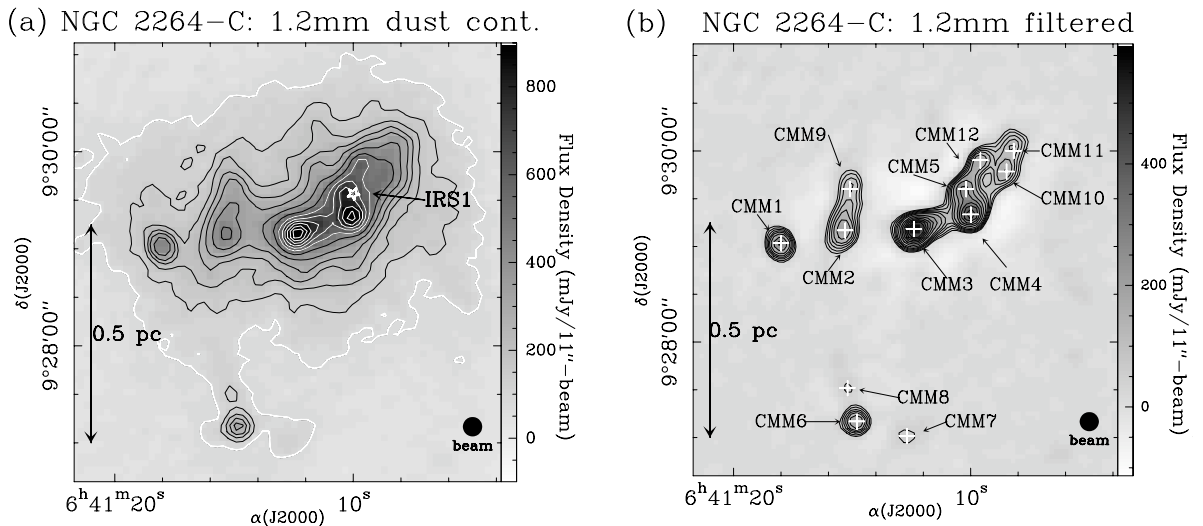


FIGURE 4.8 – (a) Carte de l'émission du continuum des poussières dans le proto-amas NGC 2264-C, réalisée avec MAMBO à 1.2 mm (Peretto et al. 2006). (b) Même carte, mais filtrée afin de mieux mettre en valeur les 13 objets protostellaires détectés au sein du proto-amas.

Nous avons donc cartographié cette région avec HERA, en mode OTF, avec des directions de scan alternées : une couverture sur deux a été obtenue avec des scans le long de l'axe d'ascension droite, tandis qu'une couverture sur deux a été obtenue grâce à des scans effectués le long de l'axe de déclinaison. Cette méthode nous a permis d'éliminer les effets de bandes qui peuvent survenir lorsque tous les scans de la couverture ont été obtenus le long d'une unique direction. Lors de ces observations, la caméra HERA était tournée d'un angle de  $9.5^\circ$  par rapport à l'axe des déclinaisons, afin d'obtenir un échantillonnage de  $4''$  entre deux scans adjacents, tandis qu'un dérotateur était utilisé pour garder les pixels de HERA fixes dans le plan focal Nasmyth. La largeur à mi-hauteur du lobe (HPBW) du 30 m étant de  $\sim 12''$  à 1.3 mm, les cartes obtenues sont donc sur-échantillonnées par rapport au critère de Nyquist : cela nous permet d'obtenir la meilleure résolution angulaire possible dans cette région très compacte.

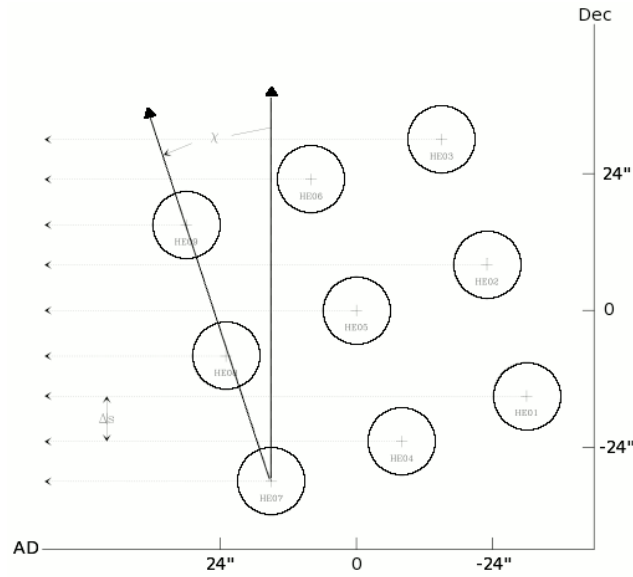


FIGURE 4.9 – Échantillonnage de nos observations : le motif des pixels de HERA a été tourné de  $9.5^\circ$  dans le système équatorial pour la cartographie CO du proto-amas NGC 2264-C. Chaque scan le long de l'axe de d'ascension droite donne ainsi un échantillonnage de  $4''$  selon l'axe des déclinaisons. Chaque scan le long de l'axe d'ascension droite sera séparé du précédent par  $9 \times \Delta s = 36''$ , pour obtenir une carte homogène. Le même processus sera répété pour les scans le long de l'axe des déclinaisons.

Pour le but scientifique que nous nous étions fixé, c'est la transition de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  qui est primordiale, car c'est elle qui tracera les flots protostellaires dans le milieu. À l'observation de cette transition, nous avons couplé des observations de l'émission des transitions de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  et  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ , car HERA possède deux plans focaux et permet donc d'observer deux transitions simultanément, dans deux polarisations différentes. Ces données supplémentaires nous permettront notamment de connaître l'opacité de l'émission  $^{12}\text{CO}$ , mais aussi de tracer la dynamique du gaz peu dense présent dans le proto-amas (ce point fait l'objet d'une autre étude en cours). Ce sont donc les paramètres d'observation de la transition de  $^{12}\text{CO}$  qui ont déterminé les paramètres d'observation des deux autres transitions, car le corrélateur VESPA dispose d'une capacité limitée en terme de combinaison largeur de bande / résolution spectrale. VESPA est un auto-corrélateur comportant 4096 canaux qui peut gérer jusqu'à quatre configurations spectrales simultanément, à condition que la somme de ces quatre configurations ne dépasse pas un emploi des ressources supérieur à 100%. Dans le cas de HERA, seules deux configurations spectrales peuvent être observées simultanément,

car HERA ne comprend que deux sorties, et ne peut pas être combiné à un autre récepteur.

Bandwidth(MHz)		Resolution (Channel spacing in kHz)				
Theoretical	Actual	20	40	80	320	1250
20	17.5	50.0	25.0	–	–	–
40	35	100.0	50.0	25.0	–	–
60	52.5	–	75.0	–	–	–
80	70	–	100.0	50.0	25.0	–
120	105	–	–	75.0	–	–
160	140	–	–	100.0	50.0	25.0
240	210	–	–	–	75.0	–
320	280	–	–	–	100.0	50.0
480	420					75.0
640	512					100.0

FIGURE 4.10 – Cette table, tirée du manuel de l'utilisateur de VESPA, indique, pour les différentes combinaisons spectrales possibles (avec HERA comme front-end), le pourcentage de ressources de VESPA utilisé.

Pour la carte  $^{12}\text{CO}$ , nous voulions obtenir la plus grande largeur de bande possible (afin de pouvoir tracer l'émission à haute vitesse généralement observée dans les flots protostellaires), sans trop dégrader la résolution spectrale (pour pouvoir déterminer précisément les intervalles de vitesse auxquelles la matière est entraînée). Nous avons donc choisi pour observer la transition de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  une résolution spectrale de  $0.42 \text{ km.s}^{-1}$  combinée à une largeur de bande de  $\sim 160 \text{ km.s}^{-1}$ , ce qui consomme 50% des ressources disponibles de VESPA (voir Table 4.10). Les ressources restantes ont été utilisées pour observer  $^{13}\text{CO}(2-1)$  et  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  avec une résolution en vitesse de  $0.10 \text{ km.s}^{-1}$  sur un intervalle de largeur  $\sim 80 \text{ km.s}^{-1}$ .

Le temps d'observation imparti, ainsi que les performances de HERA, ont permis d'obtenir des cartes très sensibles : le niveau de bruit rms atteint dans la carte de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  est de  $\sim 0.1 \text{ K}$  (car c'est la transition que nous avons le plus observé), alors qu'il est 2 à 3 fois supérieur pour les cartes  $^{13}\text{CO}$  et  $\text{C}^{18}\text{O}$  (voir Table 4.2).

#### 4.4 Réduction des données avec *GILDAS*

*GILDAS* est l'ensemble de logiciels développés par l'IRAM pour réduire et analyser les données acquises avec les télescopes de l'IRAM. Je ne rentrerai pas ici dans les détails de ces logiciels, mais je précise simplement les différents aspects de ces logiciels utilisés pour l'observation et la réduction des données acquises.

Le logiciel MIRA (Multichannel Imaging and Calibration Software for Receiver Arrays) a été utilisé pour la calibration des données, scan par scan. Au 30-m, les données spectroscopiques brutes issues des observations sont en format IMBFITS. MIRA calibre ces données grâce aux observations de calibration effectuées régulièrement au cours de la cartographie, et fournit un fichier spectraOdp.30m, qui contient toutes les données calibrées, scan par scan.

Le traitement des données contenues dans le fichier .30m est ensuite effectué grâce au logiciel CLASS90 (précédemment CLASS) : celui-ci permet de séparer les observations en plusieurs fichiers .30m, selon la transition ou la source observée par exemple. On peut ensuite l'utiliser pour soustraire une ligne de base aux spectres, et éventuellement modifier les caractéristiques spectrales des observations. Dans notre cas, chaque période d'observation a fait l'objet d'une première inspection des données à l'œil pour détecter de

possibles problèmes lors des observations (spikes, ou trous dans l'échantillonnage), puis une ligne de base a été soustraite à chacun des 1.284.536 spectres obtenus, et la très bonne qualité des lignes de base de HERA en position-switch a heureusement permis d'automatiser cette soustraction sans risque. De plus, afin d'améliorer le signal/bruit des observations  $^{12}\text{CO}$ , la résolution spectrale initiale de ces spectres a été divisée par deux, menant à une taille finale des canaux de  $0.84 \text{ km.s}^{-1}$ .

TABLE 4.2 – Caractéristiques des cartes obtenues

Transition	Fréquence	Résolution	Largeur de bande	Bruit r.m.s. moyen <sup>a</sup>
	(GHz)	( $\text{km.s}^{-1}$ )	( $\text{km.s}^{-1}$ )	(K)
$^{12}\text{CO}(2-1)$	230.5379	0.84	157	0.1
$^{13}\text{CO}(2-1)$	220.3986	0.10	78	0.2
$\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	219.5603	0.10	78	0.3

<sup>a</sup> c'est le bruit moyen par élément spectral de résolution qui est indiqué ici.

Le résumé des caractéristiques des spectres après réduction est indiqué dans la Table 4.2. Finalement, tous ces spectres sont réarrangés sur une grille spatiale régulière, et un cube de données est produit. Ce cube est au format .lmv : c'est un cube dont chaque plan contient la carte d'intensité dans un canal donné, ainsi les trois dimensions du cube sont : la taille de la carte (nombre de pixels = taille physique/échantillonnage) en ascension droite, la taille de la carte en déclinaison, et le nombre de canaux (déterminé par la résolution spectrale choisie).



Je présente ici les cartes d'intensité intégrée (réduites) obtenues dans les transitions de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  et  $^{13}\text{CO}(2-1)$  :

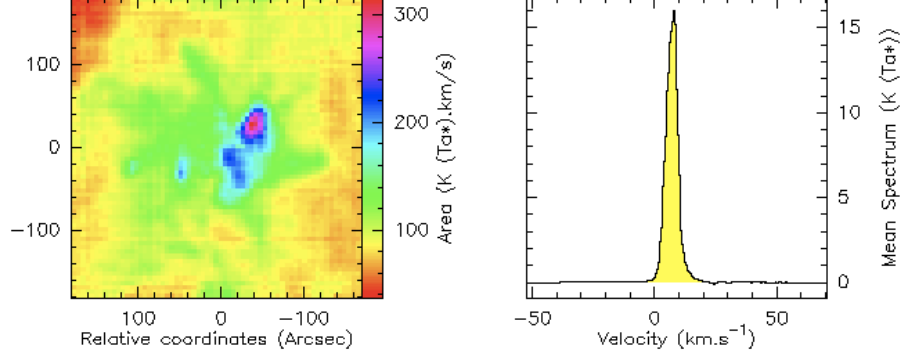


FIGURE 4.11 – Carte d'intensité intégrée de l'émission  $^{12}\text{CO}(2-1)$  dans NGC 2264-C. Le panneau de gauche montre la carte obtenue si l'on intègre sur tout l'intervalle de vitesse observé  $[-50; 50 \text{ km.s}^{-1}]$ . Le panneau de droite montre le spectre moyen de  $^{12}\text{CO}$  sur toute la région cartographiée ( $\sim 900 \text{ arcsec}^2$ ).

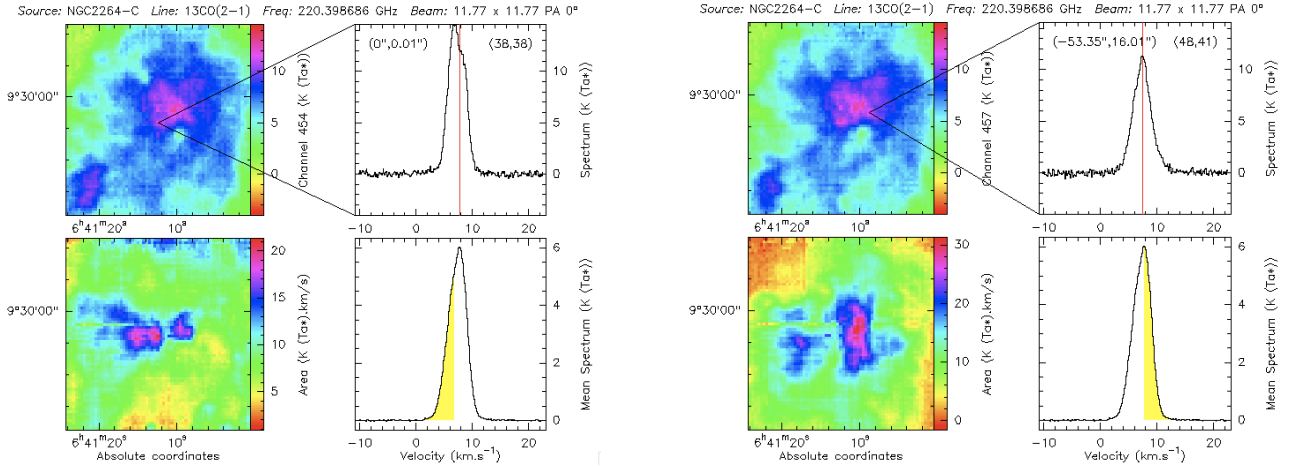


FIGURE 4.12 – Cartes d'intensité intégrée de l'émission  $^{13}\text{CO}(2-1)$  dans NGC 2264-C. Le panneau de gauche montre la carte obtenue si l'on intègre sur l'intervalle de vitesse  $[-50; 7 \text{ km.s}^{-1}]$ . Le panneau de droite montre la carte obtenue si l'on intègre sur l'intervalle de vitesse  $[7; 50 \text{ km.s}^{-1}]$ .

Le chapitre suivant présente l'étude menée à partir de ces cartes pour déterminer le rôle des flots protostellaires sur la dynamique du proto-amas NGC 2264-C.



# Chapitre 5

## De l'impact des flots protostellaires sur la formation des étoiles en amas.

---

<b>5.1</b>	<b>De l'utilisation de CO pour tracer les flots protostellaires . . . . .</b>	<b>77</b>
<b>5.2</b>	<b>Article I : "Probing the role of protostellar feedback in clustered star formation" (Maury et al., 2009) . . . . .</b>	<b>78</b>
5.2.1	Résumé de l'article en français . . . . .	78
5.2.2	Article I : "Probing the role of protostellar feedback in clustered star formation" . . .	79
<b>5.3</b>	<b>Compléments sur l'analyse de la carte obtenue en <math>^{12}\text{CO}(2-1)</math> . . . . .</b>	<b>97</b>
5.3.1	Détermination des extensions spatiales des flots protostellaires . . . . .	97
5.3.2	Recherche des proto-étoiles excitatrices et détermination de leurs propriétés . . . . .	98
5.3.3	Calcul des paramètres dynamiques : détails et limitations . . . . .	100
<b>5.4</b>	<b>Apport de l'étude et questions laissées ouvertes . . . . .</b>	<b>105</b>
5.4.1	Turbulence et flots protostellaires . . . . .	105
5.4.2	Gravité vs flots protostellaires . . . . .	107
5.4.3	Limitations : diagnostic et solutions . . . . .	108
5.4.4	Plus loin ... et questions laissées ouvertes . . . . .	109

---

### 5.1 De l'utilisation de CO pour tracer les flots protostellaires

La molécule la plus abondante du milieu interstellaire  $\text{H}_2$ , étant symétrique, ne possède pas de moment dipolaire et n'a donc pas de raies de rotation dans le domaine millimétrique. Seules les transitions électroniques de cette molécule sont observables dans l'ultraviolet lointain, et sont donc difficiles à observer. La molécule CO est la seconde molécule la plus abondante dans le milieu interstellaire, et possède de nombreux isotopes ainsi qu'un moment dipolaire qui permet d'observer certaines de ses transitions de rotation dans le domaine millimétrique. De plus, l'émission de la transition  $^{12}\text{CO}(2-1)$  est généralement optiquement mince dans les ailes à grandes vitesses de la raie.

C'est pourquoi les flots protostellaires sont le plus souvent observés grâce à l'émission des transitions de la raie de CO dans le domaine millimétrique. La matière de l'enveloppe et du milieu environnant est en effet entraînée par l'éjection de matière issue de la source protostellaire, et l'on observe l'entraînement de la molécule de CO grâce à la distribution en vitesse de l'émission de la transition  $^{12}\text{CO}(2-1)$ . Ainsi, un flot protostellaire induit des profils de raie du type de ceux indiqués dans la Figure 5.1, facilement détectables si l'on observe avec une résolution spectrale, une largeur de bande et une sensibilité suffisantes.

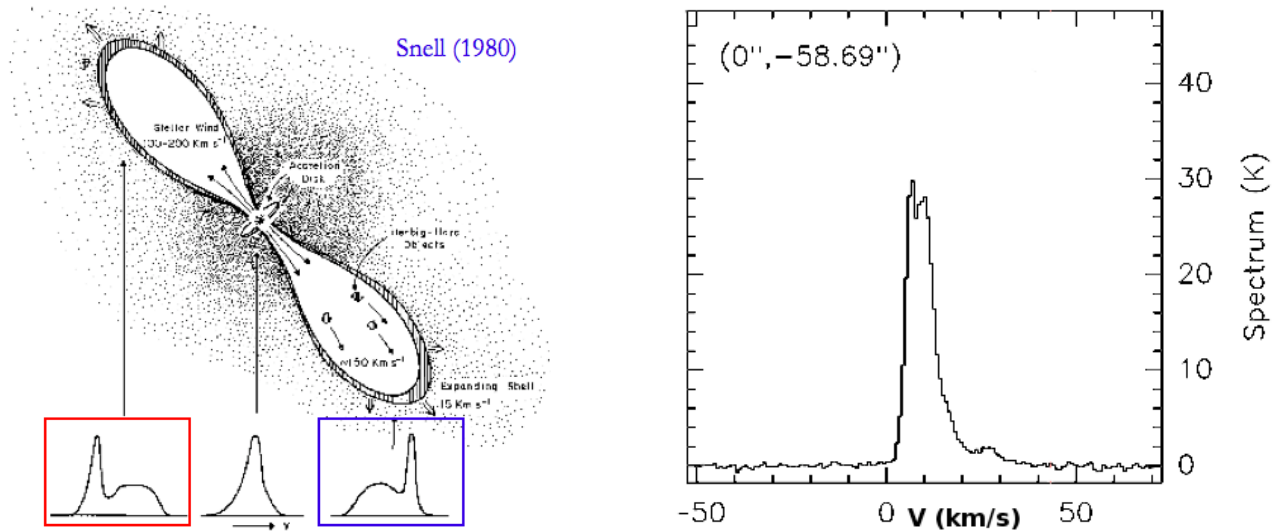


FIGURE 5.1 – A gauche : profils de vitesse de la raie de CO attendus en présence d'un flou protostellaire bipolaire (tiré de Snell et al. 1980). A droite : un de nos spectres  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , observé dans le proto-amas NGC 2264-C et présentant un épaulement décalé vers le rouge, une signature caractéristique d'un flou protostellaire.

Dans le cas d'école présenté par la Figure 5.1, le lobe de flou se mouvant dans la direction de l'observateur est observé comme une aile de raie prononcée décalée vers le bleu, tandis que le lobe de flou opposé est observé comme une aile de raie prononcée décalée vers le rouge. Les premiers à observer ce phénomène dans la raie de CO furent Snell et al. (1980), qui observèrent la source protostellaire L1551 et détectèrent de tels profils. L1551 est un flou protostellaire très puissant, et qui entraîne de grandes masses de gaz (Stojimirović et al. 2006), d'où de très importantes ailes de raies observées en  $^{12}\text{CO}(2-1)$ . Dans la réalité, il est rare que les profils de CO soient aussi parlants, et la plupart du temps la présence d'un flou protostellaire ne se manifeste que par une faible émission à haute vitesse. Cette émission haute vitesse peut être de trois types : (1) elle est parfois constante avec la vitesse et forme ainsi un palier au pied de la raie considérée, (2) elle décroît parfois lorsque les vitesses augmentent (profil en loi de puissance), ou (3) l'émission a parfois un profil piqué à une vitesse particulière : ce sont les "balles" hautes vitesses (High Velocity Bullets en anglais) observées pour la première fois par Bachiller et al. (1990) dans le flou protostellaire de L1448-C. Nos observations de l'émission de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  dans le proto-amas NGC 2264-C montrent ces trois types d'émission haute-vitesse dans les flous protostellaires détectés (voir les Figures 5.1, 5.3 et 5.7).

## 5.2 Article I : "Probing the role of protostellar feedback in clustered star formation" (Maury et al., 2009)

### 5.2.1 Résumé de l'article en français

Le rôle joué par les flous protostellaires dans les régions de formation d'étoiles en amas reste encore très mal connu. Les modèles numériques récents (notamment Nakamura & Li 2007) prédisent que les flous protostellaires, de par la turbulence qu'ils injectent dans les proto-amas, peuvent maintenir un nuage à l'équilibre durant plusieurs temps de chute libre. Ainsi, partant de la constatation que les simulations numériques menées par Peretto et al. (2007) pour rendre compte de la dynamique du proto-amas NGC 2264-

C semblent manquer d'un support contre la gravité, nous avons cartographié les flots à l'œuvre dans le proto-amas pour quantifier leur apport turbulent, et le support qu'ils apportent contre l'effondrement global du nuage. Pour cela, nous avons utilisé la caméra hétérodyne HERA installée sur le télescope de 30-m de l'IRAM (voir §4.1.2 et §4.2) pour obtenir une cartographie du proto-amas dans les transitions  $^{12}\text{CO}(2-1)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , et  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ . Ces données ont révélé la présence de 11 lobes de flots, étroitement liés aux sources millimétriques compactes détectées dans l'émission continuum par Peretto et al. (2006). Nous avons donc entrepris une analyse détaillée des paramètres dynamiques de ces 11 lobes de flots, et nous avons notamment estimé les flux de moments injectés par le réseau de flots dans le milieu environnant du proto-amas. Nous avons comparé les quantités calculées pour l'ensemble des onze flots aux propriétés gravitationnelles et turbulentes du proto-amas. Nous montrons que le réseau de flots sévissant dans le proto-amas est susceptible d'être à l'origine de la turbulence observée, et peut la régénérer. Néanmoins, en ce qui concerne la problématique du support apporté, nous montrons que ni la turbulence produite par les flots protostellaires, ni la pression directe de ceux-ci sur le milieu environnant, ne peuvent soutenir efficacement le nuage contre les effets de sa propre gravité. Finalement, en utilisant des hypothèse raisonnables sur l'IMF, et des modèles pour prédire l'évolution du phénomène d'éjection de matière dans le futur proche du proto-amas, nous montrons qu'il reste néanmoins possible, sous certaines conditions, que les flots protostellaires puissent un jour devenir efficaces pour arrêter la contraction du nuage parent.

### 5.2.2 Article I : "Probing the role of protostellar feedback in clustered star formation" (Maury, André, Li 2009, A&A)



# Probing the role of protostellar feedback in clustered star formation<sup>★, ★★</sup>

## Mapping outflows in the collapsing protocluster NGC 2264-C

A. J. Maury<sup>1</sup>, Ph. André<sup>1</sup>, and Z.-Y. Li<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire AIM, CEA/DSM-CNRS-Université Paris Diderot, IRFU/Service d'Astrophysique, C.E. Saclay, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup> Department of Astronomy, University of Virginia, P.O. Box 400325, Charlottesville, VA 22904, USA

Received 28 November 2008 / Accepted 06 February 2009

### ABSTRACT

**Context.** The role played by protostellar feedback in clustered star formation is still a matter of debate. In particular, protostellar outflows have been proposed as a source of turbulence in cluster-forming clumps, which may provide support against global collapse for several free-fall times.

**Aims.** Here, we seek to test the above hypothesis in the case of the well-documented NGC 2264-C protocluster, by quantifying the amount of turbulence and support injected in the surrounding medium by protostellar outflows.

**Methods.** Using the HERA heterodyne array on the IRAM 30m telescope, we carried out an extensive mapping of NGC 2264-C in the three molecular line transitions  $^{12}\text{CO}(2-1)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , and  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ .

**Results.** We found widespread high-velocity  $^{12}\text{CO}$  emission, testifying to the presence of eleven outflow lobes, closely linked to the compact millimeter continuum sources previously detected in the protocluster. We carried out a detailed analysis of the dynamical parameters of these outflows, including a quantitative evaluation of the overall momentum flux injected in the cluster-forming clump. These dynamical parameters were compared to the gravitational and turbulent properties of the clump.

**Conclusions.** We show that the population of protostellar outflows identified in NGC 2264-C is likely to contribute a significant fraction of the observed turbulence but cannot efficiently support the protocluster against global collapse. Gravity appears to largely dominate the dynamics of the NGC 2264-C clump at the present time ; however it is possible that an increase in the star formation rate during the later evolution of the protocluster will trigger enough outflows to finally halt the contraction of the cloud.

**Key words.** stars : formation : circumstellar matter – ISM : individual objects : NGC 2264-C – ISM : kinematics and dynamics – ISM : outflows

## 1. Introduction

### 1.1. Clustered star formation, turbulence and protostellar feedback

It is now well established that a large fraction of young stars in giant molecular clouds form in groups and clusters rather than in isolation (e.g. Carpenter 2000; Adams & Myers 2001; Lada & Lada 2003).

Three main classes of models have been proposed for regulating the star formation process and explaining the origin of the stellar initial mass function (IMF) in young star clusters. The first scenario is based on turbulent fragmentation of the parent molecular cloud (e.g. Padoan & Nordlund 2002; Hennebelle & Chabrier 2008), which produces an IMF-like core mass distribution as observed in the nearest cluster-forming regions (e.g. Motte, André & Neri 1998, Stanke et al. 2006). Briefly, self-gravitating pre-stellar condensations (each containing one local Jeans mass) form as turbulence-generated density fluctua-

tions, then decouple from their turbulent environment, and eventually collapse with little interaction with their surroundings. In this picture, the IMF results primarily from the properties (e.g. power spectrum) of *interstellar* turbulence, which also controls the global star formation rate and efficiency (e.g. Mac Low & Klessen 2004, Krumholz & Tan 2007). The second class of models emphasizes the role of *protostellar* turbulence and feedback in regulating the star formation process (e.g. Norman & Silk 1980; Adams & Fatuzzo 1996, Shu et al. 2004). Here, the IMF and the star formation efficiency are determined by the stars themselves through the collective effects of their feedback on both individual cores and the parent cloud. A third scenario exists, however, according to which turbulence is only responsible for forming protostellar seeds but plays no direct role in regulating the star formation process and shaping the IMF, which is mainly determined by competitive accretion and dynamical interactions between individual cluster members (e.g. Bonnell et al. 2001; Bate et al. 2003).

From an observational perspective, millimeter-wave observations of molecular clouds have revealed supersonic linewidths, which are presumably due to turbulent motions. Theory suggests that turbulent motions can be treated as an additional pressure (e.g. Chandrasekhar 1951; Von Weizsäcker 1951), so that supersonic turbulence increases the effective Jeans mass supported against collapse.

<sup>★</sup> Based on observations carried out with the IRAM 30m telescope. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

<sup>★★</sup>  $^{12}\text{CO}(2-1)$  data cubes in FITS format are available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/>

Protostellar outflows have long been considered a plausible way of driving a significant fraction of molecular cloud turbulence, especially in cluster-forming clumps, where stars form more efficiently than in the bulk of molecular gas (Bally et al. 1996; Reipurth & Bally 2001; Knee & Sandell 2000). Recently, Nakamura & Li (2007) discussed the possible effects of protostellar outflows on cluster formation. In particular, they argued that, due to its short decay time (e.g. Mac Low et al. 1998), the “interstellar turbulence” initially present in a cluster-forming clump is quickly replaced by turbulent motions generated by protostellar outflows. According to Nakamura & Li, the protostellar outflow-driven turbulence dominates for most of a protocluster’s lifetime and acts to maintain the cluster-forming region close to overall virial equilibrium for several dynamical times, avoiding global free-fall collapse. The exact mechanism by which outflows inject turbulence in the parent cloud is not well understood yet and may involve fossil cavities (e.g. Quillen et al. 2005; Cunningham et al. 2006). On the scale of an entire giant molecular cloud, the shocks produced by outflows from young stars may not inject momentum and energy at a high enough rate to counter the rate at which turbulent energy decays (see Banerjee et al. 2007). On the other hand, intense outflow activity within a young protocluster may be sufficient to support the parsec-scale parent gas clump, thereby modifying the outcome of the star formation process.

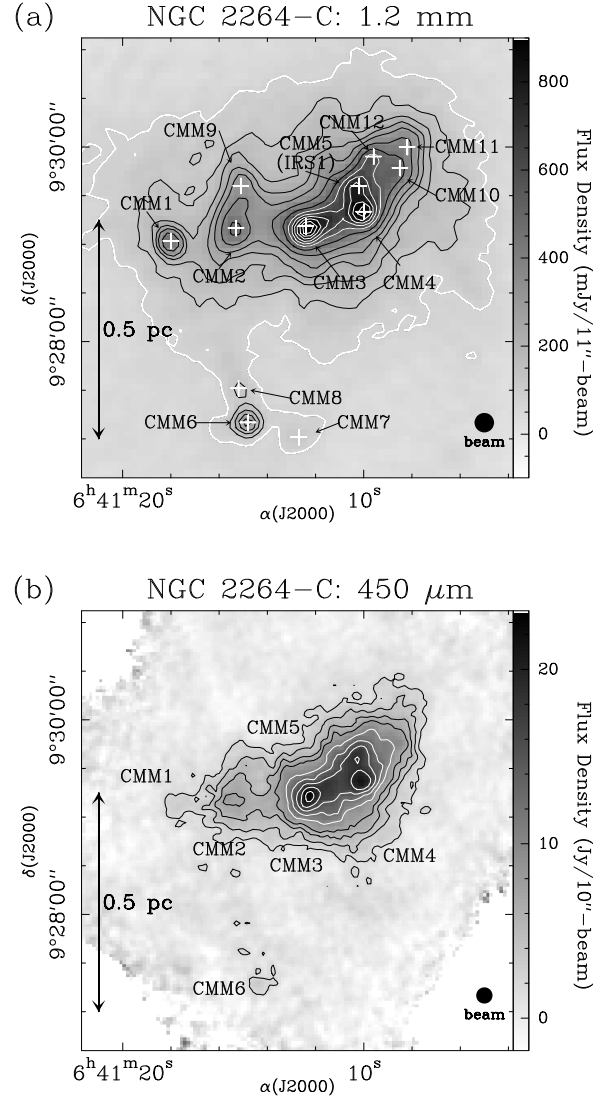
As the role of protostellar feedback in cluster-forming clouds is still a matter of debate, detailed studies of the dynamical effects of protostellar outflows in young protoclusters, where outflows are particularly strong and numerous, are required to fully understand the process of clustered star formation. In this paper, we test some of the above ideas by quantifying the impact of protostellar outflows on the dynamics of the NGC 2264-C clump, a protocluster at a very early stage of evolution.

### 1.2. Our target region : NGC2264-C

The NGC 2264 cluster-forming region is located in the Mon OB1 giant molecular cloud complex at a distance  $d \sim 800$  pc. The cloud associated with NGC 2264 has been the target of several millimeter line studies, including an unbiased CO ( $J=1 \rightarrow 0$ ) survey for molecular outflows (Margulis et al., 1988) and a search for dense gas via multitransitional CS observations (Wolf-Chase et al. 1995; Wolf-Chase & Walker 1995). These early studies revealed two prominent molecular clumps, named NGC 2264-C and NGC 2264-D, each associated with a CO outflow. The NGC 2264 region also harbors a young star cluster of more than 360 near-IR sources (Lada et al. 1993; Lada & Lada 2003). The most luminous object of the cluster, hereafter called IRS1 after Allen (1972), is embedded in NGC 2264-C and associated with the Class I IRAS source IRAS 06384+0932 ( $L_{\text{bol}} \sim 2300 L_{\odot}$  – Margulis et al. 1989).

The internal structure of NGC 2264-C and NGC 2264-D was subsequently resolved by higher-resolution millimeter and submillimeter studies (Ward-Thompson et al. 2000; Williams & Garland 2002; Peretto et al. 2006, 2007). In particular, through 1.2 mm continuum observations, Peretto et al. (2006) identified 12 compact dense cores in NGC 2264-C (see Fig.1), of which at least 8 are Class 0-like objects with associated near-IR  $H_2$  jets (Wang et al. 2002) or compact CS outflows (Schreyer et al. 2003). These cores have typical diameters  $\sim 0.04$  pc, masses ranging from  $\sim 2$  to  $\sim 40 M_{\odot}$ , and column densities ranging from  $\sim 4 \times 10^{22}$  to  $\sim 6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ . Based on  $\text{HCO}^+$ , CS, and  $\text{N}_2\text{H}^+$  mapping observations, Peretto et al. (2006) also showed the presence of large-scale collapse motions converging onto the

most massive core (C-MM3 with  $M \sim 40 M_{\odot}$ ), near the center of NGC 2264-C. The IRAM Plateau de Bure interferometer observations of Peretto et al. (2007) revealed a thirteenth source, C-MM13, located only  $13.5''$  (or  $\sim 0.05$  pc) away from C-MM3.



**Fig. 1.** (a) Dust continuum map of NGC 2264-C taken at 1.2 mm by Peretto et al. (2006) with the MAMBO bolometer array on the IRAM 30m telescope. Twelve millimeter peaks were found and interpreted as candidate Class 0 objects (see Peretto et al. for details). (b) Total-power  $450 \mu\text{m}$  dust continuum map of the NGC 2264-C protocluster taken by us with the P-ArTéMiS bolometer camera<sup>1</sup> on the APEX telescope. The HPBW resolution is  $\sim 10''$ . The contour levels go from 1.75 to 7 Jy/10''-beam by 1.75 Jy/10''-beam and from 10 to 22 Jy/10''-beam by 3 Jy/10''-beam.

In their study, Peretto et al. (2007) successfully modeled the dynamical evolution of the NGC 2264-C protocluster. They compared the available millimeter observations with SPH numerical simulations of the collapse of a Jeans-unstable, prolate

<sup>1</sup> P-ArTéMiS is a  $16 \times 16$ -pixel prototype of the large-format submillimeter bolometer camera currently being built by CEA for the APEX telescope (cf. André et al. (2008); Talvard et al. (2008)). <http://www.apex-telescope.org/instruments/pi/artemis/>



dense clump. Peretto et al. (2007) obtained a good quantitative agreement with observations when starting from a low level of initial turbulent energy. However, the total mass of dense gas (i.e., with  $n_{\text{H}_2} > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) was  $\sim 10$  times lower in the best-fit simulations than in the actual NGC 2264-C clump. When Peretto et al. (2007) increased the mass of dense gas by a factor of 10 in their numerical simulations, a larger number of cores was generated, leading to a poor match to the observations. It seemed therefore that an additional source of support against gravity, not included in the simulations of Peretto et al. (2007), had to be invoked to explain the current dynamical state NGC 2264-C. Peretto et al. suggested that this extra support could arise from protostellar feedback and/or magnetic fields.

Because it is well documented and known to exhibit outflow activity (Margulis et al. 1988), the NGC 2264-C protocluster is an ideal laboratory for probing the initial conditions of clustered star formation and evaluating the impact of outflow feedback on early protocluster evolution. We thus initiated a mapping study of the outflow already detected by Margulis et al. (1988) in NGC 2264-C, with higher angular resolution and better sensitivity. Our goal was to assess the momentum injection rate due to outflows in this protocluster and examine whether outflows could affect the global dynamical evolution of the protocluster.

## 2. Observations and data reduction

### 2.1. Observations

Observations of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  and  $^{13}\text{CO}(2-1)$  emission lines (see Table 1) from the NGC 2264-C protocluster were taken with the IRAM-30 m telescope between October and November 2006 using the Heterodyne Receiver Array HERA (Schuster et al. 2004) together with the VESPA autocorrelator backend. HERA is an assembly of two focal plane arrays (HERA1 and HERA2) of 9 SIS receivers each. The two arrays have orthogonal polarization and their 9 pixels are arranged in the form of a center-filled square and are separated by  $24''$ . HERA1 and HERA2 were used simultaneously, allowing us to map the same region of the sky at two different frequencies at the same time. VESPA was used with a channel spacing of 320 kHz for  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , and 80 kHz for  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  and  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . The VESPA autocorrelator configurations used during our observations can be found in Table 1. Observations were carried out in position switched On-The-Fly (OTF) mode, scanning NGC 2264-C in right ascension and declination. We adopted a drift speed of  $2''/\text{sec}$  with a dump time of 2 s, and HERA was rotated by  $9.5^\circ$  to obtain a spacing of  $4''$  between adjacent scan lines, while a derotator was used to keep the HERA pixel pattern stationary in the Nasmyth focal plane. All this resulted in a sampling of  $4''$  over the entire map. The half power beamwidth (HPBW) of the 30-m telescope being of  $11''$  at this frequency, this corresponds to an over-Nyquist sampling. The resulting map has a size of  $3.3' \times 3.3'$  (equivalent to  $\sim 0.8 \text{ pc}^2$  at the distance of the protocluster). The emission-free reference position was located at offsets  $(-1500'', -1500'')$  from the protostellar core C-MM3, located at the center of our map. The typical system temperatures varied between  $\sim 300 \text{ K}$  and  $\sim 600 \text{ K}$ . The telescope pointing was checked every  $\sim 2$  hours on J0528+134, while focus checks and adjustments were made every  $\sim 3$  hours on the strong source NGC7538. The observations were carried out in single sideband mode with an image rejection of  $\sim 10 \text{ dB}$ , pro-

viding a calibration accuracy better than  $\sim 10\%$ . At 230 GHz, the main beam efficiency and the forward efficiency of the telescope are  $B_{\text{eff}} = 0.90$  and  $F_{\text{eff}} = 0.52$  respectively. Throughout this paper, the line intensity scale adopted is in units of  $T_{\text{A}}^*$ , the equivalent antenna temperature above the atmosphere.

**Table 1.** Parameters of the IRAM 30m observations

Line	Frequency (GHz)	Resolution ( $\text{km.s}^{-1}$ )	Bandwidth ( $\text{km.s}^{-1}$ )	Mean r.m.s. noise <sup>a</sup> (K)
$^{12}\text{CO}(2-1)$	230.5379	0.84	157	0.1
$^{13}\text{CO}(2-1)$	220.3986	0.10	78	0.2
$\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	219.5603	0.10	78	0.3

<sup>a</sup> rms noise per spectral resolution element.

We also mapped the NGC 2264-C region in the  $450 \mu\text{m}$  dust continuum at  $\sim 10''$  resolution (HPBW) with the P-ArTéMiS bolometer array on the Atacama Pathfinder Experiment (APEX) telescope in November 2007. The resulting map is shown in Fig. 1(b), and details about the P-ArTéMiS camera and the November 2007 run at APEX can be found in André et al. (2008).

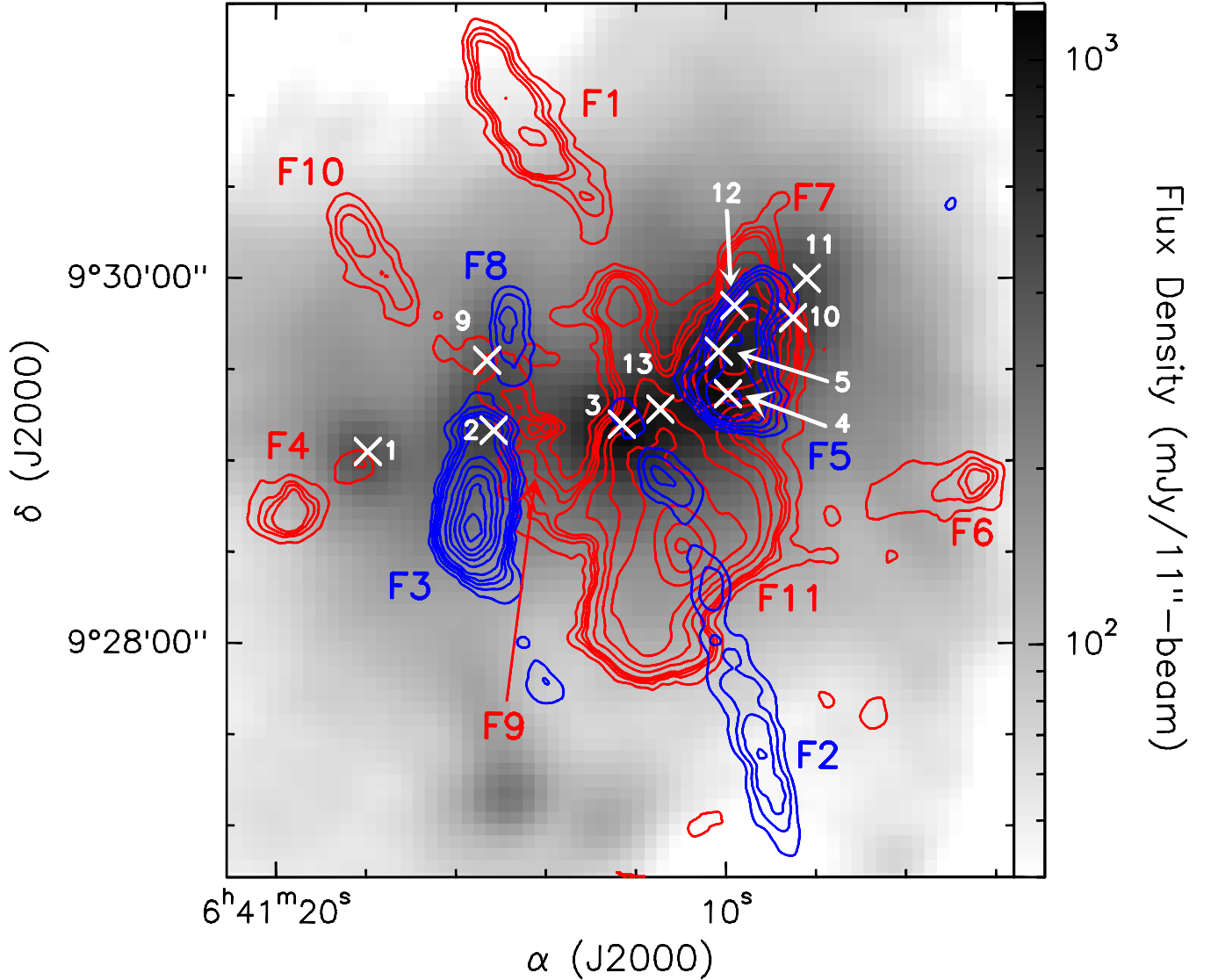
### 2.2. Data reduction

All data were reduced with the CLASS90 program, a new part of the GILDAS software package. Dedicated CLASS90 scripts were written to automatically reduce the data and produce a datacube for each of the three observed transitions (see Table 1). Linear (first-order) baselines were determined from velocity ranges where emission is no longer positively detected above the  $3\sigma$  noise limit anywhere in the map, and then subtracted from the spectra. We stress that our HERA observations resulted in very good baselines (see example in Fig. 4). We used  $5 \text{ km.s}^{-1}$ -wide velocity windows at either end of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  spectra to fit the subtracted baselines, making us sensitive to any outflow emission present up to LSR velocities of  $V_{\text{sys}} \pm 55 \text{ km.s}^{-1}$ . Some velocity channels showed spikes due to band splitting of the VESPA autocorrelator. We had to flag them and replace their values by interpolating the closest two good channels. The worst case occurred around  $v_{\text{LSR}} \sim +23 \text{ km/s}$  with four consecutive bad channels, leading to an interpolation over  $\sim 1.7 \text{ km/s}$ , which we consider as being negligible for the present study of high-velocity emission. Finally, in order to improve the signal-to-noise ratio, we also smoothed the initial velocity resolution by a factor of two for the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  map, leading to a final spectral resolution of  $0.84 \text{ km/s}$  per channel.

## 3. Mapping results and analysis

We detected a total of eleven sub-regions or "lobes" exhibiting high-velocity emission in the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  map (Fig. 2). These eleven lobes are spatially distributed around the millimeter continuum cores identified by Peretto et al. (2006, 2007), and four of these lobes can be directly associated with Class 0 - like objects, as discussed in § 5.1 below.

In §3.1 we explore the kinematical properties of these eleven outflow lobes, while §3.2 discusses the optical depth of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  transition in our map.



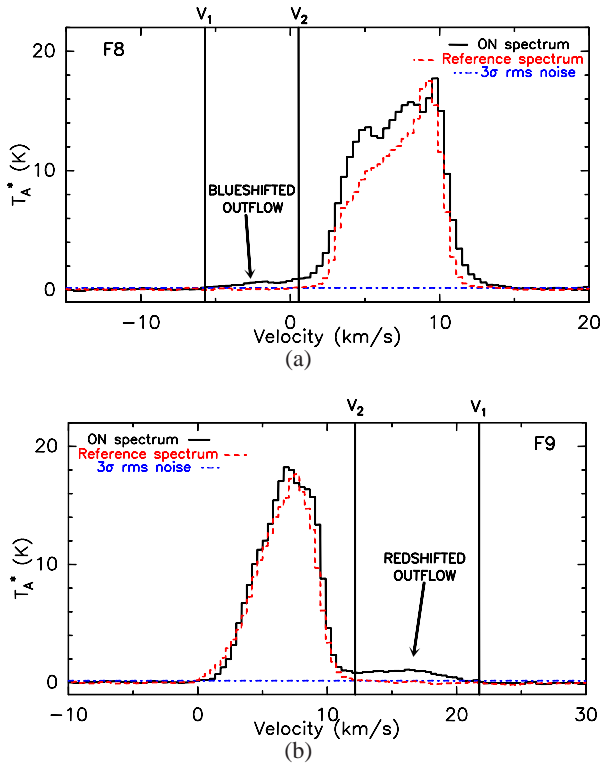
**Fig. 2.**  $^{12}\text{CO}(2-1)$  map of the NGC 2264-C protocluster. Blue contours show the levels of  $^{12}\text{CO}(2-1)$  intensity integrated between  $-27$  km/s and  $2$  km/s in the blue-shifted part of the line, and go from  $5$  to  $98$  K.km.s $^{-1}$ . Red contours are levels of intensity integrated between  $13$  km/s and  $34$  km/s in the red-shifted part of the line, and go from  $5$  to  $110$  K.km.s $^{-1}$ . The eleven outflows discovered in the present survey are labeled by F1 to F11. The background greyscale image is the  $1.2$  mm dust continuum map obtained by Peretto et al. (2006) with MAMBO on the IRAM-30m. White crosses and numbers refer to the millimeter continuum peaks identified by Peretto et al. (2006, 2007) (see also Fig. 1).

### 3.1. Spatial extent of the outflow lobes and minimum associated velocity intervals.

In order to determine the spatial extent of each outflow, we need to find out which pixels exhibit high-velocity emission due to outflows. We know from previous work that the NGC 2264-C protocluster exhibits a complex pattern of cloud velocities: the mean LSR velocity of the cloud was found to be  $7.5 \pm 0.2$  km/s, but a pronounced velocity discontinuity was also found by Peretto et al. (2006) near CMM3, and local systemic velocities can depart from this value by up to  $0.7$  km/s, depending on position in the protocluster. Likewise, the intrinsic  $^{12}\text{CO}(2-1)$  linewidth varies with position as column density and turbulent motions vary through the protocluster. Therefore, to discriminate emission due to high-velocity outflow motions from emission due to an intrinsically wider  $^{12}\text{CO}(2-1)$  line from the cloud itself, and thus identify those pixels with outflow emission, we adopted the following conservative method.

We first constructed  $^{12}\text{CO}(2-1)$  reference spectra for the local ambient medium surrounding the high-velocity lobes. In practice, we constructed each reference spectrum by averaging a large number of spectra (from 30 to 200 spectra depending on the subregion considered) located in the close neighborhood of each candidate outflow. In this way, we obtained one reference spectrum per high-velocity lobe for outflows F3 to F11. We constructed two reference spectra for each of F1 and F2, so as to ensure that small variations in the systemic velocity occurring between different sub-regions of these extended lobes be properly accounted for. In a second step, we compared each reference spectrum with the corresponding high-velocity lobe line profiles. Each pixel which showed emission stronger than three times the typical noise level,  $\sigma_{\text{spec}}$ , in the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  outflow spectrum in three consecutive channels (corresponding to a  $2.5$  km/s-wide window in velocity), at velocities where emission was no longer detected in the reference spectrum, was assigned to the candidate outflow under consideration.

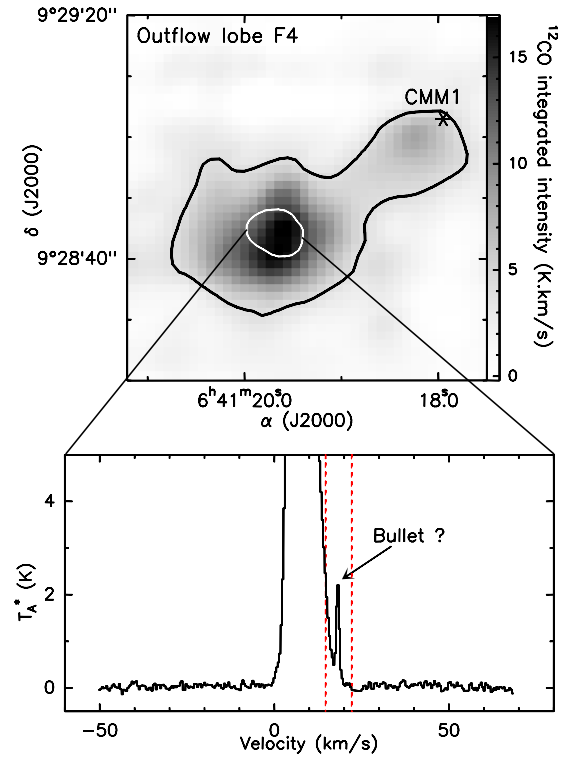




**Fig. 3.** Examples of high-velocity  $^{12}\text{CO}(2-1)$  spectra showing emission at blue-shifted (a) and red-shifted (b) velocities for the candidate outflows F8 and F9, respectively. In both cases, the dashed spectrum shows a  $^{12}\text{CO}(2-1)$  reference spectrum obtained by averaging  $\sim 100$  spectra from the ambient cloud emission in the immediate vicinity of the outflow. Vertical solid lines highlight the velocity range over which emission is no longer detected from the ambient cloud, whereas blue-shifted or red-shifted high-velocity emission is still present in the spectrum (above the  $3\sigma$  noise level shown as an horizontal dot-dashed line)

Such cases are illustrated in Fig. 3, using spectra from the two outflows F8 and F9, for which obvious high-velocity wings are observed, at blueshifted and redshifted velocities, respectively. The vertical solid lines mark the velocity range over which emission is only due to outflow material: in this velocity range no emission is detected in the reference spectrum, while emission is positively detected in the spectra from the candidate outflow. Here, we ignore any additional outflow emission at lower velocities where emission is still seen in the reference spectrum. Distinguishing between low-velocity outflow emission and turbulent broadening of the line spectrum from the ambient cloud is more uncertain. We will try to account for the low-velocity outflow emission when we estimate outflow parameters in § 4 below. For the purpose of determining the spatial extents of the outflows, however, only those pixels satisfying the selection criteria described above were included.

Following this procedure for all pixels in the map, we were able to determine the spatial extent of each outflow lobe (see Col. 4 of Table 2 for the values, and Fig. 4 for an example). The velocity range over which high-velocity emission was detected from the outflow lobe but no emission was seen in the reference spectrum will be adopted as the main LSR velocities interval to be considered in further calculations. In the following,  $|V_1|$  will denote the extreme LSR velocity observed toward the outflow (beyond which  $T_{\text{outflow}} < 3\sigma_{\text{spec}}$ ), and  $|V_2|$  will denote the minimum LSR velocity at which unambiguous outflow emission is



**Fig. 4.** Spatial extent of the red-shifted outflow lobe F4. The upper panel shows the high-velocity  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission, integrated from  $+14.3 \text{ km.s}^{-1}$  to  $+23 \text{ km.s}^{-1}$  (velocity interval marked by dashed lines in the lower panel). In this case, the reference spectrum associated to F4 does not show any significant emission at LSR velocities greater than  $14.3 \text{ km.s}^{-1}$ . The  $3\sigma_{\text{spec}}$  level mentioned in the text corresponds to the thick black contour. All pixels showing integrated emission above this value were therefore assigned to outflow F4. A typical  $^{12}\text{CO}(2-1)$  spectrum observed near the peak of outflow emission is shown in the lower panel. Note the quality of the baseline and the detached high-velocity feature at  $v_{\text{LSR}} \sim +18 \text{ km.s}^{-1}$ . The area over which such a “bullet-like” emission feature (see § 5.1) is seen in F4 is marked by the white contour in the upper panel.

detected (beyond which  $T_{\text{ref}} < 3\sigma_{\text{spec}}$  while  $T_{\text{outflow}} > 3\sigma_{\text{spec}}$ ). As can be seen in Table 2, the velocity ranges spanned by the observed high velocity emission vary from outflow to outflow, and  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission is detected at very high LSR velocities in some cases (up to  $-27 \text{ km/s}$  in the case of the blue-shifted lobe F2).

### 3.2. Optical depth of the $^{12}\text{CO}(2-1)$ emission

In order to derive the masses and moments for the eleven candidate outflows, we need to assess the optical depth of the CO emission. We used our observations in three isotopes (see Table 1) to estimate the optical depth of the  $\text{CO}(2-1)$  transition in our data.

We first used our  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  data to check that the  $^{13}\text{CO}(2-1)$  emission observed away from line center was optically thin over the entire mapped area and estimated a maximum optical depth  $\tau(^{13}\text{CO}) \sim 0.75$  at the systemic velocity of the ambient cloud.

We then derived the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  optical depth in the high-velocity gas from the observed  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$  line intensity ratio (cf. Goldsmith et al. 1984). We measured this ratio at eleven positions, chosen to coincide with the positions of the candidate

**Table 2.** Observed properties of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  outflows detected in the map of Fig. 2

OUTFLOW LOBE	Local systemic <sup>(1)</sup> velocity $V_{\text{sys}}$ ( $\text{km.s}^{-1}$ )	Outflow main <sup>(2)</sup> LSR velocities interval ( $\text{km.s}^{-1}$ )		Area <sup>(3)</sup> ( $\text{arcsec}^2$ )	Length <sup>(4)</sup> ( $\text{arcsec}$ )
		$V_1$	$V_2$		
F1 (Red)	7.5	28.5	13	2780	127
F2 (Blue)	7.6	-27	1.1	3060	184
F3 (Blue)	7.4	-26.6	1.4	1935	70
F4 (Red)	7.7	23	14.3	900	53
F5 (Blue)	7.3	-12	0.3	1080	50
F6 (Red)	7.1	28.1	13.1	1360	56
F7 (Red)	7.2	33.2	14.7	2230	72
F8 (Blue)	7.2	-23	1.7	590	38
F9 (Red)	7.2	30.2	13.7	800	53
F10 (Red)	7.2	32.2	13.7	610	50
F11 (Red)	7.7	33	15.2	4180	90

<sup>(1)</sup> Systemic LSR velocity of the ambient material around each outflow.

<sup>(2)</sup> Velocity interval  $[V_1 ; V_2]$  over which each outflow emission is detected but no significant emission is seen in the reference spectrum.

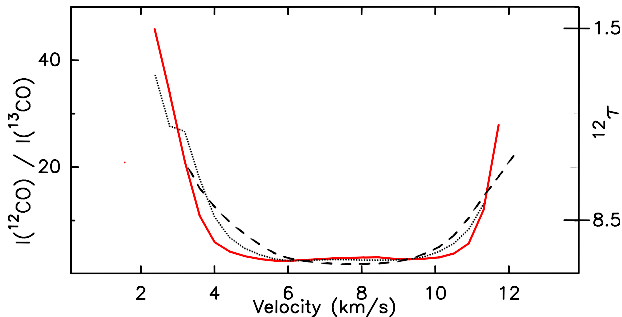
<sup>(3)</sup> Surface area of each outflow lobe.

<sup>(4)</sup> Major size of each outflow lobe.

outflows in the  $^{12}\text{CO}$  map. Assuming that the excitation temperatures of the  $^{12}\text{CO}$  and  $^{13}\text{CO}$  lines are equal, and knowing that the  $^{13}\text{CO}$  emission is optically thin, the  $^{12}\text{CO}$  optical depth  $^{12}\tau(v)$  at any given velocity  $v$  is related to the  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$  intensity ratio by:

$$\frac{I(^{12}\text{CO})_v}{I(^{13}\text{CO})_v} = \frac{1 - \exp^{-^{12}\tau(v)}}{^{13}\tau(v)} = \frac{1 - \exp^{-^{12}\tau(v)}}{^{12}\tau(v)} \cdot X_{\text{iso}}, \quad (1)$$

where  $X_{\text{iso}}$  is the  $[^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}]$  abundance ratio, here assumed to have the terrestrial value of 89 (Wilson & Matteucci 1992). The signal-to-noise ratio in the  $^{13}\text{CO}(2-1)$  spectra was not adequate to derive  $^{12}\tau_v$  over the full velocity extent of the line wings seen in  $^{12}\text{CO}(2-1)$ . We calculated the isotopic ratio up to velocities where the  $^{13}\text{CO}(2-1)$  emission became lower than the  $3\sigma$  noise limit, on either side of the line centroid for the eleven outflows. Figure 5 shows the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  to  $^{13}\text{CO}(2-1)$  ratio for three different outflows (outflow F4 as a solid line, outflow F7 as a dashed line, and outflow F3 as a dotted line).



**Fig. 5.**  $^{12}\text{CO}(2-1)$  to  $^{13}\text{CO}(2-1)$  intensity ratio calculated over the widest velocity range for which the  $^{13}\text{CO}(2-1)$  intensity is greater than the  $3\sigma$  noise limit. Outflow F4 is represented as a solid line, outflow F7 as a dashed line, and outflow F3 as a dotted line. The vertical axis on the right shows the corresponding values of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  optical depth,  $^{12}\tau(v)$ .

The  $^{12}\text{CO}(2-1)/^{13}\text{CO}(2-1)$  intensity ratio is expected to increase, and  $^{12}\tau_v$  to decrease, at greater velocity offsets from the line cen-

troid, but the  $^{13}\text{CO}(2-1)$  emission becomes undetectable at these high velocities. At the highest velocities showing detectable  $^{13}\text{CO}(2-1)$  emission, a maximum  $^{12}\text{CO}(2-1)/^{13}\text{CO}(2-1)$  intensity ratio of  $\sim 45$  is measured for both blueshifted and redshifted gas (cf. Fig. 5), which corresponds to  $^{12}\tau_{\text{wings}} \sim 1.5$ . Therefore,  $^{12}\tau$  is much lower than 1.5 at LSR velocities greater than 12 km/s or lower than 2 km/s. As the velocity intervals derived in § 3.1.2 for the candidate outflows lie outside the  $[2 : 12]$  km/s range, we conclude that the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  outflow emission is optically thin at both blue-shifted and red-shifted velocities.

Note, however, that we will apply an optical depth correction factor when we derive the amount of mass entrained by the outflows at low velocities (i.e., inside the  $[2 : 12]$  km/s range) in § 4.1.2 below. For this purpose, we will use the values of  $^{12}\tau(v)$  estimated at LSR velocities between +2 and +12 km/s (see Figure 5 for examples).

## 4. Momentum injection rate due to outflows in NGC 2264-C

Our  $^{12}\text{CO}(2-1)$  map revealed the presence of eleven outflows in the NGC 2264-C protocluster. To quantify the effective feedback that these eleven outflows produce on the protocluster, we now estimate the masses of outflow entrained material, as well as the outflow dynamical parameters.

### 4.1. Outflow mass estimates

#### 4.1.1. Method of derivation

Assuming local thermal equilibrium (LTE), the total gas mass of an outflow can be obtained from the observed  $^{12}\text{CO}(2-1)$  spectra as follows (see, e.g., Scoville et al. (1986)):

$$M_{\text{flow}} = 5.3 \times 10^{-8} \times \frac{T_{\text{ex}} + 0.93}{e^{-\frac{16.77}{T_{\text{ex}}}}} \times d^2 \times \int_{V_a}^{V_b} \int_A I(v) dv dA \quad (M_{\odot}), \quad (2)$$

where  $T_{\text{ex}}$  is the CO excitation temperature (in Kelvin), and  $d$  the distance to the source expressed in kpc.  $I(v)$  is related to the observed antenna temperature  $T_A^*(v)$  (expressed in Kelvin)

by  $I(v) = \left(\frac{\tau_v}{1 - e^{-\tau_v}}\right) \times T_A^*(v)$ , and  $\int_{V_a}^{V_b} \int_A I(v) dv dA$  (with  $I(v)$  in K,  $dv$  in  $\text{km.s}^{-1}$ , and  $dA$  in  $\text{arcsec}^2$ ) is the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  intensity integrated over the surface area  $A$ , and over the velocity interval  $[V_a : V_b]$  of the outflow. In deriving this formula, we adopted a standard CO to  $\text{H}_2$  abundance ratio,  $[\frac{\text{CO}}{\text{H}_2}] = 10^{-4}$  (Frerking, Langer, & Wilson 1982).

#### 4.1.2. Masses of outflow-entrained gas

We first computed the *minimum* mass of gas associated with each outflow, assuming that the whole outflow emission is included in the main LSR velocity range  $[V_1 : V_2]$  derived in § 3.1.2 (Col. 3 of Table 2). In this first estimate, we thus did not take into account any additional outflow emission seen at lower absolute velocity offsets from line center, where emission is positively detected in the reference spectrum (see Fig. 6). We showed in § 3.2 that the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission is optically thin everywhere outside the velocity range  $[2 : 12]$  km/s in our map. As the minimum velocity intervals considered in this first estimate all lie outside the  $[2 : 12]$  km/s range, the minimum masses of outflowing gas can thus be computed as:

$$M_{\min} = 1.6 \times 10^{-6} \times \int_{V_1}^{V_2} \int_A T_A^*(v) dv dA \quad (M_{\odot}). \quad (3)$$

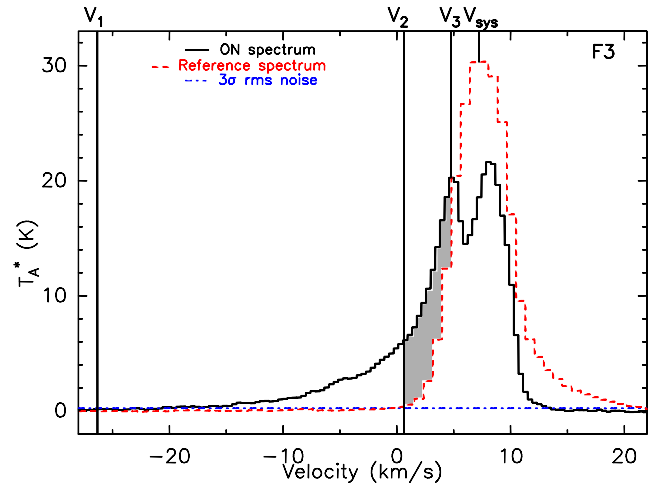
In the above equation,  $T_A^*(v)$  is expressed in Kelvin,  $dv$  is a velocity bin (in  $\text{km.s}^{-1}$ ), while  $dA$  corresponds to the surface element (in  $\text{arcsec}^2$ ).

The main source of uncertainty on the derived outflow-entrained masses is the uncertain value of the CO excitation temperature. For optically thin CO emission, the excitation temperature is expected to be close to the gas kinetic temperature due to the low dipole moment of the CO molecule. Nevertheless, large temperatures (up to 80 K), due to gas heating by outflow shocks (Umemoto et al. 1992; Bachiller et al. 1993, 2001) are sometimes found in CO outflows. As can be seen from Eq. (2), the derived outflow mass is almost proportional to the assumed excitation temperature. We assumed an excitation temperature of 20 K in our calculations, which is representative of typical CO outflows. The uncertainty in the CO excitation temperature introduces a factor of  $\sim 2$  uncertainty on our estimates of the masses, momenta, and momentum fluxes.

We calculated the value of  $\int_{V_1}^{V_2} \int_A T_A^*(v) dv dA$  directly from our data by integrating the intensity of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission, both spatially over the outflow extent, and kinematically over the main LSR velocity range  $[V_1 : V_2]$  of each outflow. The outflow extents and main LSR velocity ranges adopted are given in Table 2.

The minimum mass of gas associated with each outflow is given in the fifth column (first value) of Table 4. The minimum total mass of gas entrained by the network of eleven outflows in NGC 2264-C is estimated to be  $0.3 \pm 0.15 M_{\odot}$ .

In order to estimate the *maximum* mass of gas entrained by the eleven outflows observed, two calculations were made. First, for each outflow lobe, we assumed that all of the blue-shifted or red-shifted emission such as  $T_{\text{outflow}} > T_{\text{ref}} + 3\sigma_{\text{spec}}$  was due to the corresponding outflow (see Fig. 6). This hypothesis may overestimate outflow masses by including low-velocity motions due to local turbulent broadening of the ambient cloud emission. The corresponding values therefore provide upper limits to the masses of outflow-entrained gas. We also recall that, at low velocities, the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission is no longer optically



**Fig. 6.** Illustration of the velocity ranges used for the calculation of minimum and maximum masses of the outflows. The dashed spectrum shows the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  reference spectrum from the ambient cloud. The solid spectrum corresponds to the candidate outflow F3. Vertical solid lines show the velocity ranges used in the computation of the outflow masses.  $[V_1 : V_2]$  represents the interval used for the calculation of the minimum outflow mass (see §4.1.2 for details).  $[V_2 : V_3]$  is the additional velocity interval used to compute  $M_{\text{add}}$  by integrating the excess  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission (area highlighted in grey in this case).

thin (see Fig. 5). Therefore, we used the values of optical depth derived previously to correct for optical depth effects on our mass estimates. The additional outflow emission at low velocities (see Col. 3 of the online Table 3 for numerical values) can be expressed as:

$$M_{\text{add}} = 1.6 \times 10^{-6} \times \int_{V_2}^{V_3} \int_A \frac{\tau_v}{1 - e^{-\tau_v}} [T_A^*(v)|_{\text{flow}} - T_A^*(v)|_{\text{ref}}] dv dA \quad (M_{\odot}), \quad (4)$$

where  $|V_2|$  is the velocity at which  $T_A^*(v)|_{\text{ref}} < 3\sigma_{\text{ref}}$  and  $|V_3|$  the velocity at which  $T_A^*(v)|_{\text{flow}} = T_A^*(v)|_{\text{ref}} - 3\sigma_{\text{spec}}$  (if  $T_A^*(V_{\text{sys}})|_{\text{flow}} > T_A^*(V_{\text{sys}})|_{\text{ref}}$  then  $|V_3| = V_{\text{sys}}$ ).

As a second step, we further took into account the material entrained by outflows down to velocities comparable to the systemic velocity of the surrounding medium. We first extracted a characteristic mean spectrum per outflow, and fitted a power law to this mean spectrum,  $T_{\text{outflow}} = \beta \times (v - V_{\text{sys}})^\alpha$ , in the velocity range  $V_1 < v < V_3$ . We then extrapolated the fitted profile for velocities  $V_3 < v < V_{\text{sys}}$ , in order to estimate the amount of mass entrained at very low velocities and which remains hidden in the main body of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  line:

$$M_{\text{low}} = 1.6 \times 10^{-6} \times \int_{V_3}^{V_{\text{sys}}} \int_A \frac{\tau_v}{1 - e^{-\tau_v}} [\beta \times (v - V_{\text{sys}})^\alpha] dv dA \quad (M_{\odot}), \quad (5)$$

where  $V_{\text{sys}}$  is the systemic velocity associated with the outflow (see Col. 2 of Table 2).

The power-law indices of the fit can be found in the Col. 4 of the online Table 3. The additional mass of outflow-entrained gas at velocities between  $V_3$  and the systemic velocity of the cloud  $V_{\text{sys}}$  is given in Col. 5 of the online Table 3. We obtained satisfactory fits for all eleven outflow lobes, except outflow F4 which exhibits a detached high-velocity emission feature (see Fig. 4). The best fits lead to a fraction of invisible, low-velocity outflow-entrained mass  $M_{\text{low}}/M_{\text{max}} \sim 10\% - 45\%$ . Since this additional mass is moving at very low velocities (1 to 3  $\text{km.s}^{-1}$  away from the systemic velocity), its contribution to the outflow dynamical parameters will nevertheless be quite small (see § 4.2 below).

Finally, the maximum masses of outflow-entrained gas  $M_{\max}$  were computed by adding the masses  $M_{\text{add}} + M_{\text{low}}$  calculated in the velocity interval  $[V_2 ; V_{\text{sys}}]$  to the minimum masses  $M_{\text{min}}$  derived earlier. These maximum masses are reported in Col. 5 of Table 4 (second value). We stress that these masses represent the maximum possible values of the outflow masses, as the hypothesis made in their derivation led us to include all of the  $^{12}\text{CO}$  emission potentially due to outflows. The overall uncertainty on each of the outflow mass components ( $M_{\text{min}}$ ,  $M_{\text{add}}$ ,  $M_{\text{low}}$ ) is about a factor of two.

#### 4.2. Outflow dynamical parameters

Using the mass estimates given in Col. 5 of Table 4, we first computed the momentum associated with each outflow:

$$P_{\text{flow}} = M_{\text{flow}} \times V_{\text{char}} \quad (6)$$

where  $V_{\text{char}}$  is the characteristic velocity of the outflow lobe, computed as the intensity-weighted mean absolute velocity of the outflow over the relevant velocity range :

$$V_{\text{char}} = \frac{V_{\text{char}}^{\text{obs}}}{\cos(i)} = \frac{1}{N_{\text{pix}} \times \cos(i)} \sum_{\text{pixels}} \frac{\sum_{\Delta v} T_A^*(v) |v - V_{\text{sys}}|}{\sum_{\Delta v} T_A^*(v)}.$$

The inclination angle  $i$  between the flow axis and the line of sight (l.o.s.) has to be taken into account when computing the true characteristic velocity  $V_{\text{char}}$ , since it is related to the observed characteristic velocity (projected on the l.o.s.)  $V_{\text{char}}^{\text{obs}}$  (see Col. 2. of Table 4), by  $V_{\text{char}} = V_{\text{char}}^{\text{obs}} / \cos(i)$ .

We derived the outflow momentum in each of the three velocity regimes  $[V_1 ; V_2]$ ,  $[V_2 ; V_3]$ ,  $[V_3 ; V_{\text{sys}}]$  considered for the calculations of the outflow-entrained mass (cf. § 4.1.2 and Fig. 6). The total outflow momentum was calculated as the sum of the three momenta estimated in the three velocity regimes.

The outflow momentum flux was obtained by dividing the momentum by the estimated dynamical timescale  $t_{\text{dyn}}$  of the outflow:

$$F_{\text{flow}} = P_{\text{flow}} / t_{\text{dyn}}. \quad (7)$$

The dynamical timescale,  $t_{\text{dyn}} = l_{\text{flow}} / V_{\text{max}}$ , also depends on the inclination angle  $i$ . Indeed,  $i$  affects both the estimate of the outflow length ( $l_{\text{flow}} = l / \sin(i)$  where  $l$  is the observed projected length on the sky), and the velocity estimates since the highest intrinsic flow velocity is  $V_{\text{max}} = V_{\text{max}}^{\text{obs}} / \cos(i)$ , where  $V_{\text{max}}^{\text{obs}}$  is the highest observed velocity (corresponding to  $V_1$  in §3.1). This results in an inclination correction factor  $\frac{\cos(i)}{\sin(i)}$  for the dynamical timescale. Given the inclination correction on the momentum, the global inclination correction factor for the momentum flux is thus  $f(i) = \frac{\sin(i)}{\cos^2(i)}$  (cf. Bontemps et al. 1996).

The results of these calculations are given in Table 4. The length of each outflow is reported in Col. 3, where the first quoted value is the observed projected length of the outflow and the second value is corrected for the mean inclination angle  $i = 57.3^\circ$ . Column 4 gives the dynamical timescale of each outflow. The lower value is the apparent dynamical timescale (with no correction for inclination), while the upper value is corrected for the mean inclination angle  $i = 57.3^\circ$ . The outflow momentum and momentum flux values are given in Col. 6 and Col. 7. The minimum quoted values were derived using the minimum mass estimates and ignoring inclination effects, i.e. assuming that the outflows had their axes along the l.o.s. The maximum values were derived using the maximum mass estimates and assuming

a mean inclination angle  $i \sim 57.3^\circ$  to account for inclination effects (leading to a mean correction factor  $\langle f(i) \rangle = 2.9$  for the momentum flux – cf. Bontemps et al. 1996).

We stress that the amount of outflow mass hidden at low velocities in the main body of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  line,  $M_{\text{low}}$ , contributes only  $\sim 1\%$  to  $5\%$  of the maximum momentum flux computed here, due to the low velocity of this material. Therefore, thanks to the procedure adopted here to take into account the different velocity regimes of the outflows, the relatively large uncertainty in the outflow-entrained mass at low velocities results only in a small uncertainty factor for the momentum flux.

The main source of uncertainty in our momentum and momentum flux estimates comes from the hypothesis made on the inclination angle with respect to the l.o.s. . We considered that our sample of eleven outflow lobes was large enough to justify a statistical treatment and applied a mean inclination angle of  $i \sim 57.3^\circ$  assuming random outflow orientations. We estimate that this hypothesis on the inclination angle leads to a factor of  $\sim 2$  uncertainty on the individual momentum and momentum flux values. Altogether the global uncertainty on the derived momentum fluxes is roughly a factor of  $\sim 8$ , which is consistent with the results of Cabrit & Bertout (1990) based on an analysis of synthetic outflow data.

Table 5 gives the total dynamical parameters of the entire population of outflows observed in NGC 2264-C obtained by summing the values computed for the eleven outflow lobes (from Table 4). The total kinetic energy contained in the eleven outflows was estimated from the total momentum as follows:  $E_{\text{tot}} = \sum_{\text{flows}} 1/2 \times P_{\text{flow}} \times V_{\text{char}} \sim 3.4 \times 10^{44} - 1 \times 10^{45}$  ergs. We also es-

timated the rate of kinetic energy deposited by the outflows in the surrounding medium as:  $L_{\text{tot}} = 1/2 \times F_{\text{tot}} \times V_{\text{esc}}$ , where  $V_{\text{esc}}$  is the escape velocity of the cloud  $V_{\text{esc}} = \sqrt{2GM_{\text{cloud}}/R_{\text{cloud}}} \sim 5 \text{ km.s}^{-1}$  (Stojimirović et al., 2006). In this way, we found a total mechanical luminosity  $L_{\text{tot}} \sim 0.21 - 1.2 L_{\odot}$ .

The range of values we derive for the total mass of outflow-entrained gas is in agreement with the mass values found by Margulis et al. (1988) for the whole NGC 2264-C region. The range of values we find for the overall momentum and mechanical luminosity are in agreement only with the lower values of Margulis et al. (1988). This difference is mainly due to their method, which used the maximum projected flow velocity to compute upper limits to the momentum and mechanical luminosity. Furthermore, Margulis et al. (1988) did not resolve the network of outflows in NGC 2264-C and thus used a single characteristic velocity for the eleven outflows, while our study reveals large velocity variations from outflow to outflow.

## 5. Discussion

### 5.1. Identification of driving sources

The lobes named F1 and F2 in Fig. 2 are the most elongated and best collimated outflow lobes identified in our study. F1 extends over  $130''$  and F2 extends over  $180''$ , corresponding to physical lengths of  $0.49 \text{ pc}$  and  $0.71 \text{ pc}$ , respectively, assuming the outflows are perpendicular to the line of sight ( $i = 90^\circ$ ). The similar morphologies and relative positions of the two lobes in the map of Fig. 2 strongly suggest that F1 and F2 are physically associated and correspond to the two lobes of a single bipolar outflow. Based on Fig. 2 and Fig. 7, the best candidate driving sources for this bipolar flow are C-MM3 and C-MM13.

To determine which source is driving the (F1, F2) bipolar outflow, we constructed several position-velocity (PV) diagrams



**Table 4.** Derived parameters of the eleven  $^{12}\text{CO}(2-1)$  outflows mapped in NGC 2264-C.

OUTFLOW LOBE	Characteristic velocity $V_{\text{char}}^{\text{obs}}$ ( $\text{km.s}^{-1}$ ) (1)	Length $i = 90^\circ - i = 57.3^\circ$ (pc) (2)	Dynamical time $i = 90^\circ - i = 57.3^\circ$ ( $10^3 \text{ yr}$ ) (3)	Mass ( $10^{-2} M_\odot$ ) (4)	Momentum ( $M_\odot.\text{km.s}^{-1}$ ) (5)	Momentum flux ( $10^{-5} M_\odot.\text{km.s}^{-1}.\text{yr}^{-1}$ ) (6)
F1 (Red)	+9.5	0.49 - 0.58	24.5 - 15.9	3.7 - 35.7	0.58 - 1.23	2.4 - 10.2
F2 (Blue)	-13	0.71 - 0.84	20.0 - 13.0	2.9 - 36.8	0.37 - 0.97	1.8 - 6.8
F3 (Blue)	-11.5	0.27 - 0.32	7.7 - 4.9	4.2 - 34.2	0.49 - 1.07	6.3 - 28.3
F4 (Red)	+7.6	0.2 - 0.24	12.8 - 8.2	0.8 - 3.1	0.06 - 0.14	0.5 - 3.2
F5 (Blue)	-12	0.18 - 0.21	9.1 - 5.8	0.9 - 37.9	0.12 - 0.74	1.3 - 11.5
F6 (Red)	+6.6	0.2 - 0.24	9.3 - 5.9	1.6 - 33.3	0.1 - 0.71	1.1 - 10.5
F7 (Red)	+10.3	0.28 - 0.33	10.6 - 6.8	6.0 - 111	0.62 - 2.56	5.8 - 35.3
F8 (Blue)	+10.9	0.14 - 0.16	4.6 - 2.9	0.5 - 7.8	0.05 - 0.16	1.2 - 4.4
F9 (Red)	+11	0.2 - 0.24	8.8 - 5.6	0.6 - 6.8	0.06 - 0.18	0.7 - 3.4
F10 (Red)	+11	0.18 - 0.21	7.9 - 5.0	0.5 - 7.4	0.05 - 0.18	0.7 - 3.4
F11 (Red)	+10.8	0.35 - 0.41	13.5 - 8.64	11.2 - 93.2	1.21 - 3.12	8.9 - 55.3
L1551 <sup>(7)</sup>	-	0.65 - 0.77	48 - 31	530 - 670	18 - 23	47 - 136
L1157 ( $i \sim 81^\circ$ ) <sup>(7)</sup>	-	0.4	2.5	62	31	1100

(1) Observed characteristic offset velocity of the outflow lobe (see details in §4.2), computed over the  $[V_1 ; V_{\text{sys}}]$  velocity range

(2) Length of each outflow lobe.

(3) Dynamical timescale of each outflow.

(4) Minimum and maximum masses of outflow-entrained gas, computed as explained in § 4.1.

(5) Minimum and maximum momenta, computed as explained in § 4.2.

(6) Range of momentum flux derived for each outflow (see § 4.2).

(7) The last two rows give, for the sake of comparison, the values computed for the two bipolar outflows L1551 and L1157, used by Nakamura & Li (2007).

**Table 5.** Global properties of the population of eleven  $^{12}\text{CO}(2-1)$  outflows observed in NGC 2264-C.

$M_{\text{tot}}$ ( $10^{-2} M_\odot$ ) (1)	$P_{\text{tot}}$ ( $M_\odot.\text{km.s}^{-1}$ ) (2)	$F_{\text{tot}}$ ( $10^{-5} M_\odot.\text{km.s}^{-1}.\text{yr}^{-1}$ ) (3)	$E_{\text{tot}}$ ( $10^{44} \text{ ergs}$ ) (4)	$L_{\text{tot}}$ ( $L_\odot$ ) (5)
3 - 189	3.8 - 11	30 - 170	3.4 - 10	0.2 - 1.2

(1) Minimum and maximum total mass of outflow-entrained gas, computed from the individual outflow masses given in Table 4.

(2) Minimum and maximum total outflow momentum, computed from the individual outflow momenta given in Table 4 ( $P_{\text{tot}} = \sum_{\text{flows}} P_{\text{flow}}$ ).

(3) Minimum and maximum total outflow momentum flux ( $F_{\text{tot}} = \sum_{\text{flows}} F_{\text{flow}}$ ).

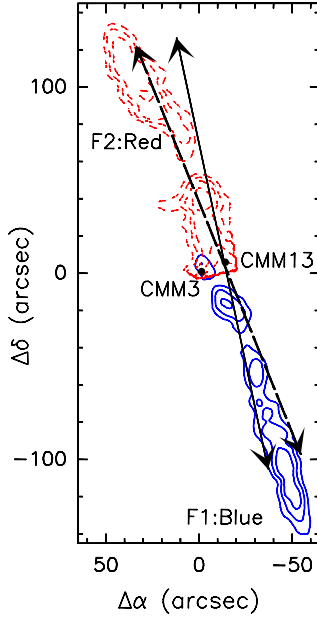
(4) Minimum and maximum total kinetic energy of the outflows.

(5) Minimum and maximum total mechanical luminosity of the outflow population.

along the axis of the flow, assuming various barycenters and orientations for the outflow. Figure 8 shows the best (most symmetric) position-velocity diagram we found. This PV diagram was constructed along an outflow axis passing through C-MM13 and defined by a position angle of  $12^\circ$  (east of north) on the plane of the sky. Note that the PV diagrams constructed for position angles between  $12^\circ$  and  $22^\circ$  are nearly indistinguishable. Figure 7 indicates the range of possible outflow axes based on our PV-diagram study. It is clear from Fig. 8 that the highest-velocity emission ( $\pm 20 \text{ km/s}$  with respect to the systemic velocity) is detected in the immediate vicinity of the protostellar core C-MM13, and that this high-velocity emission presents a very high level of symmetry about C-MM13. On this basis, we conclude that C-MM13 is the most likely driving source of the bipolar outflow made up by lobes F1 and F2.

One possible explanation for the slight misalignment between the outflow features located close to C-MM13 and their more distant counterparts (see Fig. 7) is that the protostellar jet driving the (F1, F2) outflow precesses with time (Gueth et al., 1998). High-velocity features located farther away from the driving source, which presumably correspond to older ejection events, would then indicate a different outflow direction than that indicated by the high-velocity features located closer to C-MM13.

Based on spatial coincidence and absence of confusion (see Fig. 2), we also believe that the blue-shifted lobe F3 is driven by the millimeter source C-MM2 and that the red-shifted lobe F4 is related to C-MM1. The seven other lobes are either too poorly collimated (eg. red-shifted lobe F11), too far away from the protostellar clump (eg. red-shifted lobe F6), or too blended

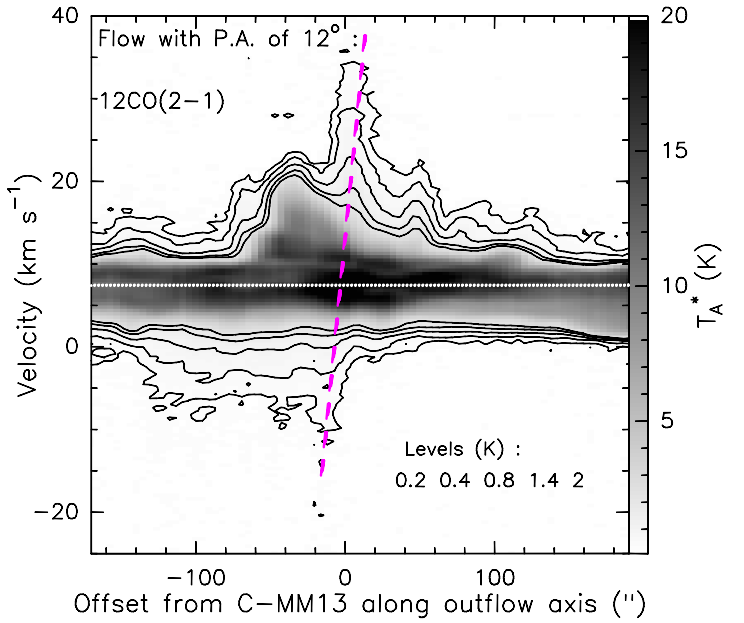


**Fig. 7.** Blow up of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  map of Fig. 2 toward the (F1, F2) bipolar outflow in the central part of the NGC 2264-C protocluster. The full contours show the integrated intensity in the blue-shifted part of CO(2-1) line (from 1 to  $-27 \text{ km.s}^{-1}$ ). Contours range from 5 to  $98 \text{ K.km.s}^{-1}$ . The dashed contours are levels of CO(2-1) integrated intensity in the red-shifted part of the line (from 13 to  $28.5 \text{ km.s}^{-1}$ ), and contours range from 5 to  $110 \text{ K.km.s}^{-1}$ . Markers refer to the positions of millimeter continuum peaks C-MM3 and C-MM13. The solid line arrow marks the direction of the bipolar outflow made up by F1 and F2, at a position angle of  $12^\circ$  (east of north). The dashed line arrow marks the direction of the (F1, F2) bipolar outflow, at a position angle of  $22^\circ$ . This corresponds to the range of outflow axes for which the most symmetric PV diagrams are obtained (see Fig. 8).

with other lobes to be directly associated with any particular Class 0-like object.

The outflow lobe F4 exhibits a compact ( $\sim 0.03 \text{ pc}$ )  $^{12}\text{CO}$  emission peak at  $v_{\text{LSR}} \sim +18 \text{ km.s}^{-1}$ , corresponding to a projected velocity offset  $\sim +11 \text{ km.s}^{-1}$  from the systemic velocity (see Fig. 4). No emission is seen at  $v_{\text{LSR}} = +18 \text{ km.s}^{-1}$  in our  $^{13}\text{CO}$  data, ruling out a background cloud origin for the  $^{12}\text{CO}$  peak. Such a discrete  $^{12}\text{CO}$  emission feature, well defined in both space and velocity, is reminiscent of the high-velocity molecular “bullets” observed toward some young outflows driven by Class 0 objects such as the L1448-C bipolar flow (Bachiller et al., 1990).

We also stress that there is evidence for at least two well-collimated outflows in NGC 2264-C: the first one is the (F1, F2) pair which is very likely driven by C-MM-13, while the second one is the outflow lobe F10 which is also well collimated but of unidentified origin. Given that the best collimated CO outflows are generally detected toward the youngest protostellar objects (André et al. 1990, Bachiller 1996), these highly-collimated outflows further testify to the presence of extremely young (Class 0) protostellar objects in the NGC 2264-C protocluster.



**Fig. 8.** Position-velocity diagram of the (F1, F2) bipolar flow, constructed along an axis passing through C-MM13 (offset  $0''$ ) and defined by a position angle of  $12^\circ$  in the plane of the sky, and oriented from south to north (see Fig. 7). The dotted horizontal line represents the value of the systemic velocity observed at the center of the protocluster. The dashed line in red represents the best symmetry axis for the highest velocity emission. Note that most of the red-shifted velocity occurring at negative offsets (i.e. southern) is due to outflow F11 and is unrelated to (F1,F2). If we ignore this F11 emission feature, the red-shifted and blue-shifted high-velocity components seen in the diagram exhibit a symmetric pattern with respect to offset  $0''$  (intersection of the dotted and dashed lines), which corresponds to the position of the protostellar core C-MM13.

## 5.2. Properties of the driving sources and comparison with well-studied outflows

We now discuss the properties of the three protostellar driving sources identified in the previous section : C-MM1, C-MM2, and C-MM13.

### 5.2.1. Source properties

We used *Spitzer*/MIPS data at  $70 \mu\text{m}$ , APEX/P-ArTéMiS data at  $450 \mu\text{m}$  (see Fig. 1b), and IRAM 30m MAMBO data at  $1.2 \text{ mm}$  (Peretto et al., 2006) to estimate the bolometric luminosities ( $L_{\text{bol}}$ ) of C-MM1, C-MM2 and C-MM13. We could directly measure  $70 \mu\text{m}$  and  $450 \mu\text{m}$  flux densities for the relatively isolated sources C-MM1 and C-MM2 and we then estimated their bolometric luminosities using the online tool devised by Robitaille et al. (2007) to fit the spectral energy distributions of young stellar objects (YSOs). Unfortunately, due to the presence of the bright young star IRS1 (see Fig. 1) in the field, it was impossible to derive a flux from the *Spitzer*/MIPS data for C-MM13. We could nevertheless obtain a MIPS  $70 \mu\text{m}$  flux density and a bolometric luminosity for the neighboring source C-MM3 ( $\sim 13.5''$  away from C-MM13). We then derived a luminosity estimate for C-MM13 assuming that the bolometric luminosity ratio  $L_{\text{bol}}^{\text{C-MM13}}/L_{\text{bol}}^{\text{C-MM3}}$  was equal to the  $450 \mu\text{m}$  flux density ratio  $F_{450\mu\text{m}}^{\text{C-MM13}}/F_{450\mu\text{m}}^{\text{C-MM3}}$ . We stress that the bolometric luminosity derived in this way for C-MM13 is more uncertain than the  $L_{\text{bol}}$  estimates obtained for C-MM1 and C-MM2.

Our bolometric luminosity estimates for the three identified driving sources are listed in Table 6. We also give the envelope masses ( $M_{\text{env}}$ ) of these protostellar objects as measured by Peretto et al. (2007) with the IRAM Plateau de Bure interferometer on  $\sim 3000$  AU scales.

**Table 6.** Properties of the sources : C-MM1, C-MM2, C-MM13, and C-MM3.

Core	Outflow lobe	$M_{\text{env}}$ ( $M_{\odot}$ )	$L_{\text{bol}}$ ( $L_{\odot}$ )	$F_{\text{flow}}$ ( $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{km.s}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1}$ )
C-MM1	F4	$6.2^{+6.2}_{-3.1}$	$7 \pm 3$	$0.5 - 3.2$
C-MM2	F3	$5.5^{+3.1}_{-3.5}$	$11 \pm 3$	$6.3 - 28.3$
C-MM13	(F1,F2)	$7.6^{+7.6}_{-2.7}$	$8.6 \pm 5$	$4.2 - 16.6$
C-MM3	-	$15.2^{+15.2}_{-7.6}$	$50 \pm 10$	-

The protostellar sources C-MM1, C-MM2, C-MM3 and C-MM13 were then placed in an  $M_{\text{env}}-L_{\text{bol}}$  diagram (see Fig. 9) similar to the ones presented by André et al. (2000, 2008). Model evolutionary tracks are shown, computed by assuming each protostar forms from a bounded condensation of finite initial mass  $M_{\text{env}}(0)$  and has  $L_{\text{bol}} = GM_{\star}(t)\dot{M}_{\text{acc}}(t)/R_{\star}(t) + L_{\star}(t)$ , where  $R_{\star}$  is the protostellar radius and  $L_{\star}$  the interior stellar luminosity (Stahler, 1988; Hosowaka & Omukai, 2008). The mass accretion rate and the envelope mass were assumed to be related by  $\dot{M}_{\text{acc}}(t) = \epsilon M_{\text{env}}(t)/\tau$ , where  $\epsilon = 50\%$  is the typical star formation efficiency for individual cores (Matzner & McKee, 2000), and  $\tau = 10^5$  yr is the characteristic timescale of protostellar evolution, leading to  $\dot{M}_{\text{acc}}(t)$  and  $M_{\text{env}}(t)$  functions declining exponentially with time (see Bontemps et al. 1996). The positions of C-MM1, C-MM2, C-MM3 and C-MM13 in this diagram demonstrate that they are bona fide Class 0 objects. Moreover, comparison with the model evolutionary tracks suggests that these objects will form stars with main-sequence masses  $M_{\star}^{\text{final}} \sim 2 - 8 M_{\odot}$ .

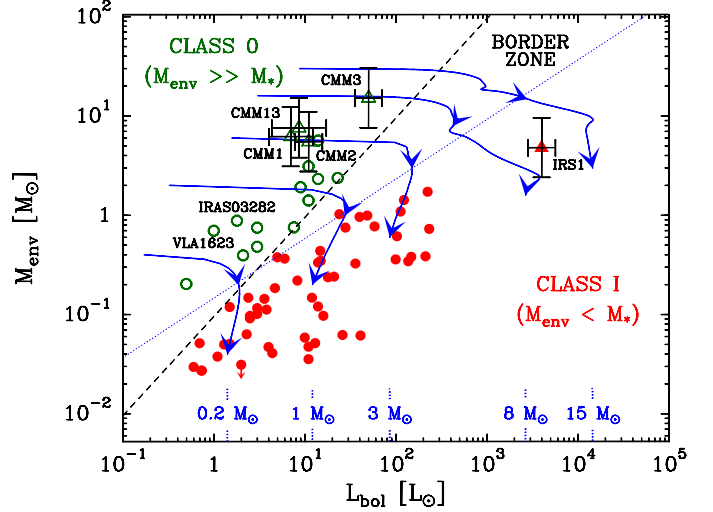
### 5.2.2. Comparison with other outflows from the literature

Here, we compare the properties of the three outflows (F1, F2), F3, and F4 with those of several protostellar outflows from the literature.

Bontemps et al. (1996) carried out a study of outflow energetics for a sample of 45 low-luminosity YSOs including both Class I and Class 0 objects. They found that outflows from younger sources were more powerful. The outflow momentum flux values we find here, namely a few  $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{km.s}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1}$ , are very similar to the momentum fluxes of the Class 0 outflows in the Bontemps et al. sample (see Fig. 10). The left panel of Fig. 10 plots outflow momentum flux versus driving source luminosity, while the right panel shows  $F_{\text{flow}}/L$  versus  $M_{\text{env}}/L_{\text{bol}}^{0.6}$  (see Bontemps et al. (1996) for details). Figure 10 shows that C-MM1, C-MM2, and C-MM13 drive outflows which are typical of low- to intermediate-mass Class 0 objects and closely follow the trend established by Bontemps et al. (1996).

We can also compare the properties of the outflows mapped in NGC 2264-C with the two molecular outflows used as references by Nakamura & Li (2007) to estimate the typical outflow momentum to be injected in their numerical simulations.

The first one is the well-documented outflow driven by the border-line Class I/Class 0 object L1551 IRS 5. Stojimirović et al. (2006) showed that the L1551 IRS 5 bipolar outflow ex-



**Fig. 9.** Envelope mass versus bolometric luminosity diagram comparing the locations of the protostellar sources of NGC 2264-C (open triangles with error bars) with the positions of low-mass Class I (filled circles) and Class 0 objects (open circles) (from André et al. 2000). Model evolutionary tracks, computed for various final stellar masses  $M_{\star}^{\text{final}}$ , are shown. The dashed and dotted lines are two  $M_{\text{env}} - L_{\text{bol}}$  relations marking the conceptual border zone between the Class 0 ( $M_{\text{env}} > M_{\star}/\epsilon$ ) and the Class I ( $M_{\text{env}} < M_{\star}/\epsilon$ ) stages, where  $\epsilon \approx 50\%$  is the local star formation efficiency (see André et al. 2008 for details).

tends over 1.3 pc and drives a total momentum of  $\sim 17.8 - 23 M_{\odot} \cdot \text{km.s}^{-1}$ . The dynamical parameters of the L1551 outflow, as re-estimated by us from the results of Stojimirović et al. (2006) for consistency with the present study, are reported in Table 4 (see also Fig. 10). We note that the momentum flux injected by the L1551 outflow in the surrounding medium is of the same order as the momentum flux of the strongest outflow observed in the NGC 2264-C protocluster (F11).

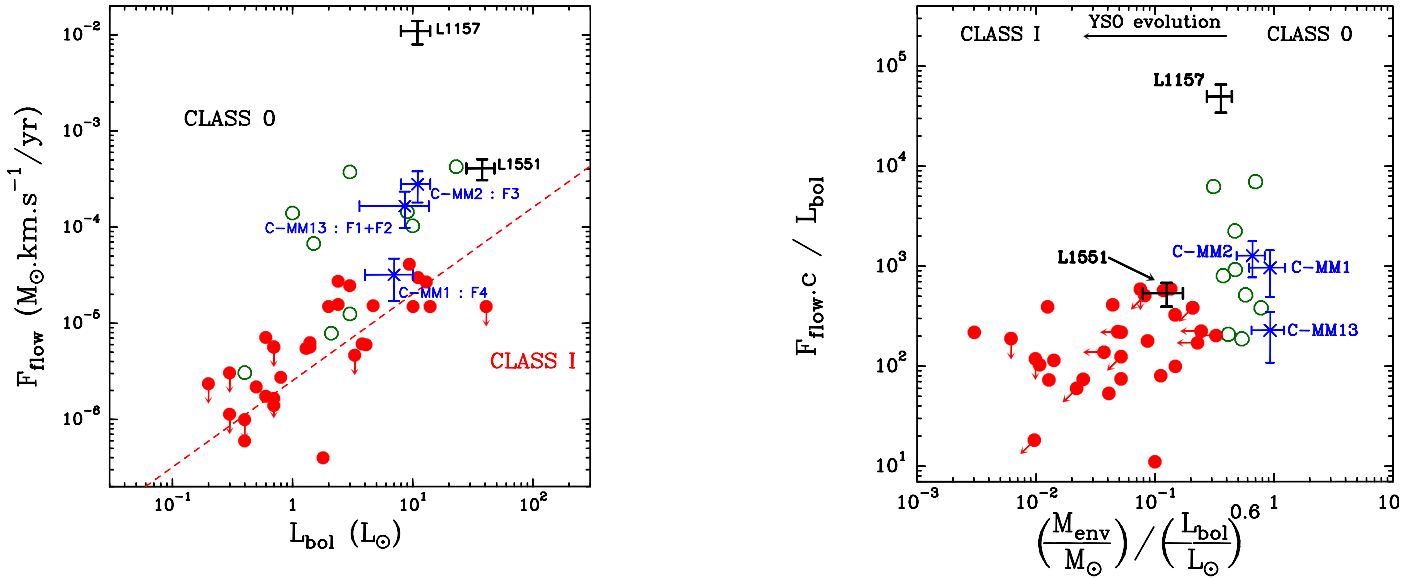
The second reference outflow used by Nakamura & Li (2007) is the one driven by the low-luminosity Class 0 protostar L1157-MM (e.g. Umemoto et al., 1992; Bachiller et al., 2001). The dynamical parameters of the L1157 outflow are also reported in Table 4 and used in Fig. 10. It can be seen in Fig. 10 that the L1157 outflow is characterized by a very high momentum flux. None of the outflows mapped in the NGC 2264-C protocluster drives that much momentum flux in the surrounding medium, and even the combined effects of the eleven outflows in NGC 2264-C inject at most  $F_{\text{tot}} \sim 1.7 \times 10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{km.s}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1}$  (see Table 5), i.e. one tenth of what is found for the L1157 outflow alone. Therefore, we conclude that L1157-MM represents an extreme case of a Class 0 outflow.

We also note that the total momentum flux derived here (Table 5) for the network of eleven outflows in NGC 2264-C is similar to the total outflow momentum flux found by Knee & Sandell (2000) in the NGC 1333 protocluster.

### 5.3. Outflows as a source of turbulence and support

#### 5.3.1. Observed turbulence vs outflow contribution

We now discuss whether or not the eleven outflows mapped in NGC 2264-C are likely to contribute a significant fraction of the turbulence observed in the protocluster.



**Fig. 10.** CO momentum flux  $F_{\text{flow}}$  versus bolometric luminosity (left), and  $F_{\text{flow}} \cdot c / L_{\text{bol}}$  versus  $M_{\text{env}} / L_{\text{bol}}^{0.6}$  (right). The three candidate Class 0 objects identified as the driving sources of the outflows (F1, F2), F3 and F4 in NGC 2264-C are shown as blue stars. For comparison, the Class 0 and Class I objects studied by Bontemps et al. (1996) are shown as open and filled circles, respectively. The driving sources of the two molecular outflows taken as references by Nakamura & Li (2007) are shown by black error bars.

From our  $^{13}\text{CO}$  mapping, we determined a one-dimensional velocity dispersion  $\sigma_v \sim 1.7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , measured on the mean  $^{13}\text{CO}(2-1)$  spectrum over the NGC 2264-C clump (radius  $R \sim 0.7 \text{ pc}$ ). If we place NGC 2264-C in the linewidth-size diagram representing Larson's first scaling law (Larson, 1981), we find that NGC 2264-C exhibits a velocity dispersion about twice as large as what is expected from the classical linewidth-size relationship observed in giant molecular clouds (GMCs) (Solomon et al., 1987). This suggests that NGC 2264-C is more turbulent than the CO clouds considered by Solomon et al. (1987). However, Heyer et al. (2008) recently re-examined Solomon's results with new  $^{13}\text{CO}$  data and found the relationship  $\sigma_v = \sqrt{\pi G \Sigma / 5} \times R^{1/2}$ , which shows that the normalization of Larson's first scaling law depends on the mean surface density  $\Sigma$  of the clouds. From the 1.2 mm dust continuum observations of Peretto et al. (2006) we estimate a mean surface density of  $\sim 3000 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$  for the NGC 2264-C cluster-forming clump, which is much higher than the mean surface density  $\sim 170 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$  of the CO clouds following the classical linewidth-size relation. The location of NGC 2264-C in the  $\sigma_v / R^{0.5} = f(\Sigma)$  diagram of Heyer et al. (2008) is nevertheless similar to that of the densest clouds discussed by these authors. We also note that both the  $\text{N}_2\text{H}^+$  (Peretto et al., 2006) and  $^{13}\text{CO}$  (this work) linewidths of NGC 2264-C are consistent with the  $\log(\Delta v) = 0.23 + 0.21 \times \log(R)$  correlation found by Caselli & Myers (1995) for massive cloud cores in Orion. Therefore, although NGC 2264-C exhibits broader linewidths than those expected from Larson's classical linewidth-size relation, it exhibits the same level of turbulence as that generally found in massive clouds and cores.

Next, we can estimate the rate of turbulent energy dissipation in the NGC 2264-C clump using equation (7) of Mac Low (1999). From the 1.2 mm dust continuum map obtained by Peretto et al. (2006), a total gas mass of  $2300 M_{\odot}$  can be derived within a radius of  $0.7 \text{ pc}$ . Using the velocity dispersion derived

from our  $^{13}\text{CO}$  observations, we find :

$$L_{\text{turb}} \sim \frac{1/2 \times M \sigma_v^2}{R / \sigma_v} \sim 1.2 L_{\odot}. \quad (8)$$

For comparison, the total mechanical power due to the eleven outflows in NGC 2264-C is  $L_{\text{tot}} = 0.7 \pm 0.5 L_{\odot}$  (see § 4.2). We conclude that the network of protostellar outflows observed in NGC 2264-C can contribute a very significant, if not dominant, fraction of the turbulence observed in the protocluster.

### 5.3.2. Gravitational collapse vs outflow support

In order to determine whether the force exerted by the outflows on NGC 2264-C can slow down or even stop the global collapse of the protocluster, we first estimate the force needed to keep the whole protocluster in hydrostatic equilibrium.

The pressure gradient needed to balance the gravitational acceleration  $a_{\text{grav}}(r) = GM(r)/r^2$  at radius  $r$  and keep a spherical clump with a mass distribution  $M(r)$  in hydrostatic equilibrium is:

$$\frac{dP_{\text{grav}}}{dr} = -G \frac{\rho(r) \cdot M(r)}{r^2}. \quad (9)$$

Assuming a density distribution of the form  $\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}$ , this corresponds to a supporting pressure  $P_{\text{grav}}(R) = G \times M(R)^2 / 8\pi R^4$  for the spherical shell of radius  $R$  enclosing a mass  $M(R) = 2\sigma^2 R / G$ .

Therefore, the total force needed to balance gravity at radius  $R$  in the NGC 2264-C protocluster is:

$$F_{\text{grav}}(R) = P_{\text{grav}}(R) \times 4\pi R^2 = G \times M(R)^2 / 2R^2. \quad (10)$$

The corresponding gravitational binding energy is

$$E_{\text{grav}}(R) = -G \times M(R)^2 / R. \quad (11)$$

If we adopt  $R_1 = 0.4 \text{ pc}$  and  $M(R_1) = 1600 M_{\odot}$ , we find :  $F_{\text{grav}} = 40 \times 10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1}$ ,



and  $a_{\text{grav}} = 50 \text{ km.s}^{-1}.\text{Myr}^{-1} \sim 50 \text{ pc}.\text{Myr}^{-2}$ .

If we adopt  $R_2 = 0.7 \text{ pc}$  and  $M(R_2) = 2300 M_{\odot}$ , we find :

$$F_{\text{grav}} = 23 \times 10^{-3} M_{\odot}.\text{km.s}^{-1}.\text{yr}^{-1},$$

and  $a_{\text{grav}} = 20 \text{ km.s}^{-1}.\text{Myr}^{-1} \sim 20 \text{ pc}.\text{Myr}^{-2}$ .

Comparing  $F_{\text{grav}}$  to our upper estimate of the force exerted by outflows on the NGC 2264-C protocluster,  $F_{\text{tot}} = 1.7 \times 10^{-3} M_{\odot}.\text{km.s}^{-1}.\text{yr}^{-1}$  (see §4.2), we find that the eleven observed outflows fall short by a factor  $\sim 25$  to provide significant support against collapse in NGC 2264-C.

We also note that the turbulent acceleration (cf. Matzner, 2007) :

$$a_{\text{turb}} = \left| \frac{\nabla(\rho \sigma_v^2)}{\rho} \right| \sim \sigma_v^2 / R \quad (12)$$

is only  $a_{\text{turb}} \sim 4.7 \text{ km.s}^{-1}.\text{Myr}^{-1}$  at radius  $R = 0.7 \text{ pc}$ , which is  $\sim 4$ -5 times lower than the gravitational acceleration derived at the same radius. Therefore, the enhanced level of turbulence observed in NGC 2264-C (cf. § 5.3.1) is also insufficient to support the clump against global collapse.

From an energetic point of view, the total kinetic energy (see  $E_{\text{tot}}$  in Table 5) derived in §4.2 for the eleven outflows is nearly three orders of magnitude lower than the gravitational binding energy of the NGC 2264-C cluster-forming clump ( $E_{\text{grav}} \sim 5.5 \times 10^{47} \text{ ergs}$ ). Stojimirović et al. (2006) showed that the kinetic energy injected by the L1551-IRS5 outflow in the surrounding medium was comparable to the binding energy of the L1551 cloud itself. The kinetic energy they derived from the L1551 outflow ( $1.5 \times 10^{45} \text{ ergs}$ ) is comparable to our upper estimate of the total kinetic energy of the outflow population in NGC 2264-C (see Table 5), but the L1551 cloud is much less massive ( $110 M_{\odot}$ ) than NGC 2264-C for an equivalent volume (radius of  $0.5 \text{ pc}$ ). Likewise, we find that the total mass of outflow-entrained material represents only 0.25% of the mass of the NGC 2264-C protocluster, whereas the IRS5 outflow represents  $\sim 5\%$  of the total mass of the L1551 cloud.

For comparison, the rate of gravitational energy release due to global collapse is :

$$L_{\text{grav}} = -\frac{dE_{\text{grav}}}{dt} = -\left( \frac{GM(R)^2}{R^2} \right) \dot{r} = |E_{\text{grav}}| \frac{V_{\text{infall}}}{R} \sim 15 L_{\odot}, \quad (13)$$

in the NGC 2264-C, where we have used the large-scale infall velocity  $V_{\text{infall}} = 1.3 \text{ km/s}$  measured by Peretto et al. (2006). This is a factor of  $\sim 15$ –20 greater than both the total mechanical power of the observed outflows (cf. § 4.2) and the rate of turbulent energy dissipation in the clump (cf. § 5.3.1).

We conclude that neither the direct force exerted by the network of observed protostellar outflows, nor the turbulence they produce, can support the cluster-forming clump against global collapse at the present time. Therefore, the additional source of support against gravity, not included in the purely hydrodynamic simulations of Peretto et al. (2007) but needed to account for the observed characteristics of NGC 2264-C (see end of § 1.2), cannot find its origin in protostellar feedback. Although little is known about magnetic fields in the region, the most plausible remaining hypothesis is that the missing support is magnetic in character. In any case, gravitational contraction seems to largely dominate the physics of the NGC 2264-C clump and may even be the main source of the high level of turbulence observed in the protocluster (see also Peretto et al., 2006).

## 5.4. Caveats

We recall that there is a factor of  $\sim 8$  uncertainty on the outflow momentum flux values given in Table 4 (see § 4.2). This uncertainty is mainly due to the uncertain excitation temperature of the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  transition and the unknown inclination angles of the outflows. Here, we explore other effects which may have led us to underestimate the energy injected by outflows in the NGC 2264-C protocluster.

First, our  $^{12}\text{CO}(2-1)$  mapping survey may have missed some outflows, due to its limited sensitivity. We had a sensitivity limit of  $\sim 0.1 \text{ K}$  in our  $^{12}\text{CO}(2-1)$  observations of NGC 2264-C. For a typical outflow with a characteristic velocity of  $\pm 10 \text{ km.s}^{-1}$  (with respect to the systemic velocity) and a dynamical timescale of  $10^4$  years, this corresponds to a momentum flux sensitivity of  $\sim 0.2 \times 10^{-5} M_{\odot}.\text{km.s}^{-1}.\text{yr}^{-1}$ .

A rough estimate indicates that 225 additional outflows as powerful as the (F1,F2) bipolar flow, or 4 outflows as energetic as the L1551 outflow, would be needed in order to balance gravity in NGC 2264-C (see §5.2.2). The sensitivity of our  $^{12}\text{CO}(2-1)$  survey is such that we could not have missed such strong outflows. Nevertheless, a large number of fainter, undetected outflows driven by low-mass objects may be present in the protocluster.

According to Peretto et al. (2007), the NGC 2264-C protocluster contains seven Class 0-like objects with envelope masses ranging from  $4 M_{\odot}$  to  $16 M_{\odot}$ . Based on the  $M_{\text{env}}-L_{\text{bol}}$  diagram shown in Fig. 9, we estimate that these seven protostellar objects are the progenitors of stars with main-sequence masses in the range  $2 M_{\odot} \leq M_{\star}^{\text{final}} \leq 8 M_{\odot}$  (see § 5.2.1). If the population of protostellar objects in the NGC 2264-C protocluster follows the Kroupa (2001) IMF, then we expect  $\sim 250$  protostellar objects with final stellar masses  $M_{\star}^{\text{final}}$  in the range  $0.01 M_{\odot} \lesssim M_{\star}^{\text{final}} \lesssim 2 M_{\odot}$ . Assuming these 250 objects lie in the border zone between the conceptual Class 0 and Class I stages and have  $M_{\text{env}} \sim M_{\star}^{\text{final}}$ , we infer that  $\sim 10$  of them have envelope masses  $M_{\text{env}}$  in the range  $1 M_{\odot} \lesssim M_{\text{env}} \lesssim 2 M_{\odot}$ ,  $\sim 110$  of them have  $0.1 M_{\odot} \lesssim M_{\text{env}} \lesssim 1 M_{\odot}$ , and  $\sim 130$  of them have  $0.01 M_{\odot} \lesssim M_{\text{env}} \lesssim 0.1 M_{\odot}$  in NGC 2264-C.

Following Bontemps et al. (1996), we adopt the following relation between outflow momentum flux and protostellar envelope mass:  $\log(F_{\text{flow}}) = -4.15 + 1.1 \times \log(M_{\text{env}})$ . From this relation, we estimate that the  $\sim 250$  low-mass protostellar objects mentioned earlier can generate a total momentum flux of  $\sim 3.3 \times 10^{-3} M_{\odot}.\text{km.s}^{-1}.\text{yr}^{-1}$ . Therefore, even if we account for the effect of weak, undetected outflows driven by low-mass protostellar objects, the total outflow momentum flux injected in NGC 2264-C is only  $F_{\text{max}} \sim 5 \times 10^{-3} M_{\odot}.\text{km.s}^{-1}.\text{yr}^{-1}$ , which is still a factor of  $\sim 8$  lower than the force needed to support the clump against global collapse.

Second, our  $^{12}\text{CO}(2-1)$  map of NGC 2264-C provides only a snapshot of outflow activity in the protocluster. Given that the characteristic timescale of protostellar evolution is  $\tau \sim 10^5$  years, we can estimate the total momentum  $P_{\text{max}}$  injected by protostellar outflows over their entire lifetime. Bontemps et al. (1996) showed that outflow momentum flux is roughly proportional to protostellar envelope mass, i.e.,  $F_{\text{flow}}$  decreases as  $M_{\text{env}}$  decreases and protostars evolve from Class 0 to Class I objects. Furthermore, the linear correlation  $F_{\text{flow}} \propto M_{\text{env}}$  is suggestive of a simple overall accretion/ejection history according to which  $M_{\text{env}}$ ,  $F_{\text{flow}}$ , and the mass accretion rate,  $\dot{M}_{\text{acc}}$ , all decline exponentially with time (see Bontemps et al. 1996). We thus com-

puted the total momentum as:

$$P_{\max} = \int_0^{+\infty} F_{\max} \times e^{-t/\tau} dt = F_{\max} \times \tau. \quad (14)$$

Using the value of the total momentum flux which includes the contribution from the low-mass protostellar population, we find  $P_{\max} = 500 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ . If we consider a total number  $N_{\max} = 256$  of protostellar objects in NGC 2264-C (including the low-mass protostellar population) and adopt a mean stellar mass  $\langle m_{\star} \rangle = 0.2 \text{ M}_{\odot}$  for the Kroupa (2001) IMF, then we find that the mean momentum per unit stellar mass is:  $P_{\star} = P_{\max} / (N_{\max} \times \langle m_{\star} \rangle) \sim 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ . We conclude that, on average, the NGC 2264-C protocluster exhibits a mean outflow momentum per stellar mass which is only  $\sim 1/5$  of the value Nakamura & Li (2007) used in their numerical simulations.

It should be also pointed out that the star formation rate within the NGC 2264-C clump may increase in the near future. Using a global mass inflow rate  $\dot{M}_{\text{inf}} \sim 3 \times 10^{-3} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  for the collapsing clump (Peretto et al., 2006), we predict a star formation rate  $\text{SFR} = \epsilon \times \dot{M}_{\text{inf}} \sim 1.5 \times 10^{-3} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ , where  $\epsilon = 50\%$  is the typical star formation efficiency for individual cores (Matzner & McKee, 2000). Such a star formation rate would lead to a momentum injection rate of the corresponding outflows  $\text{SFR} \times P_{\star} \sim 15 \times 10^{-3} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1}$ . This value remains lower than, but of the same order as, the force needed to support the clump against global collapse. This suggests that if NGC 2264-C undergoes a burst of star formation in the near future as a result of its global collapse, then feedback due to protostellar outflows may eventually become sufficient to slow down and halt the collapse of the clump.

## 6. Summary and conclusions

We carried out a high-resolution  $^{12}\text{CO}(2-1)$  survey of NGC 2264-C with the IRAM 30 m telescope in an effort to take a quantitative census of protostellar outflows in this collapsing cluster-forming clump. Additional mapping observations were also taken in  $^{13}\text{CO}(2-1)$  and  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ . Our main results and conclusions can be summarized as follows:

1. We detected a network of eleven  $\text{CO}(2-1)$  outflow lobes with characteristic projected velocities between  $\sim 10 \text{ km/s}$  and  $\sim 30 \text{ km/s}$ , lengths between  $\sim 0.2 \text{ pc}$  and  $\sim 0.8 \text{ pc}$ , momenta between  $\sim 0.1 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  and  $\sim 3 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ , and momentum fluxes between  $\sim 0.5 \times 10^{-5} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1}$  and  $\sim 50 \times 10^{-5} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1}$ .
2. One pair of high-velocity  $\text{CO}(2-1)$  lobes corresponds to a highly-collimated bipolar flow, whose most likely driving source is the millimeter continuum object C-MM13 located very close to the center of mass of the NGC 2264-C protocluster. Two other  $\text{CO}(2-1)$  outflow lobes appear to be driven by the millimeter continuum objects C-MM1 and C-MM2. The driving sources of the seven other outflow lobes have not been identified.
3. The three outflows with identified driving sources have properties that are typical of the flows observed toward low-to intermediate-mass Class 0 protostars. Based on their positions in the  $M_{\text{env}} - L_{\text{bol}}$  evolutionary diagram for protostars, we confirm that the sources C-MM1, C-MM2, C-MM3 and C-MM13 are bona-fide Class 0 objects, which will form intermediate-mass stars with  $M_{\star}^{\text{final}} \sim 2 - 8 \text{ M}_{\odot}$ .
4. The total mechanical power associated with the network of eleven outflows,  $L_{\text{tot}} = 0.7 \pm 0.5 L_{\odot}$ , is large enough to con-

tribute a significant, if not dominant, fraction of the turbulence observed in the NGC 2264-C cluster-forming clump.

5. However, even if we account for weak, undetected outflows driven by low-mass protostellar objects and below the sensitivity limit of our  $\text{CO}(2-1)$  survey, the total momentum flux generated by the entire outflow population in the protocluster,  $F_{\max} \sim 5 \times 10^{-3} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1}$ , falls short by nearly an order of magnitude to provide sufficient support against global collapse of the clump at the current epoch. Therefore, the additional support against gravity missing in the hydrodynamic simulations of NGC 2264-C by Peretto et al. (2007), cannot arise from protostellar feedback, and most likely originates in magnetic fields.
6. We conclude that gravitational contraction largely dominates the physics of the NGC 2264-C clump at the present time and may even be the main source of turbulence in the protocluster. Given the early stage of evolution of the protocluster and its global collapse, it is nevertheless plausible that the star formation rate will increase in the future, up to a point where the feedback due to protostellar outflows becomes sufficient to halt the large-scale, global contraction of the protocluster.

**Acknowledgements** We thank the referee, Rafael Bachiller, for useful comments which helped us improve the clarity of the paper. We are grateful to the ArTéMiS team whose dedication made the P-ArTéMiS mapping of NGC 2264-C (Fig. 1b) possible as part of ESO program 080.C-0722 on APEX. The work presented in this paper was stimulated by discussions held during the Star Formation Workshop organized by Hsien Shang and Nagayoshi Ohashi at ASIAA-TIARA, Taiwan, in December 2005.

## References

- Adams, F.C., Fatuzzo, M. 1996, *ApJ*, 464, 256  
 Adams, F.C., Myers, P. C. 2001, *ApJ*, 553, 744  
 André, Ph., Martin-Pintado, J., Despois, D., Montmerle, T. 1990, *A&A*, 236, 180  
 André, Ph., Ward-Thompson, D., Barsony, M. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, et al., 59  
 André, Ph., Minier, V., Gallais, P., Révêret, V., Le Penne, J., Rodriguez, L., Boulade, O., Doumayrou, E., Dubreuil, D., Lortholary, M., Martignac, J., Talvard, M., De Breuck, C., Hamon, G., Schneider, N., Bontemps, S., Lagage, P. O., Pantin, E., Roussel, H., Miller, M., Purcell, C. R., Hill, T., Stutzki, J. 2008, *A&A*, 490, 27  
 Arce, H. G., Goodman, A. A. 2001, *ApJ*, 554, 132  
 Bachiller, R., Cernicharo, J., Martin-Pintado, J., Tafalla, M., Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174  
 Bachiller, R., Martin-Pintado, J., Fuente, A. 1993, *ApJ*, 417, 45  
 Bachiller, R. 1996, in *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34, 111  
 Bachiller, R., Pérez Gutierrez, M., Kumar, M. S. N., Tafalla, M. 2001, *A&A*, 372, 899  
 Bally, J., Devine, D., Reipurth, B. 1996, *ApJ*, 473, 49  
 Banerjee, R., Klessen, R., Fendt, C. 2007, *ApJ*, 668, 1028  
 Bate, M. R., Bonnell, I. A., Bromm, V. 2003, *MNRAS*, 339, 577  
 Bonnell, I. A., Clarke, C., Bate, M., Pringle, J. 2001, *MNRAS*, 324, 573  
 Bontemps, S., André, Ph., Terebey, S., Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858  
 Cabrit, S., Bertout, C. 1990, *ApJ*, 348, 530  
 Carpenter, J. M. 2000, *ApJ*, 120, 139  
 Caselli, P., Myers, P. C. 1995, *ApJ*, 446, 665  
 Chackerian, C., Guelachvili, G., Tipping, R. H. 1983, *JQSRT*, 30, 107  
 Chandrasekhar, S. 1951, in *Proceedings of a topical symposium, commemorating the 50th anniversary of the Yerkes Observatory and half a century of progress in astrophysics*, ed. Hynek, J.A., 598  
 Clarke, C. J., Bonnell, I. A., Hillenbrand, L. A., in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, et al., 151  
 Cunningham, A., Frank, A., Quillen, A., Blackman, E. 2006, *ApJ*, 653, 416  
 Elmegreen, B. 1997, *ApJ*, 486, 944  
 Emerson, J. P., Harris, S., Jennings, R. E., Beichman, C. A., Baud, B., Beintema, D. A., Wesselius, P. R., Marsden, P. L. 1984, *ApJ*, 278, 49

- Frerking, M. A., Langer, W. D., Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Goldsmith, P. F., Snell, R. L., Hemeon-Heyer, M., Langer, W. D. 1984, *ApJ*, 286, 599
- Gueth, F., Guilloteau, S., Bachiller, R. 1998, *A&A*, 333, 287
- Hennebelle, P., Chabrier, G. 2008, *ApJ*, 684, 395
- Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., Jackson, J. M. 2008, *ApJ*, [arXiv:0809.1397]
- Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M. 2000, *ApJ*, 540, 236
- Hosowaka, T., Omukai, K. 2008, *ApJ*, [arXiv:0806.4122]
- Johnstone, D., Wilson, C. D., Moriarty-Schieven, G., Joncas, G., Smith, G., Gregersen, E., Fich, M. 2000, *ApJ*, 545, 327
- Knee, L. B. G., Sandell, G. 2000, *A&A*, 361, 671
- Kroupa, P. 1995, *MNRAS*, 277, 1522
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Krumholz, M., Tan, J. 2007, *ApJ*, 654, 304
- Lada, C. J., Young, E. T., Greene, T. P. 1993, *ApJ*, 408, 471
- Lada, C. J., Lada, E. 2003, *ARA&A*, 41, 57
- Larson, R. B., *MNRAS*, 194, 809
- Mac Low, M.-M., Klessen, R., Burkert, A., Smith, M. D. 1998, *Physical Review Letters*, 80, 2754
- Mac Low, M.-M. 1999, *ApJ*, 524, 169
- Mac Low, M.-M., Klessen, R. 2004, *RvMP*, 76, 125
- Margulis, M., Lada, C. J., Snell, R. L. 1988, *ApJ*, 333, 316
- Matzner, C. D., McKee, C. F. 2000, *ApJ*, 545, 364
- Matzner, C. D. 2007, *ApJ*, 659, 1394
- Meyer, M. R., Adams, F. C., Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., Larson, R. B. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, et al., 521
- Motte, F., André, P., Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Motte, F., André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Motte, F., André, P., Ward-Thompson, D., Bontemps, S. 2001, *A&A*, 372, 41
- Myers, P. C. 2000, *ApJ*, 530, 119
- Nakamura, F., Li, Z.-Y. 2007, *ApJ*, 662, 395
- Norman, C., Silk, J. 1980, *ApJ*, 238, 158
- Padoan, P., Nordlund, A. 2002, *ApJ*, 576, 870
- Palla, F., Stahler, S. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Peretto, N., André, Ph., Belloche, A. 2006, *A&A*, 445, 979
- Peretto, N., Hennebelle, P., André, Ph. 2007, *A&A*, 464, 983
- Quillen, A., Thorndike, S., Cunningham, A., Frank, A., Gutermuth, R., Blackman, E., Pipher, J., Ridge, N. 2005, *ApJ*, 632, 941
- Reipurth, B., Bally, J. 2001, *ARA&A*, 39, 403
- Robitaille, T., Whitney, B., Indebetouw, R., Wood, K. 2007, *ApJ*, 169, 328
- Rodriguez, L. F., Canto, J., Torrelles, J. M., Ho, P. T. P. 1986, *ApJ*, 301, 25
- Rodriguez, L. F., Porras, A., Claussen, M. J., Curiel, S., Wilner, D. J., Ho, P. T. P. 2003, *ApJ*, 586, 137
- Schreyer, K., Helmich, F. P., van Dishoeck, E. F., Henning, T. 1997, *A&A*, 326, 347
- Schreyer, K., Stecklum, B., Linz, H., Henning, Th. 2003, *ApJ*, 599, 335
- Schuster, K.-F., Boucher, C., Brunswig, W., Carter, M., Chenu, J.-Y., Foullieux, B., Greve, A., John, D., Lazareff, B., Navarro, S., Perrigouard, A., Pollet, J.-L., Sievers, A., Thum, C., Wiesemeyer, H. 2004, *A&A*, 423, 1171
- Scoville, N. Z., Sargent, A. I., Sanders, D. B., Claussen, M. J., Masson, C. R., Lo, K. Y., Phillips, T. G. 1986, *ApJ*, 303, 416
- Shu, F. H., Li, Z.-Y., Allen, A. 2004, *ASPC*, 323, 37
- Snell, R. L., Loren, R. B., Plambeck, R. L. 1980, *ApJ*, 239, 17
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Stahler, S. W. 1988, *ApJ*, 332, 804
- Stanke, T., Smith, M. D., Gredel, R., Khanzadyan, T. 2006, *A&A*, 447, 609
- Stojimirović, I., Narayanan, G., Snell, R. L., Bally, J. 2006, *ApJ*, 649, 280
- Strom, S. E., Strom, K. M., Grasdalen, G. L., Snell, R. L., Schloerb, F. P., Schieven, G. 1984, *BAAS*, 16, 465
- Talvard, M., André, Ph., Rodriguez, L., Le-Pennec, Y., De Breuck, C., Revéret, V., Agnèse, P., Boulade, O., Doumayrou, E., Dubreuil, D., Ercolani, E., Gallais, P., Horeau, B., Lagage, P. O., Leriche, B., Lortholary, M., Martignac, J., Minier, V., Pantin, E., Rabanus, D., Relland, J., Willmann, G. 2008, *SPIE*, 7020, 70200
- Taylor, D. K., Dickman, R. L. 1989, *ApJ*, 341, 293
- Testi, L., Sargent, A. 1998, *ApJ*, 508, 91
- Umemoto, T., Iwata, T., Fukui, Y., Mikami, H., Yamamoto, S., Kameya, O., Hirano, N. 1992, *ApJ*, 392, 83
- Von Weizsäcker, C. F. 1951, in *Proceedings of a Symposium on the Motion of Gaseous Masses of Cosmical Dimensions 1949*, 158
- Wang, H., Yang, J., Wang, M., Yan, J. 2002, *A&A*, 389, 1015
- Ward-Thompson, D., Zylka, R., Mezger, P. G., Sievers, A. W. 2000, *A&A*, 355, 1122
- Williams, J., Garland, C. 2002, *ApJ*, 568, 259
- Wilson, T. L., Matteucci, F. 1992, *A&A*, 4, 1
- Wolf-Chase, G. A., Walker, C. K., Lada, C. J. 1995, *ApJ*, 442, 197
- Wolf-Chase, G. A., Walker, C. K. 1995, *ApJ*, 447, 244

**Table 3.** Estimates of the masses of outflow-entrained material at low velocities

OUTFLOW LOBE	Additional velocity interval $[V_2; V_3]$ (km.s <sup>-1</sup> ) (1)	Additional mass $M_{\text{add}}$ in $[V_2; V_3]$ (10 <sup>-2</sup> M <sub>⊙</sub> ) (2)	Index of power-law fit, $\alpha$ (3)	Additional mass $M_{\text{low}}$ in $[V_3; V_{\text{sys}}]$ (10 <sup>-2</sup> M <sub>⊙</sub> ) (4)
F1 (Red)	[13 ; 10]	7 ± 2	-2.7 ± 0.6	25
F2 (Blue)	[1.1 ; 4.3]	1.9 ± 0.5	-2.5 ± 0.3	32
F3 (Blue)	[1.4 ; 4.9]	6 ± 3	-2.3 ± 0.3	24
F4 (Red)	[13 ; 10.2]	2.3 ± 1.5	-	-
F5 (Blue)	[0.3 ; 5]	6 ± 2.8	-3.1 ± 0.9	31
F6 (Red)	[13.1 ; 9.9]	5.7 ± 3.1	-3.7 ± 0.8	26
F7 (Red)	[14.7 ; 10]	15 ± 7	-2.8 ± 0.7	90
F8 (Blue)	[1.7 ; 4.4]	0.37 ± 0.15	-2.4 ± 0.4	7
F9 (Red)	[13.7 ; 9.6]	1.2 ± 0.7	-2.4 ± 0.5	6
F10 (Red)	[13.7 ; 9.7]	1 ± 0.55	-2.5 ± 0.3	7
F11 (Red)	[15.2 ; 9.5]	30 ± 18	-2.0 ± 0.9	52

<sup>(1)</sup> Velocity range  $[V_2; V_3]$  in which  $T_A^*(v)|_{\text{ref}} > 3\sigma_{\text{ref}}$  and  $T_A^*(v)|_{\text{outflow}} > T_A^*(v)|_{\text{ref}} - 3\sigma_{\text{ref}}$ .

<sup>(2)</sup> Mass obtained by integration of  $[T_A^*(v)|_{\text{outflow}} - T_A^*(v)|_{\text{ref}}]$  over  $[V_2; V_3]$ .

<sup>(3)</sup> Power-law index of the best fit on line wings observed in  $[V_1; V_3]$ .

<sup>(4)</sup> Estimate of the mass which remains hidden in the main body of the line  $[V_3; V_{\text{sys}}]$ .

### 5.3 Compléments sur l'analyse de la carte obtenue en $^{12}\text{CO}(2-1)$

L'analyse de la carte obtenue dans l'émission de la transition de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  est présentée dans l'article Maury et al. (2009) ( voir §5.3), mais je décris ici de manière plus détaillée certains points de cette analyse, peu ou pas développés dans l'article, dans un souci de concision. Ainsi, les points développés dans cette section ne permettent pas de comprendre la totalité de l'analyse menée dans sa linéarité, mais cette section a plutôt pour vocation de répondre à certaines interrogations qui pourraient se manifester dans l'esprit du lecteur attentif.

#### 5.3.1 Détermination des extensions spatiales des flots protostellaires

Le proto-amas NGC 2264-C possède une vitesse LSR (Local Standard of Rest)<sup>1</sup> moyenne d'environ  $7.5 \text{ km.s}^{-1}$ , mais possède aussi des mouvements propres internes (dûs notamment à l'effondrement global mis en évidence par Peretto et al. 2006) qui font varier cette vitesse moyenne de quelques dixièmes de  $\text{km/s}$ . De plus, les variations de densité et les mouvements turbulents au sein du proto-amas conduisent à des variations des largeurs de raies observées.

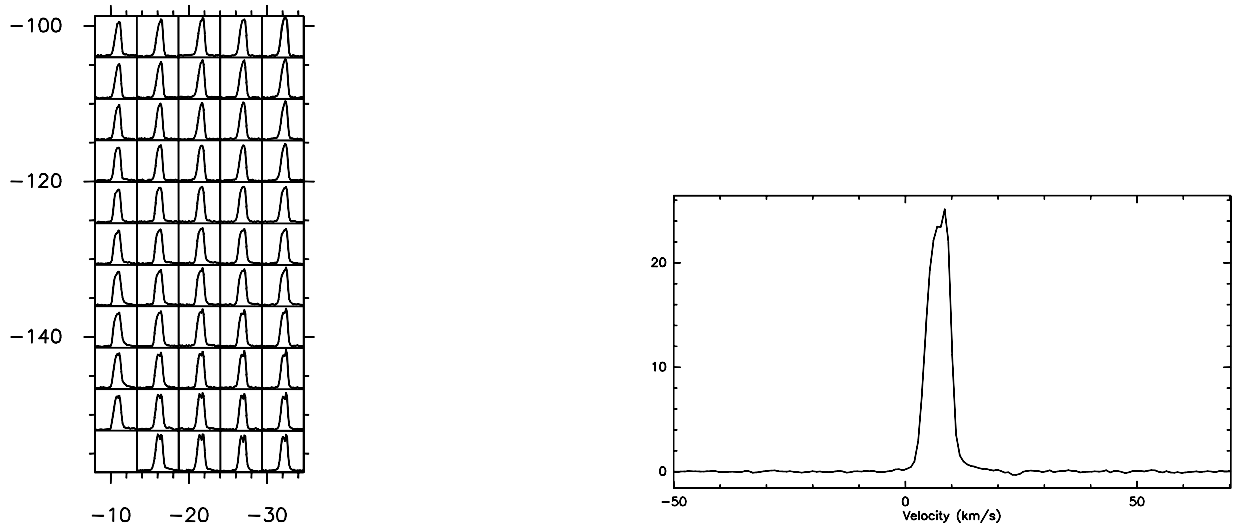


FIGURE 5.2 – A gauche : spectres utilisés pour construire un spectre de référence pour le flot F1. A droite : spectre de référence moyen construit à partir des spectres montrés à gauche, puis utilisé dans notre étude pour calculer les paramètres du lobe de flot F1. (Maury et al. 2009)

C'est pourquoi, afin de pouvoir distinguer sans équivoque des ailes de raies dûes aux phénomènes d'éjection de matière, il faut construire des spectres de référence dans plusieurs régions du proto-amas et le plus près possible des flots étudiés. On peut ainsi déterminer les paramètres spectraux de référence (vitesse centrale et largeur de raie) du milieu environnant non soumis aux effets d'un quelconque flot protostellaire, auxquels l'on comparera les spectres des candidats flots. C'est ce que nous avons fait pour mener notre étude, et nous avons sélectionné des régions de référence dans lesquelles tous les spectres sont vierges de

1. La complexité de la rotation galactique, et le fait que notre système solaire soit partie prenante de la Galaxie a conduit les astronomes à définir un repère local, qui ferait abstraction du mouvement du Soleil, et qui serait entraîné par la rotation d'ensemble. On a nommé LSR ce repère, pour "Local Standard of Rest", c'est-à-dire standard local de repos. C'est un repère qui tourne autour du centre galactique à une vitesse et une distance qui sont les moyennes des vitesses et distances des étoiles proches. Dans ce repère, les étoiles voisines du Soleil sont donc statistiquement au repos.



toute émission d   due aux flots (voir le panneau gauche de la Figure 5.2).

Nous avons ensuite moyenné l'ensemble de ces spectres de référence (en utilisant un poids lié au bruit de chaque spectre) pour construire un unique spectre de référence moyen utilisé par la suite pour chaque flot (voir le panneau droit de la Figure 5.2). Enfin, une routine CLASS a été écrite pour comparer chaque spectre du candidat flot à son spectre de référence. Cette routine permet de sélectionner tous les spectres montrant une émission  $T_A^*(v) > 3\sigma_{spec}$  à des vitesses où le spectre de référence ne présente plus d'émission détectée (et ce dans trois canaux de vitesse consécutifs), et de les attribuer au flot considéré (voir Figure 5.3). C'est selon cette méthode que nous avons déterminé les limites spatiales des flots protostellaires cartographiés.

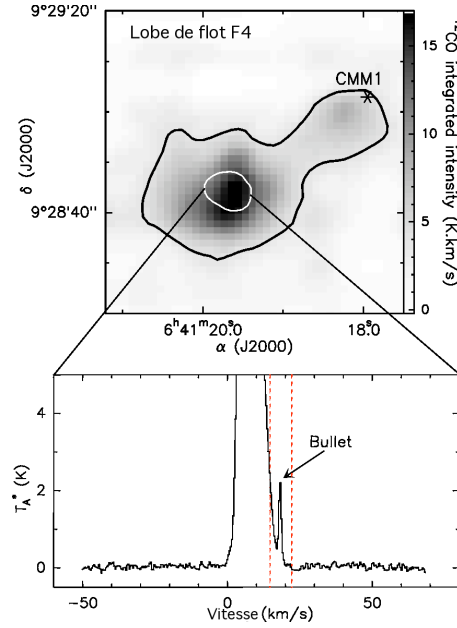


FIGURE 5.3 – Le panneau du haut montre l'émission intégrée dans les spectres de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  entre  $+14.3 \text{ km.s}^{-1}$  et  $+23 \text{ km.s}^{-1}$ . Le contour noir gras représente le niveau  $T_A^*(v) = 3\sigma_{spec}$  utilisé pour déterminer l'extension spatiale du lobe de flot F4 : tous les pixels dont l'intensité intégrée supérieure à cette valeur ont été attribués au flot F4. Le panneau du bas montre un spectre extrait de ce lobe de flot, qui contient une composante piquée similaire à une bulle haute vitesse (voir   5.1) et Maury et al. (2009).

Cette méthode nous a permis de distinguer onze lobes de flots dans le proto-amas NGC 2264-C, indiqués dans la Figure 5.4. Quatre de ces lobes sont décalés vers le bleu, tandis que sept sont décalés vers le rouge.

### 5.3.2 Recherche des proto-étoiles excitatrices et détermination de leurs propriétés

L'intrication des différents flots, ainsi que les effets de projection et de densité (ne nous permettant pas toujours de tracer le flot jusqu'à sa base, i.e. sa source excitatrice) nous ont empêché de déterminer la source excitatrice de chaque lobe de flot détecté dans le proto-amas.

Néanmoins, la morphologie et la position dans la carte des deux lobes F1 et F2 indique que ce sont deux lobes d'un même flot bipolaire très collimaté, et nous montrons de plus (voir article en   5.2), grâce à une analyse des diagrammes position-vitesse de ces lobes, que ce flot bipolaire est issu de la source C-MM13. Enfin, dans les cas de F3 et F4, la co  incidence spatiale de ces lobes avec les sources continuum millimétriques

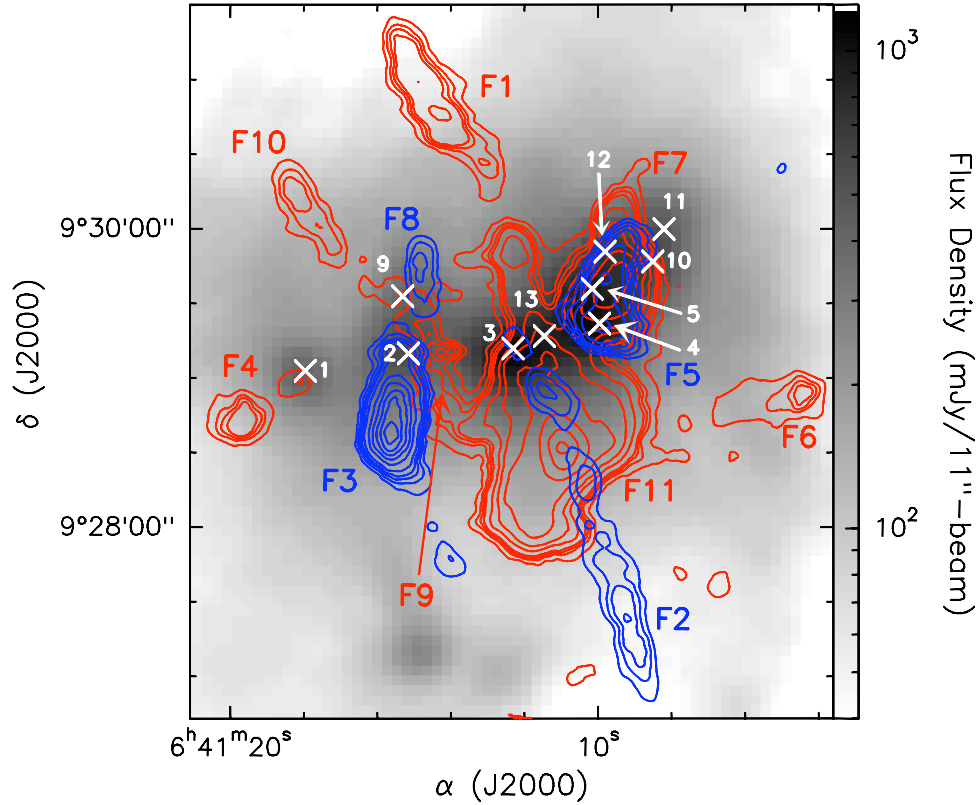


FIGURE 5.4 – Carte présentant les flots  $^{12}\text{CO}(2-1)$  détectés dans le proto-amas NGC 2264-C. Pour plus de détails, voir la Figure 2 de l'article Maury et al. (2009) en §5.3.

C-MM2 et C-MM1, respectivement, permet de les associer sans grand risque de commettre une erreur.

Afin de comparer les propriétés de ces trois sources excitatrices aux propriétés attendues d'objets de Classe 0 présentant des flots protostellaires, nous avons déterminé les luminosités bolométriques de C-MM1, C-MM2 et C-MM13. Pour cela, nous avons utilisé à la fois les données *Spitzer*/MIPS à  $70\mu\text{m}$  (disponibles dans l'archive Léopard, voir Figure 5.5), la carte prise à  $450\mu\text{m}$  avec la caméra P-ArTéMiS (voir André et al. 2008 pour une description de la caméra P-ArTéMiS sur le télescope APEX) et la carte obtenue par Peretto et al. (2006) dans le continuum à 1.2 mm.

La carte MIPS à  $70\mu\text{m}$  de NGC 2264-C est présentée dans le Figure 5.5. Les positions des sources compactes millimétriques sont indiquées par des croix, ainsi que l'aire (cercles) sur laquelle nous avons intégré l'intensité à  $70\mu\text{m}$  pour calculer leurs flux respectifs. La source brillante au nord de C-MM4 est IRS1, qui complique la détermination des flux des sources millimétriques compactes de par sa forte contamination à ces longueurs d'onde. Pour nous défaire au maximum de cette contamination, nous avons donc soustrait à cette carte un profil radial d'intensité, centré sur IRS1, pour calculer les flux à  $70\mu\text{m}$  de C-MM1, C-MM2 et C-MM13.

La détermination de la luminosité bolométrique  $L_{\text{bol}}$ , la masse d'enveloppe  $M_{\text{env}}$  et la force du flot  $F_{\text{flot}}$  (voir plus loin) de ces trois sources nous a permis de les placer dans des diagrammes reliant ces trois paramètres, et ainsi contraindre l'état de dévolution de ces sources (voir les Figures 9 et 10 de l'article Maury et al. 2010).

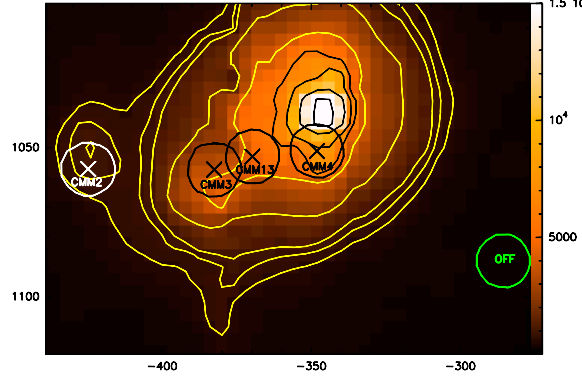


FIGURE 5.5 – Carte *Spitzer*-MIPS à 70 $\mu$ m du proto amas NGC 2264-C, utilisée pour estimer les luminosités bolométriques des sources compactes millimétriques du proto-amas.

### 5.3.3 Calcul des paramètres dynamiques : détails et limitations

#### Calcul de la masse de gaz entraîné à des vitesses [ $v_a$ : $v_b$ ]

Si l'on suppose que l'équilibre thermique est respecté localement, alors la densité de colonne totale de gaz moléculaire peut être obtenue à partir de l'intégration de la profondeur optique sur le profil de raie de la transition moléculaire considérée :

$$N = \frac{3k}{8\pi^3 B \mu^2} \frac{e^{hB J_i(J_i+1)/kT_{ex}}}{J_i + 1} \frac{(T_{ex} + hB/3k)}{1 - e^{-h\nu/kT_{ex}}} \int_{raie} \tau(v) dv \quad (5.1)$$

où  $B$  et  $\mu$  sont respectivement la constante rotationnelle et le moment dipolaire permanent de la molécule, et  $J_i$  est le nombre quantique rotationnel de l'état bas de la transition observée.  $T_{ex}$  est la température d'excitation de la molécule, et  $\tau(v)$  est la profondeur optique de la molécule considérée dans la transition considérée, en fonction de la vitesse.

Si l'on suit le raisonnement de Scoville et al. (1986), la densité de colonne de la molécule  $^{12}\text{CO}$  peut donc être dérivée du spectre  $^{12}\text{CO}(2-1)$  de la manière qui suit :

$$N_{CO} = \frac{3k}{8\pi^3 B \mu^2} \frac{k}{h\nu} \frac{e^{hB J_i(J_i+1)/kT_{ex}}}{J_i + 1} \frac{T_{ex} + hB/3k}{e^{-h\nu/kT_{ex}}} \int \left( \frac{\tau_v}{1 - e^{-\tau_v}} \right) \times T_A^*(v) dv \quad (5.2)$$

Pour la transition  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , on rappelle que  $\mu = 0.1098$  Debyes (Chackerian et al. 1983),  $J_i = 1$ , et  $B \equiv \frac{h}{8\pi^2 I} = 57.6$  GHz.  $T_A^*(v)$  est la température d'antenne en fonction de la vitesse dans le spectre  $^{12}\text{CO}(2-1)$ .

La masse totale de gaz contenue dans chaque pixel est alors calculée comme suit :

$$M_{\text{flow}} = N_{CO} \times \left[ \frac{H_2}{CO} \right] \times 2\mu_G m_H \times l^2 \quad (5.3)$$



avec  $\mu_G = 1.36$  le poids moléculaire moyen (prenant en compte les proportions de H, He et les autres composants moléculaires),  $m_H$  le poids d'un atome d'hydrogène, et  $l$  le coté d'un pixel exprimé en distance physique (reporté à la distance de la source).

Si l'on considère que la molécule CO n'est pas déplétée sur les grains de poussière dans les flots protostellaires, et que l'on adopte une abondance standard  $[\frac{\text{CO}}{\text{H}_2}] = 10^{-4}$  (Frerking et al. 1982), alors la masse totale de gaz entraîné à des vitesses comprises dans  $[v_a : v_b]$ , par un flot d'aire  $A$  s'exprime comme :

$$M_{\text{flow}} = 5.3 \times 10^{-8} \times \frac{T_{\text{ex}} + 0.93}{e^{\frac{-16.77}{T_{\text{ex}}}}} \times d^2 \times \int_{v_a}^{v_b} \int_A \frac{\tau_v}{1 - e^{-\tau_v}} T_A^*(v) dv.dA \quad (\text{M}_{\odot}) \quad (5.4)$$

où  $d$  est la distance de la source exprimée en kpc, et  $\int_{v_a}^{v_b} \int_A \frac{\tau_v}{1 - e^{-\tau_v}} T_A^*(v) dv.dA$  est l'intensité de la raie de  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , intégrée à la fois spatialement sur l'aire  $A$  et spectralement sur  $[v_a : v_b]$  (en  $\text{K.km.s}^{-1}.\text{arcsec}^2$ ).

### Profondeur optique de l'émission $^{12}\text{CO}(2-1)$

L'équation 5.4 montre qu'il faut connaître la profondeur optique  $^{12}\tau(v)$ , pour pouvoir calculer des masses correctes à partir de l'observation de l'émission  $^{12}\text{CO}$ . A grandes vitesses, la raie de  $^{12}\text{CO}$  est généralement optiquement fine, mais ce n'est pas toujours le cas à des vitesses proches de la vitesse systémique de l'objet étudié.

C'est ici que les cartes obtenues dans les raies de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  et  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  sont particulièrement utiles pour la question qui nous anime. En effet, à partir de ces cartes, il est possible de d'estimer des rapports d'intensité des raies tels que

$$R_1 = I(^{13}\text{CO}(2-1))/I(\text{C}^{18}\text{O}(2-1))$$

ou

$$R_2 = I(^{12}\text{CO}(2-1))/I(^{13}\text{CO}(2-1)),$$

et de remonter à la profondeur optique dans la raie de  $^{12}\text{CO}$  en fonction de la vitesse  $^{12}\tau(v)$ .

Premièrement, le rapport  $R_1$  permet de d'obtenir la profondeur optique de l'émission  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , car la transition de  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  est optiquement fin. Dans notre carte du proto-amas NGC 2264-C, ce rapport vaut au minimum  $\sim 3.5$ , dans le cœur de la raie à  $\sim 7.5 \text{ km.s}^{-1}$ . A des vitesses  $v_{\text{LSR}} \leq 2 \text{ km.s}^{-1}$  et  $v_{\text{LSR}} \geq 12 \text{ km.s}^{-1}$ , plus aucune émission de  $^{13}\text{CO}$  et  $\text{C}^{18}\text{O}$  n'est détectée. Si l'on prend la valeur terrestre du rapport d'abondance  $[^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}] \sim 5$  (Schreyer et al. 1997; Taylor & Dickman 1989), alors l'épaisseur optique de l'émission dans la transition  $^{13}\text{CO}(2-1)$  vaut au plus  $^{13}\tau \sim 0.75$  au centre de la raie. Ainsi, dans notre cas, l'émission de  $^{13}\text{CO}$  est optiquement mince dans toute la région cartographiée, et sur tout l'intervalle de vitesse considéré ( $-50 \text{ km.s}^{-1}$  à  $+50 \text{ km.s}^{-1}$ ).

Ensuite, le calcul du rapport  $R_2$  permet de la même manière d'obtenir la profondeur optique de l'émission dans la raie de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  :  $^{12}\tau(v)$ . Ce calcul montre que en dehors de l'intervalle  $2 < v_{\text{LSR}} < 12 \text{ km.s}^{-1}$ , l'émission de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  est optiquement fine partout dans notre carte. Dans l'intervalle  $2 < v_{\text{LSR}} < 12 \text{ km.s}^{-1}$  autour de la vitesse systémique, l'émission n'est plus optiquement mince et la profondeur optique est déduite des valeurs de  $R_2$  (voir Figure 5.6).

### Masse de gaz entraînée aux faibles vitesses

A partir de l'équation 5.4, il est facile de calculer la masse de matière entraînée dans le flot à des vitesses où le proto-amas au repos (spectre de référence) n'émet pas car il suffit d'intégrer directement l'émission CO dans cet intervalle de vitesses (voir Figure 5.7 et l'intervalle  $[V_1 : V_2]$  pour un exemple) : en effet, dans notre cas l'émission  $^{12}\text{CO}$  à ces vitesses est optiquement mince.

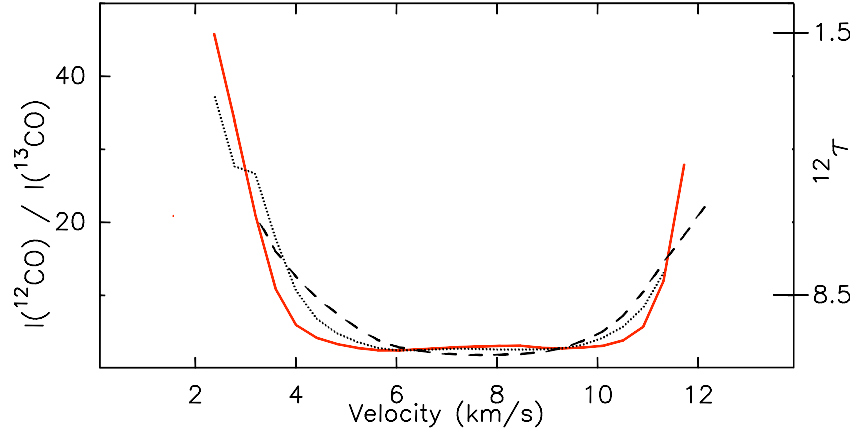


FIGURE 5.6 – Exemples des rapports d'intensité des raies de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  et  $^{13}\text{CO}(2-1)$  pour trois des flots détectés par notre étude. Ce rapport  $R_2$  permet de calculer la profondeur optique dans la raie de  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , sur tout l'intervalle de vitesse où l'émission de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  est détectée. (Maury et al. 2009)

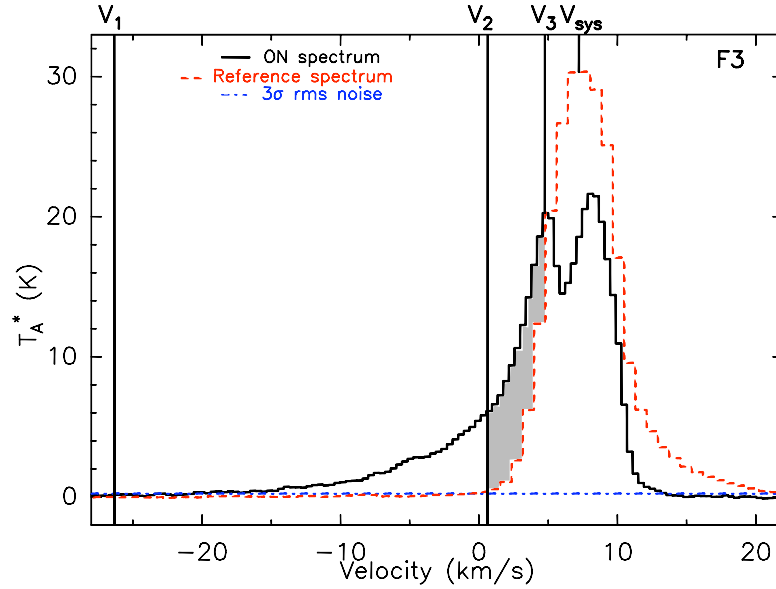


FIGURE 5.7 – Illustration des différents intervalles de vitesse considérés pour le calcul des paramètres dynamiques des flots (Maury et al. 2009).

Mais, les flots protostellaires entraînent aussi de la matière à de faibles vitesses, et pour pouvoir faire une estimation correcte de la masse totale de matière entraînée par un flot protostellaire, il faut aussi compter cette émission basse vitesse. Or, à ces vitesses, il existe aussi une émission CO intrinsèque du proto-amas, et il faut pouvoir démêler ces deux types d'émission. Ceci n'est pas chose aisée, et la plupart des études s'intéressant aux paramètres dynamiques des flots protostellaires ne prennent pas en compte l'émission basse vitesse CO dans leurs estimations.

Une des spécificités de notre étude repose sur la prise en compte de cette émission basse vitesse pour calculer la masse maximum entraînée par chaque flot, c'est à dire finalement une limite supérieure de

l'impact des flots protostellaires sur le proto-amas. Pour cela, nous avons procédé en deux étapes.

- Premièrement, nous avons estimé  $M_{add}$  : la masse entraînée à des vitesses où l'émission dans les spectres de flot est plus forte que l'émission (aux mêmes vitesses) mesurée dans les spectres de référence. Cet intervalle de vitesses est spécifique à chaque flot, et est matérialisé pour la clarté du propos sur la Figure 5.7 comme l'intervalle de vitesses  $[V_2 : V_3]$ . Dans cet intervalle de vitesses, nous avons pris en compte uniquement l'émission  $^{12}\text{CO}(2-1)$  due au flot, c'est à dire détectée en supplément de l'émission  $^{12}\text{CO}(2-1)$  des spectres de référence aux mêmes vitesses (émission matérialisée par la zone grisée de la Figure 5.7). Cette technique n'est pas vierge d'erreur, car toute l'émission additionnelle prise en compte n'est pas automatiquement due au flot, mais dans l'optique de calculer les valeurs maximums des paramètres dynamiques des flots, cette approximation se justifie.

- Deuxièmement, nous avons estimé  $M_{low}$  : la quantité de matière entraînée à de plus faibles vitesses encore, et dont l'émission est entièrement cachée dans le corps de la raie de  $^{12}\text{CO}$  (intervalle  $[V_3 : V_{sys}]$  de la Figure 5.7). Cette estimation a été faite en approchant les ailes de raie dues aux flots par des profils en lois de puissance dans l'intervalle de vitesse où ces ailes sont visibles (intervalle  $[V_1 : V_2]$  de la Figure 5.7), puis en extrapolant ces profils en loi de puissance dans le cœur de la raie, jusqu'à des vitesses  $\sim v_{sys}$ . Pour faire cela, j'ai écrit une petite procédure en langage IDL qui, à partir d'un profil de raie typique extrait des spectres du flot, modélise la meilleure loi de puissance du type  $T_{\text{flot}} = \beta \times (v - v_{sys})^\alpha$ , sur l'intervalle de vitesse  $V_1 < v < V_2$  (voir Figure 5.8). En extrapolant ensuite la loi de puissance reproduisant le mieux l'émission de flot dans  $[V_1 : V_2]$ , aux vitesses  $[V_3 : V_{sys}]$ , on peut calculer l'émission de flot cachée aux vitesses  $v < V_3$ .

Néanmoins, il faut noter que  $\int_{v_3}^{v_{sys}} [\beta \times (v - v_{sys})^\alpha].dv$  diverge en général lorsque  $v \rightarrow v_{sys}$ . Pour contourner ce problème, nous nous sommes concentrés sur l'effet de  $M_{low}$  sur le flux de moment, en calculant plutôt  $F_{low} = \int_{v_3}^{v_{sys}} [\beta \times (v - v_{sys})^\alpha] \times (v - v_{sys})^2.dv$ . Ensuite, en comparant  $F_{low}$  à  $F_{high} = \int_{v_1}^{v_3} T_a^* \times (v - v_{sys})^2.dv$  calculé à partir du spectre observé. La comparaison de ces deux quantités donne le pourcentage de flux de moment produit par le flot aux vitesses  $v < v_3$  par rapport au flux de moment produit par le flot visible directement aux vitesses  $v > v_3$  :  $F_{low} \times 100 / F_{add}$ . En utilisant ensuite les vitesses moyennes mises en cause pour calculer  $F_{low}$  et  $F_{high}$ , on peut remonter à la quantité de masse entraînée aux faibles vitesses  $v < v_3$  (en appliquant un facteur correctif tenant compte de la profondeur optique de l'émission de  $^{12}\text{CO}$  à ces vitesses, et en intégrant sur l'extension spatiale du flot). De nouveau, cette méthode n'est pas idéale car on utilise alors des vitesses caractéristiques  $v_{low}^{char} = \sum_{v_a}^{v_b} T_A^*(v) \times (v - v_{sys}) / \sum_{v_a}^{v_b} T_A^*(v)$ , mais donne néanmoins une bonne approximation de la masse entraînée par le flot à très basses vitesses.

Finalement, cette procédure IDL donne en sortie :

- les indices de la loi de puissance  $\alpha$  et  $\beta$
- la valeur du  $\chi^2$  réduit
- la valeur du flux de moment à basses vitesses  $F_{low} = \int_{v_3}^{v_{sys}} [\beta \times (v - v_{sys})^\alpha] \times (v - v_{sys})^2.dv$
- la valeur du flux de moment visible à plus haute vitesse  $F_{high} = \int_{v_1}^{v_3} T_a^* \times (v - v_{sys})^2.dv$
- la valeur de la vitesse caractéristique utilisée pour passer du flux de moment à basse vitesse à la masse entraînée à basse vitesse :  $v_{low}^{char} = \sum_{v_3}^{v_{sys}} T_A^*(v) \times (v - v_{sys}) / \sum_{v_3}^{v_{sys}} T_A^*(v)$
- la valeur de la vitesse caractéristique utilisée pour passer du flux de moment à haute vitesse à la masse entraînée à haute vitesse :  $v_{high}^{char} = \sum_{v_1}^{v_3} T_A^*(v) \times (v - v_{sys}) / \sum_{v_1}^{v_3} T_A^*(v)$
- et finalement la masse entraînée par le flot à basse vitesse  $M_{low}$  calculée.

En faisant ce travail pour chacun des onze lobes de flot identifiés dans notre carte, nous avons pu estimer les masses entraînées par les flots à très basse vitesse. Nous aurions pu être inquiets des approximations utilisées pour calculer  $M_{low}$  car les masses basse-vitesses sont relativement importantes : elles comptent

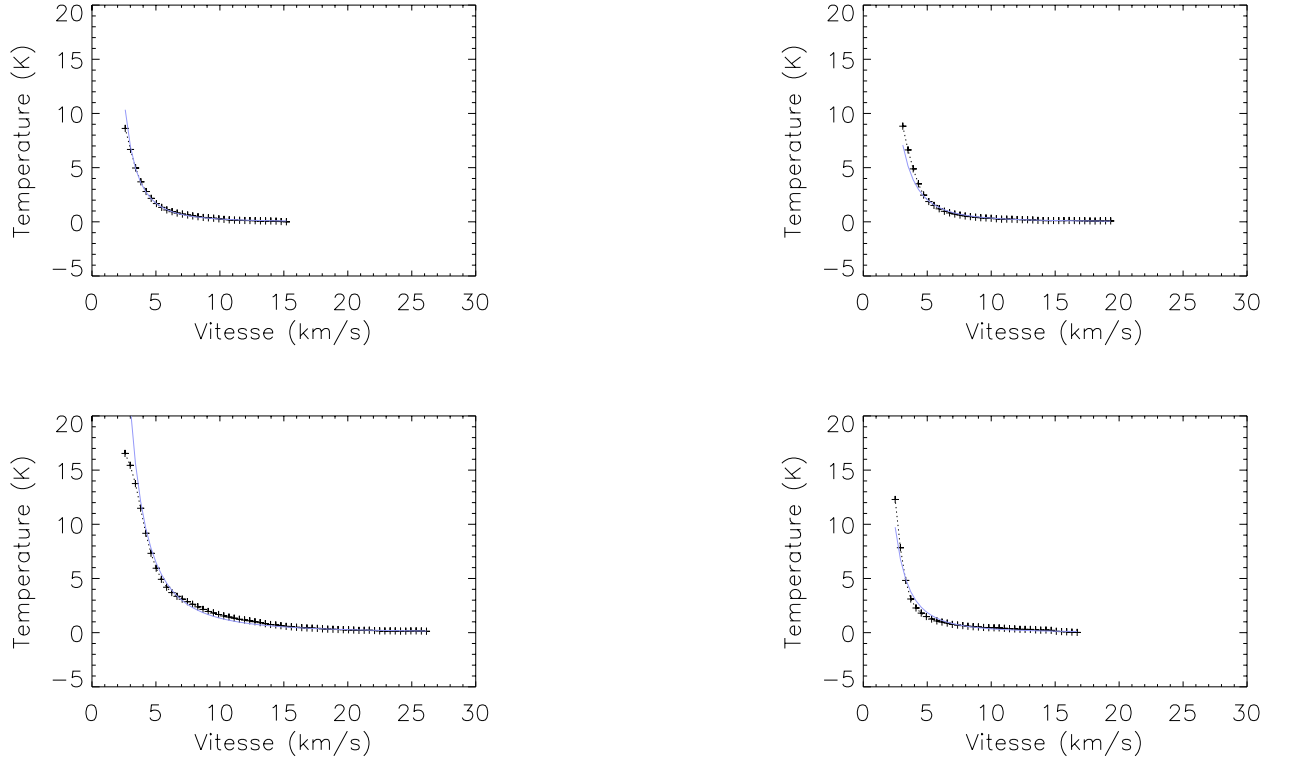


FIGURE 5.8 – Modélisation des ailes de raie dues aux flots par des profils en loi de puissance. Les ailes de raie observées sont indiquées par des croix noires, tandis que le modèle est représenté par une ligne continue bleue. L'axe des abscisses représente  $v - v_{sys}$ . En haut : flots F1 et F2. En bas : flots F3 et F9.

pour 10% à 45% de la masse totale entraînée par chaque flot. Néanmoins, plus que la masse entraînée, c'est surtout le moment et flux de moment créés par l'ensemble des flots qui nous intéressent : en effet ce sont ces paramètres qui expriment l'impact des flots sur le proto-amas. Et, cette masse  $M_{low}$  étant entraînée à très basse vitesse, elle ne participe que très peu dans le moment et flux de moment des flots : nos approximations ne pénalisent donc pas de manière excessive les estimations faites des paramètres dynamiques.

### Calcul des flux de moment

A partir des estimations des masses entraînées dans les trois intervalles de vitesse définis ( $[V_1 : V_2]$ ,  $[V_2 : V_3]$  et  $[V_3 : V_{sys}]$ ), il est facile de calculer les valeurs du moment et du flux de moment relatifs à ces trois régimes de vitesses (voir les formules 6 et 7 données dans le papier associé).

Le seul paramètre posant problème pour l'estimation des flux de moment est l'inclinaison des flots par rapport à la ligne de visée. En effet, l'inclinaison  $i$  intervient dans l'estimation des vitesses du flot et, en conséquence, dans l'estimation des temps dynamiques des flots protostellaires. Les vitesses observées dans nos observations sont en réalité les vitesses projetées sur la ligne de visée, et non pas les vitesses réelles auxquelles la matière se meut. Il faut donc corriger cet effet si l'on veut déterminer les flux et flux de moment réellement déposés dans le milieu par l'ensemble des flots protostellaires.

Il est difficile d'estimer l'inclinaison d'un flot protostellaire par rapport à la ligne de visée si l'on ne

possède pas d'informations autres que la cartographie du CO entraîné par ces flots, et nous avons donc décidé de corriger l'effet d'inclinaison avec un traitement statistique, qui se justifie par le nombre de flots présents dans le proto-amas NGC 2264-C. Ainsi, nous avons corrigé l'effet d'inclinaison en incluant un unique facteur correctif pour les onze flots détectés ici : ce facteur est l'inclinaison moyenne statistique que l'on attend pour une population de flots distribués de manière aléatoire dans une région donnée, et vaut  $i = 57.3^\circ$ . Ce traitement statistique induit une erreur sur l'estimation du flux de moment global (somme des flux de moment déposés par chacun des flots protostellaires détectés dans le proto-amas) que nous estimons être un facteur d'incertitude  $\sim 2$ .

A cette incertitude s'ajoutent les incertitudes plus générales dûes non seulement à la méthode employée mais aussi aux limites de nos observations, qui ne sont pas idéales car elles ne tracent qu'indirectement les flots protostellaires dans le proto-amas. En effet, les incertitudes, notamment sur le rapport d'abondance  $[\frac{CO}{H_2}]$  (qui peut changer d'une région à une autre) ou liées à notre limite de détection (qui bien que très satisfaisante peut manquer certains flots faibles : nous discutons ce point plus en détail dans le §5.4 de l'article) mènent à un facteur d'incertitude global de l'ordre de 8 sur l'estimation des flux de moment.

### Calcul des énergies

A partir des flux de moment déduits des observations CO, nous avons calculé l'énergie cinétique totale portée par le réseau de flots protostellaires dans le proto-amas  $E_{tot}$ , ainsi que le taux d'énergie cinétique que ces flots déposent effectivement dans le milieu dense du protocloud  $L_{tot}$ .

Pour calculer  $E_{tot}$ , tout comme pour le calcul des moments des flots, nous avons utilisé la vitesse caractéristique de chaque flot. Cette vitesse est définie comme la vitesse moyenne observée dans les ailes de flot pondérée par l'intensité de l'émission observée à cette vitesse (voir le §4.1 de l'article Maury et al. 2009 pour l'expression exacte). Ceci est une approximation, car si l'on voulait être parfaitement exacts il faudrait calculer le moment par canal de vitesse, c'est à dire intégrer la masse multipliée par la vitesse du canal, sur chaque canal de vitesse. Or, l'intégrale d'un produit de fonctions n'est pas égale au produit des intégrales, mais cette approximation facilite grandement le calcul.

Ensuite, pour calculer  $L_{tot}$ , nous avons pris en compte uniquement les vitesses supérieures à la vitesse de libération du nuage. C'est à dire que nous n'avons pris en compte que la masse ayant une énergie cinétique plus grande que l'énergie cinétique de libération du nuage, car nous estimons que les particules entraînées à des vitesses plus grandes que la vitesse de libération parviendront à s'extraire sans interagir de manière significative avec la matière du nuage.

## 5.4 Apport de l'étude et questions laissées ouvertes

Même s'il est difficile de tirer des conclusions générales à partir d'une seule étude, nos résultats autorisent quelques suppositions quant aux rôles des flots protostellaires sur la formation stellaire en amas, et le taux de formation stellaire en général.

Nous avons comparé les valeurs du flux de moment total des flots de NGC 2264-C, ainsi que  $E_{tot}$  et  $L_{tot}$ , aux propriétés turbulentes et gravitationnelles du nuage pour déterminer si oui ou non les flots protostellaires de NGC 2264-C peuvent être à l'origine de la turbulence observée, si ils peuvent la régénérer, et si ils peuvent lutter efficacement, via la turbulence ou directement, contre l'effondrement global du nuage.

### 5.4.1 Turbulence et flots protostellaires

Les largeurs de raies observées dans les régions de formation d'étoiles indiquent des composantes non-thermiques supersoniques. En 1981, Larson a compilé différentes observations de complexes moléculaires

géants, nuages moléculaires et clumps moléculaires, obtenues entre 1974 et 1979. Il a ainsi obtenu une relation empirique montrant que les dispersions de vitesse observées dans une structure (mesurées grâce aux largeurs des raies d'émission) sont fortement dépendantes de la taille de la structure observée. La première loi déterminée par Larson (1981) est une loi  $\sigma \propto L^\beta$ , avec  $\beta=0.28$ , i.e.  $\sigma(\text{kms}^{-1}) \sim 1.10L(\text{pc})^{0.28}$ , un indice que Larson interprète comme reflétant un spectre turbulent de type Kolmogorov.

Puis, en 1987, Solomon et al. (1987) ont revisité les résultats de Larson en observant un échantillon de 273 nuages moléculaires, et ont trouvé une relation différente de celle de Larson. Cette corrélation est exprimée par la loi de puissance suivante :

$$\sigma_v \simeq (0.72 \pm 0.07)\text{kms}^{-1} \left( \frac{S}{1\text{pc}} \right)^{0.5 \pm 0.05}, \quad (5.5)$$

où  $\sigma_v$  et  $S$  représentent respectivement la dispersion de vitesse à 1 dimension et un paramètre reflétant la taille de la structure (voir Solomon et al. 1987 pour plus de détails).

Afin de caractériser les propriétés turbulentes du proto-amas NGC 2264-C, nous avons calculé (grâce à une procédure CLASS90 que nous avons écrite) les largeurs des raies de  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , ainsi que la dispersion de vitesse :

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{\sum [ \langle T(v) \rangle (v - v_0)^2 ]}{\sum [ \langle T(v) \rangle ]}}$$

On trouve ainsi une dispersion de vitesse moyenne  $\sigma_v \sim 1.8 \text{ km.s}^{-1}$  dans le proto-amas, de rayon  $R \sim 0.7 \text{ pc}$  ( $S \sim 0.6 \text{ pc}$ ).

Ce résultat montre que les dispersions de vitesse observées dans les spectres  $^{13}\text{CO}(2-1)$  de NGC 2264-C sont en moyenne deux fois plus grandes que celles attendues si l'on suit la relation établie par Larson (1981) Solomon et al. (1987) (voir Figure 5.9), ce que nous interprétons comme le résultat d'une turbulence accrue. De plus, Caselli & Myers (1995) (voir Figure 5.9) ont montré que les nuages massifs d'Orion présentent eux aussi un excès de turbulence si comparés à la loi de Larson. Enfin, récemment Heyer et al. (2009) ont suggéré que la relation de Larson puisse être en fait dépendante de la densité de surface des nuages, à partir de nouvelles observations  $^{13}\text{CO}$ . Si l'on compare les propriétés turbulentes de NGC 2264-C à ces dernières observations, notre étude montre qu'elles sont similaires aux propriétés turbulentes des nuages massifs et/ou denses.

Deux interprétations peuvent être faites de cette constatation : il est tout d'abord possible que les nuages massifs et denses forment des étoiles massives qui induisent un important effet rétroactif sur le milieu, et produisent un excès de turbulence via leurs flots protostellaires ou leur rayonnement ionisant. Une deuxième hypothèse serait que les nuages plus massifs et plus denses produisent ce que l'on appelle une turbulence d'origine gravitationnelle (cf Ferrini et al. 1983; Bonnell et al. 2003; Field et al. 2008). Brièvement, l'énergie gravitationnelle libérée lors des processus d'effondrement et de fragmentation peut être convertie en mouvements supersoniques turbulents, via une cascade turbulente hiérarchisée.

Nous avons ensuite comparé le taux d'énergie cinétique déposée par les flots protostellaires  $L_{tot}$  au taux de dissipation de l'énergie turbulente dans le protocuster  $L_{turb}$ , que nous avons calculé en suivant la méthode proposée par Mac Low (1999). Nous trouvons que ces deux taux sont du même ordre de grandeur, et nous concluons donc que les flots protostellaires du proto-amas NGC 2264-C sont susceptibles d'être à l'origine de la turbulence accrue observée dans le proto-amas

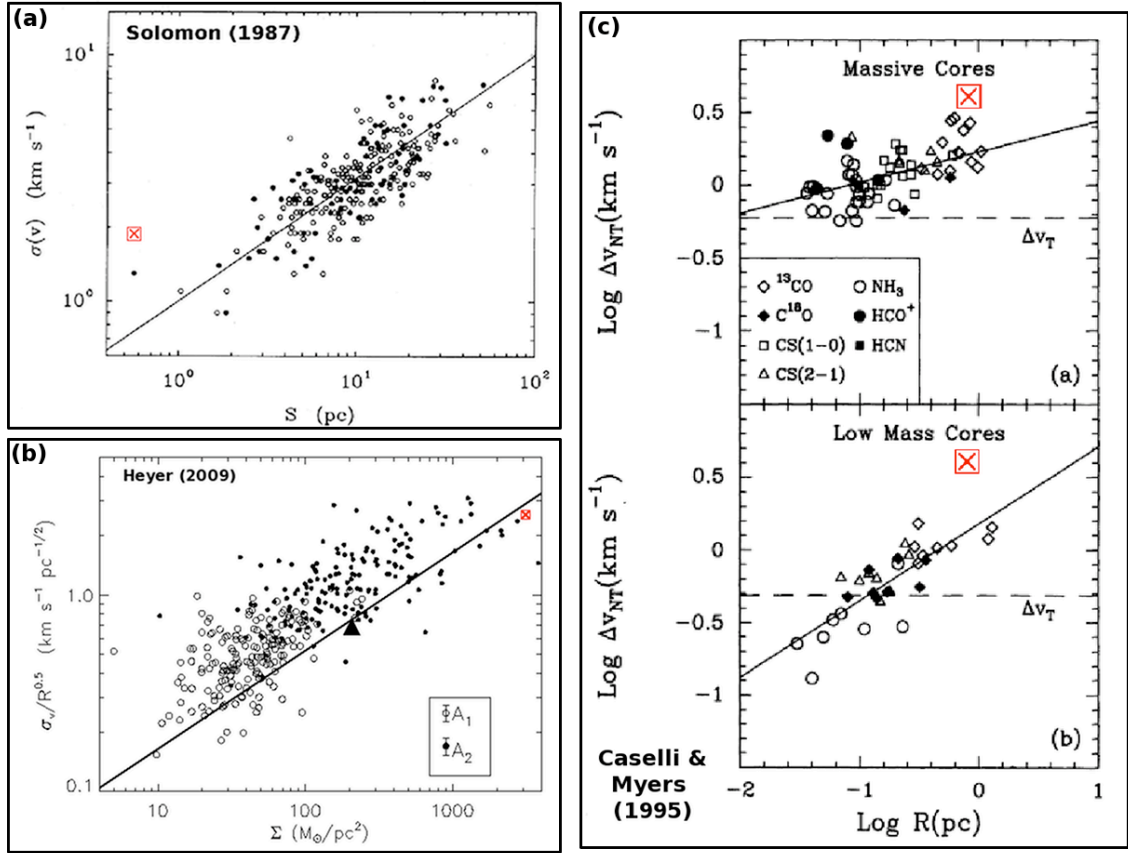


FIGURE 5.9 – Relations entre dispersions de vitesse et tailles des structures observées. (a) : résultats de Solomon et al. (1987), montrant une relation  $\sigma_v = S^{0.5}$  pour un échantillon de 273 nuages moléculaires observés en  $^{12}\text{CO}$ . (b) : résultats de Heyer et al. (2009), montrant que les dispersions de vitesse observées sont dépendantes de la densité de surface des régions considérées, (c) : relations entre largeur de raie et taille de la structure trouvées par Caselli & Myers (1995) pour les coeurs massifs d'Orion, et les coeurs moins massifs du Taureau, Persée, Orion et Ophiuchus. Dans les trois graphes, la croix rouge symbolise la position de NGC 2264-C dans ces diagrammes, correspondant aux valeurs que nous avons estimées grâce à notre cartographie en  $^{13}\text{CO}(2-1)$ .

Ainsi, notre résultat suggère que l'excès de turbulence observée dans les régions de formation d'étoiles massives (ou de masse intermédiaire), et d'autant plus dans le cas des amas, pourrait être dû à la présence de flots énergétiques (et/ou multiples) susceptibles de maintenir la turbulence à l'échelle d'un nuage.

#### 5.4.2 Gravité vs flots protostellaires

Malgré la turbulence accrue dans le proto-amas, notre étude montre que ni la turbulence que les flots produisent, ni leur impact direct (exprimé comme une force de pression s'opposant aux forces de gravitation) ne peuvent arrêter ou même ralentir significativement l'effondrement global du proto-amas NGC 2264-C (mis en évidence par Peretto et al. 2007, voir § 4.2.2) actuellement.

En effet, la force (telle qu'estimée à partir de nos observations CO) exercée directement par l'ensemble des onze flots protostellaires sur le proto-amas est au mieux 15 fois plus faible que la force gravitationnelle due à

la masse contenue dans le nuage. De son côté, la turbulence (dont nous avons montré qu'elle est susceptible d'être due aux flots protostellaires) à l'œuvre dans le proto-amas NGC 2264-C produit une accélération environ 5 fois plus faible que l'accélération gravitationnelle et, bien que plus efficace, ne parvient pas non plus à arrêter l'effondrement gravitationnel à l'échelle du nuage.

### 5.4.3 Limitations : diagnostic et solutions

Pour aller plus loin, nous avons cherché à quantifier les limitations de notre étude, dues notamment à la limite en sensibilité atteinte, et l'instantanéité de notre cartographie.

Premièrement, la sensibilité de notre cartographie  $^{12}\text{CO}$  nous permet d'assurer que, si des flots supplémentaires (non détectés) sont actuellement présents dans le proto-amas, ceux-ci ne sont pas susceptibles d'injecter suffisamment d'énergie pour changer nos conclusions (pour plus de détails, voir la section §5.4 de l'article Maury et al. 2009).

Deuxièmement, sur la question de l'instantanéité, nous avons utilisé le taux d'accrétion observé dans le proto-amas pour extrapoler un taux de formation stellaire (SFR) dans l'avenir. Pour cela, nous avons extrapolé une IMF à partir des masses des enveloppes protostellaires observées, en utilisant des modèles d'évolutions pour les proto-étoiles (voir la Figure 9 de l'article associé). Ensuite, à partir de cette IMF, nous avons calculé un taux d'éjection de matière et un flux de moment associé en supposant une relation  $F_{\text{flow}} - M_{\text{env}}$  empirique déterminée il y a quelques années par Bontemps et al. (1996a). Ces hypothèses sont raisonnables : par exemple les trois flots de NGC 2264-C pour lesquels nous avons identifié les sources excitatrices suivent le relation  $F_{\text{flow}} - M_{\text{env}}$  (voir Figure 5.10) exprimée par Bontemps et al. (1996a).

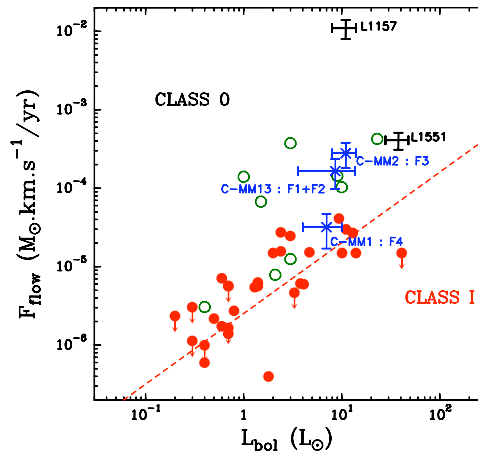


FIGURE 5.10 – Diagramme du flux de moment versus la luminosité bolométrique ( $F_{\text{flow}} - L_{\text{bol}}$ , (Maury et al. 2009)). Les 3 objets de Classe 0 identifiés comme étant les sources excitatrices des flots (F1, F2), F3 et F4 sont indiqués par des étoiles bleues. Pour comparer, les objets de Classe 0 et Classe 1 étudiés par Bontemps et al. (1996a) sont indiqués par des cercles verts et des disques rouges, respectivement. On remarque que les flux de moments produits par les flots de NGC 2264-C sont similaires à ceux attendus d'après l'étude de Bontemps et al. (1996a), pour des objets de Classe 0 (Maury et al. 2009).

Ce travail d'extrapolation, mené pour s'effranchir des effets d'instantanéité, révèle que, si effectivement le taux de formation stellaire augmente dans le futur proche du proto-amas NGC 2264-C, alors il est



envisageable que les flots protostellaires associés puissent injecter suffisamment d'énergie dans le nuage pour ralentir, ou arrêter, son effondrement.

Les flots de NGC 2264-C sont des flots protostellaires classiques d'objets de Classe 0, si l'on en croît la relation trouvée par Bontemps et al. (1996a) entre luminosité bolométrique des sources protostellaires et flux de moment des flots (voir Figure 5.10). Knee & Sandell (2000) ont notamment montré que l'ordre de grandeur du flux de moment produit par l'ensemble des flots du proto-amas NGC 1333 est similaire à celui que nous déduisons de nos observations de NGC 2264-C.

Il est intéressant de remarquer toutefois que, dans le cas de L1551, Stojimirović et al. (2006) ont montré que l'effet rétroactif de ce flot est susceptible de contrer l'effondrement gravitationnel de son nuage parent. Il faut remarquer néanmoins que le clump NGC 2264-C est plus massif et dense que le nuage de L1551, ainsi l'accélération gravitationnelle à l'oeuvre dans L1551 est bien plus faible. De plus, le flot protostellaire issu de L1551 est remarquable, car il délivre à lui seul une énergie cinétique de l'ordre de celle produite par l'ensemble des onze flots protostellaires de NGC 2264-C. Enfin, c'est un flot unique et donc dirigé selon un angle restreint dans l'espace : il semble donc difficile d'imaginer que son impact direct, bien que puissant, puisse avoir un effet global sur la dynamique à grandes échelles du nuage. Ainsi, nous pensons qu'on ne peut baser aucune conclusion générale sur les résultats quelques peu atypiques de Stojimirović et al. (2006).

Pour conclure, il semble raisonnable de penser que les flots protostellaires peuvent avoir une influence non négligeable sur les propriétés turbulentes des régions de formation d'étoiles en amas, mais sont inefficaces pour lutter contre les mécanismes d'effondrement gravitationnel.

#### 5.4.4 Plus loin ... et questions laissées ouvertes

- Notre étude ne dit rien sur l'effet des flots protostellaires à l'échelle de l'objet protostellaire en formation ( $L < 10$  UA), ni à l'échelle des enveloppes protostellaires ( $L < 10^4$  UA). Pour cela, il faudrait obtenir des observations interférométriques dans l'émission des transitions de  $^{12}\text{CO}(2-1)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$  et  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ . Il se pourrait que les flots aient un impact sur l'efficacité de formation stellaire et sur l'IMF grâce à leur action aux petites échelles, et de nombreuses études ont été menées pour éclairer le rôle de l'éjection protostellaire à ces échelles. C'est pourquoi je renvoie le lecteur à ces publications pour un aperçu du rôle des flots protostellaires aux échelles individuelles de la formation stellaire (voir notamment Delamarter et al. 2000; Cunningham et al. 2005; Krumholz et al. 2005; Santiago-García et al. 2009; Lee et al. 2008; Yeh et al. 2008; Myers 2008).

- Si les flots protostellaires semblent impuissants à lutter directement contre les forces de gravité mises en jeu à l'échelle de la plupart des nuages formant des étoiles, leur impact sur les propriétés turbulentes de ces nuages nous a permis certaines suppositions.

En effet, notre étude de NGC 2264-C, combinée aux résultats de Knee & Sandell (2000) dans NGC 1333, laissent penser que les phénomènes d'éjection protostellaire jouent un rôle prépondérant dans la problématique du support turbulent des nuages moléculaires formant les étoiles en amas.

Une inconnue subsiste pourtant : quel fraction de l'énergie transportée par ces flots est réellement déposée dans le milieu sous forme de mouvements turbulents, et comment se déroule la transformation en énergie turbulente ? Il faudrait pouvoir déterminer plus précisément la nature de l'interaction entre flot et matière ambiante, et un coefficient de couplage associé.

Des simulations récentes (Cunningham et al. 2007) montrent que le grand degré de compression de la matière entraînée dans un flot (grâce notamment aux chocs radiatifs localisés au vertex de l'interaction jet-matière) empêchent le flot de disperser son énergie sur de grandes étendues spatiales. Grâce à la grande résolution atteinte dans leurs simulations, ces auteurs montrent de plus que, dans le cas de multiples

flots, les collisions entre flots réduisent la capacité du flot à entraîner la matière et donc à déposer du moment dans le nuage ambiant. Enfin, ces auteurs avancent l'idée que, plus que l'impact direct des flots sur la matière, ce sont les cavités fossiles créées par ces flots qui permettent la conversion de l'énergie mécanique en turbulence au sein des proto-amas (Quillen et al. 2005; Cunningham et al. 2006a,b). Ces cavités fossiles sont des cavités à l'expansion lente, identifiées comme des coquilles denses reliques de la matière balayée par les phénomènes d'éjection protostellaire, et qui continuent à s'étendre dans le nuage longtemps après que les flots se soient éteints. Ces cavités fossiles sont ensuite dissipées lorsqu'elles ralentissent jusqu'à atteindre des vitesses comparables à la vitesse turbulente du nuage ambiant. Ce scénario, basé essentiellement sur l'observation et la modélisation (Carroll et al. 2009) de telles cavités au sein de NGC 1333, permet d'expliquer une réinjection d'énergie turbulente 1) sur des échelles plus longues que le temps caractéristique des phénomènes d'éjection et 2) dans tout le volume du nuage parent.

De telles cavités ne sont pas détectées lors d'un premier examen de nos données  $^{13}\text{CO}(2-1)$  dans NGC 2264-C, mais un examen plus approfondi est nécessaire pour être en mesure de conclure quant à l'existence et l'efficacité de tels phénomènes dans le proto-amas NGC 2264.

- Cohabitation des champs magnétiques et des flots protostellaires

Le champ magnétique est un ingrédient essentiel à prendre en compte si l'on veut construire une vision raisonnable de la formation stellaire. En effet, il a été montré à maintes reprises que les régions de formation stellaires sont sujettes à des champs magnétiques non négligeables. Au delà de l'effet des champs magnétiques seuls, et de leurs rôles dans les processus de formation stellaire (problème traité en § 3.4), il a été récemment montré que l'effet conjugué des champs magnétiques et des flots protostellaires peut changer la vision du dépôt de l'énergie mécanique des flots, et sa transformation en mouvements turbulents. En effet, Wang et al. (2009) ont mené des simulations numériques AMR (Adapted Mesh Refinement) 3D qui prennent en compte à la fois flots protostellaires et champs magnétiques. Ces auteurs trouvent que, dans le cas d'un nuage de  $\sim 1600 M_{\odot}$  (similaire à NGC 2264-C) formant à la fois des proto-étoiles massives et moins massives, l'inclusion des champs magnétiques permet de déposer plus efficacement dans le milieu ambiant le flux de moment transporté par les flots protostellaires. Ainsi, il semble que le couplage des champs magnétiques aux flots protostellaires permet de soutenir plus efficacement et plus globalement le nuage contre les forces dûes à sa propre gravité.

- Quantification du rôle des champs magnétiques

Dans la suite logique de l'étude du proto-amas NGC 2264-C, et afin de lever le voile sur le rôle des champs magnétiques à l'œuvre, j'ai proposé de mener des mesures du champ magnétique à l'œuvre dans le proto-amas, grâce à l'utilisation de l'effet Zeeman dans la transition  $\text{CN}(1-0)$ . De telles observations devraient permettre de mesurer l'intensité du champ magnétique projeté sur la ligne de visée, et ainsi de vérifier si oui ou non les forces de pression magnétique peuvent lutter efficacement contre l'effondrement global du proto-amas.

Cette étude, en cours à l'heure actuelle, devrait fournir ses réponses d'ici quelques mois. Afin que le lecteur se fasse une idée des problématiques et stratégies d'observation en jeu, mes propositions d'observations acceptées et en cours pour mener cette étude avec le télescope de 30-m sont présentées dans l'annexe A.

## Troisième partie

### Fragmentation des cœurs denses protostellaires



# Chapitre 6

## Observations et réduction des données obtenues

---

<b>6.1 Observer avec un interféromètre millimétrique . . . . .</b>	<b>113</b>
6.1.1 Interférences : expérience de Young . . . . .	114
6.1.2 En pratique : interféromètre millimétrique à deux antennes . . . . .	115
6.1.3 La mesure des visibilités . . . . .	117
6.1.4 La synthèse d'ouverture . . . . .	118
6.1.5 La reconstruction des images . . . . .	120
6.1.6 L'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM . . . . .	122
<b>6.2 Observations à très haute résolution angulaire . . . . .</b>	<b>123</b>
6.2.1 Sélection de l'échantillon de proto-étoiles de Classe 0 . . . . .	123
6.2.2 Propriétés des proto-étoiles de notre échantillon . . . . .	126
6.2.3 Observations . . . . .	130
<b>6.3 Réduction des données avec <i>CLIC</i> et <i>MAPPING</i> . . . . .</b>	<b>131</b>
6.3.1 Calibration . . . . .	132
6.3.2 Passage dans le plan image et déconvolution . . . . .	135

---

### 6.1 Observer avec un interféromètre millimétrique

Les instruments utilisés en astrophysique sont en grande majorité conçus pour produire des images des sources observées (les autres instruments produisent des spectres, mesurent les flux temporels ou détectent des particules). Les progrès accomplis en instrumentation ont permis d'ouvrir tous les domaines spectraux à l'imagerie et d'améliorer sans cesse la précision des images (la résolution spatiale). Cette course à la résolution spatiale s'est particulièrement accélérée au cours des vingt dernières années, et est aujourd'hui dominée par la technique de l'interférométrie pour toutes les longueurs d'onde comprises entre le domaine visible et les basses fréquences radio.

En effet, pour une longueur d'onde donnée, en combinant les signaux provenant de différents télescopes il est possible d'extraire l'information spatiale et de reconstruire une image de la source. La résolution de l'image ainsi reconstruite est égale à celle que l'on obtiendrait avec un seul télescope de la taille de la plus grande séparation entre ces télescopes.

L'interférométrie permet ainsi d'atteindre des résolutions de plusieurs ordres de grandeur meilleures que les télescopes les plus grands, mais au prix d'une technologie d'autant plus complexe que la fréquence est élevée. C'est ainsi que les premiers interféromètres sont d'abord apparus aux grandes longueurs d'onde radio, puis dans le domaine millimétrique et enfin en infrarouge et optique.

Cette technique d'imagerie à haute résolution est encore en pleine évolution, avec notamment l'arrivée imminente d'une nouvelle génération d'interféromètres, beaucoup plus importants que les instruments actuels tant par le nombre de télescopes dont ils seront composés que par l'investissement qu'ils représentent (le projet ALMA de l'ESO et le projet NOEMA pour l'IRAM, par exemple).

Ici, pour rester dans le cadre des travaux présentés dans cette Partie III, je me focaliserai sur les principes et résultats de l'interférométrie dans le domaine millimétrique. Dans un souci de clarté et de concision, je ne vais pas entrer dans de trop lourds détails calculatoires : pour une revue complète sur l'interférométrie en radio astronomie, le lecteur est invité à consulter le livre de Rohlfs & Wilson (1996).

### 6.1.1 Interférences : expérience de Young

Si deux ondes mécaniques, comme des vagues, se rencontrent, elles interfèrent. C'est le cas en optique si deux faisceaux lumineux se rencontrent et ce sous certaines conditions ; par exemple, les interférences ne peuvent avoir lieu qu'entre deux ondes cohérentes. Ainsi, à partir d'une source ponctuelle et monochromatique, il suffit de diviser l'onde en deux sources secondaires, car les deux sources secondaires issues d'une même source sont cohérentes.

Pour observer aisément ces interférences, et si on part d'une source lumineuse monochromatique comme le laser, on peut réaliser une division du front d'onde (expérience des trous/fentes de Young) ou une division du front d'amplitude (dispositif des miroirs de Fresnel).

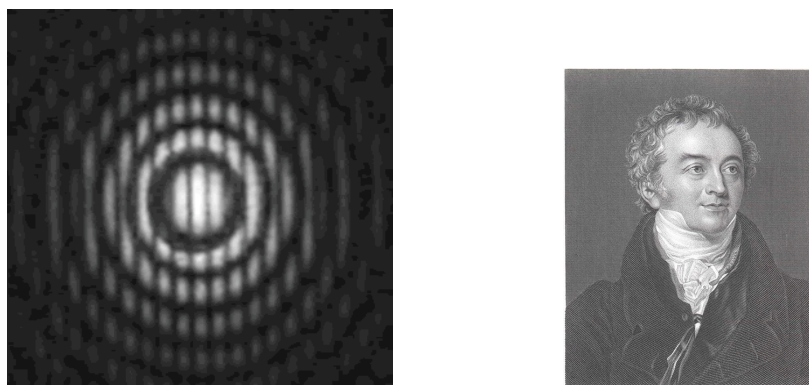


FIGURE 6.1 – À gauche : résultat observé pour l'expérience des trous de Young : la figure lumineuse observée est constituée d'une tache d'Airy créée par la diffraction, modulée par le phénomène d'interférences sous la forme de franges verticales. À droite : Thomas Young (1773-1829) : découvreur du phénomène d'interférence lumineuse.

L'expérience des trous de Young fût réalisée pour la première fois en 1801 par Thomas Young<sup>1</sup>, et mit en évidence le phénomène d'interférence et permit à son auteur de montrer le caractère ondulatoire de la lumière. Deux trous percés dans un plan opaque et illuminés par un rayonnement monochromatique produisent un système de franges (alternance de bandes sombres et claires) sur un écran. En dépit de la

1. Thomas Young était un physicien, médecin et égyptologue britannique. Son excellence dans de nombreux domaines non reliés fait qu'il était considéré comme un *polymathe*, au même titre par exemple que Léonard de Vinci, Gottfried Leibniz ou Francis Bacon. Son savoir était si vaste qu'il fut connu sous le nom de "phénomène Young". Il exerça la médecine toute sa vie, mais il est surtout connu pour sa définition du module de Young en science des matériaux et pour son expérience des fentes de Young en optique, dans laquelle il mit en évidence et interpréta le phénomène d'interférences lumineuses. Il s'intéressa également à l'égyptologie en participant à l'étude de la pierre de Rosette.

simplicité du montage, l'observation était difficile à réaliser. En effet, en 1806 il n'existait ni électricité, ni même de gaz d'éclairage. Les seules sources monochromatiques connues s'obtenaient en faisant brûler de l'alcool auquel on avait ajouté du sel de cuisine ou encore, pour accroître l'intensité, à saupoudrer de sel un simple brasier.

La Figure 6.1 montre un exemple du résultat de l'expérience des trous de Young : lorsqu'on place, sur le trajet d'un faisceau laser (monochromatique), deux trous très petits et rapprochés, on obtient une figure présentant la combinaison d'un système d'anneaux (figure de diffraction d'un trou circulaire) et d'une série de franges brillantes et sombres (figure d'interférence). Ces franges proviennent de la combinaison plus ou moins constructive (ou plus ou moins destructive) des ondes issues des deux trous, selon leur déphasage relatif : c'est le phénomène d'interférence lumineuse.

### 6.1.2 En pratique : interféromètre millimétrique à deux antennes

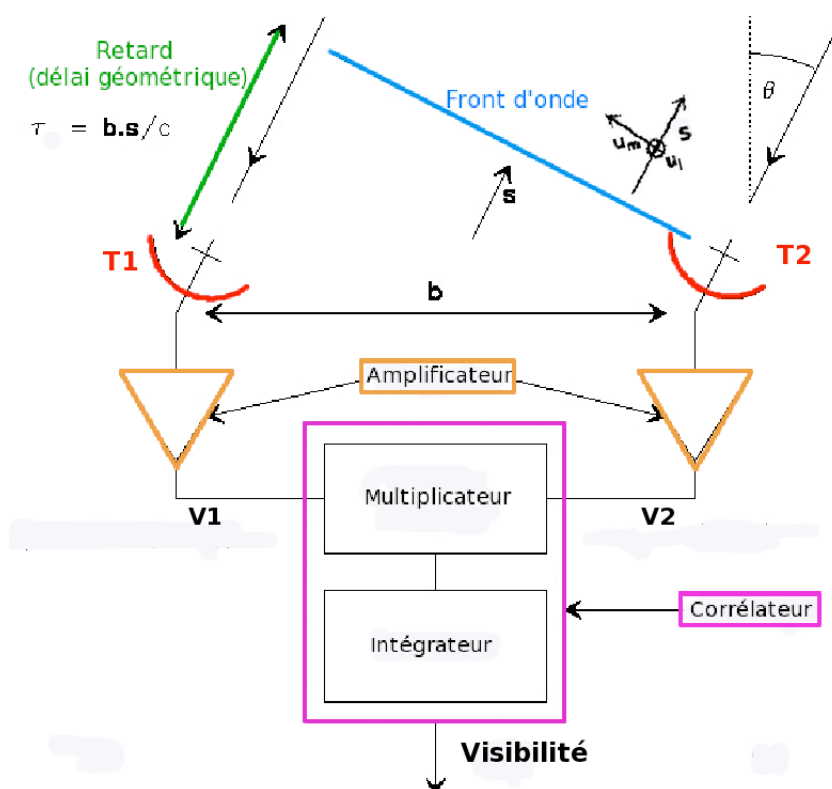


FIGURE 6.2 – L'interféromètre à deux antennes. Les deux antennes sont représentées en rouge, et le front d'onde incident en bleu. Le retard optique subi par l'antenne  $T1$  est matérialisé par la différence de chemin optique en vert. Le vecteur  $\vec{b}$  représente la ligne de base entre les deux antennes  $T1$  et  $T2$ , qui va déterminer la résolution spatiale de l'interféromètre, via la fréquence spatiale sondée (voir texte pour plus de détails). Le signal en sortie de chaque antenne est tout d'abord converti vers une fréquence plus basse, puis amplifié, avant d'être envoyé dans le corrélateur pour faire l'interférence avec les signaux des autres antennes, paire par paire.

Un interféromètre est un appareil qui utilise le phénomène d'interférence des ondes lumineuses présenté ci-dessus. Plusieurs rayons de lumière suivent des chemins optiques différents et sont combinés pour former

des franges d'interférences, afin d'obtenir une information spatiale sur la source observée.

Considérons, dans un premier temps, le plus simple des interféromètres : celui qui compte deux antennes pointant en direction d'une source à l'infini.  $\vec{b}$  est le vecteur matérialisant la séparation entre les antennes, et  $\vec{s}$  est le vecteur unitaire dans la direction de pointage. Comme indiqué dans la Figure 6.2, l'onde reçue par l'antenne T1 a parcouru un chemin optique plus long de  $L = \vec{b} \cdot \vec{s}$ , par rapport au chemin parcouru par l'onde reçue par l'antenne T2. Ainsi, l'antenne T1 reçoit l'onde avec un temps de retard  $\tau = L/c$ , ce qui correspond à un déphasage  $\omega\tau = \frac{2\pi\nu}{c}\vec{b} \cdot \vec{s} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{b} \cdot \vec{s}$ . Les antennes T1 et T2 mesurent respectivement les champs électriques  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$  :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_0 \times \exp(i(\omega t + \Phi)) \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_0 \times \exp(i(\omega t + \Phi + \omega\tau))\end{aligned}$$

Dans le cas d'une source ponctuelle, la fonction de corrélation des signaux 1 et 2 s'écrit :

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \rangle = I_o \exp(-i\omega\tau) = I_o \exp(-2\frac{i\pi}{\lambda}\vec{b} \cdot \vec{s}) \quad (6.1)$$

Si la source n'est pas ponctuelle, il faut tenir compte du champ provenant de l'ensemble des directions  $\vec{S}$  supportées par la source. La fonction de corrélation devient alors une intégrale sur la source et, en supposant qu'aucun rayonnement n'est émis par le reste de la voûte céleste, on a :

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \rangle = \int_{ciel} I_o(\vec{S}) \exp(-\frac{2i\pi}{\lambda}\vec{b} \cdot \vec{S}) d\vec{S} \quad (6.2)$$

Etant donnée la grande distance des sources astrophysiques observées, on peut en général se placer dans l'approximation paraxiale : le champ électromagnétique se propage parallèlement à la ligne de visée, et la région de la sphère céleste d'où provient le rayonnement peut être assimilée à un plan. Dans ces conditions, on peut écrire  $\vec{S} = \vec{s} + \vec{ds}$ , où  $\vec{ds}$  est un vecteur dans le plan du ciel, avec  $||\vec{ds}|| \ll 1$ . Ainsi, si on définit un repère orthonormé  $(\vec{u}_l, \vec{u}_m, \vec{s})$  tel que montré dans la Figure 6.2, on peut écrire :

$$\begin{aligned}\vec{b} &= (b_1, b_2, b_3) \\ d\vec{S} &= (l, m, 0)\end{aligned}$$

On peut donc écrire :

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \rangle = \iint_{ciel} I_o(l, m) \exp(-\frac{2i\pi}{\lambda}(b_1 l + b_2 m + b_3 \times 0)) dl dm \quad (6.3)$$

Soit :

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \rangle = \iint_{ciel} I_o(l, m) \exp(-\frac{2i\pi}{\lambda}(b_1 l + b_2 m)) dl dm \quad (6.4)$$

Cette expression est en réalité la Transformée de Fourier (TF) de la distribution de brillance de la source au point (u,v) dans le plan des fréquences spatiales, appelé aussi plan de Fourier (plan (u,v)), où  $u = \frac{b_1}{\lambda}$  et  $v = \frac{b_2}{\lambda}$ .

Bien que le cas d'une source rigoureusement ponctuelle et monochromatique soit souvent évoqué pour aborder l'optique, les sources réelles astrophysiques ne sont pas toujours ponctuelles, et donc ne sont



pas naturellement cohérentes. En effet, leur étendue angulaire va conduire à dégrader la cohérence du rayonnement : l'onde collectée mélange diverses directions incidentes, présentant différentes phases, dont le mélange dégrade la cohérence, et il faut alors étudier la cohérence spatiale. Une analyse détaillée des phénomènes de cohérence spatiale peut se traiter par une formalisme mathématique, et en s'appuyant sur le théorème de Zernike Van-Cittert, on peut montrer que la TF de la distribution spatiale d'intensité de la source (équation 6.4 ci-dessus) est le facteur de cohérence complexe, aussi appelé visibilité  $V(u, v)$ . La fonction de visibilité de la source est quand à elle définie par le carré du module de la TF de sa distribution spatiale de brillance.

Or, la transformée de Fourier permet d'explorer la composition fréquentielle de l'image. En effet, le théorème de Parseval nous apprend que si l'on considère une grandeur physique représentée par  $f(x)$  et que l'on note  $F(u)$  sa TF ( $F(u) = \text{Fourier}[f](u)$ ), alors  $F(u)$  est le spectre fréquentiel de la grandeur physique :  $F(u) du$  chiffre l'amplitude complexe des contributions à  $f$  de fréquences comprises entre  $u$  et  $u + du$ .  $F(u)^2$  représente donc la densité spectrale d'énergie et l'énergie totale de la grandeur physique est  $\int_{-\infty}^{+\infty} |F(u)|^2 du$

Ainsi, le produit de corrélation des champs électriques reçus par chaque couple d'antennes de base  $b$  conduit à une mesure de la visibilité pour la fréquence spatiale  $\frac{b}{\lambda}$ . Une mesure à deux antennes fournit donc une unique composante de fréquence spatiale de la source. La mesure de ce facteur de cohérence complexe à plusieurs fréquences spatiales (plusieurs couples d'antennes possédant différentes bases  $\vec{b}$ , voir la section traitant de la synthèse d'ouverture) permet ainsi la reconstruction de la distribution spatiale d'intensité de la source.

Il faut aussi noter ici que toute mesure de visibilité doit être corrigée de la fonction de transfert instrumentale des collecteurs (dont la diffraction), que l'on détermine expérimentale sur une source vraiment ponctuelle (en pratique : très lointaine), à la résolution atteinte par l'interféromètre.

### 6.1.3 La mesure des visibilité

Il est en général impossible de déplacer les télescopes dans les trois dimensions pour que la ligne de base se trouve dans le plan parallèle au plan de la source. En pratique on ramène virtuellement les télescopes dans ce plan en appliquant un délai temporel au signal de l'un des deux télescopes, compensant le retard géométrique du centre de la source. Comme la source se déplace dans le ciel la disposition de la ligne de base par rapport au plan de la source change avec le temps et le délai temporel doit être continuellement ajusté. La longueur déterminant la fréquence spatiale échantillonnée est alors la longueur de la ligne de base projetée sur le plan de la source. Hormis ce point commun, les techniques permettant d'obtenir la mesure de visibilité à partir du signal sont très différentes selon que la fréquence correspond au domaine radio ou visible.

Le champ électrique est directement mesuré au foyer de chaque télescope. Il est transformé en signal électronique transporté par câble, ou transmis par ondes radio ou encore fibre optique. Dans le cas des très grandes lignes de base (VLBI) à l'échelle continentale ou intercontinentale le signal de chaque télescope est enregistré séparément sur un support (bande magnétique par exemple).

En général le signal est converti vers une fréquence plus basse à l'aide d'un mélangeur. Dans ce composant le signal est mélangé à une onde de fréquence  $\nu_{LO}$  générée par un oscillateur local. Le signal qui en ressort a une fréquence égale à  $\nu - \nu_{LO}$  ou  $\nu + \nu_{LO}$ . Cette conversion permet d'effectuer les opérations électroniques (amplification, filtrage, délais, etc...) toujours à la même fréquence, alors que la fréquence

d'observation peut varier.

Dans le domaine millimétrique ces opérations ne pourraient de toute façon pas se faire à la fréquence du signal pour laquelle les composants électroniques ne sont pas conçus. Aussi, dans ce domaine de fréquence la conversion doit se faire en même temps que la réception. On parle de réception hétérodyne (cf. Guillo-  
teau 2000, et §4.1.2). Le délai temporel est appliqué soit en ralongeant simplement l'un des câbles, soit numériquement.

Les valeurs de visibilité sont obtenues directement à l'aide d'un corrélateur qui effectue numériquement le produit moyenné des deux signaux pour un déphasage relatif nul, et pour un déphasage de  $\pi/2$ . Le corrélateur permet en général d'obtenir aussi la TF du produit moyenné en fonction du délai, ce qui correspond à un spectre. La tension de sortie du corrélateur (multiplicateur et intégrateur)  $r(t) = \langle v_1 \cos(2\pi\nu(t - \tau)) \cdot v_2 \cos(2\pi\nu t) \rangle = v_1 v_2 \cos(2\pi\nu\tau)$  est proportionnelle à la puissance de l'onde incidente, mais dépend aussi de sa phase. Le délai géométrique  $\tau$  module les franges d'interférence et varie avec la rotation de la Terre : il faut donc compenser fréquemment le délai géométrique  $\tau$  en introduisant un déphaseur dans le corrélateur. Néanmoins, après l'arrêt des franges on ne peut plus mesurer séparément l'amplitude et la phase du signal. Pour pallier à ce problème, un deuxième corrélateur déphasé de  $\pi/2$  est utilisé : l'ensemble des deux corrélateurs est appelé corrélateur complexe. Un des avantages principaux de cette technique est la séparation des bandes LSB et USB. De plus, il devient alors possible de mesurer très précisément la gain de l'image.

#### 6.1.4 La synthèse d'ouverture

Si la fonction de visibilité était connue dans tout le plan  $(u, v)$ , alors on pourrait reconstruire complètement l'image de la source. Or, ce n'est pas le cas. Pour chaque paire d'ouverture, on effectue une mesure de visibilité. C'est-à-dire que pour chaque mesure d'une paire d'antenne, on échantillonne la fonction de visibilité en 2 points du plan  $uv$  : en  $(u, v)$  et en  $(-u, -v)$ . Pour un ensemble de positions de télescopes, le plan  $(u, v)$  est donc échantillonné en un nombre fini de points, dont les coordonnées sont définies par les positions respectives des antennes (lignes de base).

La synthèse d'ouverture consiste à étendre l'échantillonnage du plan de Fourier, en utilisant un grand nombre  $N_A$  d'antennes, ce qui permet d'obtenir  $\frac{N_A(N_A-1)}{2}$  lignes de base, qui mesurent chacune une visibilité à chaque instant : plus le nombre d'antennes utilisé est grand, meilleure est la précision sur l'estimation des visibilités permettant de reconstruire l'image.

Ensuite, avec un nombre  $N_A$  fixé d'antennes, il faut tenter d'obtenir un maximum d'échantillons dans le plan  $(u, v)$ , c'est à dire un maximum de couple d'antennes possédant des lignes de base différentes.

Une première manière de faire cela consiste à avoir recours à la synthèse multi-configuration : pour obtenir des lignes de base supplémentaires il suffit en effet de déplacer les télescopes. On effectue une observation, puis toutes ou une partie des antennes sont déplacées, on effectue une nouvelle observation et ainsi de suite... Les échantillons obtenus par chaque observation sont ensuite rassemblés en un seul jeu d'échantillons dont la couverture du plan  $(u, v)$  est meilleure que les couvertures individuelles (voir Figure 6.3).

Deuxièmement, Dame Nature nous donne un coup de pouce via la rotation de la Terre. En effet, la rotation de la terre implique un mouvement de rotation des lignes de base projetées dans le plan de la source, et donc une modification des visibilités projetées dans le plan  $(u, v)$ . Ceci permet à chaque paire d'antennes d'effectuer des mesures, non pas en un seul point du plan  $(u, v)$ , mais le long d'un arc d'ellipse (voir Figure 6.3). L'arc produit dépend de l'orientation de la ligne de base, de la latitude du lieu où se

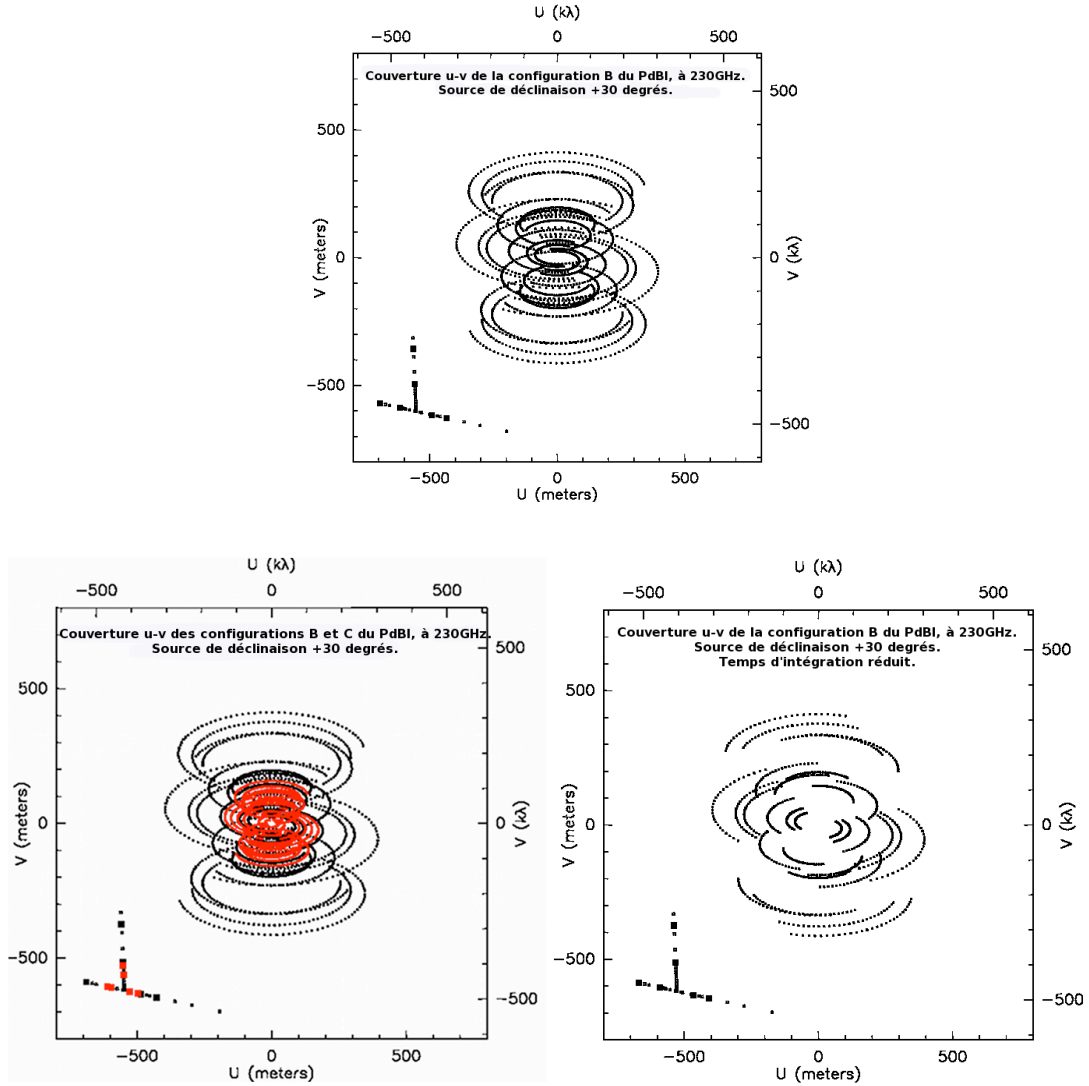


FIGURE 6.3 – Synthèse d’ouverture et conséquences sur la couverture du plan  $(u, v)$ . En haut : couverture u-v obtenue avec la configuration B du Plateau de Bure (PdBI), à une fréquence d’observation de 230 GHz, et pour une source de déclinaison  $+30^\circ$ . Cette couverture est obtenue pour une intégration tout au long du transit de la source, pour des élévations supérieures à  $25^\circ$ . En bas, à gauche : couverture du plan  $(u, v)$  obtenue si la même source est observée, mais cette fois avec deux configurations différentes (B et C) du PdBI. On remarque que la couverture u-v est améliorée par l’ajout des observations en configuration C, notamment aux petites valeurs de  $(u, v)$ , c’est à dire que l’on pourra mieux restorer la structure de la source aux grandes échelles spatiales. En bas, à droite : influence du temps d’intégration sur la couverture u-v, via le phénomène de super-synthèse. Si l’on observe la source durant une partie de son transit uniquement, les arcs d’ellipse générés par la rotation de la Terre sont réduits (par rapport à la couverture obtenue dans le panneau supérieur), et la couverture u-v est amoindrie.

trouve l'interféromètre et de la position de la source dans le ciel. Le plan  $(u, v)$  se remplit ainsi au fur et à mesure que l'on suit la source dans le ciel, afin d'obtenir l'information la plus complète possible. C'est ce que l'on appelle la super-synthèse.

En mesurant la TF du signal mesuré, on peut obtenir la distribution de brillance sur le plan du ciel, en bénéficiant de la résolution spatiale qu'offrirait une antenne unique dont la dimension serait égale à l'espacement entre les deux antennes les plus éloignées du réseau  $b_{max}$ .

Ainsi, si le plan  $(u, v)$  était parfaitement échantillonné, l'image pourrait être de même qualité que celle obtenue avec un télescope unique d'ouverture  $b_{max}$ . Néanmoins, ce n'est jamais le cas, et reconstruire l'image de la source à partir des informations parcellaires fournies par l'échantillonnage limité d'un interféromètre n'est pas toujours chose aisée. La section suivante présente un aperçu des problèmes rencontrés, et techniques utilisées.

### 6.1.5 La reconstruction des images

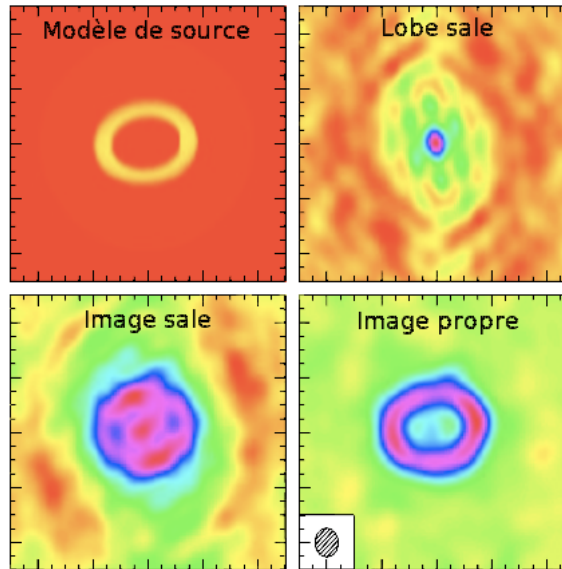


FIGURE 6.4 – Exemple de la chaîne de traitement de l'image : modèle de source observé avec le PdBI, puis lobe et image sales avant déconvolution, et image propre obtenue après déconvolution et nettoyage de l'image. (Crédit J.Pety, IRAM)

#### – Espacements courts

La taille des antennes constituant l'interféromètre limite l'échantillonnage du plan  $(u, v)$ . En effet, il n'est pas possible d'avoir des lignes de bases plus courtes que la taille du diamètre d'une antenne unique. Les basses fréquences spatiales ( $b/\lambda$ ) ne peuvent donc pas être observées lorsque l'on fait de l'imagerie à l'aide d'un interféromètre. Dans le plan conjugué de Fourier, cela correspond à l'aspect de la source, à l'échelle du champ de vue. Toute structure étendue de la taille du lobe primaire ne peut donc pas être imagée : on dit que l'interféromètre filtre les grandes échelles spatiales. Cet aspect est très important notamment lorsqu'on observe des sources étendues, et il est important de se rappeler de cela lorsque l'on compare les flux détectés avec une antenne unique (le télescope de 30-m par exemple) avec les flux mesurés dans l'image construite avec un interféromètre. C'est notamment

pour cela que les deux instruments de l'IRAM (téléscope de 30-m et interféromètre du Plateau de Bure) ont été construits de manière à ce que l'antenne unique de 30-m puisse fournir les informations de ces espacements courts (30 mètres (antenne unique) = 2 fois 15 mètres (antennes du PdBI)).

#### – Pondération

Notons les coordonnées  $(u, v)$  du vecteur  $\vec{B}/\lambda$ ,  $(l, m)$  les coordonnées dans l'espace de Fourier associé du vecteur  $\vec{s}$ , et  $A(\vec{s})$  la surface collectrice du télescope. En effectuant une transformation de Fourier inverse de

$$V = |V|e^{i\Phi_V} = \iint_{\text{ciel}} A(l, m) I(l, m) \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda}(b_1 l + b_2 m)\right) dl dm, \quad (6.5)$$

on obtient :

$$I'(x, y) = I(x, y) \cdot A(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v) e^{2i\pi(ux+vy)} du dv \quad (6.6)$$

Ainsi, si la fonction de visibilité  $V(u, v)$  était connue dans tout le plan  $(u, v)$ , alors on pourrait reconstruire complètement l'image de la source.

Or, ce n'est pas le cas car, comme nous l'avons montré précédemment, l'échantillonnage des visibilitées dans le plan  $(u, v)$  est incomplet. Le problème consiste donc à reconstruire une image à partir d'un échantillonnage fini de la fonction de visibilité. On passe donc de l'expression 6.6 à :

$$I(x, y) = \sum_k g(u_k, v_k) V(u_k, v_k) e^{2i\pi(u_k x + v_k y)} du dv$$

avec  $g(u_k, v_k)$  une fonction de poids. Elle permet de pondérer chacune des visibilitées mesurées.

Différents types de pondération peuvent être utilisés.

La pondération "Naturelle" : chaque mesure est affectée par un poids inversement proportionnel au carré de son bruit. Le bruit est évalué à partir de la température système, de la résolution spectrale et du temps d'observation pour un lobe synthétisé donné. C'est la méthode qui minimise l'erreur sur l'estimation du flux pour une source ponctuelle. La pondération "Uniforme" : elle a tendance à donner plus de poids aux longues lignes de base, par conséquent, elle améliore la résolution spatiale, mais elle augmente les lobes secondaires, ce qui rajoute du bruit dans l'image. La pondération "Robuste" est un compromis des pondérations 'naturelle' et 'uniforme'. Enfin la pondération apodisante a pour conséquence de diminuer les lobes secondaires, ce qui diminue le bruit, mais dégrade par là-même la résolution spatiale.

#### – Image sale

Dans un premier temps, il s'agit de construire une image dite 'sale' de la source observée à partir des données. Le temps de calcul nécessaire pour effectuer la transformée de Fourier inverse de l'expression 6.4 présentée ci-avant, est en pratique trop long. La première étape consiste donc à effectuer une transformée de Fourier rapide (FFT) d'une grille sur une autre grille : les données (dans le plan  $uv$ ) sont interpolées sur la grille, c'est le "gridding", puis l'algorithme de FFT permet d'obtenir l'image sale :

$$FFT[\text{grille des données}] = I_s = D \otimes (A \times I)$$

on obtient alors l'image de la brillance de surface  $I$  multipliée par le lobe primaire de l'interféromètre  $A$ , et convoluée par ce que l'on appelle le lobe sale  $D$ . Ce dernier est la réponse impulsionnelle de l'image sale. Il est défini comme la transformée de Fourier de la fonction d'échantillonnage dans le plan

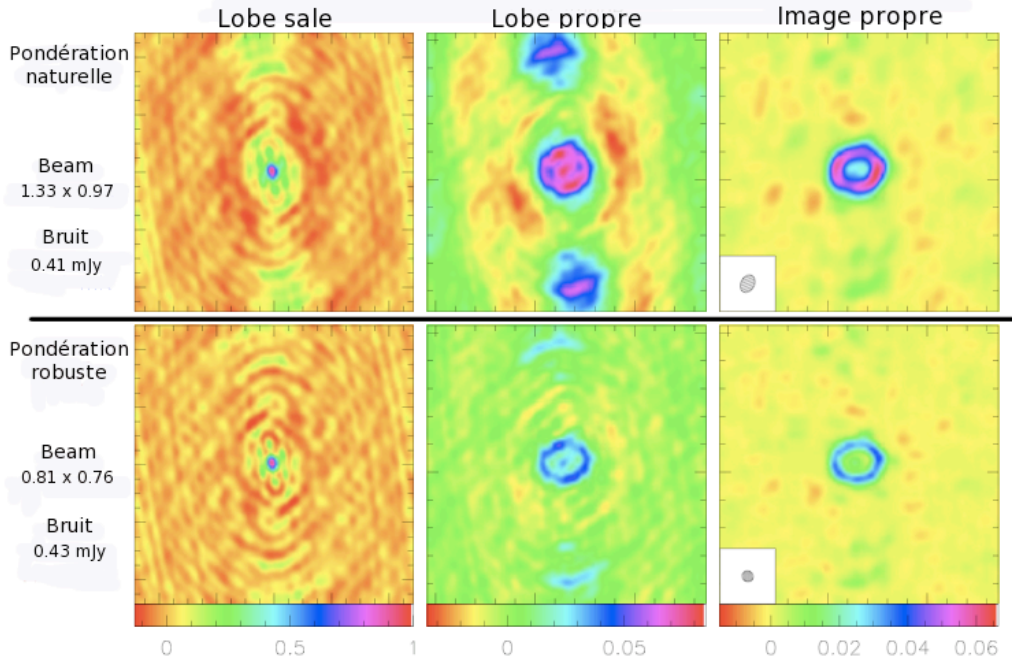


FIGURE 6.5 – Influence de la pondération des visibilitées : image reconstruite avec une pondération naturelle (en haut, faible bruit et résolution spatiale typique), et image reconstruite en utilisant une pondération robuste (en bas, bruit plus important mais meilleure résolution spatiale). L'image modèle est celle présentée en Figure 6.1.5 (anneau). Crédit : J. Pety, IRAM.

$(u, v)$  et ne dépend donc que de la distribution spatiale des antennes et des poids que l'on affecte à chaque mesure dans le plan  $(u, v)$ .

#### – Déconvolution et obtention d'une image propre

L'image sale est ensuite nettoyée par un algorithme de déconvolution qui permet d'obtenir une image dite propre. Il existe plusieurs méthodes pour effectuer cela, parmi lesquelles, les plus utilisées sont les méthodes CLEAN (Hogbom, 1974) et MEM (méthode de maximum d'entropie) (Narayan, 1986). La méthode que nous avons utilisée dans les observations présentées dans ce manuscrit, incluse dans le logiciel de réduction et d'analyse des données *GILDAS* de l'IRAM, est la méthode CLEAN. Il existe plusieurs variantes de cette méthode, implémentées dans *GILDAS* (Hogbom, Clark, SDI, MRC, Multiscale method).

La méthode CLEAN consiste à déconvoluer l'image sale en faisant l'hypothèse que la source est une juxtaposition d'un nombre fini de sources ponctuelles. Le problème est donc d'ajuster et de soustraire un nombre fini de lobes sales (transformée de Fourier de la couverture spatiale du plan  $(u, v)$  pendant la configuration observationnelle). Une fois que l'image est nettoyée, on convolue chaque composante soustraite par ce que l'on appelle le lobe propre, qui est en général une gaussienne de la taille du lobe synthétisé.

### 6.1.6 L'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM

Le deuxième observatoire de l'IRAM est l'interféromètre du Plateau de Bure (Figure 6.6), un instrument de pointe. Celui-ci est localisé, comme son nom l'indique, sur le plateau de Bure à 2552 m d'altitude, dans

le massif du Dévoluy (Hautes-Alpes) dans les Alpes françaises.

L'interféromètre est composé de 6 antennes de 15 mètres de diamètre, chacune d'elles étant équipée de récepteurs de haute sensibilité. Deux longs rails, placés sur des axes nord-sud et est-ouest permettent de changer la disposition des antennes sur une distance maximale de 760 mètres le long de l'axe est-ouest (368 mètres le long de l'axe nord-sud). Il existe donc plusieurs configurations possibles pour les antennes. Les configurations les plus étendues sont adaptées aux études à très haute résolution de sources compactes et fortes, tandis que les configurations les plus compactes sont plus aptes à restorer l'émission des sources plus étendues.

Chaque antenne est dotée de plusieurs récepteurs fonctionnant aux longueurs d'onde de  $\sim 3$  mm (80 à 115 GHz), à  $\sim 2$  mm (de 129 à 168 GHz) et  $\sim 1.3$  mm (de 210 à 250 GHz). Les récepteurs à 2 mm ont été installés au cours de l'hiver 2007, et les récepteurs à 1.3 et 3 mm ont été remplacés en 2006 afin de permettre une meilleure sensibilité.



FIGURE 6.6 – Interféromètre du Plateau de Bure, en configuration compacte.

La combinaison de ces nouveaux récepteurs aux caractéristiques du réseau d'antennes du PdBI en font l'interféromètre millimétrique présentant le meilleur rapport sensibilité – résolution à ce jour, dans le monde. Ce sont notamment ces caractéristiques qui nous ont poussé à utiliser le PdBI pour mener notre étude visant à déterminer la multiplicité protostellaire au sein des objets de Classe 0. En effet, si l'on prend comme référence les échelles et rapports de masses typiques des systèmes multiples plus évolués de Classe I, on estime que pour sonder efficacement l'environnement des proto-étoiles sélectionnées, seul le plateau de Bure est susceptible de répondre à nos critères en des temps d'observation raisonnables dans le continuum millimétrique.

## 6.2 Observations à très haute résolution angulaire

### 6.2.1 Sélection de l'échantillon de proto-étoiles de Classe 0

Pour sélectionner l'échantillon de proto-étoiles de Classe 0 à observer dans ce projet pilote, nous avons considéré plusieurs critères.

Nous avons tout d'abord privilégié le facteur résolution pour ces premières observations. Nous avons tout d'abord investigué les séparations typiques des systèmes multiples observés aux stades plus évolués (proto-étoiles de Classe I, et YSOs de Classe II) et l'on a supposé en première approximation que la

séparation ne varie pas au cours de l'évolution protostellaire. En faisant ce travail, on se rend compte qu'il faudrait sonder l'environnement des objets de Classe 0 aux échelles  $a \sim 50\text{-}100$  UA pour être capable de détecter une majorité confortable ( $\geq 60\%$ ) des compagnons protostellaires hypothétiques au stade Classe 0. Ainsi, la résolution typique atteinte par le Plateau de Bure lors d'observations à  $\sim 1$  mm en configuration A (configuration la plus étendue proposée) étant de l'ordre de  $\sim 0.4''$ , cette contrainte sur la séparation  $a$  des systèmes multiples attendus induit une limite en termes de distance des sources à sélectionner  $d \leq 300$  pc. Parmi la cinquantaine de proto-étoiles de Classe 0 connues à l'heure actuelle (André et al. 2000; Froebrich 2005), seule une quinzaine d'entre elles sont suffisamment proches pour pouvoir être étudiées à des échelles  $a \sim 50\text{-}100$  UA.

Pour affiner cette première sélection, il faut aussi considérer l'influence de la position de la source dans le ciel sur la taille du lobe effectivement produit par des observations à la latitude du Plateau de Bure. Pour quantifier exactement ce facteur, nous avons utilisé une simulation hydrodynamique de Fromang et al. (2006) présentée dans à gauche de la Figure 6.7.

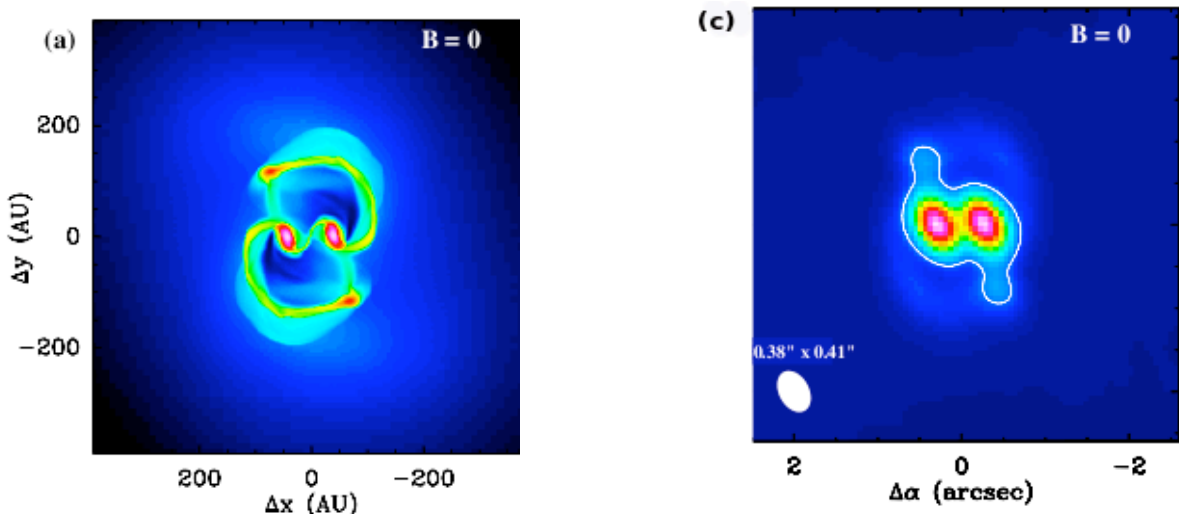


FIGURE 6.7 – À gauche : Simulation numérique hydrodynamique utilisée pour sélectionner nos sources : carte de densité de colonne montrant un système protostellaire composé de quatre composantes distinctes s'étant formé dans la partie centrale du coeur en effondrement, avec des séparations typiques de l'ordre de  $\sim 80$  UA. À droite : Image synthétique du continuum millimétrique résultant de la simulation d'observations (avec le PdBI en configuration A) du modèle présenté à gauche, si ce système est placé à une distance de 200 pc, et dans la direction du nuage moléculaire du Taureau.

Cette simulation représente la colonne densité produite par une simulation hydrodynamique d'effondrement et fragmentation d'un coeur pré-stellaire, tel qu'observé  $\sim 10^4$  ans après le début de l'effondrement. On voit qu'un système protostellaire composé de quatre composantes distinctes s'est formé dans la partie centrale du coeur en effondrement, avec des séparations typiques de l'ordre de  $\sim 80$  UA. Ainsi, cette simulation reproduit de manière satisfaisante les caractéristiques typiques des systèmes multiples observés au stade Classe I.

Nous avons donc utilisé cette carte de densité de colonne pour produire une carte d'intensité, que nous avons ensuite placée à la distance et aux coordonnées de la source considérée, puis finalement convoluée avec la couverture u-v produite par des observations à  $\sim 1$  mm avec le PdBI en configuration A.



Tout d'abord, nous avons modifié et utilisé une routine IDL, qui nous a permis de créer un fichier .gdf (format de fichier utilisé par *GILDAS*) à partir des fichiers ASCII issus des simulations hydrodynamiques. Pour cela, nous avons supputé une température des poussières  $T_d = 10$  K et une émissivité des poussières à 1.3 mm  $\kappa_{1.3mm} = 0.01 \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$ , et le fichier .gdf crée contient donc une carte de l'intensité présumée dans le continuum millimétrique des poussières en Jy/beam.

Nous avons ensuite édité l'en-tête de ce fichier gdf afin de placer la carte d'intensité simulée à la distance et aux coordonnées de la source.

Enfin, grâce à une procédure écrite pour être exécutée dans le software *ASTRO*, et faisant usage de la commande *uv\_tracks*, nous avons créé une couverture u-v modèle correspondant à la couverture u-v attendue avec la configuration A du PdBI, à 1.3 mm, si l'on observe aux coordonnées de la source candidate. Finalement, nous avons appliqué une transformée de Fourier à la carte d'intensité simulée (en Jy/beam) avec la couverture u-v simulée, grâce à l'utilisation du logiciel *MAPPING* (part de *GILDAS* dédiée à la réduction et l'analyse des données interférométriques). Nous obtenons alors une table u-v (au format .uvt) contenant une observation simulée du continuum millimétrique issu du système présenté dans la Figure 6.7, avec le PdBI en configuration A.

En appliquant ensuite une transformée de Fourier inverse à cette table u-v dans *MAPPING*, nous pouvons alors vérifier si des observations menées avec la configuration A du PdBI sont susceptibles de séparer les diverses composantes du système formé par la simulation hydrodynamique.

Le panneau droit de la Figure 6.7 montre le résultat d'un tel travail, pour une source située à  $\sim 200$  pc et positionnée dans la direction de la région de formation d'étoiles du Taureau. On se rend compte que, dans ce cas, un système multiple formé dans une enveloppe de Classe 0, s'il présente les caractéristiques de séparation des systèmes observés au stade Classe I et formés par des simulations hydrodynamiques, devrait être séparé par des observations interférométriques avec la configuration A du PdBI, dans le continuum des poussières à 1 mm.

Nous avons fait ce travail pour la quinzaine de sources situées à moins de 300 pc, et observables par le PdBI (déclinaison supérieure à  $\sim -5^\circ$ ), afin de déterminer les sources les plus favorables, tant par leur distance que par leur position dans le ciel, à des observations PdBI visant à sonder les petites échelles ( $\leq 100$  UA) circumstellaires. Ce travail nous a mené à un premier échantillon de 10 sources observables avec des résultats, en terme de résolution, satisfaisants pour notre but scientifique.

Parmi ces sources, nous avons sélectionné 7 sources appartenant à différents environnements de formation stellaire, et possédant des masses d'enveloppe et des luminosités bolométriques variées :  $0.1L_\odot \leq L_{bol} \leq 10L_\odot$  et  $0.5 \leq M_{env} \leq 4M_\odot$ , ceci afin d'échantillonner au mieux les différentes propriétés des proto-étoiles de Classe 0, tout en demandant un temps de télescope raisonnable. Ces 7 sources avaient de plus le bon goût de pouvoir être en partie observées au cours de sessions d'observation (track) communes, i.e. elles étaient suffisamment proches les unes des autres dans le ciel pour partager les mêmes sources de calibration. Allant dans ce sens, la très grande sensibilité obtenue à  $\sim 1.3$  mm avec le Plateau de Bure permet également de partager des tracks sur des sources relativement faibles, tout en obtenant des bruits quadratiques moyens suffisamment faibles pour assurer la détection de possibles compagnons ayant des masses bien inférieures à la masse de la primaire.

Nous avons donc sélectionné 3 sources du Taureau, 3 sources de Persée et une source isolée (GF9-2), que nous pensions observer en 4 tracks. Néanmoins, le comité d'allocation des programmes de l'IRAM nous a alloué deux tracks uniquement pour observer notre programme, et nous avons donc réduit notre échantillon à 5 sources (voir Table 6.1).

TABLE 6.1 – Echantillon de proto-étoiles de Classe 0 sélectionnées

Source	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	SFR	Distance (pc)	$M_{\text{env}}$ ( $M_{\odot}$ )	$L_{\text{bol}}$ ( $L_{\odot}$ )	Ref.
			(1)	(2)			(3)
L1448-C	03 :25 :38.87	+30 :44 :05.4	Persée	250	1.6	5	(a)
NGC 1333-IRS2A	03 :28 :55.58	+31 :14 :37.1	Persée	250	1.7	10	(b)
IRAM 04191	04 :21 :56.91	+15 :29 :46.1	Taureau	140	0.5 – 1.5	0.1	(c)
L1527	04 :39 :53.90	+26 :03 :10.0	Taureau	140	0.8 – 1.7	1.6	(a), (d)
L1521-F	04 :28 :38.99	+26 :51 :35.6	Taureau	140	0.7 – 4	0.1	(e), (f)

(1) Région de formation stellaire (SFR) associée à la proto-étoile

(2) Des estimations récentes donnent une distance variant entre 220 et 350 pc, pour le nuage moléculaire de Persée. Tout au long de notre étude, nous considérons que Persée est situé à 220 pc (Enoch et al. 2006).

(3) Références pour  $M_{\text{env}}$  et  $L_{\text{bol}}$  : (a) Motte & André (2001), (b) Jørgensen et al. (2007a), (c) André et al. (1999), (d) Ohashi et al. (1997), (e) Bourke et al. (2006), (f) Crapsi et al. (2004).

## 6.2.2 Propriétés des proto-étoiles de notre échantillon

### • L1448-C

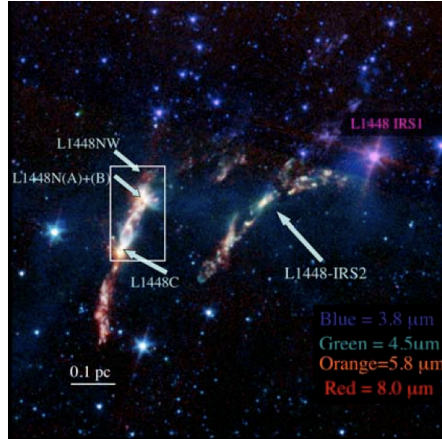


FIGURE 6.8 – Image couleur composite IRAC de la région de formation stellaire L1448, dans la constellation de Persée. Le champ représenté ici fait  $11' \times 11'$  (image produite par le R. Hurt du Spitzer Science Center).

L1448-C est une proto-étoile de faible masse, enfouie dans le complexe moléculaire de Persée<sup>2</sup>. L1448-C fait partie d'un complexe de formation stellaire, dans lequel plusieurs objets jeunes sont actuelle-

2. Persée est une constellation de l'hémisphère nord, relativement grande, et qui possède plusieurs étoiles brillantes, dont l'étoile variable Algol. Cette constellation a été répertoriée par Aratus de Soles, puis par Ptolémée dans son *Almageste* au Ier siècle. Elle est censée représenter Persée, fils de Zeus et de Danaé, qui accomplit l'exploit de tuer la Méduse, et chevaucha Pégase pour aller délivrer Andromède enchaînée sur son rocher. La Méduse est donc présente dans la constellation de Persée sous la forme de l'étoile Algol, aussi appelée Gorgona ou étoile du démon, et Andromède est placée près de son sauveur dans le ciel.

ment en cours de formation : la Figure 6.8 présente une vue infrarouge de cette région et les objets stellaires jeunes qui y résident. La région de L1448 comporte quatre ou cinq (le stade évolutif de L1448-NW reste encore mal déterminé) objets de Classe 0 : L1448-C, L1448-N(A), L1448-N(B), et L1448-IRS2, et au moins un objet de Classe I (L1448-IRS1). Un des traits remarquables de l'image IRAC présentée en Figure 6.8 est la détection des cavités de flots issus des objets jeunes, sous la forme de lumière diffuse. On notera notamment le flot bipolaire localisé de part et d'autre de L1448-C, qui s'étend jusqu'à L1448-N.

L1448-C a été détectée pour la première fois via son émission dans le continuum radio à 2 cm (Curiel et al. 1990), puis dans l'émission du continuum millimétrique (Bachiller et al. 1991a). Comme indiqué dans la Figure 6.8, L1448-C est à l'origine d'un jet bipolaire très puissant et collimaté détecté notamment par les observations interférométriques en CO et SiO (Guilloteau et al. 1992; Bachiller et al. 1995). Ce jet moléculaire est accompagné d'un flot bipolaire, et est connu pour comporter des composantes très hautes vitesses ( $\pm 70 \text{ km.s}^{-1}$  – Bachiller et al. 1990, 1995).

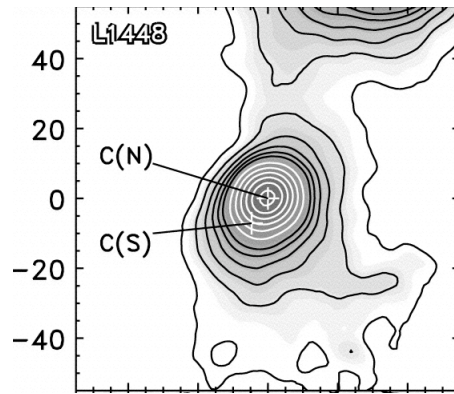


FIGURE 6.9 – L1448-C : carte de l'émission continuum submillimétrique à  $850\mu\text{m}$  obtenue avec SCUBA sur le JCMT (Shirley et al. 2000). Les deux flèches indiquent les positions des deux sources *Spitzer* détectées par Jørgensen et al. (2006)

Des observations *Spitzer* récentes ont poussé Jørgensen et al. (2007a) à supposer que L1448-C puisse être en fait un système binaire. En effet, les observations MIPS et IRAC de la région de L1448 ont révélé la présence d'une source infrarouge  $\sim 7''$  au sud de L1448-C (voir Figure 7.7. En l'absence de diagnostics à d'autres fréquences, Jørgensen et al. (2007a) nomment cette source secondaire L1448-CS (par opposition à la source primaire L1448-CN, voir Figure 6.9) et supposent que cette source secondaire est de nature protostellaire. Une discussion de la nature de cette source est présentée dans la section §7.3.1.

Néanmoins, cette source infrarouge secondaire est alignée avec l'axe du jet de L1448-C, et nous pensons donc que la nature de cette source reste à élucider. Cette question est abordée plus avant dans notre étude, à la lumière de nos observations dans le continuum millimétrique et d'une analyse multi longueur d'ondes.

#### • NGC 1333-IRAS2A

NGC 1333-IRAS2A est une proto-étoile de Classe 0 du complexe moléculaire de Persée. Cet objet a été détecté pour la première fois par les observations IRAS de Jennings et al. (1987) de la nébuleuse NGC 1333, puis dans le continuum submillimétrique à  $450\mu\text{m}$  et  $850\mu\text{m}$  (Liseau et al. 1988; Sandell et al. 1994). En 1999, NGC 1333-IRAS2A a aussi été détectée aux longueurs d'onde centimétriques (Rodríguez et al. 1999). Cette proto-étoile fait partie d'un système multiple : ses compagnons, NGC 1333-IRAS2B et NGC 1333-IRAS2C sont situés à  $\sim 30''$  de NGC 1333-IRAS2A.

Les cartes en émission CO de la région de cette proto-étoile montrent deux flots protostellaires bipolaires

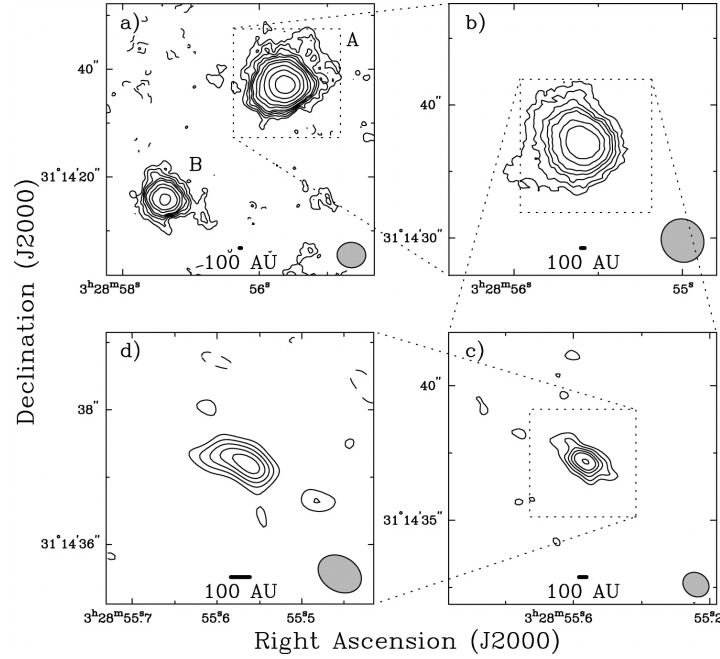


FIGURE 6.10 – Cartes de l'émission de NGC 1333-IRAS2A dans le continuum millimétrique à 2.7 mm (Looney et al. 2000). Ces cartes ont été obtenues avec l'interféromètre BIMA, dans plusieurs configurations, permettant plusieurs résolutions. Dans le panneau (a) : les contours sont des niveaux de  $(-4 -3 -2 2 3 4 5 6 8 10 14.14 20 28.28 40 56.56) \times$  le rms de 1.3 mJy/beam. Pour les panneaux (b) à (d), les contours montrent les niveaux  $(-4 -3 -2 2 3 4 5 6 8 10 14.14 20 28.28) \times$  le bruit rms de 2.7 mJy/beam. (a)  $\sigma = 1.3$  mJy/beam ; beam de  $5.4'' \times 4.7''$  P.A. = 86deg. (b)  $\sigma = 1.2$  mJy/beam ; beam de  $3.36'' \times 3.16''$  P.A. = 45deg. (c)  $\sigma = 1.7$  mJy/beam ; beam de  $1.02'' \times 0.87''$  P.A. = 57deg. (d)  $\sigma = 2.7$  mJy/beam ; beam de  $0.69'' \times 0.52''$  P.A. = 60deg.

trouvant leur origine aux alentours immédiats de NGC 1333-IRAS2A : le premier est dirigé selon la direction nord-sud, tandis que le second est dirigé dans la direction est-ouest (Knee & Sandell 2000). Ces deux flots protostellaires présentent des caractéristiques différentes, laissant penser que la source NGC 1333-IRAS2A pourrait être un système binaire non résolu.

En 2000, Looney et al. (2000) ont mené des observations interférométriques de la région (observations menée avec l'interféromètre BIMA à 2.7 mm, avec une résolution angulaire de  $\sim 0.6''$  et un bruit rms de  $\sim 2.7$  mJy/beam, voir Figure 6.10), puis en 2007 Jørgensen et al. (2007b) ont obtenu des observations dans le continuum millimétrique à 1.3 mm avec l'interféromètre du SMA (résolution angulaire de  $\sim 2.2''$  et bruit rms de  $\sim 3.3$  mJy/beam). Aucune de ces deux études n'a détecté de composantes secondaires autour de la source NGC 1333-IRAS2A, aux résolutions et sensibilité sondées.

#### • IRAM 04191

IRAM 04191 est une proto-étoile de Classe 0 de faible luminosité (voir Table 6.1) située dans la partie sud du nuage moléculaire du Taureau, et découverte par André et al. (1999) grâce à des observations dans le l'émission du continuum millimétrique à 1 mm avec l'antenne de 30-m de l'IRAM. Des observations complémentaires ont ensuite montré une émission associée dans le continuum centimétrique à 3.6 cm (détectée avec le VLA), ainsi que la présence d'un flot protostellaire bipolaire massif (détecté en CO avec

le 30-m de l'IRAM). Des observations dans l'émission de nombreuses raies moléculaires observables dans le domaine millimétrique (entre 1 mm et 3 mm) ont montré que IRAM 04191 possède une enveloppe en rotation et en effondrement global (Belloche et al. 2002).

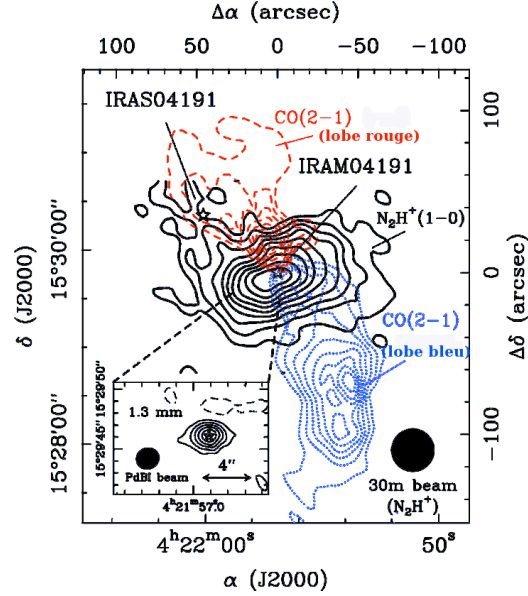


FIGURE 6.11 – Carte d'intensité intégrée  $N_2H^+(1-0)$  de l'enveloppe protostellaire de IRAM 04191, superposée à la carte  $^{12}CO(2-1)$  de André et al. (1999) montrant le flot bipolaire issu de la proto-étoile. Ces deux cartes ont été obtenues avec le 30-m de l'IRAM. L'insert dans le coin inférieur gauche montre la carte dans le continuum des poussières à 1.3 mm obtenue avec le PdBI en configuration B-C-D., qui montre la source compacte millimétrique au centre de l'enveloppe protostellaire. On remarque aussi que la position de la proto-étoile de Classe I IRAS 04191 est indiquée par une étoile dans la partie supérieure gauche de l'image.

#### • L1527

La proto-étoile L1527 (aussi dénommée IRAS 04368+2557) est située dans le nuage moléculaire du Taureau, à une distance de  $\sim 140$  pc. Cet objet est classifié entre les Classes 0 et I par André et al. (2000), et a été beaucoup étudié, aux longueurs d'onde allant de l'infrarouge au centimétrique (Ohashi et al. 1997; Chandler & Richer 2000; Motte & André 2001; Hartmann et al. 2005). En particulier, Loinard et al. (2002) ont utilisé le Very Large Array (VLA) pour observer L1527 à 7 mm, et montrent que la proto-étoile est composée de deux sources émettant dans le continuum à 7 mm, et séparées par  $\sim 25$  UA (voir Figure 6.12). La nature de cette composante secondaire est discutée dans la section § 7.5.1. Enfin, L1527 possède un important flot bipolaire, orienté dans la direction est-ouest (Terebey et al. 1989; Bontemps et al. 1996a)

#### • L1521-F

L1521-F est située dans le complexe moléculaire du Taureau, et était jusqu'à récemment classifiée comme un coeur pré-stellaire évolué mais ne contenant pas d'objet stellaire (Codella et al. 1997; Onishi et al. 1999b; Crapsi et al. 2004). En effet, les observations dans la raie moléculaire de  $HCO^+(3-2)$  montrent une très forte densité centrale ( $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , Onishi et al. (1999a)) ainsi que des profils d'effondrement prononcés, typiques d'un objet dans le stade le plus précoce d'effondrement gravitationnel.

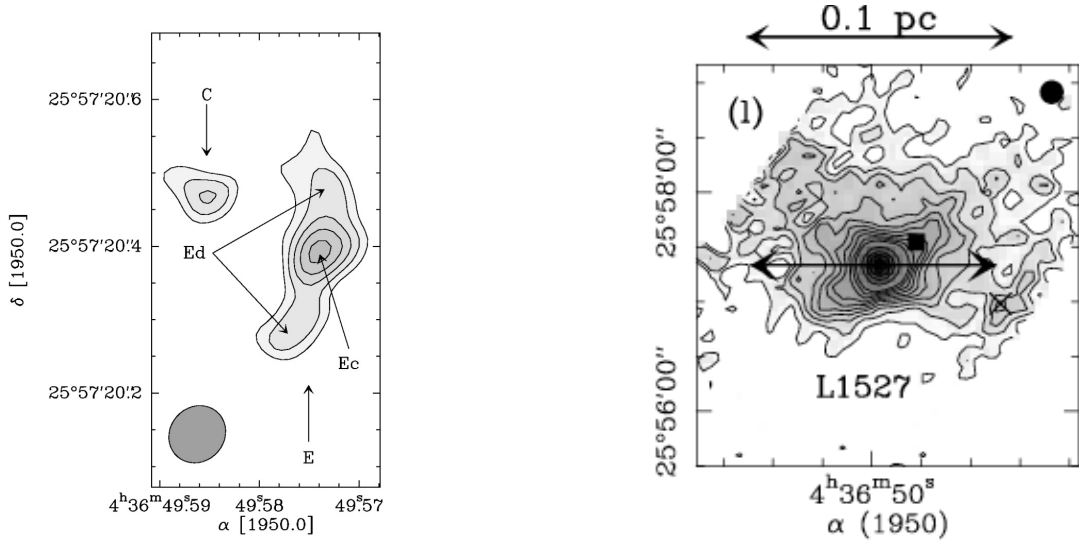


FIGURE 6.12 – L1527 : cartes du continuum à 7 mm et 1.3 mm. A gauche : image du continuum à 7 mm de L1527 (Loinard et al. 2002). Le premier contour est à 0.3 mJy/beam ( $\sim 3\sigma$ ), et le pas des contours est de 0.1 mJy/beam. Le lobe synthétisé est indiqué dans le coin inférieur gauche, et les deux composantes détectées sont indiquées par les lettres E et C. La nature la composante C est discutée dans la section § 7.5.1. A droite : carte du continuum à 1.3 mm, obtenue avec MAMBO au 30-m (Motte & André 2001). Le bruit quadratique moyen dans la carte vaut  $1\sigma \simeq 7$  mJy/beam, et les contours sont des niveaux à 25, 50, et 75 mJy/beam. L'axe du flot est marqué par une flèche au centre de l'image.

De plus, malgré la détection par *Spitzer* d'une nébuleuse bipolaire infrarouge (Bourke et al. 2006) diffuse et orientée dans la direction est-ouest autour de cet objet (qui suggère la présence d'une cavité), aucun signe de la présence d'un flot protostellaire n'a été détecté dans l'émission des raies moléculaires aux environs de L1521-F.

Néanmoins, des observations menées avec le télescope *Spitzer* ont permis de détecter une émission infrarouge aux longueurs d'onde  $\geq 5 \mu\text{m}$  (voir Figure 6.13), interprétée comme la présence d'une proto-étoile de faible luminosité, au sein du coeur dense de L1521-F (Bourke et al. 2006; Terebey et al. 2009). De plus, une étude récente de Shinnaga et al. (2009) indique la présence de gaz dense chaud à l'intérieur du coeur froid, traçant certainement le réchauffement interne dû à la formation d'un coeur protostellaire au sein du coeur dense. L1521-F est donc finalement très susceptible d'être un objet en train d'entrer dans la phase Classe 0.

### 6.2.3 Observations

Nous avons observé ces cinq sources dans l'émission continuum à 1.3 mm, et simultanément dans les deux transitions de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  et  $\text{N}_2\text{D}^+(3-2)$ . En effet, nous avons utilisé 6 unités du corrélateur avec une largeur de bande de 320 MHz pour observer le continuum autour de 230 GHz, et nous avons utilisé les deux unités restantes du corrélateur pour observer les deux transitions moléculaires citées ci-dessus. Pour observer la transition de  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , nous avons utilisé une largeur de bande de 160 MHz qui nous permet d'obtenir des spectres de  $^{12}\text{CO}$  sur une largeur de  $\sim 200$  km/s, car nous espérons voir des "bulles" à très haute vitesse (EHV bullets en anglais, voir Bachiller et al. (1990)) dans les jets des proto-étoiles sélectionnées. La Figure 6.14 représente cette configuration spectrale.



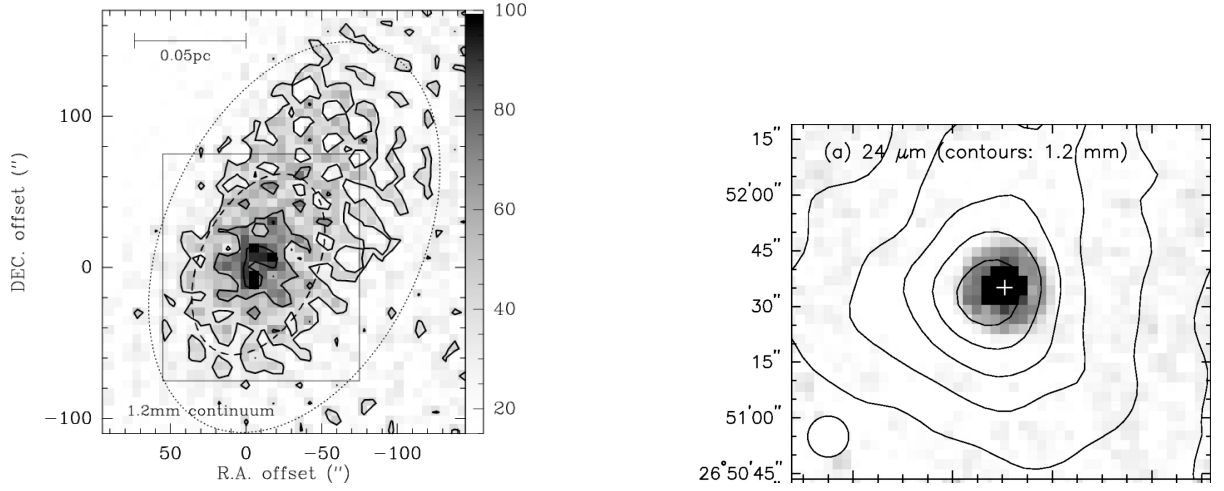


FIGURE 6.13 – L1521-F dans le continuum millimétrique et en infrarouge moyen. A gauche : carte de l'émission du continuum à 1.2 mm obtenue avec MAMBO sur le 30-m. Les contours sont les niveaux de 30, 55 et 80 mJy/beam (Crapsi et al. 2004). A droite : l'image est la carte à  $24\mu\text{m}$  obtenue avec MIPS sur le télescope *Spitzer* (Bourke et al. 2006), et les contours représentent l'émission du continuum à 1.2 mm de Crapsi et al. (2004).

Pour une utilisation optimale des deux tracks allouées pour nos observations, nous avons partagé chaque track entre 2 sources du Taureau et une source de Persée. Plus précisément, en nous basant sur l'intensité attendue pour chaque source dans le lobe du PdBI en configuration A, nous avons choisi la répartition suivante des sources :

- pour la première track : 6/9 du temps sur IRAM 04191, 2/9 du temps sur NGC 1333-IRAS2A et 1/9 du temps sur L1527.
- pour la seconde track : 6/9 du temps sur L1521-F, 2/9 du temps sur L1448-C, et 1/9 du temps sur L1527.

Notre projet a été observé les 9, 11 et 15 février 2008 avec la configuration A du PdBI, car les données obtenues le 11 février n'étaient pas d'assez bonne qualité (mauvaise détermination de la phase due à un changement brutal de météo) pour pouvoir être utilisées sereinement.

Dans un souci de commodité, dans la suite de cette partie j'appellerai RA68 l'ensemble des données obtenues le 9 février, et RB68 celles obtenues le 15 février 2008.

### 6.3 Réduction des données avec *CLIC* et *MAPPING*

En Juin 2008, je suis allée passer une semaine dans les locaux de l'IRAM à Grenoble pour réduire les observations de ces 5 proto-étoiles avec l'aide de Roberto Neri (correspondant IRAM associé à notre projet). Cette section présente les processus de réduction appliqués à nos données<sup>3</sup>.

3. *CLIC* et *MAPPING* sont deux applications faisant partie du logiciel *GILDAS*, développé par l'IRAM et déjà évoqué dans ce manuscrit, notamment au Chapitre 4.

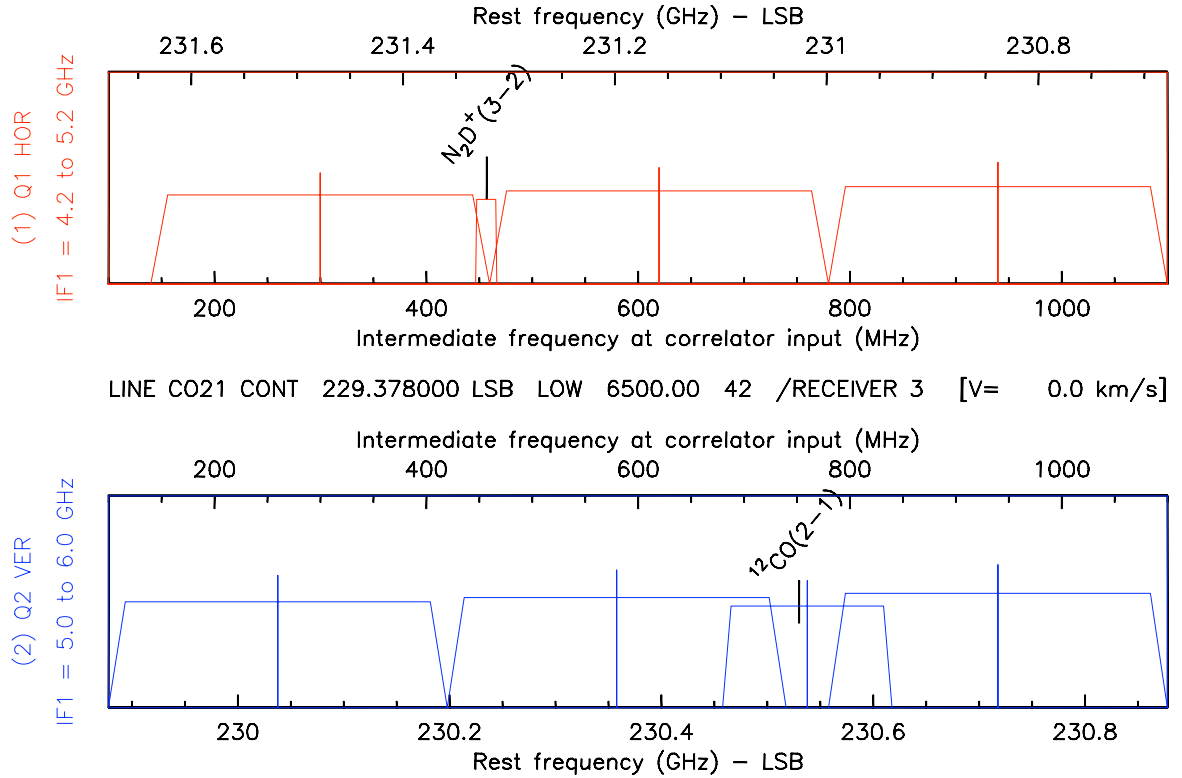


FIGURE 6.14 – Configuration spectrale utilisée pour nos observations avec l'interféromètre du Plateau de Bure.

### 6.3.1 Calibration

La calibration est une étape cruciale du traitement des données interférométriques, car c'est lors de ce processus que presque toutes les caractéristiques des cartes obtenues sont déterminées. En effet, une erreur dans la calibration en phase ou en amplitude des données peut par exemple profondément modifier la structure finale obtenue pour la source observée.

La calibration des données interférométriques se déroule en quatre grandes étapes universelles : (1) la calibration du filtre passe-bande radio-fréquences (RF), (2) la calibration de la phase, (3) la calibration en flux absolu, puis finalement (4) la calibration des amplitudes.

Je ne décrirai pas chacune de ces étapes en détail ici, car le travail de calibration est long et fastidieux si l'on veut l'exécuter correctement. Je précise seulement certains points, et problèmes rencontrés lors de la calibration de nos données avec *CLIC*.

#### Calibration du filtre passe-bande

On suppose que les propriétés du filtre passe-bande sont constantes durant toute la durée des observations, car les propriétés du filtre passe-bande sont majoritairement dues au récepteur, et ne sont donc susceptibles de changer significativement que lors d'un changement de configuration spectrale. C'est pourquoi un quasar (source ponctuelle aux résolutions du PdBI) présentant une forte émission millimétrique est observé au début de chaque projet pendant 10-15 minutes : ce sont ces observations qui sont ensuite utilisées pour calibrer le filtre passe bande, en modélisant l'évolution de l'amplitude et de la phase de ce quasar en fonction de la fréquence pour les ramener à une amplitude indépendante de la fréquence (constante),



et une phase nulle.

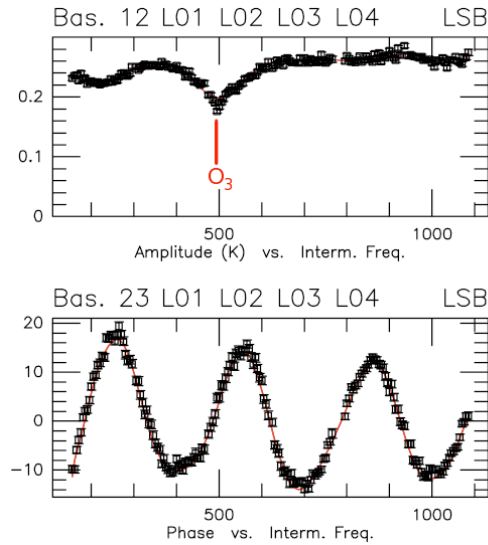


FIGURE 6.15 – Exemple de calibration du filtre passe-bande RF. Les marqueurs noirs représentent les données obtenues pour 3C454.3 en début de track le 9 février, et la courbe rouge la modélisation de ces données utilisée pour calibrer les variations du filtre passe-bande avec la fréquence, et ramener l’amplitude de 3C454.3 à une constante et sa phase à une valeur nulle. On remarque notamment dans le panneau supérieur la raie atmosphérique de l’ozone  $O_3$  détectée en absorption à 231.3 GHz.

3C454.3 et 3C273 ont été utilisés comme calibrateurs passe-bande pour RA68 et RB68, respectivement. Une forte raie d’ozone atmosphérique a posé problème lors de la procédure de modélisation de la courbe amplitude vs fréquence de nos données, et il a fallu utiliser un très grand degré polynomial (25) pour s’affranchir de ce problème (voir Figure 6.15).

### Calibration de la phase

La variation de la phase  $\Phi = f(t)$  tout au long de la durée de l’observation est due majoritairement aux variations des propriétés de l’atmosphère surplombant le site, mais aussi à l’interféromètre lui-même (dérive de la phase ou erreurs dans la détermination des lignes de base). Pour calibrer correctement la phase, il faut donc corriger ces erreurs en observant régulièrement au cours de la track (toutes les 20 minutes par exemple) un ou deux quasars qui serviront de calibrateurs de phase. Ces deux quasars doivent théoriquement avoir une phase nulle et constante tout au long de l’observation (pas de structure de la source), et en modélisant la variation de phase de ces calibrateurs, on peut corriger les variations de phase dues à l’atmosphère et à l’instrument, qui ne reflètent pas les caractéristiques morphologiques de la source.

Pour RA68 (observations de IRAM 04191, L1527 et NGC 1333-IRAS2A), nous avons utilisé 0415+379 et 0528+134 comme calibrateurs de phase, tandis que 0234+285 et 0528+134 ont été utilisés pour la calibration de phase de RB68 (observations de L1521-F, L1527 et L1448-C). Lors de la calibration de phase de RB68, nous avons remarqué une forte dispersion des phases mesurées au cours de la track, ainsi que des tendances différentes pour la phase de chacun des calibrateurs utilisés. Ceci reflète certainement une erreur commise sur la détermination des lignes de base. Or, au PdBI les paramètres des lignes de base appliqués par défaut aux observations scientifiques sont ceux calculés lors de sessions spéciales dédiées à

leur détermination, pratiquées régulièrement. Nous avons donc décidé d'appliquer plutôt les paramètres de ligne de base déterminés lors de nos observations elles-mêmes, ce qui a permis une amélioration du comportement de la phase pour ces données.

### Calibration absolue en flux

Il faut effectuer une calibration absolue en flux si l'on veut déterminer les flux des sources observées. En effet, la variation du gain des antennes au cours du temps, et la dépendance des flux observés vis à vis des conditions météorologiques justifient d'effectuer une calibration absolue de flux à chaque session d'observation. Pour cela, on procède en trois étapes. Tout d'abord, on observe une source de référence (dont le flux est très bien déterminé, cette source est appelée calibrateur secondaire de flux, les planètes étant les calibrateurs primaires) au début de la session d'observation. Puis on utilise la température d'antenne de chaque antenne mesurée au moment de nos observations de cette source de référence pour la comparer à son flux tabulé et dériver les valeurs des efficacités d'antennes (en Jy/K), pour chaque antenne composant l'interféromètre. Finalement, on applique ces valeurs d'efficacité aux données pour pouvoir déterminer le flux des calibrateurs d'amplitude qui sont eux observés tout au long de la session.

En général, au PdBI, CRL618 ou MWC349 sont les sources radio utilisées pour la calibration absolue en flux car ces deux sources ont des flux relativement constants, et surtout déterminés régulièrement. Lors des observations RB68, MWC349 a bien été observée en début de session et nous l'avons donc utilisée comme calibrateur absolu de flux.

Mais, lors des observations RA68, seuls les quasars 3C454.3 et 3C84 ont été observés en début de session. Nous avons donc utilisé 3C84 comme calibrateur de flux absolu, car sur les graphes représentant l'évolution de l'amplitude de ces deux quasars au cours de l'observation, 3C84, bien que plus faible, montre une amplitude plus constante. Néanmoins, utiliser 3C84 comme calibrateur de flux absolu sans aucune précaution n'est pas très recommandé car la brillance millimétrique de ce quasar n'est pas mesurée fréquemment, et est susceptible de varier fortement dans le temps. C'est pourquoi nous avons utilisé les observations de MWC349 effectuées dans les jours précédant et suivant nos observations, afin de fixer le flux de 3C84 à la valeur trouvée lors de la calibration des observations utilisant MWC349. Cette hypothèse est raisonnable, car il est très peu probable que le flux de 3C84 ait varié significativement en l'espace de quelques jours.

L1527 est la seule source de notre échantillon à avoir été observée à la fois au cours de RA68 et RB68. Les données obtenues lors de ces deux sessions d'observations ont ensuite été regroupées pour construire la carte interférométrique finale de L1527. Or il est connu que des inconsistances de la calibration en flux de deux jeux de données ensuite regroupées pour créer une carte unique peut entraîner la création d'artefacts de structure. C'est pourquoi nous avons porté une attention particulière à la calibration absolue en flux de nos observations. Néanmoins, en l'absence d'observations d'un calibrateur de flux absolu pour RB68, et bien que la méthode employée et décrite ci-dessus semble robuste, il faudra garder cet aspect en mémoire lorsque nous examinerons la carte obtenue pour L1527.

### Calibration de l'amplitude

Pour calibrer l'amplitude des observations interférométriques, on sélectionne les observations faites des calibrateurs de phase tout au long de la track, auxquelles on applique les calibrations de filtre passe-bande et de phase déterminées précédemment. On divise ensuite l'amplitude des visibilitées de chaque calibrateur par son flux pour observer tous les calibrateurs d'amplitude à la même échelle (en K/Jy), et on modélise alors l'évolution de ces amplitudes "réduites" avec le temps pour calibrer toutes nos observations en amplitude, c'est à dire pour s'affranchir des éventuels effets de décorrélation qui ont pour effet de faire varier l'amplitude

mesurée.

### Sélection des données et écriture de la table u-v

Une fois la calibration effectuée, le logiciel *CLIC* permet de sélectionner les données que l'on va utiliser pour construire la table u-v des observations. Cette étape permet par exemple d'éliminer les données ayant pâti d'une trop grande erreur de pointage ou de focus, selon des critères de sélection (tolérances) définies par l'utilisateur.

Ce jeu de données sélectionné pour sa qualité est ensuite regroupé pour être écrit dans une table u-v au format *GILDAS* (de type .uvt, similaire à uvfits). Une table u-v contient, entre autres, pour chaque visibilité :

- $u$  en mètres
- $v$  en mètres
- le numéro de scan
- la date d'observation
- première antenne constituant la ligne de base
- seconde antenne constituant la ligne de base
- les parties imaginaires et réelles, ainsi que le poids de chaque point en fréquence : un point unique pour des observations continuum<sup>4</sup>, et un ensemble de points déterminé par la résolution spectrale choisie pour les observations en raies moléculaires

On crée ainsi une table u-v pour chaque partie de nos observations : une table u-v contenant l'information continuum en sélectionnant uniquement les unités du corrélateur dédiées au continuum (L02, L03, L04, L06, L07 et L08 dans notre cas), une table u-v contenant les données dans l'émission de la raie de  $N_2D^+$  (unité L01 du corrélateur), et une table u-v contenant les données acquises pour l'émission de  $^{12}CO(2-1)$  en sélectionnant uniquement l'unité du corrélateur L05.

Il est possible d'analyser les données directement dans le plan u-v, et ce processus est d'ailleurs très efficace lorsqu'on s'intéresse aux propriétés spatiales de la source observée. Une analyse dans le plan u-v permet de déterminer finement la morphologie de la source, par exemple en essayant de modéliser la répartition de l'amplitude des visibilités en fonction de la distance u-v sondée (voir Figure 6.16). Néanmoins, ici, le but premier de nos observations PdBI est de détecter l'éventuelle présence de compagnons protostellaires autour des sources primaires ciblées, et nous allons donc nous intéresser aux cartes de l'émission continuum à 1.3 mm, obtenues en appliquant une transformée de Fourier à l'ensemble des visibilités, puis en déconvoluant la carte ainsi obtenue.

### 6.3.2 Passage dans le plan image et déconvolution

Les tables u-v obtenues sont tout d'abord soumises à une transformation de Fourier, pour créer une carte dite "sale". Pour réduire le temps de calcul de cette opération, les algorithmes d'imagerie interférométrique utilisent en pratique une transformée de Fourier dite "rapide", qui nécessite un échantillonnage régulier du plan u-v. C'est pourquoi, avant de procéder à la transformation, les données sont ré-échantillonnées sur une grille régulière. Ensuite la transformée de Fourier permet de réinjecter l'information des visibilités dans le plan image.

---

4. au PdBI, le continuum est en fait un spectre à très basse résolution, et les données continuum contiennent ainsi plusieurs points en fréquence, ce n'est généralement pas le cas pour les autres interféromètres

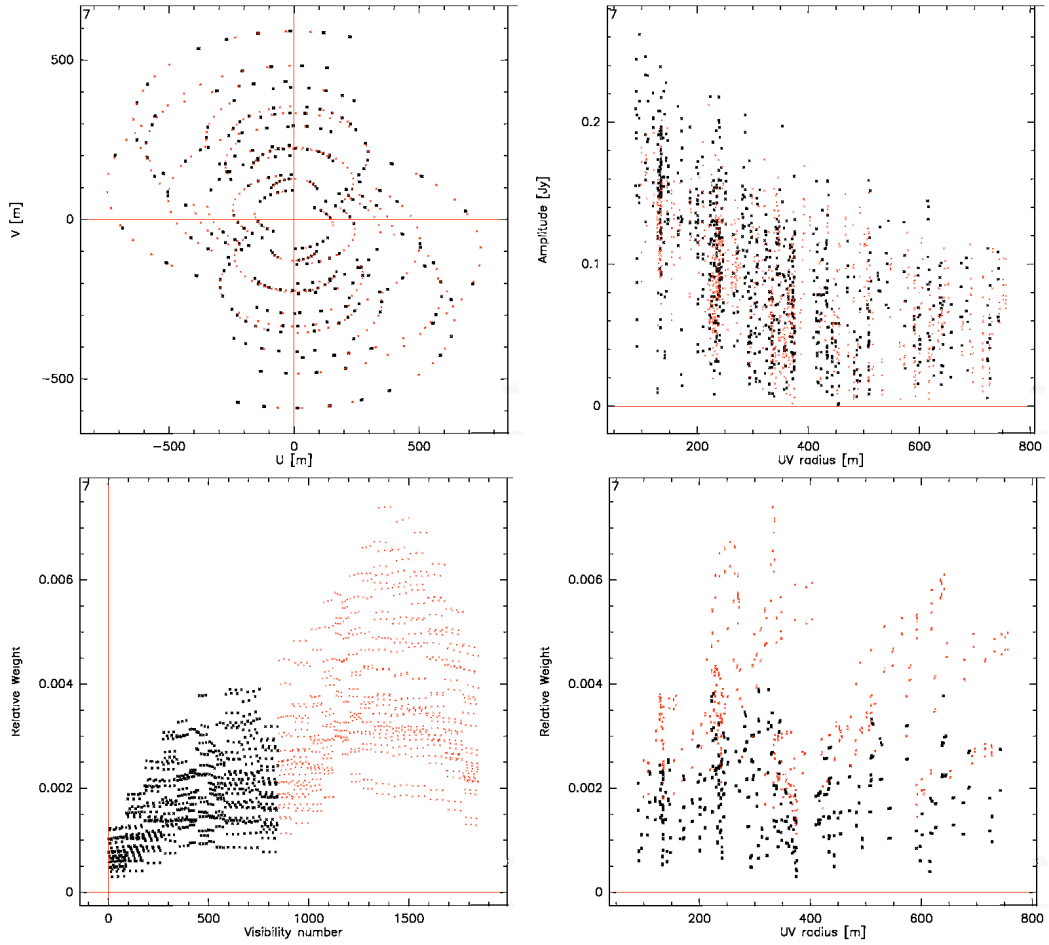


FIGURE 6.16 – Caractéristiques des observations PDBI continuum de L1527 dans le plan  $u$ - $v$ . Les différents panneaux montrent respectivement : la couverture  $u$ - $v$  obtenue, la répartition de l'amplitude des visibilités avec la distance  $u$ - $v$ , le poids des visibilités en fonction du numéro d'observation et de la distance  $u$ - $v$ .

Nous avons ainsi obtenu des cartes "sales" de l'environnement des cinq proto-étoiles de Classe 0 L1448-C, NGC 1333-IRAS2A, IRAM 04191, L1521-F et L1527. Pour faciliter la déconvolution, les cartes sales doivent avoir des dimensions au moins deux fois supérieures aux dimensions du lobe primaire, défini par le diamètre des antennes constituant l'interféromètre et la fréquence des observations. Dans le cas d'observations avec le PdBI à 1.3 mm, le lobe primaire est de  $\sim 22''$ .

Ces images sales sont ensuite déconvoluées du lobe sale, car le lobe sale n'est pas gaussien, et il faut donc corriger des écarts à la gaussianité. Au moment de la déconvolution, l'utilisateur peut choisir la fonction de pondération utilisée pour les visibilités, selon que l'on veut privilégier un bruit quadratique moyen faible ou une meilleure résolution angulaire (voir section 7.1.5).

La Figure 6.17 montre les cinq cartes déconvoluées (cartes "propres") de l'émission continuum à 1.3 mm, que nous avons obtenues avec une pondération naturelle :  $g(u_k, v_k) = 1/\sigma^2$  aux points  $(u, v)$  où les visibilités ont été mesurées, et  $g(u_k, v_k) = 0$  ailleurs, avec  $\sigma^2$  la variance du bruit de la visibilité considérée. Cette

pondération permet d'atteindre le plus petit bruit possible dans nos cartes (et donc la meilleure détection de possibles sources secondaires dans le continuum à 1.3 mm).

Nous avons aussi effectué des déconvolutions avec une pondération robuste (amélioration de la résolution spatiale au prix d'un plus fort bruit), afin de vérifier si les sources primaires détectées présentent de la structure à plus petites échelles, mais ce procédé ne nous a pas permis de détecter de nouvelles composantes en émission continuum, et je ne présenterai donc pas ces cartes ici.

Les valeurs des bruits quadratiques moyens et tailles de lobe atteintes dans nos cartes de l'émission continuum à 1.3 mm et de l'émission de la transition  $^{12}\text{CO}(2-1)$  sont indiquées dans la Table 6.2. L'analyse et l'interprétation de ces cartes sont présentées dans le Chapitre suivant.

Nous ne mentionnons pas les résultats obtenus pour la transition de  $\text{N}_2\text{D}^+(3-2)$ , car aucune détection n'a pu être faite dans les cartes obtenues.

En ce qui concerne les données de l'émission dans la raie de  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , toutes les sources primaires montrent une émission CO compacte, sauf L1521-F. De plus, la carte  $^{12}\text{CO}(2-1)$  de L1448-C trace le jet moléculaire à haute vitesse issu de cette source, au travers de composantes compactes à très hautes vitesses (jusqu'à  $\pm 70$  km/s) alignées, détectées le long de l'axe du jet. Ces données sont présentées dans la section §7.3.1.

Source	Continuum à 230GHz		Raie de $^{12}\text{CO}(2-1)$	
	HPBW	rms (mJy/beam)	HPBW	rms (mJy/beam)
L1448-C	$0.48'' \times 0.27''$	0.9	$0.48'' \times 0.27''$	10
NGC 1333-IRS2A	$0.49'' \times 0.32''$	1.16	$0.49'' \times 0.32''$	20
IRAM 04191	$0.56'' \times 0.31''$	0.37	$0.56'' \times 0.31''$	10
L1527	$0.48'' \times 0.28''$	1.2	$0.48'' \times 0.28''$	20
L1521-F	$0.49'' \times 0.27''$	0.12	$0.48'' \times 0.27''$	8

TABLE 6.2 – Bruits quadratiques moyens et taille des lobes synthétisés obtenus dans nos cartes interférométriques finales.

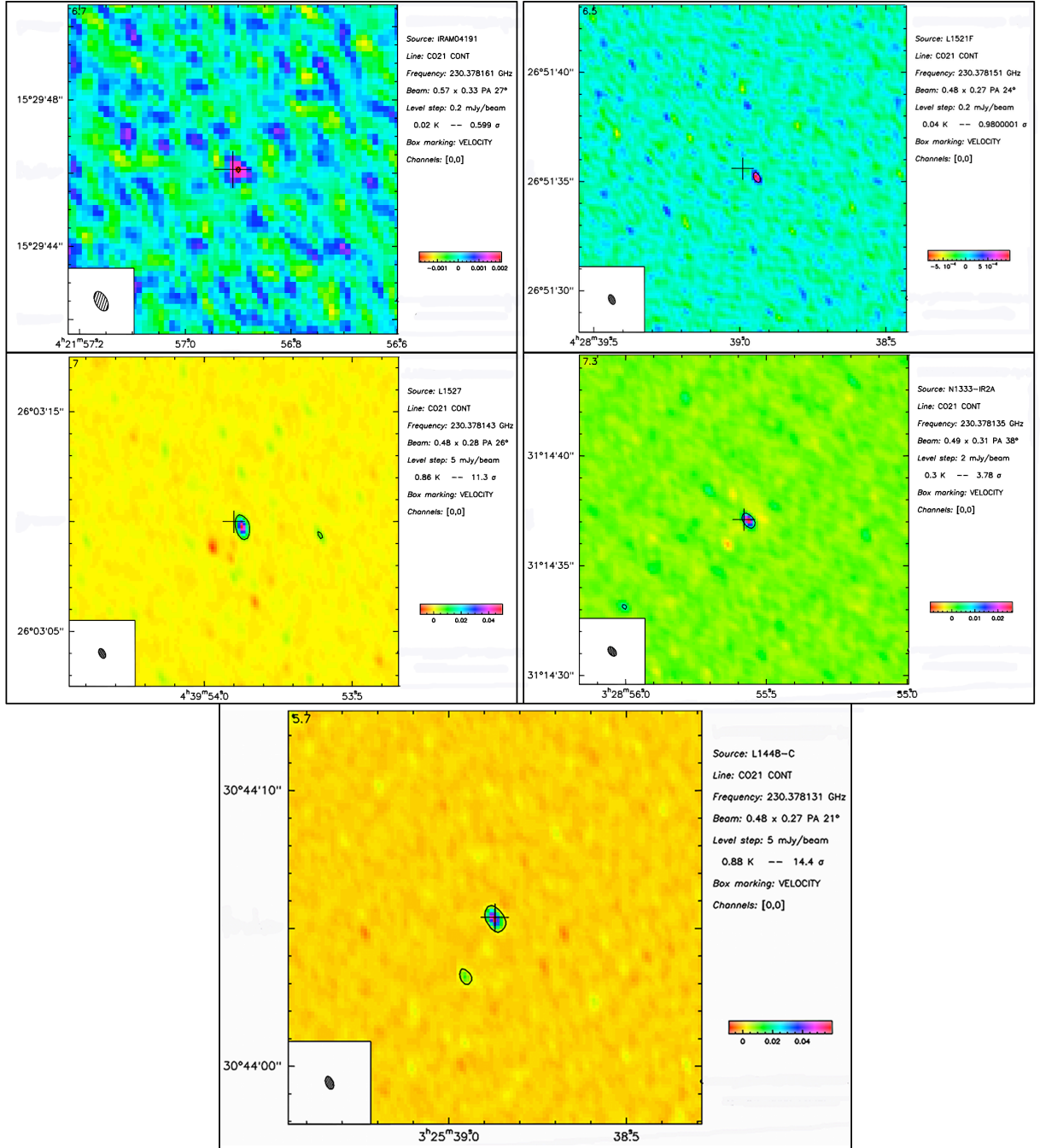


FIGURE 6.17 – Cartes déconvoluées de l'émission continuum à 1.3 mm des 5 proto-étoiles du Taureau et de Persée constituant notre échantillon. La source et le lobe synthétisé sont indiqués à droite de chaque carte. Le contour noir est le contour à  $5\sigma$ . (Maury et al. 2010)

# Chapitre 7

## De la multiplicité des proto-étoiles de Classe 0

---

<b>7.1 Article II : "Toward understanding the formation of multiple systems" . . . . .</b>	<b>139</b>
7.1.1 Résumé en français . . . . .	139
7.1.2 Article II : "Toward understanding the formation of multiple systems" (Maury et al., 2010, soumis) . . . . .	140
<b>7.2 Complément sur l'analyse des cartes interférométriques . . . . .</b>	<b>156</b>
7.2.1 Multiplicité dans les cartes du continuum millimétrique à 1.3 mm . . . . .	156
7.2.2 Observations antérieures obtenues avec les configurations plus compactes du PdBI . . . . .	156
<b>7.3 Détermination de la nature des sources secondaires . . . . .</b>	<b>159</b>
7.3.1 L1448-C : une analyse multi longueurs d'ondes . . . . .	159
7.3.2 Source secondaire dans la carte de NGC 1333-IRAS2A . . . . .	166
<b>7.4 Pourquoi ne pas considérer VLA 1623 comme un système binaire . . . . .</b>	<b>166</b>
<b>7.5 Apports et limitations de notre étude . . . . .</b>	<b>168</b>
7.5.1 Chocs dans les flots : diagnostic du problème et méthodologie proposée . . . . .	168
7.5.2 Taux de multiplicité des proto-étoiles de Classe 0 . . . . .	169
7.5.3 Simulations numériques de formation stellaire . . . . .	171
7.5.4 Scénarios possibles pour la formation des systèmes multiples . . . . .	172

---

### 7.1 Article II : "Toward understanding the formation of multiple systems"

#### 7.1.1 Résumé en français

Bien que la formation des systèmes multiples aie fait l'objet de nombreuses études théoriques (pour une revue, voir Goodwin et al. 2007), celle-ci est encore mal comprise. Il semble acquis que les processus de fragmentation en sont responsables, mais actuellement nous ne savons pas où et quand se produit la fragmentation en systèmes multiples. La multiplicité des objets stellaires jeunes de Classe I et II est relativement importante (de  $\sim 30\%$  à  $\sim 50\%$  entre  $\sim 100$  et  $4000$  UA), et bien connue car de nombreuses études lui ont été consacrées. Néanmoins, ces études ne contraignent pas les caractéristiques originelles des systèmes multiples car ceux-ci sont susceptibles d'évoluer tout au long de la phase protostellaire.

Pour déterminer l'issue typique de l'effondrement protostellaire, et tester les scénarios de formation des systèmes multiples par fragmentation d'un coeur protostellaire, des observations à très haute résolution dans le continuum millimétrique sont nécessaires. C'est pourquoi nous avons mené une étude pilote pour

cartographier l'environnement de cinq proto-étoiles de Classe 0 à 1.3 mm, avec la configuration A de l'interféromètre du Plateau de Bure. Nos observations ont une résolution typique de  $\sim 0.3''$  à  $0.5''$ , et des bruits quadratiques moyens allant de 0.1 mJy/beam à 1 mJy/beam. Les performances du PdBI nous ont donc permis de rechercher, dans l'environnement des cinq proto-étoiles, des compagnons protostellaires à des séparations allant jusqu'à  $a \sim 50\text{UA}$ , et des rapports de masse circumstellaire jusqu'à  $q \sim 0.07$ .

Nous avons détecté les cinq sources primaires de notre échantillon. Les trois sources du Taureau sont uniques dans nos cartes de l'émission continu à 1.3 mm, tandis que nous avons trouvé des sources secondaires dans les cartes des deux sources de Persée observées (L1448-C et NGC 1333-IRAS2A). Nous montrons que la source secondaire détectée à  $\sim 600\text{ UA}$  au sud-est de L1448-C est située proche de l'axe du jet moléculaire, et coïncide avec une "balle" haute vitesse tracée par nos observations dans la raie de  $^{12}\text{CO}(2-1)$ . Nous montrons aussi que cette émission du continu millimétrique n'est pas due à un compagnon protostellaire mais est plutôt due à l'émission d'un choc issu de l'interaction entre le jet protostellaire et le matériel circumstellaire. La source secondaire détectée  $\sim 1900\text{ UA}$  au sud-est de NGC 1333-IRAS2A peut quant à elle tout aussi bien être de nature protostellaire que due à l'interaction du flot protostellaire issu de la source primaire avec le matériel de l'enveloppe circumstellaire.

Nous avons combiné nos résultats avec les observations interférométriques obtenues précédemment par Looney et al. (2000) pour neuf proto-étoiles de Classe 0, et nous montrons ainsi que ces observations suggèrent une multiplicité plus faible pour les proto-étoiles de Classe 0 que celle observée pour les proto-étoiles de Classe I, à des séparations comprises entre  $\sim 75\text{ UA}$  et  $\sim 1000\text{ UA}$ . De plus, nous avons comparé les cartes issues de nos observations PdBI avec les prédictions typiques de trois simulations numériques de formation protostellaire, et nous montrons que ce travail de comparaison privilégie un scénario magnétisé pour la formation des proto-étoiles.

Nous discutons nos résultats à la lumière des observations de la multiplicité des objets plus évolués, et des simulations numériques de formation protostellaire. Finalement, nous proposons des scénarios alternatifs pour réconcilier la faible multiplicité observée aux petite échelles pour les proto-étoiles de Classe 0 avec la multiplicité plus fréquente observée au stade Classe I.

### 7.1.2 Article II : "Toward understanding the formation of multiple systems" (Maury et al., 2010, soumis)



# Toward understanding the formation of multiple systems<sup>★</sup>

## A pilot IRAM-PdBI survey of Class 0 objects

A. J. Maury<sup>1</sup>, Ph. André<sup>1</sup>, P. Hennebelle<sup>2</sup>, F. Motte<sup>1</sup>, D. Stamatellos<sup>3</sup>, M. Bate<sup>4</sup>, A. Belloche<sup>5</sup>, G. Duchêne<sup>6,7</sup>, and A. Whitworth<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire AIM, CEA/DSM-CNRS-Université Paris Diderot, IRFU/Service d'Astrophysique, C.E. Saclay, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France

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

<sup>3</sup> School of Physics & Astronomy, Cardiff University, Cardiff, CF24 3AA, Wales, UK

<sup>4</sup> School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK

<sup>5</sup> Max-Planck Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

<sup>6</sup> Astronomy Department, University of California, Berkeley, CA 94720-3411, USA

<sup>7</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble cedex 9, France

Received 20 October 2009 / Accepted 13 January 2010

### ABSTRACT

**Context.** The formation process of binary stars and multiple systems is poorly understood. The multiplicity rate of Class II pre-main-sequence stars and Class I protostars is well documented and known to be high ( $\sim 30\%$  to  $50\%$  between  $\sim 100$  and  $4000$  AU). However, optical / near-infrared observations of Class I/Class II YSOs barely constrain the pristine properties of multiple systems, since dynamical evolution can quickly alter these properties during the protostellar phase.

**Aims.** Here, we seek to determine the typical outcome of protostellar collapse and to constrain models of binary formation by core fragmentation during collapse, using high-resolution millimeter continuum imaging of very young (Class 0) protostars observed at the beginning of the main accretion phase.

**Methods.** We carried out a pilot high-resolution study of 5 Class 0 objects, including 3 Taurus sources and 2 Perseus sources, using the most extended (A) configuration of the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI) at  $1.3$  mm. Our PdBI observations have a typical HPBW resolution  $\sim 0.3'' - 0.5''$  and rms continuum sensitivity  $\sim 0.1 - 1$  mJy/beam, which allow us to probe the multiplicity of Class 0 protostars down to separations  $a \sim 50$  AU and circumstellar mass ratios  $q \sim 0.07$ .

**Results.** We detected all 5 primary Class 0 sources in the  $1.3$  mm dust continuum. A single component associated with the primary Class 0 object was detected in the case of the three Taurus sources, while robust evidence of secondary components was found toward the two Perseus sources: L1448-C and NGC1333-IR2A. We show that the secondary  $1.3$  mm continuum component detected  $\sim 600$  AU south-east of L1448-C, at a position angle close to that of the CO(2–1) jet axis traced by our data, is an outflow feature directly associated with the powerful jet driven by L1448-C. The secondary  $1.3$  mm continuum component detected  $\sim 1900$  AU south-east of NGC1333-IR2A may either be a genuine protostellar companion or trace the edge of an outflow cavity. Therefore, our PdBI observations revealed only wide ( $> 1500$  AU) protobinary systems and/or outflow-generated features.

**Conclusions.** When combined with previous millimeter interferometric observations of Class 0 protostars, our pilot PdBI study tentatively suggests that the binary fraction in the  $\sim 75 - 1000$  AU range increases from the Class 0 to the Class I stage. It also seems to argue against purely hydrodynamic models of binary star formation. We briefly discuss possible alternative scenarios to reconcile the low multiplicity rate of Class 0 protostars on small scales with the higher binary fraction observed at later (e.g. Class I) evolutionary stages.

## 1. Introduction

Understanding the formation of multiple systems is a major unsolved problem in star formation research (e.g. Tohline 2002). While most solar-type ( $0.5 \leq M_{\odot} \leq 2 M_{\odot}$ ) pre-main sequence (PMS) stars are observed to be in binary systems with typical separations  $\sim 10 - 300$  AU (e.g., Duchêne et al. 2004, 2007, see also below), the detailed manner in which individual prestellar cores fragment (or not) during collapse to form multiple (or single) stars is still poorly understood and highly debated (see Goodwin et al. 2007 for a review). Even the typical outcome

of cloud core collapse is unclear since it has been argued that most stars may actually form as single objects (Lada 2006). The argument is based on the fact that most *low-mass* stars (with  $M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$ ) are single and that the stellar initial mass function (IMF) is significantly more populated below  $0.5 M_{\odot}$  than above (e.g. Kroupa 2001; Chabrier 2005). Despite conventional wisdom, it is therefore conceivable that most low-mass prestellar cores may collapse to single stars.

It is generally believed that multiple systems form by dynamical rotationally-driven fragmentation at the end of (or shortly after) the first collapse phase of prestellar cores when the central  $H_2$  density reaches  $n_{crit} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  and the equation of state of the gas switches from isothermality to adiabaticity (Goodwin et al. 2007). Purely hydrodynamic SPH simulations of rotating

<sup>★</sup> Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

cloud core collapse show that a very low level of initial core turbulence (e.g.  $E_{\text{turb}}/E_{\text{grav}} \sim 5\%$ ) leads to the formation of a multiple system (Goodwin et al. 2004; Hennebelle et al. 2004; Commerçon et al. 2008). In such SPH simulations, fragmentation is driven by a combination of rotation/turbulence and occurs in large ( $\gtrsim 100$  AU) disk-like structures or “circumstellar accretion regions” (CARs – cf. Goodwin et al. 2007). These CARs are not rotationally supported and are highly susceptible to spiral instabilities which fragment them into small- $N$  *multiple systems with*  $N > 2$ , typically  $N \sim 3$ -4 components at radii  $\leq 150$  AU in the equatorial plane (Goodwin et al. 2004; Fromang et al. 2006). However, a very different outcome is found in simulations of *magnetized* core collapse, as shown by recent results obtained with MHD codes using both grid techniques (Fromang et al. 2006; Hennebelle & Teyssier 2008; Machida et al. 2005; Mellon & Li 2008) and the SPH technique (Price & Bate 2007). These new MHD simulations indicate that the presence of an even moderate magnetic field strongly modifies angular momentum transport during collapse and at least partly suppresses core fragmentation, often leading to the formation of a *single* object. Price & Bate (2007) and Hennebelle & Teyssier (2008) conclude that binary star formation is still possible in the presence of magnetic fields but either requires strong initial perturbations or must occur during the second collapse phase, after the dissociation of  $H_2$  (Machida et al. 2008). The systems formed in the latter case are initially very-low-mass ( $\sim 0.01 M_\odot$ ), close ( $\sim 1$  AU) binaries (Bonnell & Bate 1994), which have to grow substantially by accretion during the Class 0/Class I phase (Bate 2000) to match the properties of observed young binary stars (e.g. Duchêne et al. 2004). Therefore, both from an observational and a theoretical point of view, it is unclear whether the collapse of a prestellar core typically produces one, two, or more stars.

The multiplicity of solar-type pre-main-sequence stars and Class II/Class I young stellar objects (YSOs) is now well documented and has been investigated at a range of wavelengths (e.g., Ghez et al. 1993; Simon et al. 1995; Patience et al. 2002; Duchêne et al. 2004, 2007; Connelley et al. 2008). In particular, Patience et al. (2002) and Köhler et al. (2008) showed that the binary frequency of (Class II) T Tauri stars ranges from  $\sim 40\%$  to  $\sim 60\%$  with a peak in the separation distribution around  $60^{+40}_{-20}$  AU. Duchêne et al. (2007) showed that  $\sim 32\%$  of Class I YSOs have companions in the  $\sim 50$ – $1000$  AU separation range. The observed Class I/II binary systems have typical mass ratios  $q = M_{\text{second}}/M_{\text{main}} \sim 0.2$ – $1$  (e.g. Woitas et al. 2001). Unfortunately, observations of Class II/Class I YSOs barely constrain the *pristine properties of multiple systems* since dynamical evolution can drastically alter these properties in less than  $\sim 10^5$  yr (cf. Reipurth & Clarke 2001). Although still fairly uncertain and a matter of debate, the lifetime of the Class 0 phase is estimated to be  $\sim 3 \times 10^4$  –  $10^5$  yr (André et al. 2000; Evans et al. 2009), compared to  $\sim 2$  –  $5 \times 10^5$  yr for the Class I phase (Greene et al. 1994; Evans et al. 2009). Moreover, regardless of their precise age and lifetime, Class 0 objects are envelope-dominated protostars ( $M_{\text{env}} \gg M_\star$  – André et al. 1993, 2000), while Class I objects tend to have only residual protostellar envelopes ( $M_{\text{env}} < M_\star$  – André & Montmerle 1994; Motte & André 2001). Therefore, Class 0 protostars are much more likely than Class I objects to retain detailed information about the collapse initial conditions and the physics of the binary fragmentation process. Furthermore, the circumstellar mass reservoir left around Class I sources is generally not sufficient to form companions more massive than substellar objects at the Class I stage. Probing the multiplicity on scales  $< 1000$  AU as soon as the

Class 0 stage is thus one of the keys to understanding the bulk of multiple star formation.

Only subarcsecond mm/submm interferometry can probe the inner structure of Class 0 objects, so that little is known about their multiplicity on scales  $< 150$  AU. Several interferometric studies discovered a number of wide ( $\gtrsim 1000$  AU) multiple Class 0 systems (Looney et al. 2000; Bourke 2001; Chen et al. 2008; Girart et al. 2009), but these studies were limited by sensitivity to small samples of relatively luminous objects. The SMA has recently been used to study several Class 0 sources at  $1.3$  mm and  $0.8$  mm but only at  $\sim 2''$  ( $\sim 450$  AU) resolution (Jørgensen et al. 2007), which does not allow the detection of tight multiple systems. Among the eight Class 0 sources targeted with the SMA, only one source already embedded in a wide separate-envelope system (NGC1333-IRAS4A / NGC1333-IRAS4B) was found to exhibit a higher degree of multiplicity on smaller scales: Jørgensen et al. (2007) showed that IRAS 4A splits into two components separated by  $\sim 2''$  ( $450$  AU) and IRAS 4B splits into two components separated by  $\sim 11''$  ( $2400$  AU). These two new companions were detected at both  $1.3$  mm and  $0.8$  mm.

To determine the typical outcome of protostellar collapse and constrain binary fragmentation models, high-resolution imaging of very young protostars observed as early as possible after the end of the first collapse phase are crucially needed. In this paper, we present the results of a pilot high-resolution survey of 5 Class 0 objects carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI) equipped with new-generation  $1.3$  mm receivers and using the most extended baselines of the interferometer (new A configuration).

## 2. Observations and data reduction

### 2.1. Sample selection

In order to probe the multiplicity at the Class 0 stage, we conducted a pilot survey of 5 sources with the Plateau de Bure Interferometer (PdBI) in February 2008. The sources were first selected based on a distance criterion: they had to be close enough so that the PdBI resolution in the most extended configuration would probe  $\lesssim 150$  AU scales, i.e. all sources had to be located at  $d < 250$  –  $300$  pc. The second criterion was the source locations in the sky: the sources had to be visible from the PdBI in winter and observable with a synthesized beam of less than  $0.6''$  (in both directions) with the A array. The selected sample includes the following five sources: IRAM 04191, L1527, L1521F, all located in Taurus at  $d \sim 140$  pc, and L1448-C and NGC 1333-IRAS2A both located in the Perseus cloud at  $d \sim 250$  pc (see Table 1). These 5 sources have  $M_{\text{env}} \sim 0.5$ – $4 M_\odot$ ,  $L_{\text{bol}} \lesssim 10 L_\odot$  and are among the youngest known solar-type Class 0 protostars (André et al. 2000). The main properties of the 5 Class 0 target sources are summarized below.

#### 2.1.1. L1448-C

L1448-C is located in the Perseus molecular cloud, and was first detected as a  $2$  cm radio continuum source (Curiel et al. 1990), associated with a strong millimeter continuum source (Bachiller et al. 1991). This is a well-known low-mass Class 0 protostar (Barsony et al. 1998) driving a powerful, highly collimated outflow (Bachiller et al. 1990), which has been imaged at high resolution (synthesized HPBW beam  $\sim 2.5''$  at  $\sim 90$  GHz) in CO and SiO with PdBI (Guilloteau et al. 1992; Bachiller et al. 1995). The molecular jet has been extensively studied since its discov-

**Table 1.** Class 0 source sample

Source	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	SFR	Distance (pc)	$M_{\text{env}}$ ( $M_{\odot}$ )	$L_{\text{bol}}$ ( $L_{\odot}$ )	Ref.
			(1)	(2)			(3)
L1448-C	03:25:38.87	+30:44:05.4	Perseus	250	1.6	5	(a)
NGC 1333-IRS2A	03:28:55.58	+31:14:37.1	Perseus	250	1.7	10	(b)
IRAM 04191	04:21:56.91	+15:29:46.1	Taurus	140	0.5 – 1.5	0.1	(c)
L1527	04:39:53.90	+26:03:10.0	Taurus	140	0.8 – 1.7	1.6	(a), (d)
L1521-F	04:28:38.99	+26:51:35.6	Taurus	140	0.7 – 4	0.1	(e), (f)

(1) Star Forming Region with which the Class 0 object is associated

(2) Recent estimates of the distance to Perseus range from 220 to 350 pc. Throughout this paper, we adopt a distance of 250 pc for the Perseus molecular cloud (Enoch et al. 2006).

(3) References for the adopted values of  $M_{\text{env}}$  and  $L_{\text{bol}}$ : (a) Motte & André (2001), (b) Jørgensen et al. (2007), (c) André et al. (1999), (d) Ohashi et al. (1997), (e) Bourke et al. (2006), (f) Crapsi et al. (2004).

ery, and is known to exhibit very high-velocity features ( $\pm 70 \text{ km s}^{-1}$  – Bachiller et al. 1990, 1995).

### 2.1.2. NGC 1333-IRAS2A

NGC 1333-IRAS2A was first identified in 450  $\mu\text{m}$  and 850  $\mu\text{m}$  continuum observations (Sandell et al. 1994; Sandell & Knee 2001), and is also detected at cm-wavelengths (Rodríguez et al. 1999; Reipurth et al. 2002) and as a compact 3 mm continuum source (Jørgensen et al. 2004). CO maps of the IRAS2 region show two outflows, directed north-south and east-west (Liseau et al. 1988; Knee & Sandell 2000), both originating near IRAS2A. Therefore, it has been argued that IRAS2A may be an unresolved protobinary. However, neither the 2.7 mm BIMA observations of Looney et al. (2000) nor the 1.3 mm SMA observations of Jørgensen et al. (2007) detect a companion to the source, despite a  $\sim 3 \text{ mJy/beam}$  sensitivity in both cases and beam sizes of 0.6'' and 2.2'', respectively.

### 2.1.3. IRAM 04191

The very low luminosity Class 0 object, IRAM 04191+1522 (hereafter IRAM 04191), is located in the southern part of the Taurus molecular cloud and was originally discovered in the millimeter dust continuum (André et al. 1999). Follow-up observations revealed the presence of a CO bipolar outflow and a weak 3.6 cm VLA radio continuum source located at its center of symmetry (André et al. 1999), as well as extended infall and rotation motions in a prominent, flattened envelope (Belloche et al. 2002). It is associated with a weak *Spitzer* source and has an estimated accretion luminosity of only  $L_{\text{int}} \sim 0.08 L_{\odot}$  (Dunham et al. 2006).

### 2.1.4. L1527

L1527 IRS (hereafter L1527), located in the Taurus molecular cloud, has been classified as a borderline Class 0/I object. It is observed in a nearly edge-on configuration ( $\sim 90^\circ$  viewing angle) (Ohashi et al. 1997) and features a large, dense circumstellar envelope (Ladd et al. 1991; Chen et al. 1995; Motte & André 2001). It also exhibits a prominent bipolar outflow whose lobes are oriented along the east-west direction (Parker et al. 1991).

### 2.1.5. L1521-F

L1521-F, located in the Taurus molecular cloud, was originally classified as an evolved starless core (Codella et al. 1997; Onishi

et al. 1999; Crapsi et al. 2004). The high central density and infall asymmetry seen in the  $\text{HCO}^+(3-2)$  line indicate an object in the earliest stages of gravitational collapse (Onishi et al. 1999).  $^{12}\text{CO}(2-1)$  observations show no clear evidence of bipolar outflow emission. Recent *Spitzer* observations of L1521-F detected a low luminosity protostar at mid-infrared wavelengths ( $> 5 \mu\text{m}$ ) and in the MIPS 160  $\mu\text{m}$  data, which led to a reclassification of this object as a very low luminosity Class 0 object (e.g. Bourke et al. 2006; Terebey et al. 2009). Only scattered light is detected at near-infrared wavelengths with IRAC, in the form of a bipolar nebula oriented east-west which is probably tracing an outflow cavity.

## 2.2. IRAM Plateau de Bure observations

Observations of the five sources were carried out at 1.3 mm with the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI), equipped with new-generation receivers in February 2008 (PdBI project R068). Broad band continuum emission and  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission were observed simultaneously, with the PdBI in its most extended configuration (A array with 6 antennas, providing 15 instantaneous baselines ranging from 24 m to 760 m). The proximity of the Taurus and Perseus clouds in the sky allowed us to use the same gain calibrators for the two regions, and therefore time-share two tracks of  $\sim 10 \text{ hr}$  on the five sources. Each track was divided unequally, depending on the expected fluxes of the sources. In particular, a factor of three more time was spent integrating on IRAM 04191 and L1521-F than on L1448-C. Several nearby phase calibrators (mainly 0415+379 and 0528+134) were observed to determine the time-dependent complex antenna gains. The correlator bandpass was calibrated on the strong quasars 3C273 and 3C454.3, while the absolute flux density scale was derived from MWC349 and 3C84. The absolute flux calibration uncertainty is estimated to be  $\sim 15\%$ . During the observations, one spectral unit of the correlator was tuned to the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  line at 230.538 GHz.

The total bandwidth of this  $^{12}\text{CO}$  spectral unit was 160 MHz, with individual channel spacings of 625 kHz (corresponding to a velocity resolution of  $1.62 \text{ km s}^{-1}$ ). The remaining six windows of the correlator were combined to observe the continuum emission with a total bandwidth of 1.92 GHz between 229.5 GHz and 231.5 GHz. The average system temperature of the 1 mm receivers was  $\sim 250 \text{ K}$ . The typical angular resolution was  $0.5'' \times 0.3''$  (HPBW) at the declinations of the targets, while the full width at half maximum (FWHM) of the PdBI primary beam is  $\sim 22''$  at 230 GHz.



**Table 2.** Rms noise levels and naturally-weighted beam sizes of the final maps

Source	230GHz		230GHz combined <sup>(1)</sup>		<sup>12</sup> CO(2–1)		107 GHz	
	HPBW	rms (mJy/beam)	HPBW	rms (mJy/beam)	HPBW	rms (mJy/beam)	HPBW	rms (mJy/beam)
L1448-C	0.48'' × 0.27''	0.9	1.68'' × 1.39''	2.8	0.48'' × 0.27''	10	4.08'' × 3.27''	10
NGC 1333-IRS2A	0.49'' × 0.32''	1.16	-	-	0.49'' × 0.32''	20	-	-
IRAM 04191	0.56'' × 0.31''	0.37	1.37'' × 0.82''	0.31	0.56'' × 0.31''	10	-	-
L1527	0.48'' × 0.28''	1.2	0.88'' × 0.79''	2.0	0.48'' × 0.28''	20	-	-
L1521-F	0.49'' × 0.27''	0.12	-	-	0.48'' × 0.27''	8	-	-

<sup>(1)</sup> L1448-C and L1527: combination of 230 GHz data from project R068 with 218 GHz data from project G080.

IRAM 04191: combination of 230 GHz data from project R068 with 227 GHz data from Belloche et al. (2002).

In this study, we also make use of the 1.4 mm PdBI observations of both L1448-C and L1527, and the 2.8 mm observations of L1448-C, carried out in the B, C, D configurations between November 1996 and September 1998 (unpublished PdBI project G080 by Motte et al.). The typical resolution of these early PdBI observations was  $\sim 4''$  at 2.8 mm (107 GHz) and  $\sim 2''$  at 1.4 mm (219 GHz).

In addition, the 227 GHz observations obtained by Belloche et al. (2002) toward IRAM 04191 in the B, C, D configurations of PdBI, which had an HPBW angular resolution  $\sim 2''$ , were also used in combination with our A-configuration observations at 230 GHz.

### 2.3. Interferometric data reduction

All the data were calibrated, mapped, and analyzed with the GILDAS<sup>1</sup> software package. Each map was deconvolved down to the theoretical rms noise level using the MAPPING CLEAN method (Clark 1980). Natural weighting was applied to the measured visibilities, producing synthesized half power beam width (HPBW) resolutions  $\sim 0.5'' \times 0.3''$ , as given in Table 2. Note that the 3 mm continuum maps of L1448-C and L1527 have significantly larger synthesized beams (HPBW  $\sim 4'' \times 3.5''$ ) than the 1.3 mm maps, as no 3 mm data were obtained with the A-configuration. The restored continuum maps have rms values of 0.12 – 2.8 mJy/beam (see Table 2), depending on the integration time, array configuration and receivers used during the observations.

Likewise, <sup>12</sup>CO(2–1) data cubes were produced with natural uv-weighting, resulting in effective angular resolutions and rms noise values reported in the fourth column block of Table 2.

The 1.3 mm continuum visibilities obtained toward L1448-C and L1527 in the various PdBI configurations were merged together in order to produce high spatial dynamic range maps. Since the A-configuration data were obtained at a central frequency of 230.5 GHz, while the BCD-configuration data were obtained at a central frequency of 219 GHz, we had to scale the BCD-configuration data to 230.5 GHz assuming a spectral index  $\alpha = 3$ , corresponding to a dust emissivity index  $\beta \sim \alpha - 2 \sim 1$ , for the emission of the inner protostellar environment (inner envelope + disk) traced by our maps. Therefore, the 219 GHz visibilities were scaled by  $(230/219)^3 \sim 1.16$  before merging the R068 and G080 datasets at 230.5 GHz. The respective weights of each dataset were adjusted so as to produce the highest possible resolution image, while keeping a low rms noise. The synthesized beam sizes and rms sensitivities of the combined data are given in the third column block of Table 2. The resulting maps are

shown in Fig. 4 and Fig. 7 below, respectively.

Following the same method, the 227 GHz PdBI visibilities taken by Belloche et al. (2002) toward IRAM 04191 and the 230 GHz visibilities from our present A-configuration PdBI observations were also merged, in order to produce a high spatial dynamic range map of IRAM 04191 (see Table 2) at 1.3 mm. The resulting map is shown in Fig. 7a.

## 3. Results of the A-configuration PdBI observations

### 3.1. High-resolution 1.3 mm continuum maps

The 1.3 mm dust continuum maps we obtained with the A-array of PdBI toward the 5 sources are shown in Figures 1 and 2. The effective spatial resolution of these maps is better than 70 AU and 125 AU (HPBW) for the Taurus and Perseus sources, respectively. All five primary Class 0 targets are detected in these high-resolution maps, with signal-to-noise ratios ranging from 5.4 (IRAM 04191) to 65 (L1448-C) (see Table 3 for flux densities and source sizes).

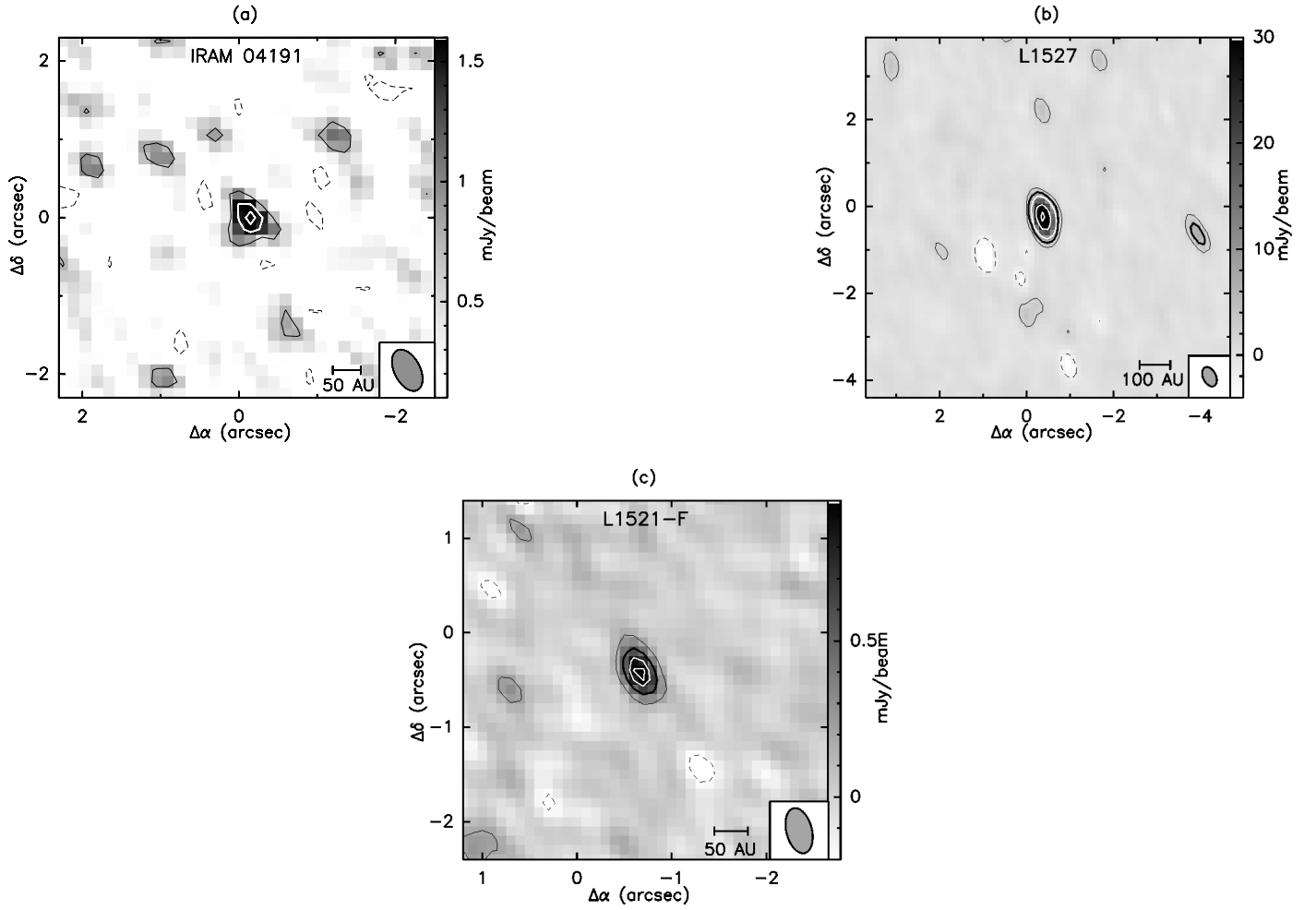
The three Class 0 sources of Taurus targeted in the present study are found to be single in our maps: the main protostellar object is the only source detected above the  $5\sigma$  level in each of the maps shown in Fig. 1. A tentative  $5\sigma$  ( $\sim 6.6$  mJy/beam) secondary component is detected in the L1527 map (3.6'' west of the main source), but it is located at the edge of a dirty lobe, which casts doubt on the detection. Moreover, this tentative component is not detected in the combined map shown in Figure 7 (while such a source should have been detected, given the rms noise level of the combined map). Therefore, we will not mention this source anymore in the following.

On the other hand, both Perseus maps (Figs. 2a and 2b) show evidence of secondary 1.3 mm continuum components detected above the  $5\sigma$  level. The map of L1448-C reveals a secondary 1.3 mm continuum source, located  $\sim 2.4''$  south-east from the primary L1448-C source (Table 3). It is the only additional component detected above the  $3\sigma$  level in the whole  $22''$  map (see Fig. 2 and Fig. 3). The map of NGC 1333-IRAS2A (see Fig. 2) also shows a secondary 1.3 mm continuum source (see position in Table 3) detected above the  $5\sigma$  level. The nature of these secondary sources is discussed further in Sect. 4 below.

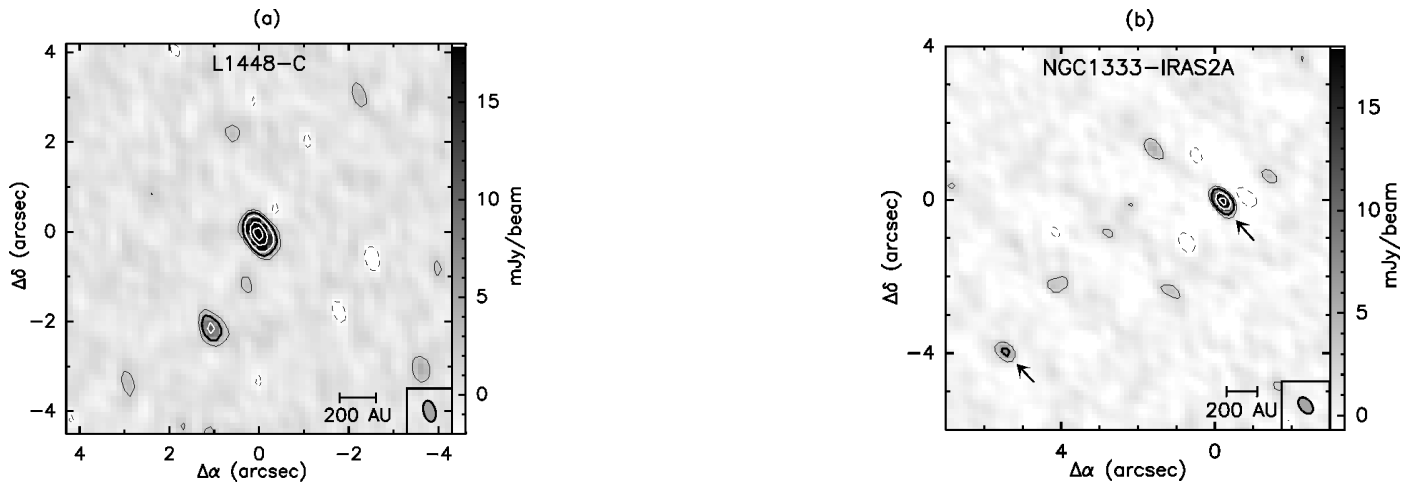
### 3.2. <sup>12</sup>CO(2–1) data

Compact <sup>12</sup>CO(2–1) emission is detected toward all of the targets, except L1521-F. Moreover, significant high-velocity <sup>12</sup>CO(2–1) emission is detected only toward L1448-C. This is due to the fact that the A configuration of PdBI filters out most of the extended <sup>12</sup>CO(2–1) emission from both protostellar outflows and the parent molecular clouds.

<sup>1</sup> Grenoble Image and Line Data Analysis System, software provided and actively developed by IRAM (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>)



**Fig. 1.** High resolution 1.3 mm continuum maps of the Taurus sources. In all panels, the filled ellipse in the bottom right corner shows the synthesized HPBW beam. (a) IRAM 04191. The synthesized HPBW is  $0.57'' \times 0.33''$ , and the rms noise is  $\sigma \sim 0.37$  mJy/beam. The contour levels are  $-2\sigma$  (dashed),  $2\sigma$ ,  $4\sigma$  and  $5\sigma$ . (b) L1527. The HPBW is  $0.48'' \times 0.28''$ , and  $\sigma \sim 1.2$  mJy/beam. The contour levels are  $-2\sigma$  (dashed),  $2\sigma$  and  $5\sigma$  (bold), and  $10\sigma$ ,  $30\sigma$ ,  $50\sigma$  in white. (c) L1521-F. The HPBW is  $0.49'' \times 0.27''$ , and  $\sigma \sim 0.1$  mJy/beam. The contour levels are  $-2\sigma$  (dashed),  $2\sigma$ ,  $5\sigma$  (bold), and  $8\sigma$ ,  $10\sigma$  in white.



**Fig. 2.** High resolution 1.3 mm continuum maps of the Perseus sources. In both panels, the filled ellipse in the bottom right corner indicates the synthesized HPBW beam. (a) L1448-C. The HPBW is  $0.48'' \times 0.27''$ , and the rms noise is  $\sigma \sim 0.93$  mJy/beam. The contour levels are  $-2\sigma$  (dashed),  $2\sigma$ , and  $5\sigma$  (bold),  $10\sigma$  to  $50\sigma$  by  $20\sigma$  in white. (b) NGC 1333-IRAS2A. The HPBW beam is  $0.57'' \times 0.33''$ , and  $\sigma \sim 1.16$  mJy/beam. The contour levels are  $-2\sigma$  (dashed),  $2\sigma$ ,  $5\sigma$  (bold); and  $12\sigma$ ,  $20\sigma$  in white. The two arrows show the positions of the two sources detected above the  $5\sigma$  level.

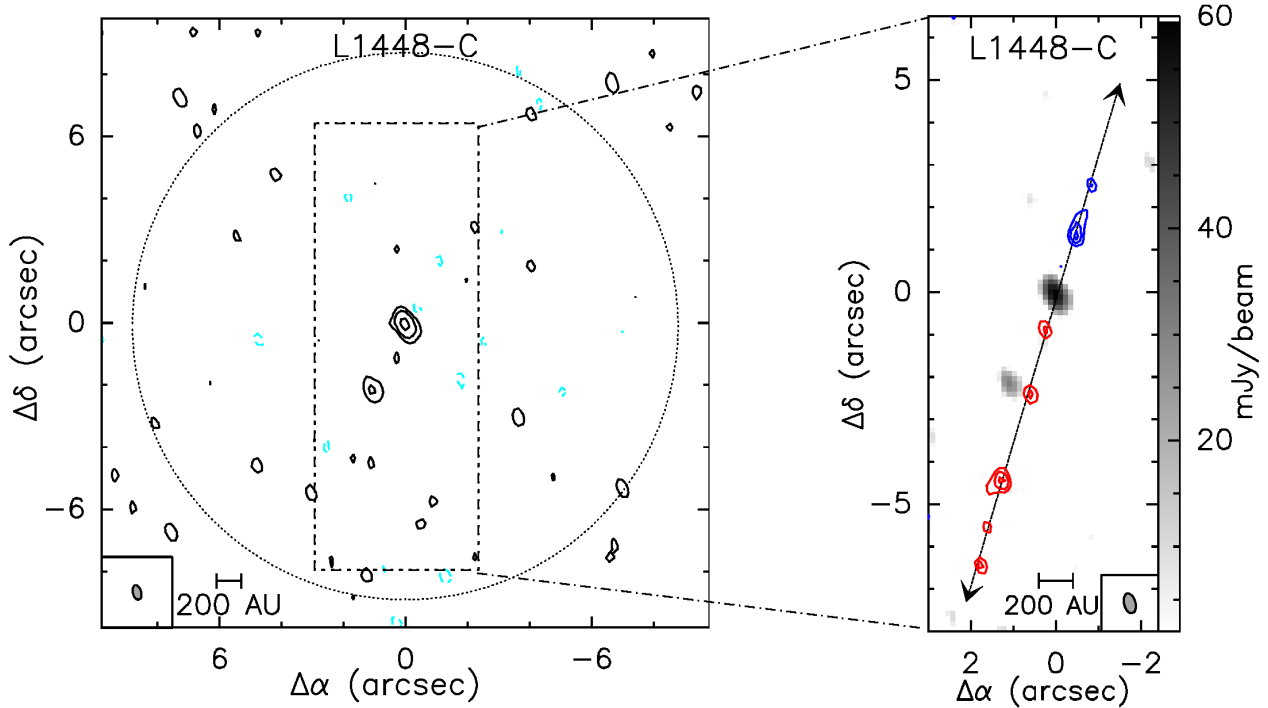
**Table 3.** Properties of the 1.3 mm continuum sources detected in the high-resolution PdBI maps

Source	Position (1.3 mm)		Peak flux (mJy/beam)	FWHM <sup>(1)</sup> (arcsec)	Flux density <sup>(2)</sup> (mJy)	Separation <sup>(3)</sup> (AU)
	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)				
L1448-C	03:25:38.87	30:44:05.3	$59 \pm 0.9$	$0.9 \pm 0.05$	$57 \pm 2$	-
L1448-C / South1	03:25:38.95	30:44:03.2	$11 \pm 0.7$	$0.7 \pm 0.1$	$11 \pm 2$	600
NGC 1333-IRS2A	03:28:55.56	31:14:37.1	$26 \pm 1.16$	$0.55 \pm 0.07$	$18 \pm 2$	-
NGC 1333-IRS2A / SE	03:28:56.00	31:14:33.1	$7 \pm 1.16$	$0.23 \pm 0.04$	$4 \pm 1.5$	1900
IRAM 04191	04:21:56.90	15:29:46.1	$2 \pm 0.37$	$0.28 \pm 0.02$	$0.9 \pm 0.4$	-
L1527	04:39:53.87	26:03:09.8	$50 \pm 1.2$	$0.42 \pm 0.05$	$65 \pm 3$	-
L1521-F	04:28:38.94	26:51:35.2	$1 \pm 0.12$	$0.65 \pm 0.009$	$0.8 \pm 0.2$	-

(1) FWHM diameter is computed from a circular Gaussian fit to the visibilities

(2) Flux integrated above the  $3\sigma$  level.

(3) Projected distance to the primary source.



**Fig. 3.** The left panel shows the high-resolution 1.3 mm map of L1448-C (same as Fig. 2 but showing a wider area covering most of the primary beam). The large dotted circle represents the cleaned area of the map. Note that the large-scale map has not been corrected for primary beam attenuation at large distances from the centre ( $FWHM = 22''$ ). The contour levels are  $-2\sigma$  (light blue dashed),  $2\sigma$ ,  $8\sigma$  and  $40\sigma$ . The right panel shows a blow-up of the central part of the high-resolution 1.3 mm map of L1448-C in greyscale, with superimposed contours of the high-velocity  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission integrated from  $-60$  to  $-40$  km s $^{-1}$  (blue contours) and from  $+50$  to  $+80$  km s $^{-1}$  (red contours). The first  $^{12}\text{CO}(2-1)$  contour corresponds to the  $3\sigma$  level (30 mJy/beam); the next contour levels are  $5\sigma$  and  $10\sigma$ . The double arrow marks the direction of the high-velocity jet detected in  $^{12}\text{CO}(2-1)$ . The filled ellipse at the bottom of the panels indicates the synthesized HPBW resolution.

In the  $^{12}\text{CO}(2-1)$  map of L1448-C, a total of seven compact high-velocity CO "bullets" are detected along the bipolar jet axis, in both the redshifted and blueshifted lobes (see Fig. 3). Two blueshifted bullets are detected above the  $3\sigma$  level (30 K.km/s) at LSR velocities ranging from  $-60$  km s $^{-1}$  to  $-40$  km s $^{-1}$ , and are located  $1.44''$  (360 AU) and  $2.69''$  (670 AU) away from the primary source driving the jet, respectively. Five redshifted bullets are detected along the redshifted jet axis, south-west of the driving source. These five features have LSR velocities ranging from  $50$  km s $^{-1}$  to  $80$  km s $^{-1}$ , and are located at distances from the driving source ranging from  $0.9''$  (125 AU) to  $6.7''$  (940 AU). The seven high-velocity features detected in the L1448-C map are all remarkably well aligned with the axis of the molecular jet already mapped at lower resolution by Bachiller et al. (1995) with PdBI, and more recently by Jorgensen et

al. (2007) with SMA. Therefore, we conclude that these high-velocity bullets trace the inner part of the jet driven by the protostellar source L1448-C.

#### 4. Nature of the secondary components detected in the millimeter continuum maps

##### 4.1. Sources detected in the vicinity of L1448-C

###### 4.1.1. Secondary 1.3 mm continuum source

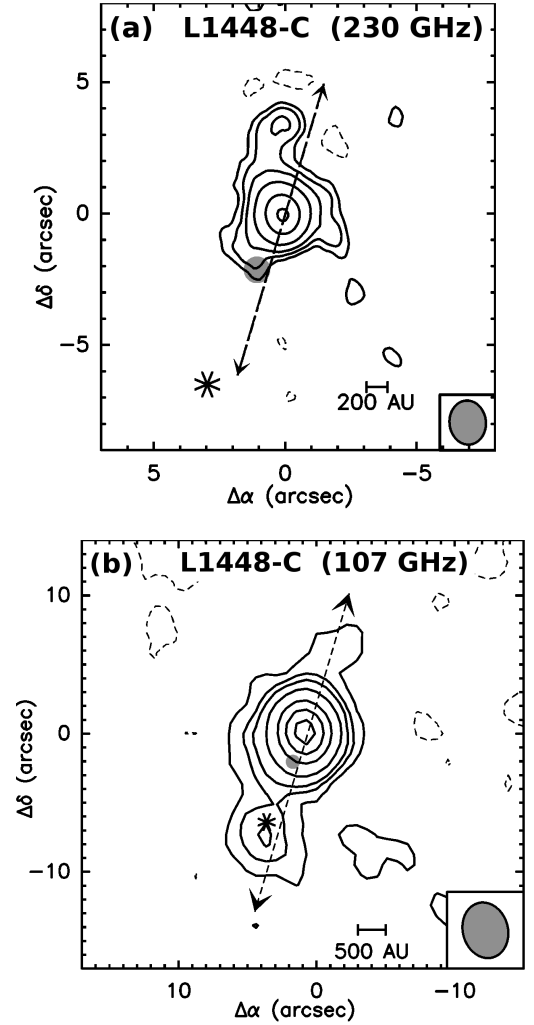
In the high resolution 1.3 mm continuum map of L1448-C shown in Fig. 2a, a secondary source is detected  $\sim 2.4''$  south-east of the main source. In the combined 1.3 mm continuum map, this secondary component is no longer resolved from the primary source (see Fig. 4), because its peak flux ( $11.3$  mJy/beam) is

only between the  $3\sigma$  and  $5\sigma$  levels, and it is confused with extended 1.3 mm emission south-east of L1448-C, which likely arises from a cavity in the red-shifted outflow lobe. This secondary source is not detected either in the 3 mm map shown in Fig. 4b due to insufficient angular resolution. But it lies close to the L1448-C jet axis and is immediately adjacent to the second redshifted high-velocity bullet detected in our  $^{12}\text{CO}(2-1)$  observations (only  $\sim 0.5''$  separation – see Fig. 3). Furthermore, this secondary 1.3 mm continuum source coincides with the position of the first SiO(2–1) peak (clump RI) detected by Guilloteau et al. (1992) in the red-shifted outflow lobe. This traces the presence of an outflow-induced shock at this position, with a high LSR velocity offset of  $+50 \text{ km s}^{-1}$  (see Fig. 5). Therefore, we conclude that the secondary 1.3 mm source detected south-east of L1448-C is not a genuine protostellar companion but rather an outflow feature directly associated with the high-velocity jet from the primary Class 0 object.

#### 4.1.2. Secondary 3 mm source and adjacent *Spitzer* source

Figure 4b shows a 3 mm (107 GHz) continuum map of L1448-C based on BCD-array data taken with PdBI in 1997 (see Sect. 2.2 for details). It reveals the presence of a secondary 3 mm continuum source, clearly detected above the  $5\sigma$  level at position (03h25m39.10s,  $+30^\circ 43' 57.8''$ ), i.e.  $\sim 8.4''$  south-east of the main L1448-C source, and which does not have any significant 1.3 mm counterpart in Figure 4a. A mid-infrared source was recently detected with *Spitzer*  $0.6 \pm 0.2''$  north of this secondary 3 mm source (Jørgensen et al. 2006), and  $\sim 7.8''$  south of L1448-C. The small angular separation between the PdBI 3 mm source and the *Spitzer* mid-infrared source suggests that they are physically related. Neither of our 1.3 mm continuum maps shows counterparts to the *Spitzer* or the 3 mm source above the  $3\sigma$  level, corresponding to upper limits to the 1.3 mm peak flux density of  $3 \text{ mJy}/0.48'' \times 0.27''$  beam in the high resolution 1.3 mm map of L1448-C, and  $8.4 \text{ mJy}/1.68'' \times 1.39''$  beam in the combined 1.3 mm map. The non detection of the 3 mm source at 1.3 mm implies that the spectral index of the emission is  $\alpha_{3\text{mm}}^{1.3\text{mm}} < 2.0$  (after scaling the 1.3 mm and 3 mm fluxes to matching beams), excluding the possibility that the whole millimeter emission is due to dust continuum emission from an embedded protostellar object (in this case  $\alpha = \beta + 2$ , where  $\beta$  is the dust emissivity index, and  $\alpha_{3\text{mm}}^{1.3\text{mm}} \sim 3 - 4$  is expected – e.g. Dent et al. 1998).

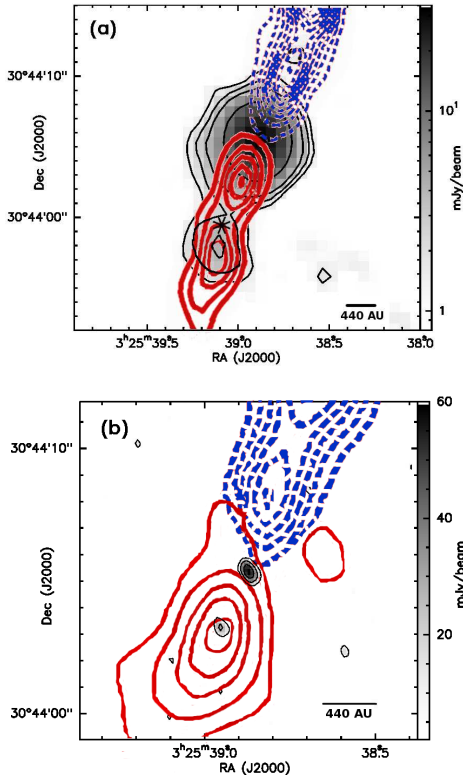
If the 3 mm source corresponds to a protostellar object, its non-detection in the 1.3 mm continuum emission is unlikely to result from interferometric filtering since Class 0 sources have strongly centrally condensed envelopes (André et al. 2000; Motte & André 2001), and are thus expected to be detected in a  $\sim 1.5''$  beam. For instance, the 1.3 mm peak flux density of L1448-C is  $\sim 134 \text{ mJy/beam}$  in a  $\sim 1.5''$  beam, so the 3 mm secondary source would have to be 17 times weaker at 1.3 mm on  $\sim 375 \text{ AU}$  scales to be undetected (above  $3\sigma$  level i.e.  $8.4 \text{ mJy/beam}$ ), which is more than twice the flux ratio  $\sim 8$  measured between the two sources computed at 3 mm. To further test whether the *Spitzer* and 3 mm continuum emission may originate from a protostellar object, we compared the observations with the publicly available grid of model YSO spectral energy distributions (SEDs) published by Robitaille et al. (2007). We tried to reproduce both the mid-infrared fluxes derived by Jørgensen et al. (2006) for the southern *Spitzer* source and the PdBI 3 mm flux, while keeping the 1.3 mm flux density lower than the  $5\sigma$  detection level ( $\sim 5 \text{ mJy}$  in a  $0.37''$  radius aperture) achieved with PdBI. None of the models explored in this way can reproduce the data points



**Fig. 4.** (a) Combined 1.3 mm dust continuum map of L1448-C. This image was constructed by combining the 230 GHz visibilities obtained with A-configuration of PdBI with the 219 GHz visibilities obtained with the B, C and D-configurations of PdBI. The synthesized HPBW is  $1.68'' \times 1.39''$ , and the rms noise is  $\sigma$  is  $\sim 2.8 \text{ mJy/beam}$ . The dashed contours are levels of  $-3\sigma$ . The full contours are levels of  $3\sigma$ ,  $5\sigma$ ,  $8\sigma$  and  $15\sigma$  to  $45\sigma$  by  $15\sigma$ . The grey circle indicates the position of the secondary 1.3 mm continuum source detected in the high resolution map shown in Fig. 2. The arrows indicate the direction of the high-velocity jet observed in  $^{12}\text{CO}(2-1)$  (see §3.2). (b) 107 GHz continuum map of L1448-C. The synthesized HPBW is  $4.08'' \times 3.27''$ , and the rms noise is  $\sigma \sim 0.49 \text{ mJy/beam}$ . The dashed contour level is  $-2\sigma$ . The full contours are levels of  $2\sigma$ ,  $5\sigma$ ,  $8\sigma$  and  $15\sigma$  to  $85\sigma$  by  $15\sigma$ . In both panels, the filled ellipses in the lower right corner indicate the synthesized HPBW. The star indicates the position of the *Spitzer* source reported by Jørgensen et al. (2006).

properly : the ten best models have total  $\chi^2$  values  $\sim 100 - 200$  for five data points (compared to total  $\chi^2 \sim 20-40$  with data at the same five wavelengths for L1448-C), and show 1.3 mm fluxes which should have been detected above the  $3\sigma$  level in our PdBI observations. The mid-infrared emission detected with *Spitzer* and the adjacent 3 mm emission detected with PdBI are therefore unlikely to originate from a protostellar object. The 3 mm and *Spitzer* sources are both located in the walls of an outflow cavity (see Jørgensen et al, 2007). They both coincide with the second SiO(2–1) emission peak detected toward





**Fig. 5.** (a) Image and black contours show the 3 mm continuum map of L1448-C (same as Fig. 4). The red and blue contours are levels of the SiO(2–1) line intensity at  $\pm 65$  km s $^{-1}$  from Guilloteau et al. (1992). The star indicates the position of the *Spitzer* source reported by Jørgensen et al. (2006), for which no counterpart is detected above the  $3\sigma$  level in the 1.3 mm map (see §4.1 for a discussion). (b) Image and black contours show the high resolution 1.3 mm map of L1448-C. The red and blue contours are levels of SiO(2–1) line intensity at  $\pm 50$  km s $^{-1}$ . One can see that both secondary (1.3 mm and 3 mm) sources coincide with peaks of SiO(2–1) emission.

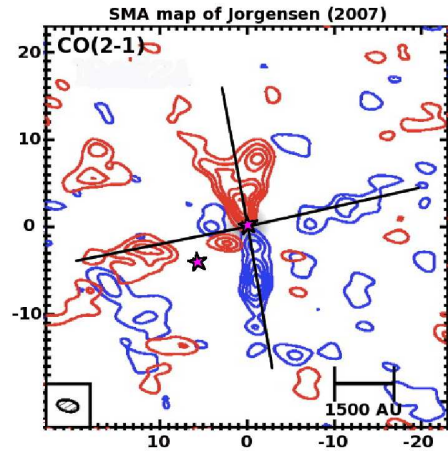
the red-shifted lobe (clump RII in Guilloteau et al. 1992) which reveals the presence of an outflow-induced shock at this location, at a high LSR velocity offset of  $+65$  km s $^{-1}$  (see Fig. 5). Furthermore, these two sources also coincide with a peak in the NH $_3$ (2,2)/NH $_3$ (1,1) ratio, which traces heating due to the interaction between the energetic outflow and the ambient molecular gas (Curiel et al. 1999). We therefore propose that these two adjacent sources, located along the jet axis, are in fact shock-generated features (cf. Hartigan 2003) associated with the powerful outflow driven by L1448-C. Compact mid-infrared continuum emission along protostellar jets has already been observed: Lefloch et al. (2005) reported the detection of such features along the HH 2 protostellar jet, and argued that the mid-IR emission arises from heating of very small grains formed by evaporation of dust grain mantles in outflow-induced shocks. Furthermore, the lack of a 1.3 mm counterpart to the 3 mm source can be explained by the nature of the 3 mm emission. The non-detection of VLA 2 cm emission by Curiel et al. (1990) at the position of the 3 mm emission implies a spectral index  $\alpha_{2\text{cm}}^{3\text{mm}} > 1.5$ . Combined with  $\alpha_{3\text{mm}}^{1.3\text{mm}} < 2.0$ , this suggests that the 3 mm continuum emission is a combination of optically thick free-free emission ( $1 \lesssim \alpha_{2\text{cm}}^{3\text{mm}} \lesssim 2$  – e.g. Ghavamian & Hartigan 1998) and optically thin dust continuum emission ( $\alpha_{3\text{mm}}^{1.3\text{mm}} \sim 2 - 4$ ) associated with a shock in the L1448-C outflow. The fact

that this outflow-induced shock (traced by the *Spitzer* and 3 mm sources) is not detected at 2  $\mu$ m can be ascribed to high visual extinction toward the southern lobe ( $A_V \sim 32$  – Dionatos et al. 2009).

Based on this multiwavelength analysis, we conclude that the *Spitzer* mid-infrared source and the PdBI 3 mm source detected  $\sim 8''$  south of L1448-C do not correspond to protostellar objects but are both tracing heating and compression resulting from an oblique shock on the outflow cavity wall.

#### 4.2. Secondary 1.3 mm continuum source detected near NGC 1333-IRAS2A

Our high resolution PdBI observations of NGC 1333-IRAS2A allow us to probe the circumstellar environment of this source down to  $\sim 90$  AU scales, with better sensitivity than that achieved in previous interferometric observations. While no secondary component is detected above the  $2\sigma$  level within a radius of 1000 AU ( $\sim 4''$ ) from the primary source, a new secondary 1.3 mm component is detected  $7.7''$  ( $\sim 1900$  AU) south-east of NGC 1333-IRAS2A, with a peak flux of  $\sim 7$  mJy/beam (see Fig. 2b). This secondary 1.3 mm source is located near the east-west outflow originating from the vicinity of IRAS2A (see Fig. 6), but is not associated with any known high-velocity CO bullet or shock feature. Therefore, the nature of this source is unclear: it may either be a genuine protostellar companion or an outflow feature. We name this secondary source NGC 1333-IRAS2A/SE, as it probably lies within the same envelope as NGC 1333-IRAS2A. The weakness of this source explains its non-detection in previous millimeter interferometric studies (Looney et al. 2000; Jørgensen et al. 2007).



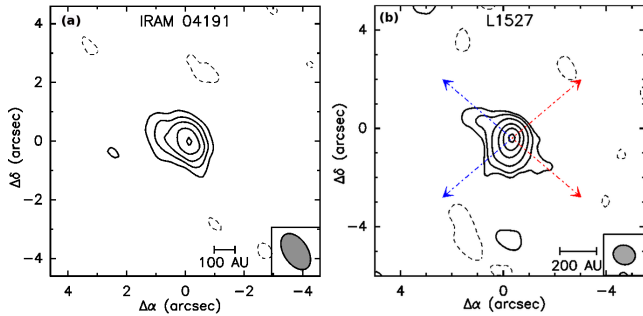
**Fig. 6.** SMA map obtained in  $^{12}\text{CO}(2-1)$  by Jørgensen et al. (2007) toward NGC 1333-IRAS2A. The color contours show  $^{12}\text{CO}(2-1)$  integrated intensity levels in steps of  $3\sigma$  (see Jørgensen et al. (2007) for details), with the blue contours indicating emission integrated from  $-6$  to  $-1$  km s $^{-1}$  relative to the systemic velocity, and red contours emission integrated from  $+1$  to  $+6$  km s $^{-1}$  relative to the systemic velocity. The two lines mark the direction of the protostellar outflows originating near IRAS2A. On large scales, the  $\sim$  east-west outflow is more collimated than the  $\sim$  north-south bipolar one, and was found to be less energetic than the north-south bipolar outflow (Knee & Sandell 2000). The two stars mark the position of the 1.3 mm continuum sources detected in our PdBI observations.



## 5. Dust continuum emission detected toward the primary Class 0 sources

A detailed discussion of the small scale properties and detailed morphology of the dust emission detected toward the primary Class 0 sources is beyond the scope of this paper and will be the subject of a forthcoming paper. Here, we provide a simple, qualitative description of the slightly extended 1.3 mm continuum emission detected with PdBI toward the primary Class 0 sources of our sample.

Our high-resolution 1.3 mm continuum maps exhibit only little extended emission. This can be explained by the very high resolution achieved in these interferometer maps and the lack of short-spacing data, which filters out most of the extended emission from the envelope material. In the combined 1.3 mm and 3 mm maps, however, the use of multiple array configurations allows us to recover some of the extended emission on scales ranging from  $\sim 100$  AU to  $\sim 500$  AU. Note that, as the older PdBI observations toward L1448-C and L1527 (G080 data taken in the B, C, D configurations) are noisier, the combined 1.3 mm maps have an improved spatial dynamic range (facilitating, e.g., image reconstruction), but higher rms noise values. The combined 1.3 mm maps of the two sources IRAM 04191 and L1527 are shown in Fig. 7a and Fig. 7b, respectively, while the combined 1.3 mm map of L1448-C was already shown in Fig. 4a above. Details about the combination procedure can be found in Sect. 2.3 above.



**Fig. 7.** Combined 1.3 mm dust continuum maps of the Taurus sources IRAM 04191 and L1527. The filled ellipses in the lower right corner of the panels indicate the synthesized HPBW beam. (a) IRAM 04191. The synthesized beam (HPBW) is  $1.37'' \times 0.82''$ , and the  $1\sigma$  noise level is  $\sim 0.31$  mJy/beam. The level of the dashed contours is  $3\sigma$ . The solid contours correspond to levels of  $3\sigma$ ,  $5\sigma$ ,  $7\sigma$ ,  $10\sigma$ , and  $13\sigma$ . (b) L1527. HPBW is  $0.88'' \times 0.79''$ , and  $\sigma$  is  $\sim 2.0$  mJy/beam. The dashed contour level is  $3\sigma$ . The solid contours are levels of  $3\sigma$ ,  $5\sigma$ , and  $10\sigma$  to  $40\sigma$  by  $10\sigma$ . The four arrows indicate the cavity walls of the bipolar outflow driven by L1527, as traced by the emission maps of  $^{12}\text{CO}(3-2)$  and  $\text{HCO}^+(1-0)$  (Hogerheijde et al. 1998).

All three combined 1.3 mm continuum maps show extended emission features, which correlate well with the outflow cavity walls delineated by CO line observations of these Class 0 objects at similar angular resolution (see, e.g., Jørgensen et al. 2007 for a  $^{12}\text{CO}(2-1)$  map of L1448-C with an angular resolution comparable to that of our combined 1.3 mm continuum map). This is particularly clear in the combined 1.3 mm continuum map of L1527 shown in Fig. 7b, where the extended dust emission around the protostellar source delineates three arms of a cross (see also Motte & André 2001). The cross-like pattern seen toward L1527 coincides very well with the edges of the outflow cavity traced by CO(3–2) observations (Hogerheijde et al.

1998; Chandler & Richer 2000). Furthermore, if we compare our 1.3 mm continuum map (Fig. 7b) with the  $\text{HCO}^+(1-0)$  interferometric map of Hogerheijde et al. (1998), we find that the cross-like morphology of the dust continuum emission coincides very closely with the features detected in  $\text{HCO}^+$ . A similar cross-like pattern for the dust continuum emission was also observed by Fuller et al. (1995) toward L1551-IRS5.

This indicates that at least some of the dust continuum emission observed in the immediate vicinity of Class 0 protostars is caused by column density enhancements due to compression in the cavity walls of their outflows.

## 6. Discussion: Constraints on the formation of multiple systems

### 6.1. Multiplicity rate of Class 0 protostars on $\sim 100$ AU scales

All 5 Class 0 protostars observed in the present pilot PdBI survey are single on scales between  $\sim 75$  AU and  $\sim 1900$  AU. The only possible companion found is NGC1333-IRAS2A/SE, which is located  $\sim 1900$  AU away from the primary source NGC1333-IRAS2A. We discuss below four possible explanations to the non-detection of close protobinary systems in our sample: (1) small sample statistics, (2) selection effects in our sample, (3) limited mass (and mass ratio) sensitivity, (4) intrinsically small multiplicity fraction for Class 0 protostars on  $\sim 75$ – $1900$  AU scales.

On the first point, even though we observed a small number of objects, the probability of drawing five single protostars from a binary fraction distribution of  $\sim 32\%$ , corresponding to the binary fraction of Class I YSOs in the same separation range (Duchêne et al. 2007), is only  $\sim 14\%$ . This suggests that the Class 0 binary fraction may be lower than that of Class I and Class II YSOs, but only with very marginal statistical significance ( $1.5\sigma$  confidence level) at the present stage. Interestingly, based on an extensive study of 189 Class I sources, Connelley et al. (2008) recently speculated that the opposite trend would be observed, namely that the companion star fraction should be larger at the Class 0 stage.

On the second point, the five sources observed in this study were selected based on a distance criterion mainly, and belong to two different star-forming regions. The sources in our sample have bolometric luminosities ranging from  $0.1 L_{\odot}$  to  $10 L_{\odot}$ , suggesting that they span a relatively wide range of final stellar masses. Moreover, our sample includes two Class 0 objects embedded in clustered environments and belonging to wide systems (L1448-C, NGC 1333-IRAS2A), as well as three relatively isolated objects (IRAM 04191, L1521-F, and L1527). Albeit limited by its small size, our sample thus avoids the most obvious selection biases.

On the third point, our mass sensitivity is directly determined by the rms noise achieved in our high-resolution 1.3 mm continuum maps. If we assume that the envelope of any putative protostellar companion has similar density and temperature profiles to the envelope of the primary Class 0 object, our observations are sensitive to low circumstellar mass ratios ( $q = M_{\text{second}}/M_{\text{main}} \sim 0.07$ ), except for the faintest two sources, IRAM 04191 and L1521-F, toward which we are only sensitive to  $M_{\text{second}}/M_{\text{main}} \sim 0.6 - 0.9$ . Assuming Class 0 systems have a distribution of circumstellar mass ratios similar to the distribution of stellar mass ratios observed toward T-Tauri binary systems (Woitas et al. 2001), we estimate that the sensitivity of our PdBI observations should allow us to detect  $\geq 50\%$  of the Class 0 binary systems with separations wider than  $\sim 100$  AU.

On the fourth and final point, the multiplicity of Class 0 objects on scales  $\sim 75 - 1000$  AU is not well known. While our sample of Class 0 protostars does not show any close multiple system (with separations  $< 1900$  AU), the early BIMA 2.7 mm continuum survey by Looney et al. (2000) revealed a higher multiplicity rate in their sample at 2.7 mm. Among the nine Class 0 objects with separate envelopes observed by Looney et al. (2000), three close binary systems were found with separations  $< 1000$  AU, leading to a binary fraction of  $\sim 33\%$  on scales between 100 AU and 2000 AU. We stress, however, that some of the protostellar companions detected by Looney et al. (2000) at 2.7 mm could in fact be outflow features, like the secondary 3 mm source detected in our 3 mm continuum map of L1448-C (Fig. 4b). One striking example is the prototypical Class 0 protostar VLA 1623, for which Looney et al. (2000) detected two 2.7 mm components separated by  $1.11''$  (i.e.  $\sim 150$  AU), which they interpreted as a proto-binary system. Comparing the high-resolution 3.6 cm VLA image of Bontemps & André (1997) with the BIMA 2.7 mm image, it appears that the western 2.7 mm BIMA component may be associated with an HH-like object named HH-A by Bontemps & André (1997), belonging to a series of HH-like cm radio continuum knots almost aligned with the outflow axis. This suggests that the BIMA 2.7 mm emission observed toward the western component (labeled VLA 1623B in Looney et al. 2000) may be strongly contaminated or even dominated by free-free emission, and may not trace the presence of a bona-fide protostellar companion. In the light of our PdBI findings for L1448-C, careful comparison of the results with the location of the outflows from the primary protostars and detection of both 1 mm and 3 mm counterparts (so that a spectral index can be derived in the millimeter range) are needed before the protostellar nature of secondary components detected in millimeter continuum surveys can be firmly established.

Combining the results of the BIMA 2.7 mm survey of Looney et al. (2000) with our PdBI 1.3 mm results allows us to enlarge the sample of Class 0 sources for which the multiplicity rate between  $\sim 150$  AU and  $\sim 1000$  AU can be discussed. Based on the above-mentioned arguments, we do not take into account the secondary 3 mm component detected by Looney et al. (2000) close to VLA 1623, as it is probably an outflow feature similar to the one observed along the outflow axis of L1448-C. The BIMA 2.7 mm observations probe multiplicity on scales  $\gtrsim 100 - 4000$  AU for Taurus and Ophiuchus sources, and  $\gtrsim 150 - 5000$  AU for Perseus sources. We stress that the enlarged (PdBI + BIMA) sample is not homogeneous because the BIMA and PdBI surveys have differing sensitivities, resolutions, and observing frequencies. Nevertheless, a simple merging of the two samples allows us to draw interesting conclusions. Among the 9 Class 0 objects mapped with BIMA, two of them are binary systems with separations less than 1000 AU: (NGC 1333-IRAS4A1 / NGC 1333-IRAS4A2) and (IRAS 16293-2422A / IRAS 16293-2422B), while no protobinary system is detected at separations less than 500 AU. Since the merged sample (PdBI+BIMA) has 14 target sources, this leads to estimates of  $\sim 14\%$  for the binary fraction of Class 0 protostars on  $\sim 150 - 1000$  AU scales, and  $\lesssim 7\%$  for the binary fraction of Class 0 protostars on  $\sim 150 - 550$  AU scales. Assuming that the intrinsic binary fraction of Class 0 objects in the separation range  $\sim 150 - 1000$  AU is the same as that of Class I YSOs, i.e.  $\sim 32\%$  (Connelley et al. 2008), the probability of drawing 2 Class 0 binary systems in this separation range is only  $\sim 9\%$ . Similarly, the probability of drawing 14 single Class 0 protostars in the separation range 150–550 AU, assuming the binary fraction of Class I YSOs, i.e.  $\sim 18\%$  (Connelley et al. 2008), is even lower:  $\sim 6\%$ . Therefore, we see

that combining our sample with that of Looney et al. (2000) allows us to strengthen the trend pointed out at the beginning of this section, namely that the Class 0 binary fraction may be lower than that of Class I YSOs, at least on scales  $\sim 150 - 550$  AU. Nevertheless, the trend is only present at the  $\lesssim 1.9\sigma$  confidence level in the enlarged sample, and thus remains only marginally significant. Clearly, more interferometric observations of Class 0 objects taken at comparable angular resolutions would be needed to confirm this trend and firmly establish that binary properties evolve between the Class 0 and the Class I stage.

## 6.2. Comparison with numerical models of binary fragmentation

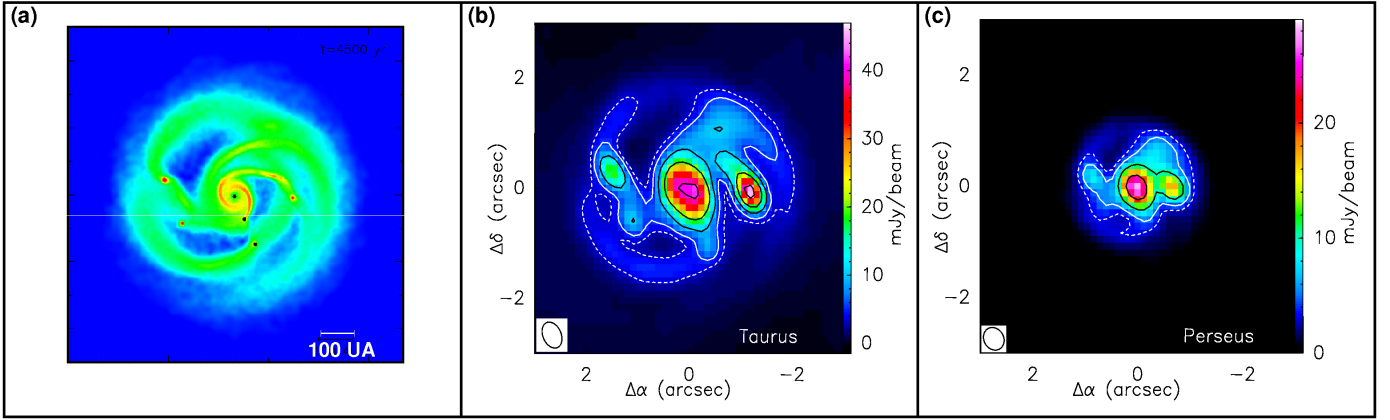
In this section, we compare the results of our high-resolution PdBI observations with the predictions of three published numerical models of star formation, in terms of multiplicity and spatial structure. The first model (Stamatellos & Whitworth 2009) deals with the fragmentation of a massive disk around an already formed YSO of comparable mass. The second hydrodynamic simulation (Bate 2009) describes the collapse and fragmentation of a  $50 M_{\odot}$  cluster-forming clump, and takes into account radiative feedback from formed protostellar objects. The third model (Hennebelle & Fromang 2008; Hennebelle & Ciardi 2009) includes the effect of magnetic fields and simulates the collapse of an individual cloud core into a protostellar system. In order to compare the typical outcomes of these simulations with our PdBI observations, the model column density images (in  $\text{g cm}^{-2}$ ) were put to the distance and declination of the Taurus and Perseus clouds, then converted into flux density maps (in mJy/beam) assuming optically thin dust emission at 1.3 mm, and  $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (Ossenkopf & Henning 1994) and  $T_d = 10$  K for the dust properties. The resulting maps were convolved with the typical uv-coverage of the PdBI in A configuration to produce the synthetic 1.3 mm continuum images presented in Figs. 8–10 below.

### 6.2.1. Numerical simulations without magnetic fields

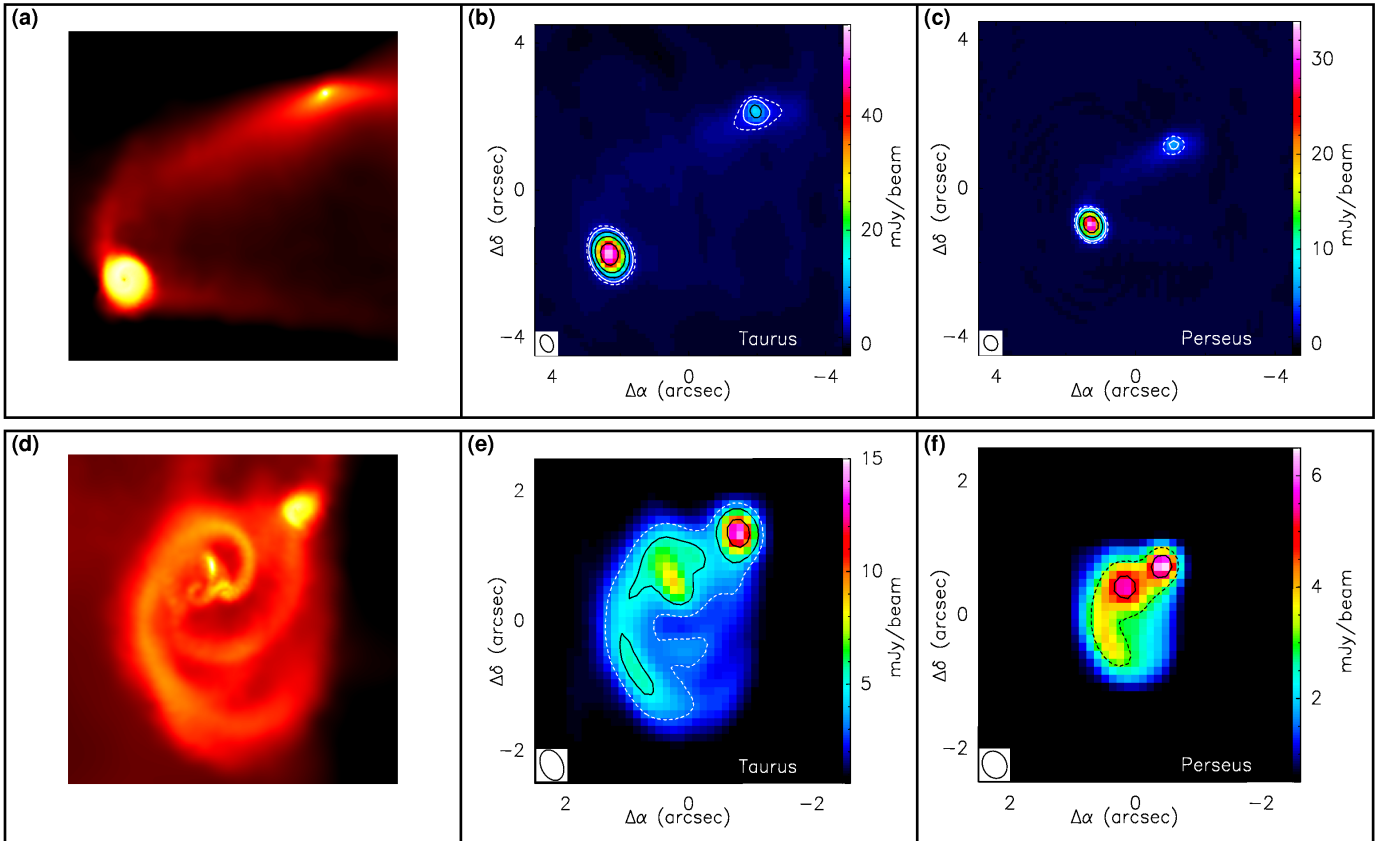
#### *Disk fragmentation model*

The hydrodynamic simulations of Stamatellos & Whitworth (2009), performed with the SPH code *DRAGON*, demonstrate that the outer parts of massive extended disks are likely to undergo gravitational fragmentation, thus forming low-mass companions. Because they fragment rapidly, such massive disks are unlikely to be observable beyond the Class 0 phase. We stress that protostellar collapse is not modeled in these simulations which have no protostellar envelope component.

Figure 8(a) shows the model column density image resulting from an hydrodynamic simulation of a  $0.7 M_{\odot}$  disk around a  $0.7 M_{\odot}$  star, as seen  $\sim 4500$  years after the start of the simulation (see Fig. 1 of Stamatellos & Whitworth 2009 for more details). Figure 8(b) and Figure 8(c) present synthetic 1.3 mm continuum images resulting from simulations of A-array PdBI observations of the model placed at the distance of Taurus and Perseus, respectively. One can see from the white contour and first black contour (corresponding to the average  $3\sigma$  and  $5\sigma$  levels achieved in our PdBI observations, respectively) that we expect the massive, extended disk of the model to be detected as a strong, well-resolved structure in IRAM PdBI observations. A circular gaussian fit to the visibilities of the synthetic images shown in Figures 8b and 8c leads to a FWHM diameter of  $\sim 3.8'' \pm 0.7''$  at the Taurus distance, and  $\sim 1.8'' \pm 0.4''$  at the Perseus distance:



**Fig. 8.** (a) Model column density image from the radiative hydrodynamic simulation of Stamellos & Whitworth (2009) (see text for further details). (b) synthetic 1.3 mm continuum image resulting from simulated A-array PdB observations of the model shown in (a), assuming a distance  $d = 140$  pc (distance to the Taurus complex). (c) Same as (b), but assuming a distance of  $d = 250$  pc (distance to the Perseus complex). The color scale is linear and gives an indicative flux density scale in mJy/beam. The peak flux density is found to be  $\sim 46$  mJy/beam and  $\sim 29$  mJy/beam in (b) and (c), respectively. In both panels, the white dashed contour is showing the typical  $3\sigma$  detection level ( $\sim 3$  mJy/beam) achieved in our PdB-A observations, while the first plain contour is the typical  $5\sigma$  level. The following black contours are levels of 10, 20 and  $40\sigma$ . The ellipse in the bottom-left corner represents the beam size of PdB-A at the corresponding declination.



**Fig. 9.** Model column density images and synthetic 1.3 mm continuum images resulting from simulated A-array PdB observations of two typical outcomes from the model by Bate (2009) (seen  $2.6 \times 10^5$  years after the start of the collapse, i.e. 1.4 times the initial free fall time of the cloud). In each row the first image is the model column density image, while the two images on the right are the synthetic images obtained after convolution with the PdBI A-array configuration. (a) is a  $\sim 1000$  AU wide snapshot, while (d) is  $\sim 600$  AU wide. (b) and (e) were produced assuming distances  $d = 140$  pc (similar to the distance of the Taurus complex). (c) and (f) were produced assuming  $d = 250$  pc (similar to the distance of the L1448 complex). In all panels, the contours are levels of 3, 5, 10, 20 and  $40\sigma$ , as achieved in our observations. The color scale is linear and gives an indicative flux density scale in mJy/beam. The dashed contour is showing the typical  $3\sigma$  detection level ( $\sim 3$  mJy/beam) achieved in our PdB-A observations. The ellipse in the bottom-left corner represents the beam size of PdB-A at the corresponding declination.



this is one order of magnitude greater than the FWHM computed in the same way for the 5 target sources detected in our PdBI maps (see Table 3), which show that all 5 target sources are compact when observed with the A array. Furthermore, two of the Taurus sources we observed (IRAM 04191 and L1521-F) have peak fluxes which are more than one order of magnitude weaker than the peak flux in the synthetic image of Fig. 8(b).

Taken at face value, therefore, our PdBI results are not consistent with the model of Stamatellos & Whitworth (2009). Note, however, that somewhat less massive ( $\sim 0.1 M_{\odot}$ ) disks, or initially massive disks observed at a later evolutionary stage, could be seen as compact structures, at the sensitivity achieved in our PdBI observations. One possible explanation for the absence of massive extended disks in our observations may be that the massive disks of the model are short-lived ( $\sim 10^4$  yr), as pointed out by Stamatellos & Whitworth (2009). On the other hand, the presence of massive, infalling envelopes around the Class 0 objects we observed (which are not modeled in the simulations by Stamatellos & Whitworth 2009) should tend to refill any extended disk present at early times. A more likely explanation in the context of this model is that only  $\sim 20$ – $30\%$  of all solar-type protostars may develop massive extended disks at any time in their evolution (Stamatellos & Whitworth 2009). Our present sample is clearly not large enough to rule out this possibility. Therefore, while current numerical simulations of massive, extended disks do not satisfactorily reproduce our PdBI observations, more numerical simulations and more high-resolution observations of Class 0 objects would be needed before robust conclusions can be drawn on this scenario.

#### *Hydrodynamic model including cloud collapse, disk formation, and radiative feedback*

In recent hydrodynamical simulations, Bate (2009) treats both cloud collapse and protostar/disk formation, including the effect of radiative feedback from newly formed protostellar objects.

The two model snapshots presented in Fig. 9a and Fig. 9d (see also Fig. 4 of Bate 2009) were processed through the PdBI simulator to produce the synthetic A-array 1.3 mm continuum images shown in Fig. 9b,e and Fig. 9c,f, with the models placed at the distances of Taurus and Perseus, respectively. One can see from the white level and first black level (corresponding to the average  $3\sigma$  and  $5\sigma$  levels achieved in our PdBI observations, respectively) that the large disk-like rotating structures produced by the models are expected to be detected as strong, extended or multiple sources in A-array PdBI observations. A circular gaussian fit to the visibilities of the synthetic images shown in Figures 9e and 9f leads to a FWHM diameter of  $\sim 3.4'' \pm 0.7''$  at the Taurus distance, and  $\sim 1.9'' \pm 0.5''$  at the Perseus distance: this is again one order of magnitude greater than the FWHM diameter measured in the same way for the 5 target sources detected in our PdBI maps (see Table 3), which show that all 5 target sources are compact when observed with the A array.

We conclude that purely hydrodynamic simulations, even if they include radiative feedback which inhibits fragmentation close to existing protostellar objects, fail to reproduce our PdBI observations, because they tend to form massive extended structures (with FWHM  $\sim 300$ – $500$  AU) and/or multiple systems. One should bear in mind, however, that the absolute age of Class 0 objects ( $\sim 3 \times 10^4$ – $2 \times 10^5$  yr) is quite uncertain (cf. Evans et al. 2009), which casts some doubt on the time at which the models should be compared to our observations.

#### 6.2.2. Magnetohydrodynamic model

Adaptive Mesh Refinement (AMR) simulations of cloud core collapse and fragmentation were carried out by Hennebelle & Fromang (2008) and Hennebelle & Teyssier (2008), using the MHD version of the *RAMSES* code (see Fromang et al. (2006)). In these MHD simulations, the formation of a centrifugally-supported disk is suppressed by magnetic braking (see Mellon & Li 2008). Moreover, Hennebelle & Teyssier (2008) showed that, for rotating dense cores with a magnetic field strength typical of values inferred from observations (e.g. Crutcher 1999), fragmentation was suppressed by magnetic fields if the initial density perturbations were too small.

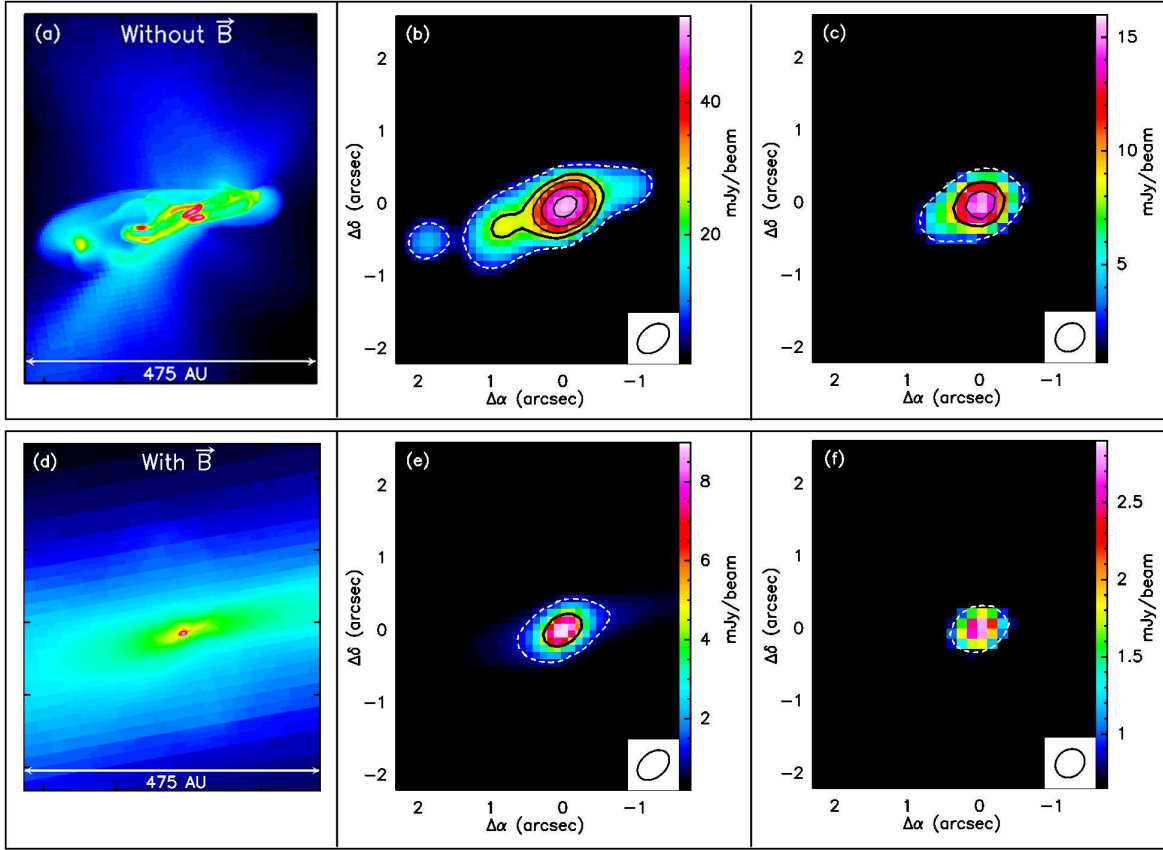
Two typical outcomes of these simulations are shown in Figure 10: Fig. 10a and Fig. 10d are model column density images obtained in the absence and in the presence of a magnetic field, respectively. Fig. 10b and Fig. 10e represent synthetic images obtained from these models after convolution with the dirty beam of PdBI in A configuration and cleaning, assuming a distance  $d = 140$  pc, while Fig. 10c and Fig. 10f represent the same synthetic images, but assuming a distance  $d = 250$  pc. The simulations shown in the upper and lower panels started from a rotating, centrally-condensed spherical core  $0.013$  pc in radius, with a density contrast of 10. The total mass of the core was  $2M_{\odot}$ , and the two simulations started from the same initial conditions, except for the initial value of the magnetic field ( $B = 0$  in the first case; moderate B-field strength in the second case, i.e., initial mass-to-flux ratio  $\mu = 3.2$  in units of the critical value for collapse). Note that the purely hydrodynamic simulation of Fig. 10a produces a quadruple system within a radius of  $\sim 200$  AU, while core fragmentation is completely suppressed in the moderately magnetized simulation of Fig. 10d, which leads to the formation of a single stellar object within 200 AU.

The magnetized model shown in the lower panels of Fig. 10 reproduces our PdBI observations of the Taurus Class 0 protostars quite well: the synthetic image (Fig. 10e) shows a unique source, with a peak flux density  $\sim 3$ – $8$  mJy/beam, and a size comparable to those observed: a circular gaussian fit to the visibilities of the synthetic images shown in Figures 10e leads to a FWHM diameter of  $\sim 0.4''$  at the Taurus distance ( $\sim 0.2''$  at the Perseus distance), comparable to the ones computed for the sources detected in our PdBI maps, and given in Table 3. This comparison suggests that magnetic fields are an essential ingredient of the early phases of star formation, as they seem to be a plausible way to regulate core/disk fragmentation and obtain single objects on scales  $< 300$  AU, similar to what is observed in our sample.

#### 6.2.3. Implications for the formation of multiple systems

Although our sample clearly needs to be extended before general conclusions can be drawn, the non-detection of multiple Class 0 systems with separations between  $\sim 100$  AU and  $\lesssim 600$  AU in both our sample and the BIMA sample of Looney et al. (2000) already suggests interesting implications for the formation of solar-type multiple systems.

Two alternative scenarios can be proposed. First, it is possible that wide ( $> 600$  AU) multiple systems form during the Class 0 phase, and that orbital migration then reduces the separation between the protostellar components during evolution to the Class I phase (Bate 2000; Bate et al. 2002). Observations (see, for example Connelley et al. 2008) suggest that main-sequence systems are tighter than T Tauri systems, and that the latter themselves have separations which are somewhat smaller than those observed toward Class I YSOs (Patience et al. 2002). Therefore,



**Fig. 10.** Synthetic 1.3 mm continuum images resulting from simulated A-array PdB observations of two typical outcomes from the simulations of magnetized core collapse from e.g. Hennebelle & Teyssier (2008) (see text for further details). *Upper row:* Panel (a) shows a model snapshot view of the column density distribution of the inner part of a protostellar system obtained  $\sim 10^4$  yr after the beginning of collapse in purely hydrodynamic ( $B = 0$ ) simulations of cloud core collapse. Panel (b) shows the synthetic PdB-A 1.3 mm dust continuum image produced from the purely hydrodynamic model (a), put to the distance of the Taurus complex ( $d = 140$  pc). Panel (c) shows a synthetic image similar to (b), but put to the distance of the Perseus complex ( $d = 250$  pc). *Lower row:* Panel (d) shows a snapshot view of the column density distribution of the inner part of a protostellar system obtained from MHD simulations starting from the same initial conditions as in panel (a), except for a non-zero magnetic field (whose initial value is  $1/2$  of the critical field strength required to prevent collapse). Panel (e) shows the synthetic PdB-A 1.3 mm dust continuum image produced from the MHD model shown in (d), and put to the distance of the Taurus complex ( $d = 140$  pc). Panel (f) shows a synthetic image similar to (e), but put to the distance of the Perseus complex ( $d = 250$  pc). In all of the synthetic images, the color scale is linear and gives an indicative flux density scale in mJy/beam, assuming  $T_d = 10$  K and  $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  for the dust properties. The white dashed contour shows the typical  $3\sigma$  detection level ( $\sim 3$  mJy/beam) achieved in our PdB-A observations, while the following black contours are:  $5\sigma$  (thick),  $10\sigma$ ,  $20\sigma$  and  $40\sigma$ .

it is possible that the typical separation of multiple systems decreases in the course of YSO evolution (Connelley et al. 2008), even if such an effect is not yet well understood. The formation of wide binary systems at the Class 0 stage has been envisaged by Price & Bate (2007) and Hennebelle & Teyssier (2008). Based on their MHD numerical simulations, these authors showed that, in the presence of large-amplitude initial perturbations, each perturbation develops independently leading to the formation of a wide protobinary system, which can then gravitationally contract to typical PMS binary separations.

A second possible scenario would be that multiple systems form with tight separations  $\leq 75$  AU, explaining the paucity of systems in the  $\sim 100$ – $500$  AU separation range at the Class 0 stage, but that these systems then expand to produce multiple systems with wider typical separations at the Class I stage. This alternative scenario is plausible if fragmentation occurs during the second collapse phase, a possibility which has been explored in the numerical simulations of Bonnell (1994) and Machida et al. (2007). One of the conditions for this model to produce binary systems

with typical separations  $\sim 100$ – $500$  AU is that the initially very tight protobinary system must gain sufficient angular momentum by accretion (see e.g. Goodwin et al. 2004; Bate 2000) to increase the separation between the two protostellar components by the end of the Class 0 phase.

## 7. Summary and conclusions

We carried out a subarcsecond pilot study of 5 Class 0 objects at 1.3 mm with the IRAM Plateau de Bure Interferometer in its most extended configuration, in an effort to probe protostellar multiplicity at separations  $50 < a < 5000$  AU at the beginning of the embedded YSO phase. Continuum emission and  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission were observed simultaneously, with a typical resolution  $\sim 0.3''$ – $0.5''$  and rms sensitivity  $\sim 0.1$ – $1$  mJy/beam, which allowed us to study multiplicity down to separations  $a \sim 50$  AU and circumstellar mass ratios  $q \sim 0.07$ .

Our main results and conclusions can be summarized as follows:

1. All five primary Class 0 protostars (IRAM 04191, L1527, L1521-F, L1448-C, and NGC1333-IR2A) were detected in the 1.3 mm continuum maps, with signal-to-noise ratios ranging from 5.4 to 65.5.
2. Toward L1448-C, a series of seven high-velocity ( $v_{LSR} > 50 \text{ km s}^{-1}$ ) bullets were detected in  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , which trace the axis of the bipolar jet in both the redshifted and blueshifted lobes of the outflow.
3. Single 1.3 mm continuum components associated with the primary Class 0 objects were detected in the case of the three Taurus sources, while robust evidence of secondary components was found toward the two Perseus sources, L1448-C and NGC1333-IR2A.
4. The L1448-C secondary component lies  $\sim 600 \text{ AU}$  south-east of the primary source, at a position angle close to that of the  $\text{CO}(2-1)$  jet axis. We show that it is not a genuine protostellar companion but rather an outflow feature directly associated with the powerful jet driven by L1448-C. The detection of compact millimeter continuum emission originating from such an outflow-generated feature emphasizes the need to observe outflow-shock diagnostics, before any robust conclusion can be drawn on the nature of secondary components detected in the vicinity of protostellar objects.
5. The nature of the NGC1333-IR2A secondary component, detected  $\sim 1900 \text{ AU}$  south-east of the primary source, is as yet unclear: it may either be a genuine protostellar companion or trace the edge of an outflow cavity.
6. Altogether, our pilot PdBI survey found only evidence of outflow-generated features, and/or wide protobinary systems: no multiple system was detected at separations  $a < 1900 \text{ AU}$  in our sample of 5 Class 0 protostars.
7. Combining our results with the BIMA survey of 9 Class 0 objects by Looney et al. (2000), we argue that there is no evidence of multiple protostellar systems in the separation range  $150 < a < 550 \text{ AU}$  among an enlarged sample of 14 Class 0 protostars. Although the millimeter interferometric observations available for this enlarged sample are inhomogeneous, they tentatively suggest that the Class 0 binary fraction may be lower than that of Class I YSOs, at least for separations  $\sim 150 - 500 \text{ AU}$ . This tentative evolution of the binary fraction from the Class 0 to the Class I stage is present at the  $\sim 1.9\sigma$  confidence level in the enlarged sample, and thus requires confirmation.
8. Comparison of synthetic model images with our PdBI results shows that purely hydrodynamic models of protostellar collapse and disk formation have difficulties matching our observations, since these models typically produce multiple components, embedded in large-scale rotating structures, which are not observed toward our sample of five Class 0 sources. These large-scale rotating structures may be short-lived, however, and more observations would be needed to draw robust conclusions, given the currently large uncertainties on the Class 0 lifetime.
9. Comparison of synthetic model images from magnetohydrodynamic models with our PdBI results shows that magnetized models of protostar formation agree better with our observations, as magnetic fields tend to prevent the formation of extended disk-like structures and to suppress fragmentation into multiple components on small scales ( $100 \text{ AU} - 1000 \text{ AU}$ ).
10. However, magnetohydrodynamic models may allow wide ( $\geq 1000 \text{ AU}$ ) and/or very tight ( $\leq 30 \text{ AU}$ ) multiple systems to form during the Class 0 phase. The paucity of multiple Class 0 systems with separations  $150 \text{ AU} \leq a \leq 600 \text{ AU}$ , if con-

firmed by comparable observations of larger source samples, may thus favor binary formation scenarios which involve dynamical evolution of the system separations with time.

*Acknowledgements* We are grateful to the IRAM-PdBI staff, and more specifically to Roberto Neri and Frédéric Gueth, for their precious help with the PdBI observations and data processing. The work presented in this paper was stimulated by discussions held in the context of the Marie Curie Research Training Network “Constellation” (MRTN-CT2006- 035890).



## References

- André, P. & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, 420, 837
- André, P., Motte, F., & Bacmann, A. 1999, *ApJ*, 513, L57
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Bachiller, R., André, P., & Cabrit, S. 1991, *A&A*, 241, L43
- Bachiller, R., Guilloteau, S., Dutrey, A., Planesas, P., & Martin-Pintado, J. 1995, *A&A*, 299, 857
- Bachiller, R., Martin-Pintado, J., Tafalla, M., Cernicharo, J., & Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174
- Barsony, M., Ward-Thompson, D., André, P., & O’Linger, J. 1998, *ApJ*, 509, 733
- Bate, M. 2000, *MNRAS*, 314, 33
- Bate, M. 2009, *MNRAS*, 392, 1363
- Bate, M., Bonnell, I., & Bromm, V. 2002, *MNRAS*, 332, L65
- Belloche, A., André, P., Despois, D., & Blinder, S. 2002, *A&A*, 393, 927
- Bonnell, I. A. 1994, *MNRAS*, 269, 837
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 1994, *MNRAS*, 271, 999
- Bontemps, S. & André, P. 1997, in *IAU Symposium*, Vol. 182, Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 63P–+
- Bourke, T. L. 2001, *ApJ*, 554, L91
- Bourke, T. L., Myers, P. C., Evans, II, N. J., et al. 2006, *ApJ*, 649, L37
- Chabrier, G. 2005, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 327, The Initial Mass Function 50 Years Later, ed. E. Corbelli, F. Palla, & H. Zinnecker, 41–+
- Chandler, C. & Richer, J. 2000, *ApJ*, 530, 851
- Chen, H., Myers, P., Ladd, E., & Wood, D. 1995, *ApJ*, 445, 377
- Chen, X., Launhardt, R., Bourke, T. L., Henning, T., & Barnes, P. J. 2008, *ApJ*, 683, 862
- Clark, B. 1980, *A&A*, 89, 377
- Codella, C., Welser, R., Henkel, C., Benson, P. J., & Myers, P. C. 1997, *A&A*, 324, 203
- Commerçon, B., Hennebelle, P., Audit, E., Chabrier, G., & Teyssier, R. 2008, *A&A*, 482, 371
- Connelley, M. S., Reipurth, B., & Tokunaga, A. T. 2008, *AJ*, 135, 2526
- Crapsi, A., Caselli, P., Walmsley, C. M., et al. 2004, *A&A*, 420, 957
- Curiel, S., Raymond, J. C., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., & Canto, J. 1990, *ApJ*, 365, L85
- Curiel, S., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Gómez, J. F., & Anglada, G. 1999, *ApJ*, 527, 310
- Dent, W. R. F., Matthews, H. E., & Ward-Thompson, D. 1998, *MNRAS*, 301, 1049
- Dionatos, O., Nisini, B., Garcia Lopez, R., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1
- Duchêne, G., Bontemps, S., Bouvier, J., et al. 2007, *A&A*, 476, 229
- Duchêne, G., Bouvier, J., Bontemps, S., André, P., & Motte, F. 2004, *A&A*, 427, 651
- Dunham, M. M., Evans, II, N. J., Bourke, T. L., et al. 2006, *ApJ*, 651, 945
- Enoch, M. L., Young, K. E., Glenn, J., et al. 2006, *ApJ*, 638, 293
- Evans, N. J., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *ApJS*, 181, 321
- Fromang, S., Hennebelle, P., & Teyssier, R. 2006, *A&A*, 457, 371
- Fuller, G. A., Ladd, E. F., Padman, R., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1995, *ApJ*, 454, 862
- Ghavamian, P. & Hartigan, P. 1998, *ApJ*, 501, 687
- Ghez, A. M., Neugebauer, G., & Matthews, K. 1993, *AJ*, 106, 2005
- Girart, J. M., Rao, R., & Estalella, R. 2009, *ApJ*, 694, 56
- Goodwin, S. P., Kroupa, P., Goodman, A., & Burkert, A. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 133–147
- Goodwin, S. P., Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2004, *A&A*, 423, 169
- Greene, T., Wilking, B., Andre, P., Young, E., & Lada, C. 1994, *ApJ*, 434, 614
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., & Lucas, R. 1992, *A&A*, 265, L49
- Hartigan, P. 2003, *Ap&SS*, 287, 111
- Hennebelle, P. & Ciardi, A. 2009, *A&A*, 506, L29
- Hennebelle, P. & Fromang, S. 2008, *A&A*, 477, 9
- Hennebelle, P. & Teyssier, R. 2008, *A&A*, 477, 25
- Hennebelle, P., Whitworth, A., Cha, S.-H., & Goodwin, S. 2004, *MNRAS*, 348, 687
- Hogerheijde, M., van Dishoeck, E., Blake, G., & van Langevelde, H. 1998, *ApJ*, 502, 315
- Jørgensen, J. K., Bourke, T. L., Myers, P. C., et al. 2007, *ApJ*, 659, 479
- Jørgensen, J. K., Harvey, P. M., Evans, II, N. J., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1246
- Jørgensen, J. K., Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., & Schöier, F. L. 2004, *A&A*, 413, 993
- Knee, L. B. G. & Sandell, G. 2000, *A&A*, 361, 671
- Köhler, R., Neuhauser, R., Krämer, S., et al. 2008, *A&A*, 488, 997
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Lada, C. J. 2006, *ApJ*, 640, L63
- Ladd, E. F., Adams, F. C., Fuller, G. A., et al. 1991, *ApJ*, 382, 555
- Lefloch, B., Cernicharo, J., Cabrit, S., & Cesarsky, D. 2005, *A&A*, 433, 217
- Liseau, R., Sandell, G., & Knee, L. B. G. 1988, *A&A*, 192, 153
- Looney, L., Mundy, L., & Welch, W. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-i., & Matsumoto, T. 2007, *ApJ*, 670, 1198
- Machida, M. N., Matsumoto, T., Hanawa, T., & Tomisaka, K. 2005, *MNRAS*, 362, 382
- Machida, M. N., Tomisaka, K., Matsumoto, T., & Inutsuka, S.-i. 2008, *ApJ*, 677, 327
- Mellon, R. R. & Li, Z.-Y. 2008, *The Astrophysical Journal*, 681, 1356
- Motte, F. & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P., & Momose, M. 1997, *ApJ*, 475, 211
- Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1999, *PASJ*, 51, 257
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Parker, N., Padman, R., & Scott, P. 1991, *MNRAS*, 252, 442
- Patience, J., Ghez, A. M., Reid, I. N., & Matthews, K. 2002, *AJ*, 123, 1570
- Price, D. J. & Bate, M. R. 2007, *MNRAS*, 377, 77
- Reipurth, B. & Clarke, C. 2001, *AJ*, 122, 432
- Reipurth, B., Rodríguez, L., Anglada, G., & Bally, J. 2002, *AJ*, 124, 1045
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., & Wood, K. 2007, *ApJS*, 169, 328
- Rodríguez, L., Anglada, G., & Curiel, S. 1999, *ApJS*, 125, 427
- Sandell, G. & Knee, L. B. G. 2001, *ApJ*, 546, L49
- Sandell, G., Knee, L. B. G., Aspin, C., Robson, I. E., & Russell, A. P. G. 1994, *A&A*, 285, L1
- Simon, M., Ghez, A., Leinert, C., et al. 1995, *ApJ*, 443, 625
- Stamatellos, D. & Whitworth, A. 2009, *MNRAS*, 392, 413
- Terebey, S., Fich, M., Noriega-Crespo, A., et al. 2009, *ApJ*, 696, 1918
- Tohline, J. E. 2002, *ARA&A*, 40, 349
- Woitas, J., Leinert, C., & Köhler, R. 2001, *A&A*, 376, 982





## 7.2 Complément sur l'analyse des cartes interférométriques

Les cartes interférométriques obtenues avec le Plateau de Bure sont utilisées pour sonder l'environnement circumstellaire des 5 proto-étoiles de Classe 0 observées, et détecter d'éventuels compagnons protostellaires.

### 7.2.1 Multiplicité dans les cartes du continuum millimétrique à 1.3 mm

Je présente ici à nouveau les cartes obtenues avec le PdBI dans l'émission du continuum millimétrique à 1.3 mm de nos 5 sources protostellaires, cette fois en zoomant sur les sources primaires et leur environnement aux petites échelles pour y détecter d'éventuels compagnons protostellaires (Figures 7.1 et 7.2). On remarque tout d'abord que les cinq proto-étoiles de notre échantillon sont détectées par les observations PdBI du continuum millimétrique, avec un rapport signal à bruit meilleur que 5.

Un premier examen de ces cartes montre que les deux sources du Taureau IRAM 04191 et L1521-F sont uniques : aucune composante n'est détectée avec un flux supérieur à  $3\sigma$ , hormis la source primaire (Figure 7.1). En revanche, nos cartes révèlent la présence de sources secondaires dans les trois autres cartes du continuum millimétrique (Figure 7.2).

Tout d'abord, la carte de L1527 montre une composante secondaire située  $3.6''$  à l'ouest de la source primaire, et détectée avec un flux de  $\sim 5\sigma$ . Des observations complémentaires dans le continuum millimétrique avec le PdBI (voir §7.2.2) nous indiquent néanmoins que cette émission est certainement due à une couverture u-v insuffisante de nos observations, car elle est localisée au bord d'un lobe sale et n'est plus détectée lorsque L1527 est observée avec une meilleure couverture du plan u-v (voir la Figure 7.4b). La carte du continuum à 1.3 mm de NGC 1333-IRAS2A montre quant à elle une composante secondaire, détectée avec un flux  $\geq 5\sigma$ , à  $\sim 7.7''$  au sud-est de la source primaire. Enfin, la carte de L1448-C révèle une composante secondaire située à  $\sim 2.4''$  au sud-est de la source primaire, et détectée avec un flux pic plus grand que  $12\sigma$ .

Les flux et tailles de toutes les sources détectées dans nos cartes du continuum millimétrique à 1.3 mm sont indiqués dans la Table 7.1 (pour leurs positions, voir la publication incluse en section §7.1).

### 7.2.2 Observations antérieures obtenues avec les configurations plus compactes du PdBI

En plus de nos observations obtenues avec la configuration A du PdBI, nous avons aussi à notre disposition des observations dans le continuum à 1.3 mm et 2.8 mm de L1448-C et L1527, menées avec le PdBI par Frédérique Motte entre 1996 et 1998, avec des configurations plus compactes (B, C et D). De la même manière, IRAM 04191 a été observée dans le continuum à 227 GHz par Belloc et al. (2002), avec les configurations B, C et D du PdBI.

Les données obtenues pour L1448-C, IRAM 04191 et L1527 à  $\sim 1.3$  mm avec les configurations B, C et D du PdBI ont été combinées à nos observations avec la configuration A du PdBI, pour produire des cartes additionnelles à plus grande dynamique spatiale, qui rendent mieux compte de la structure de nos sources aux échelles spatiales intermédiaires (de  $\sim 200$  à  $\sim 1000$  UA). Les détails de cette combinaison sont indiqués dans la publication associée à cette étude, présentée dans la section 7.1.

Les cartes à grande dynamique spatiale obtenues sont présentées en Figures 7.3 et 7.4. Les caractéristiques des ces cartes sont résumées dans la Table 7.2.

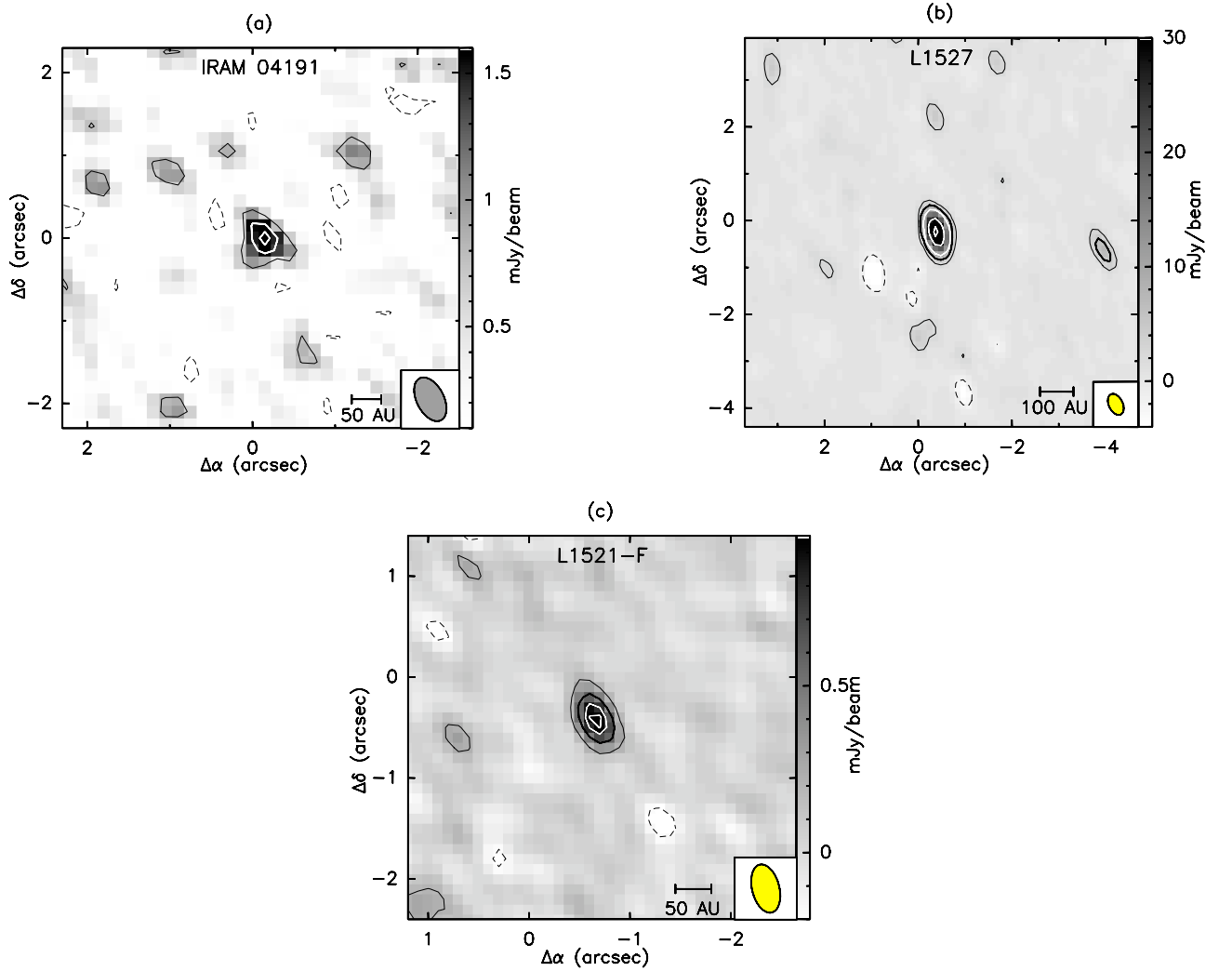


FIGURE 7.1 – Cartes obtenues dans l'émission du continuum millimétrique à 1.3 mm, pour les trois sources du Taureau de notre échantillon. Dans les trois cartes, l'ellipse dans le coin inférieur droit représente le lobe synthétisé à mi-puissance (HPBW). (a) IRAM 04191. Les contours de la carte sont les niveaux de  $-2\sigma$  (pointillés),  $2\sigma$ ,  $4\sigma$  et  $5\sigma$ . (b) L1527. Les contours de la carte sont les niveaux de  $-2\sigma$  (pointillés),  $2\sigma$  and  $5\sigma$  (gras), puis  $10\sigma$  à  $50\sigma$  par pas de  $20\sigma$  en blanc. (c) L1521-F. Les contours de la carte sont les niveaux de  $-2\sigma$  (pointillés),  $2\sigma$ ,  $5\sigma$  (en gras), puis  $8\sigma$ ,  $10\sigma$  en blanc. Tiré de Maury et al. (2010).

Ces cartes nous ont premièrement permis de remarquer la présence d'une troisième source millimétrique dans la carte de l'émission continuum à 3 mm de L1448-C (Figure 7.3b).

Deuxièmement, la composante secondaire détectée dans nos observations de L1527 avec la configuration A du PdBI (voir Figure 7.1b) n'est plus détectée dans la carte combinée présentée en Figure 7.4b, alors que son flux et sa position, si comparés au bruit rms et à la taille du lobe synthétisé de la carte combinée, devraient autoriser sa détection. Ainsi, nous concluons que la composante secondaire détectée à l'ouest de L1527 dans la carte haute résolution présentée en Figure 7.1b n'est pas une source réelle mais une structure de bruit.

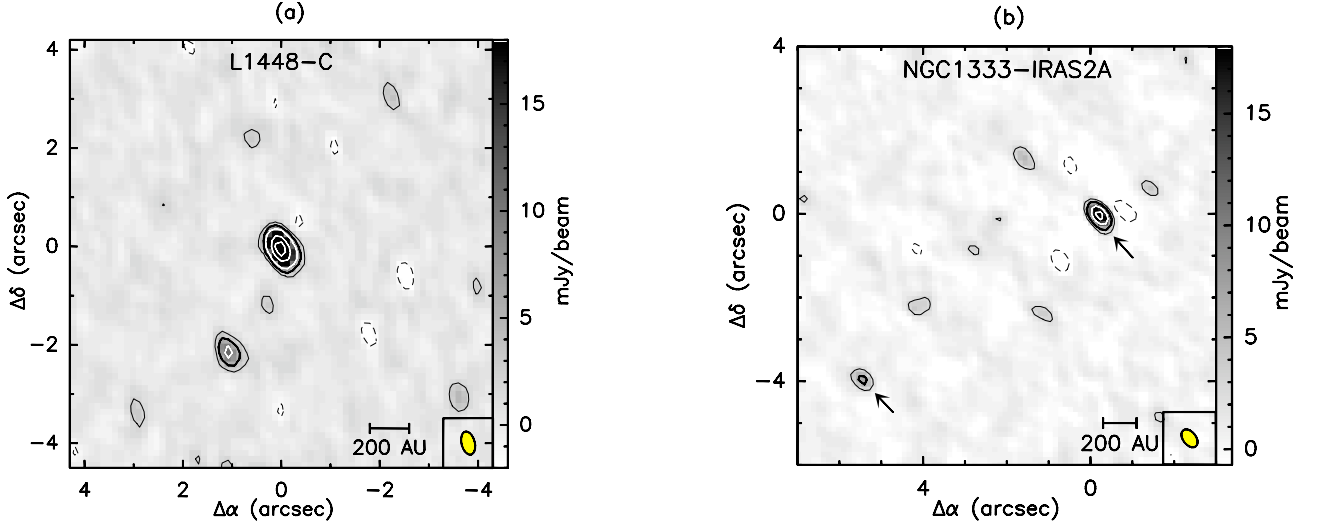


FIGURE 7.2 – Cartes obtenues dans l’émission du continuum millimétrique à 1.3 mm, pour les deux sources de Persée de notre échantillon. Dans les deux cartes, l’ellipse dans le coin inférieur droit représente le lobe synthétisé à mi-puissance (HPBW). (a) L1448-C. Les contours de la carte sont les niveaux de  $-2\sigma$  (pointillés),  $2\sigma$ , et  $5\sigma$  (en gras), puis  $10\sigma$  à  $50\sigma$  par pas de  $20\sigma$  en blanc. (b) NGC 1333-IRAS2A. Les contours de la carte sont les niveaux de  $-2\sigma$  (pointillés),  $2\sigma$ ,  $5\sigma$  (en gras); puis  $12\sigma$ ,  $20\sigma$  en blanc. Les deux flèches indiquent les deux sources détectées au dessus du seuil à  $5\sigma$ . Tiré de Maury et al. (2010).

TABLE 7.1 – Propriétés des sources détectées dans nos cartes haute résolution du continuum à 1.3 mm

Source	Flux pic (mJy/beam)	Taille à 1.3 mm <sup>(1)</sup> (arcsec)	FWHM <sup>(2)</sup> (arcsec)	Flux intégré <sup>(3)</sup> (mJy)	Séparation <sup>(4)</sup> (UA)
L1448-C	$59 \pm 0.9$	$1.0 \pm 0.2$	0.24	74	-
L1448-C / South1	$11 \pm 0.9$	$0.7 \pm 0.1$	1.02	11	600
NGC 1333-IRS2A	$26 \pm 1.16$	$0.86 \pm 0.1$	0.50	25	-
NGC 1333-IRS2A / SE	$7 \pm 1.16$	$0.47 \pm 0.1$	1.14	4.2	1900
IRAM 04191	$2 \pm 0.37$	$0.56 \pm 0.05$	0.28	1.4	-
L1527	$50 \pm 1.2$	$1.23 \pm 0.4$	1.36	73	-
L1521-F	$1 \pm 0.12$	$0.64 \pm 0.07$	0.65	0.9	-

(1) La taille indiquée ici est le diamètre maximum du contour à  $3\sigma$

(2) La FWHM est déduite grâce à une modélisation de la répartition des visibilités en fonction de la distance u-v par une fonction gaussienne.

(3) Flux intégré dans le contour à  $3\sigma$ .

(4) Distance projetée à la source primaire.

Enfin, de manière plus générale, on remarque que les trois sources pour lesquelles nous possédons une carte à grande dynamique spatiale (L1448-C, IRAM 04191 et L1527) montrent de l’émission continuum étendue

TABLE 7.2 – Bruits quadratiques moyens et taille des lobes synthétisés obtenus dans les cartes interférométriques à grande dynamique spatiale

Source	Continuum à 230 GHz (combiné) <sup>(1)</sup> HPBW rms (mJy/beam)		Continuum à 107 GHz HPBW rms (mJy/beam)	
L1448-C	1.68'' × 1.39''	2.8	4.08'' × 3.27''	10
IRAM 04191	1.37'' × 0.82''	0.25	-	-
L1527	0.87'' × 0.78''	2.2	-	-

<sup>(1)</sup> L1448-C et L1527 : combinaison des visibilités obtenues à 230 GHz (configuration A) avec les visibilités obtenues à 218 GHz (configurations B, C, D, (PI : Motte)).

IRAM 04191 : combinaison des visibilités obtenues à 230 GHz (configuration A) avec les visibilités obtenues à 227 GHz (configurations B, C, D, Belloche et al. (2002)).

le long des bords des cavités de leurs flots protostellaires. Ceci est particulièrement clair dans le cas de L1527 (voir Figure 7.4), pour laquelle l'émission continuum à 1.3 mm présente une morphologie en forme de croix, dont les branches délimitent les bords du flot bipolaire observés dans les transitions de CO(3–2) et de HCO<sup>+</sup>(1–0) par Hogerheijde et al. (1998) et Chandler & Richer (2000). Ce type de comportement de l'émission continuum aux abords des flots protostellaires a déjà été reporté par Fuller et al. (1995), dans le cas de L1551-IRS5.

Ainsi, la haute résolution, combinée à l'excellente sensibilité, de nos cartes PdBI-A de l'émission continuum à 1.3 mm des cinq proto-étoiles de notre échantillon nous ont donc permis :

- de détecter une nouvelle source située à ~1900 UA de la proto-étoile NGC 1333-IRAS2A ;
- de détecter une source secondaire située ~600 UA au sud-est de L1448-C.

La carte du continuum millimétrique à 3 mm de L1448-C montre quant à elle une source supplémentaire, située à ~2100 UA de la source primaire. Les deux sources millimétriques détectées dans l'environnement de L1448-C par nos observations du continuum à 1.3 mm et 3 mm sont toutes deux alignées le long de l'axe du jet tracé par nos observations <sup>12</sup>CO(2–1) dans cette région, présentées dans la section §7.3.1.

## 7.3 Détermination de la nature des sources secondaires

### 7.3.1 L1448-C : une analyse multi longueurs d'ondes

#### Apport des données <sup>12</sup>CO

En parallèle de nos observations du continuum millimétrique, nous avons aussi observé l'émission de la raie de <sup>12</sup>CO(2–1) dans l'environnement des cinq proto-étoiles. Les caractéristiques de ces observations sont résumées dans la Table 6.2. Toutes les sources primaires montrent une émission <sup>12</sup>CO(2–1) compacte, sauf L1521-F.

De plus, la carte <sup>12</sup>CO(2–1) de L1448-C trace le jet moléculaire à haute vitesse issu de cette source, au travers de composantes compactes à très hautes vitesses (jusqu'à ±70 km/s) alignées, détectées le long de l'axe du jet. La Figure 7.5 montre les cartes dans l'émission décalée vers le bleu et décalée vers le rouge,

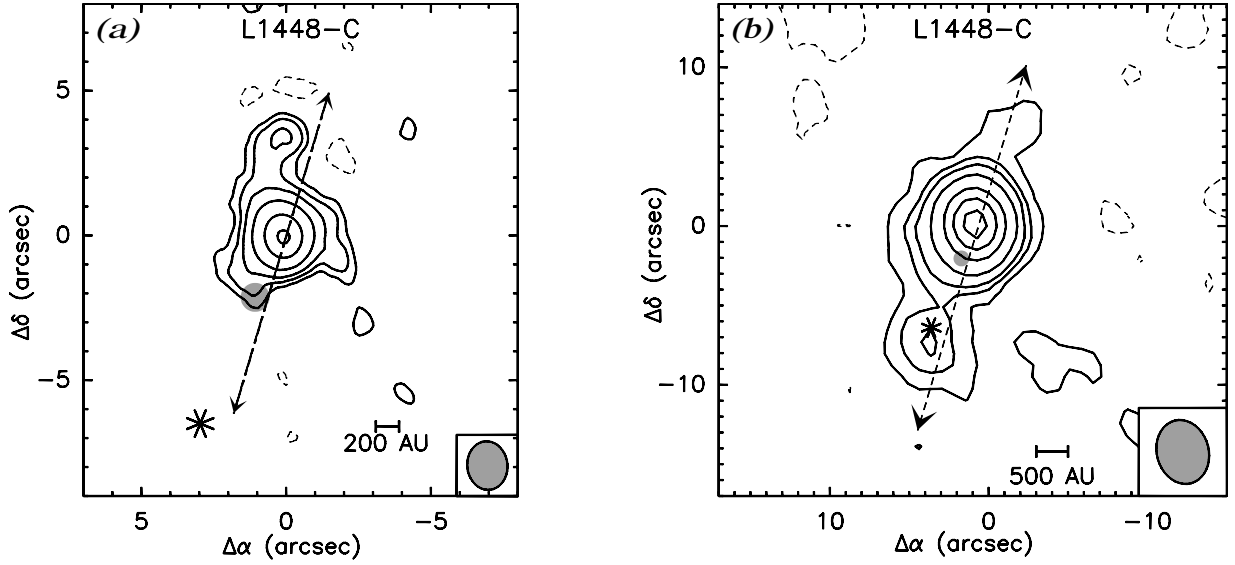


FIGURE 7.3 – (a) Carte combinée (configurations A, B, C, D du PdBI) de l'émission continuum à 1.3 mm de L1448-C. Le lobe synthétisé ( $1.68'' \times 1.39''$ ) est indiqué dans le coin inférieur droit de l'image. Le bruit rms dans la carte vaut  $\sigma \sim 2.8$  mJy/beam. Les contours en tirets sont les niveaux de  $-3\sigma$ , et les contours en traits pleins représentent les niveaux de  $3\sigma$ ,  $5\sigma$ ,  $8\sigma$  puis  $15\sigma$  à  $45\sigma$  par pas de  $15\sigma$ . Le cercle grisé indique la position de la source secondaire détectée dans notre carte haute résolution du continuum à 1.3 mm (voir Figure 7.2). Les flèches indiquent la direction du jet haute-vitesse observé dans notre carte de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  (voir §7.3.1). (b) Carte de l'émission continuum à 107 GHz de L1448-C, obtenu avec les configurations B, C et D du PdBI. Le lobe synthétisé ( $4.08'' \times 3.27''$ ) est indiqué dans le coin inférieur droit de l'image. Le bruit rms dans la carte vaut  $\sim 0.49$  mJy/beam. Les contours en tirets sont les niveaux de  $-2\sigma$ , et les contours en traits pleins représentent les niveaux de  $2\sigma$ ,  $5\sigma$ ,  $8\sigma$  puis  $15\sigma$  à  $85\sigma$  par pas de  $15\sigma$ . Dans les deux images, l'étoile indique la position de la source *Spitzer* détectée par Jørgensen et al. (2006). Tiré de Maury et al. (2010).

et montre notamment le remarquable alignement des bulles haute vitesse détectées dans les deux lobes du flot bipolaire de L1448-C.

En examinant les Figures 7.3b et 7.6, nous avons alors remarqué que les deux sources millimétriques détectées à 1.3 mm et 3 mm sont très exactement alignées avec l'axe du flot issu de L1448-C, tracé par nos observations  $^{12}\text{CO}(2-1)$ . Cette observation nous a mis la puce à l'oreille, et nous avons de plus remarqué que la source secondaire détectée à 1.3 mm était coïncidente avec une bulle haute vitesse du lobe rouge (voir Bachiller et al. 1990 pour une discussion de ce phénomène), tracée par nos observations (voir Figure 7.6). Il nous a semblé peu probable de détecter un compagnon protostellaire située dans l'axe précis du jet issu d'une source protostellaire primaire, et la détection de deux émissions compactes dans le continuum millimétrique, le long du jet de L1448-C connu pour sa puissance nous a amené à penser que ces sources puissent en fait résulter de l'interaction de ce jet avec la matière dense de l'enveloppe circumstellaire de L1448-C (compression due aux chocs, ou contamination par de l'émission free-free). C'est pourquoi nous avons décidé d'entreprendre un travail bibliographique de recherche de données dans cette région, qui pourraient nous permettre de confirmer ou d'infirmer cette intuition.

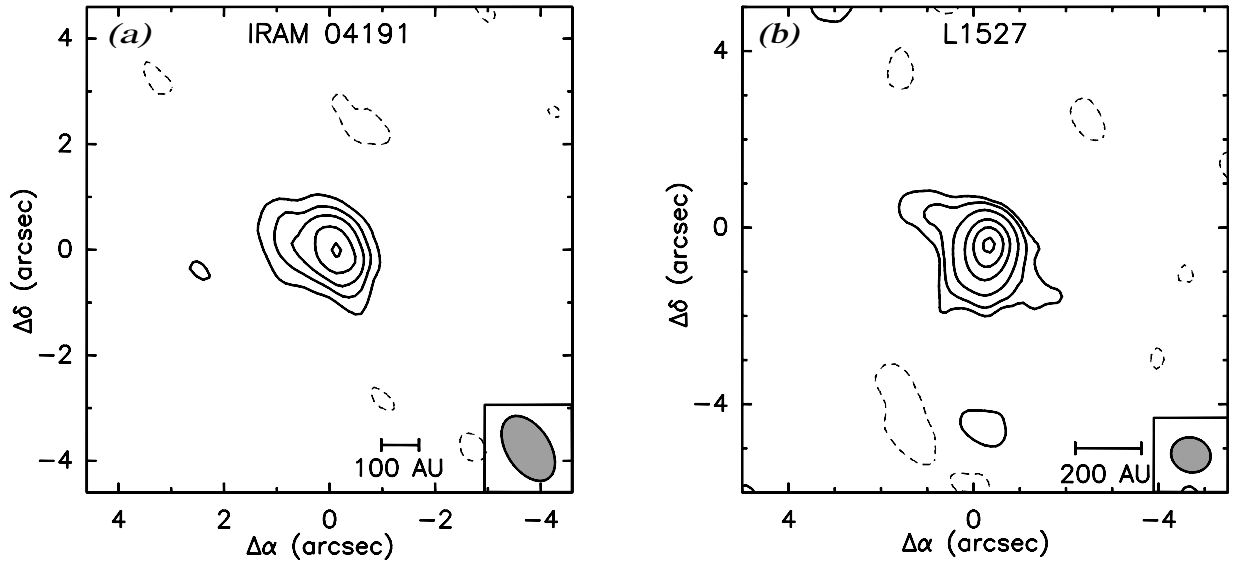


FIGURE 7.4 – Cartes combinées (configurations A, B, C, D du PdBI) de l'émission continuum à 1.3 mm des deux sources du Taureau IRAM 04191 et L1527. (a) IRAM 04191. Lobe synthétisé :  $1.37'' \times 0.82''$ , et bruit rms  $\sigma \sim 0.25$  mJy/beam. Les contours en tirets sont les niveaux de  $-3\sigma$ , et les contours en traits pleins représentent les niveaux de  $3\sigma$ ,  $5\sigma$ ,  $7\sigma$ ,  $10\sigma$  et  $13\sigma$ . (b) L1527. Lobe synthétisé :  $0.87'' \times 0.78''$ , et bruit rms  $\sigma \sim 2.2$  mJy/beam. Les contours en tirets sont les niveaux de  $-3\sigma$ , et les contours en traits pleins représentent les niveaux de  $3\sigma$ ,  $5\sigma$ , puis  $10\sigma$  à  $40\sigma$  par pas de  $10\sigma$ . Tiré de Maury et al. (2010).

#### L1448-C vue par *Spitzer*

Des observations *Spitzer* récentes ont révélé une source secondaire, détectée par les deux instruments IRAC et MIPS, et située  $\sim 0.6''$  au nord de la source secondaire détectée dans l'émission du continuum millimétrique à 3 mm. La Figure 7.7 montre les cartes *Spitzer* et les positions des deux sources compactes millimétriques détectées par notre étude à 1.3 mm (croix noire au nord) et 3 mm (croix bleue au sud). Cette détection a conduit Jørgensen et al. (2006) à nommer la source secondaire L1448-CS, et à proposer que L1448-C puisse être en fait un système double, de séparation  $a \sim 1900''$ .

La forte proximité des deux sources secondaires (l'une détectée par *Spitzer* et l'autre à 3 mm) suggère un lien physique entre les deux types d'émission.

On note de plus que notre carte du continuum à 1.3 mm ne révèle aucune émission détectée à la position de la source à 3 mm (ni à la position de la source *Spitzer*), c'est à dire que si émission à 1.3 mm il y a, son flux pic doit être inférieur à 3 mJy/beam (lobe de  $\sim 0.48'' \times 0.27''$ ) pour ne pas être détectée par nos observations PdBI-A à cette fréquence. Enfin, la carte combinée à 1.3 mm nous indique aussi que la non-détection d'émission à 1.3 mm dans cette carte implique un flux pic inférieur à 8.4 mJy/beam dans un lobe de  $\sim 1.68'' \times 1.39''$ .

Ces deux non-détections à 1.3 mm semblent écarter l'hypothèse d'une nature protostellaire de la source détectée à la fois dans l'infrarouge moyen par *Spitzer* et dans le continuum à 3 mm par le PdBI. En effet, une source protostellaire devrait être détectée à 1.3 mm dans nos observations PdBI : l'argument de filtrage spatial interférométrique ne permet pas d'expliquer à la fois le flux détecté à 3 mm dans un lobe de  $\sim 3.5''$  et la non-détection à 1.3 mm dans les lobes de la carte haute résolution et de la carte combinée.

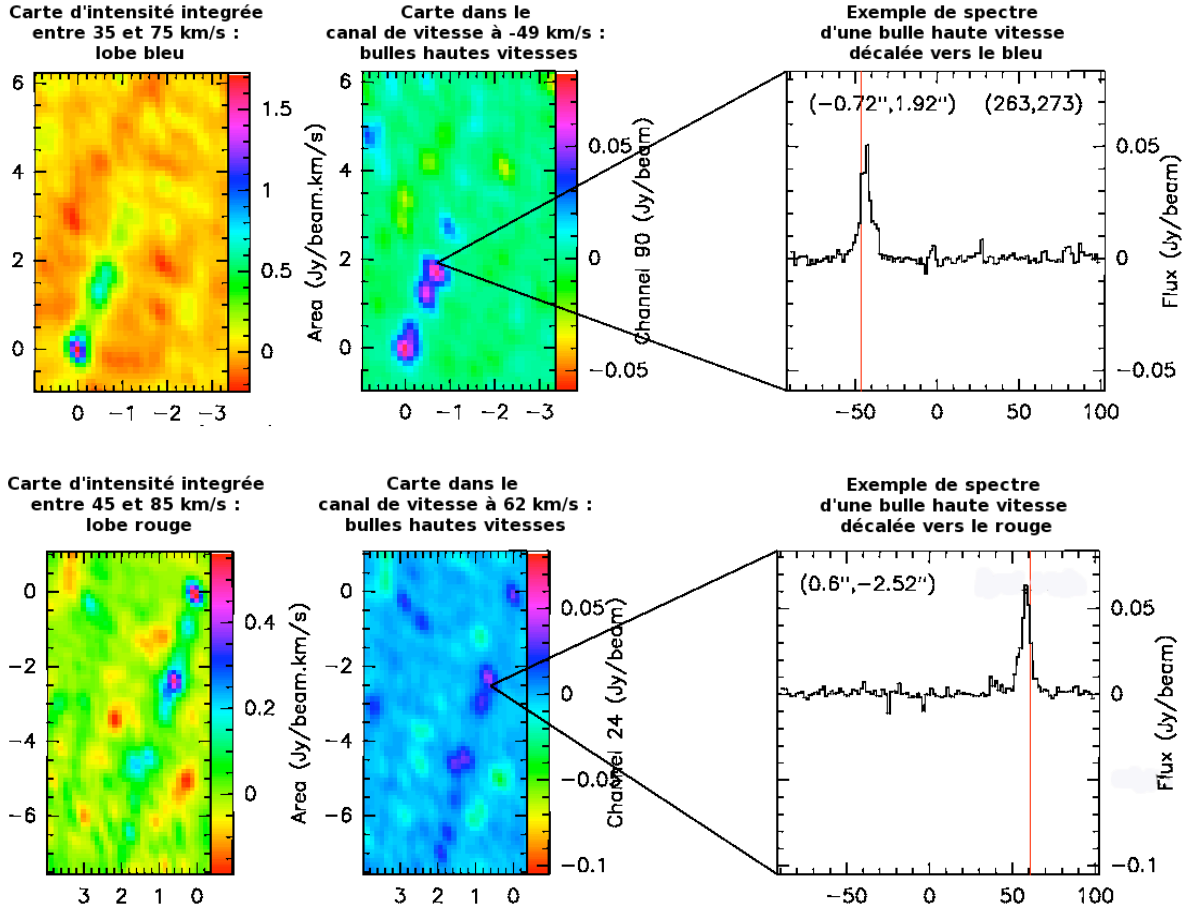


FIGURE 7.5 – Cartes de l'émission  $^{12}\text{CO}(2-1)$  dans les lobes du flot protostellaire de L1448-C. Le panneau supérieur montre l'émission  $^{12}\text{CO}(2-1)$  décalée vers le bleu, à des vitesses LSR inférieures à -35 km/s. Le panneau inférieur montre l'émission  $^{12}\text{CO}(2-1)$  décalée vers le rouge. On remarque que l'émission est concentrée dans des composantes compactes très alignées et ayant de très hautes vitesses (à plus de 35 km/s de la vitesse LSR de L1448-C).

Pour confirmer que l'émission détectée à 3 mm et par *Spitzer* ne peut pas être de nature protostellaire, nous avons décidé d'essayer de modéliser les flux observés pour cette source secondaire, en utilisant les modèles de SED mis à disposition par Robitaille et al. (2007) via son outil en ligne (Online SED fitter : <http://caravan.astro.wisc.edu/protostars/sedfitter.php>).

En utilisant cette grille de modèles de SED d'objets stellaires jeunes, nous avons essayé de reproduire simultanément les trois contraintes sur les flux mesurés pour L1448-CS : (1) les flux infrarouge moyen observés avec *Spitzer*, (2) le flux dans le continuum millimétrique à 3 mm observé avec le PdBI, (3) la non détection à 3 mm avec le PdBI.

Nous trouvons que les modèles reproduisant le mieux ces trois contraintes sont ceux ayant de très faibles masses d'enveloppe (quelques  $10^{-8} M_{\odot}$ ), et des âges de l'ordre de  $15.10^6 \pm 5.10^6$  ans (voir Figure 7.8). De plus, ces "meilleurs" modèles ne reproduisent pas de manière satisfaisante les flux observés pour L1448-CS : les valeurs de  $\chi^2$  atteintes sont de  $\sim 100 - 200$  (voir Figure 7.8), alors que la même procédure de modélisation appliquée à L1448-C produit des  $\chi^2$  de l'ordre de  $\sim 5 - 20$ . La principale raison de ces  $\chi^2$

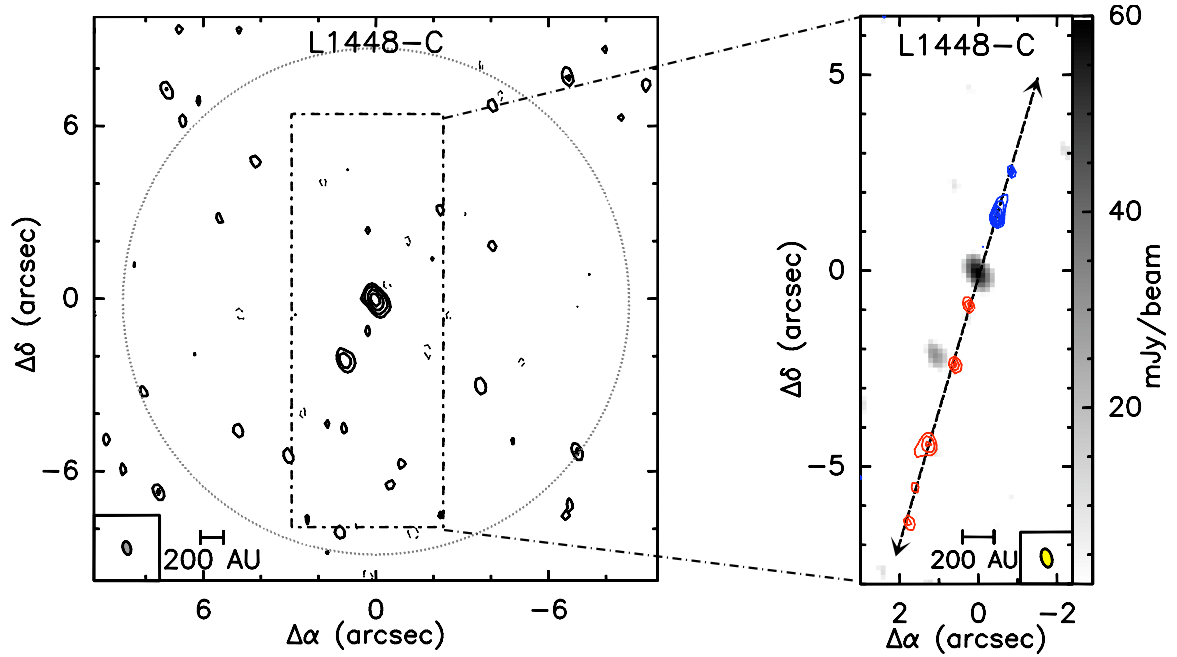


FIGURE 7.6 – Carte haute résolution de l'émission continuum à 1.3 mm dans la région de L1448-C, comparée à la carte de l'émission  $^{12}\text{CO}(2-1)$ . Le panneau de gauche montre la totalité de la carte de l'émission continuum à 1.3 mm (la majorité du lobe primaire est montré ici). Les contours de cette carte sont les niveaux de  $-2\sigma$  (tirets),  $2\sigma$ ,  $5\sigma$  puis  $15\sigma$  à  $55\sigma$  par pas de  $20\sigma$ . Le cercle en tirets indiqué représente la partie "propre" de la carte. Le panneau de droite montre un zoom sur la partie centrale de la carte de l'émission continuum à 1.3 mm de L1448-C en niveaux de gris, sur laquelle sont superposés les contours de l'émission  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , intégrée de  $-60$  à  $-40$   $\text{km s}^{-1}$  (contours bleus) et de  $+50$  à  $+80$   $\text{km s}^{-1}$  (contours rouges). Le premier contour de couleur est le niveau d'intensité intégrée à  $3\sigma$  (30 mJy/beam), puis les contours suivants sont les niveaux de  $5\sigma$  à  $20\sigma$  par pas de  $5\sigma$ . Tiré de Maury et al. (2010).

élevés pour L1448-CS montrent clairement qu'une source protostellaire devrait être détectée dans l'émission continuum à 1.3 mm, au vu des bruits rms atteints dans nos cartes à cette fréquence.

Ainsi, il semble très peu probable que l'émission continuum détectée à 3 mm, et l'émission *Spitzer* associée soient issues d'une source protostellaire.

#### De l'utilité des traceurs de chocs ...

Nous avons alors essayé de confirmer notre première intuition, c'est à dire que ces deux sources puissent être dues à l'interaction du jet protostellaire de L1448-C avec la matière environnante.

Pour cela, nous avons exploré les données existantes sur cette région pour y trouver des indices de la présence d'un fort choc à la position des deux sources à 3 mm et infrarouge. Ce travail a été payant, puisque nous trouvons deux indices clés de la présence d'un choc à cette exacte position.

En effet, les observations du jet de L1448-C menées par Guilloteau et al. (1992) dans l'émission de la



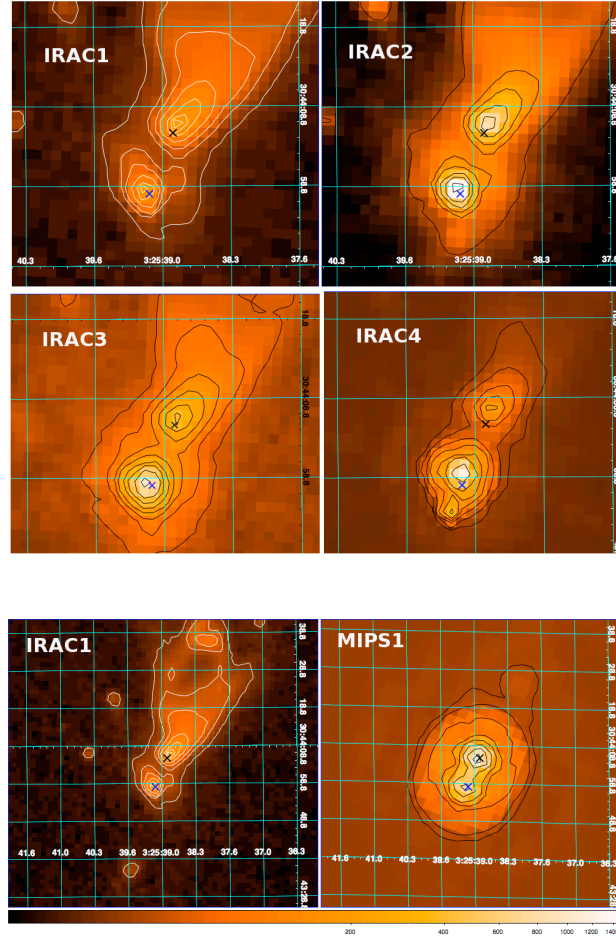


FIGURE 7.7 – Cartes IRAC et MIPS de la région de L1448, centrées sur L1448-C. La croix noire (au nord) représente la position de L1448-C dans nos observations PdBI à 1.3 mm, tandis que la croix bleue (plus au sud) représente la position de la source secondaire détectée par les observations PdBI à 3 mm (PI : F. Motte, voir Maury et al. (2010)). Les quatre cartes IRAC (à  $3.6\mu\text{m}$ ,  $4.5\mu\text{m}$ ,  $5.8\mu\text{m}$  et  $8\mu\text{m}$ ) et la carte MIPS à  $24\mu\text{m}$  montrent la présence d'une source secondaire au sud-est de L1448-C, que Jørgensen et al. (2007a) nomment L1448-CS. Pour plus de détails sur les flux et caractéristiques de ces cartes, le lecteur est invité à se reporter à Jørgensen et al. (2007a) et Tobin et al. (2007).

transition de  $\text{SiO}(2-1)$  montrent la présence d'un pic  $\text{SiO}$  à la position des deux sources infrarouge et à 3 mm. Une forte émission dans la raie de  $\text{SiO}(2-1)$  trace souvent un choc dans le milieu interstellaire, car dans les régions choquées, les grains interstellaires sont détruits et le silicone est ainsi relâché dans la phase gazeuse. Dans les chocs, celui-ci peut ensuite se recombinaison avec  $\text{OH}$  ou  $\text{O}_2$  pour former du  $\text{SiO}$  en phase gazeuse : c'est ainsi que l'on peut l'observer. Une description plus complète des processus physico-chimiques s'appliquant aux grains dans les ondes de choc peut être trouvée dans la thèse de V. Guillet (2008), et une étude des processus de chocs menant à la formation de  $\text{SiO}$  en phase gazeuse, propre au jet de L1448-C, a été menée par Gusdorf et al. (2008).

Ensuite, les observations VLA de Curiel et al. (1999) montrent un pic d'émission du rapport  $NH_3(2,2)/NH_3(1,1)$  à la position des deux sources détectées à  $\sim 2000$  UA de L1448-C. Ce pic trace le chauffage dû à un choc issu de l'interaction du jet protostellaire de L1448-C avec le gaz moléculaire ambiant (Curiel et al. 1999).

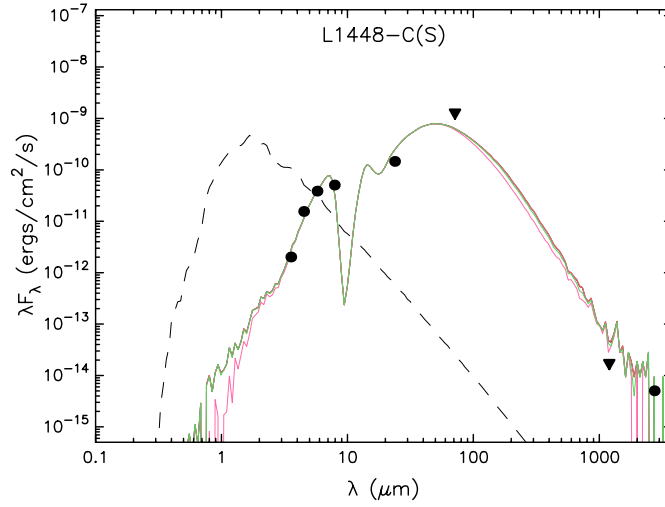


FIGURE 7.8 – Meilleur modèle de SED trouvé parmi les  $\sim 20000$  modèles disponibles sur le "Online SED Fitter" (Robitaille et al. 2007) pour les flux infrarouges et millimétriques de la source secondaire détectée au sud-est de L1448-C. Le  $\chi^2$  atteint est  $\sim 180$ , pour un modèle ayant une masse d'enveloppe  $\sim 8.10^{-8} \pm 3.10^{-8} M_{\odot}$  et observé à un âge de  $\sim 15$  millions d'années. On remarque que le modèle ne parvient pas à reproduire à la fois les flux infrarouges observés avec *Spitzer* et le flux du continuum millimétrique à 3 mm observé avec le PdBI, tout en maintenant le flux du continuum millimétrique à 1.3 mm inférieur à notre limite de détection issue des observations PdBI.

Nous aurions aimé obtenir un plus vaste échantillon de traceurs de chocs à la position des deux sources (3 mm et *Spitzer*) détectées à  $\sim 2000$  UA de L1448-C, tels que le méthanol  $\text{CH}_3\text{OH}$  ou encore l'émission de la molécule de  $\text{H}_2\text{CO}$ , mais la proximité de cette émission à la source primaire ( $\sim 8''$ ) L1448-C empêche la plupart des études menées dans ces transitions (voir par exemple Jiménez-Serra et al. 2005) de séparer les deux sources.

Enfin, Dionatos et al. (2009) ont utilisé les spectres obtenus avec l'instrument IRS sur le télescope *Spitzer* (voir Figure 7.10) des deux sources détectées avec *Spitzer* : L1448-CN et L1448-CS, selon la nomenclature de Jørgensen et al. (2006). Néanmoins, la forte extinction dans la direction du lobe sud du jet de L1448-C ( $A_v \sim 30$ ) ne permet pas de détecter l'émission des raies de  $\text{H}_2$  dans l'infrarouge moyen. Il semble donc que la source L1448-CS détectée avec IRAC et MIPS soit due à une émission infrarouge dans le continuum. De l'émission continuum infrarouge a déjà été détectée le long d'un jet par Lefloch et al. (2005), et ces auteurs l'interprètent comme résultant du chauffage des petits grains formés par évaporation du manteau des grains de poussières dans un choc dû à la rencontre du flot protostellaire avec un milieu dense.

Nous concluons donc que les deux sources millimétriques détectées le long de l'axe du jet moléculaire de L1448-C ne sont pas de nature protostellaire, mais sont dues à l'émission de chocs créés par l'interaction du jet haute-vitesse avec la matière de l'enveloppe protostellaire. Ainsi, aucun compagnon protostellaire n'est détecté dans nos cartes du continuum millimétrique de L1448-C.

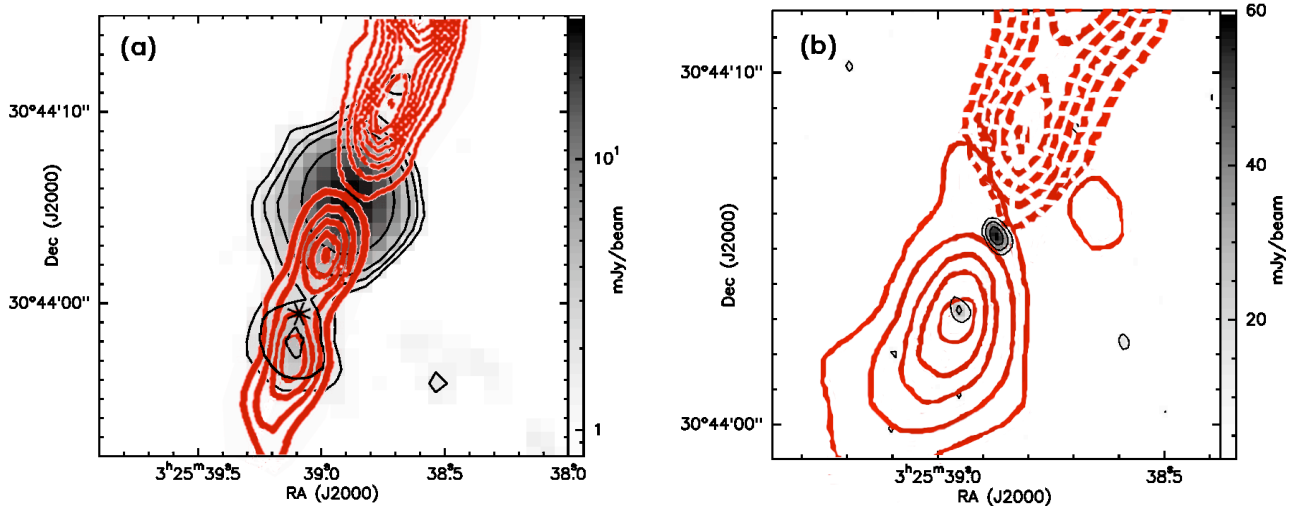


FIGURE 7.9 – (a) L'image et les contours noirs représentent la carte de l'émission continuum à 3 mm de L1448-C (idem à la Figure 7.3b). Les contours rouges sont les niveaux de l'émission dans la raie de SiO(2–1) à  $\pm 65 \text{ km.s}^{-1}$ . L'étoile noire représente la position de la source infrarouge détectée avec *Spitzer* par Jørgensen et al. (2006). (b) Zoom sur la carte de l'émission continuum à 1.3 mm de L1448-C (image et contours noirs). Les contours rouges sont les niveaux de l'émission dans la raie de SiO(2–1) à  $\pm 50 \text{ km.s}^{-1}$ . On remarque que les deux sources millimétriques secondaires détectées à 1.3 mm et 3 mm coïncident chacune avec un pic de l'émission SiO(2–1). Tiré de Maury et al. (2010).

### 7.3.2 Source secondaire dans la carte de NGC 1333-IRAS2A

Nous avons détecté une source secondaire dans notre carte PdBI du continuum millimétrique à 1.3 mm, située  $\sim 1900$  UA au sud-est de NGC 1333-IRAS2A. Cette source est de plus proche de l'axe d'un des deux flots protostellaires (celui orienté est-ouest) détectés dans les environs immédiats de la proto-étoile. Néanmoins, le manque d'informations sur cette source secondaire ne permet pas de conclure sur la nature de l'émission continuum détectée. En effet, nos observations ne tracent pas de bulle haute vitesse du flot en CO à proximité de cette source millimétrique, et les observations antérieures de cette région n'apportent pas d'information complémentaires sur les phénomènes d'éjection protostellaire. C'est pourquoi nous concluons que l'émission du continuum millimétrique à cette position peut tout aussi bien être due à une source protostellaire qu'être une émission due à l'interaction du flot / jet avec la matière de l'enveloppe de NGC 1333-IRAS2A.

Quoi qu'il en soit, la grande distance de cette source secondaire à la source primaire NGC 1333-IRAS2A ( $a \sim 1900$  UA) ne pose pas de problème dans le cadre de notre étude de la multiplicité des proto-étoiles de Classe 0, qui vise principalement à sonder les petites échelles spatiales autour des objets de Classe 0 (la plupart des systèmes multiples observés aux stades Classe I et II ont des séparations  $\leq 1000$  UA).

## 7.4 Pourquoi ne pas considérer VLA 1623 comme un système binaire

Dans un souci de statistique, nous avons utilisé les résultats des observations BIMA publiées par Looney et al. (2000) pour construire un échantillon élargi de proto-étoiles de Classe 0 dont la multiplicité est connue aux petites échelles  $a \sim 100\text{--}150$  UA, et avec les rapports de masses déterminés par les bruits rms atteints dans les observations (voir Maury et al. (2010) en §7.1).

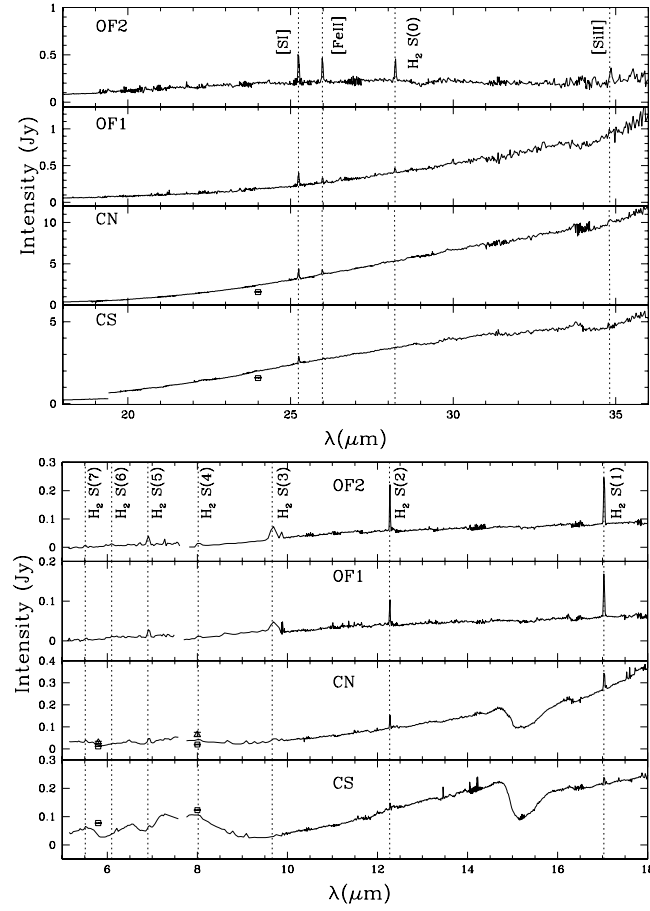


FIGURE 7.10 – Spectres IRS obtenus avec *Spitzer* dans la région de L1448-C (Dionatos et al. 2009).

Pour compter le nombre de compagnons protostellaires détectés par Looney et al. (2000) avec BIMA pour les objets de Classe 0, nous avons décidé de ne pas considérer VLA 1623 comme un système binaire, bien que ces observations du continuum millimétrique à 2.7 mm montrent la présence d'une source secondaire (voir Figure 7.11a).

En effet, la source secondaire détectée à 3 mm est dans l'axe du jet protostellaire issu de VLA 1623. De plus, cette source millimétrique coïncide avec un des objets Herbig-Haro (objet HH) détectés le long du jet protostellaire de VLA 1623 (voir Figure 7.11a) par les observations VLA à 6 cm de Bontemps & André (1997). Ainsi, il est très probable qu'un choc soit présent à cette position dans le jet, et notre détection d'une source compacte dans le continuum à 3 mm due à un choc dans le jet de L1448-C jette de forts doutes sur la nature protostellaire de la source secondaire BIMA à l'ouest de VLA 1623.

Des observations complémentaires à 1 mm et dans les traceurs de choc sont nécessaires avant de pouvoir statuer sur la nature de cette source secondaire.

Dans ce sens, nous avons demandé et obtenu (en collaboration avec le Dr. N. Ohashi) des observations dans le continuum à 1 mm et la raie de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  avec l'interféromètre du SMA (VLA 1623 est trop basse pour pouvoir être observée avec un lobe correct depuis le PdBI). Nous avons obtenu de premières observations durant l'été 2007, mais lorsque je me suis rendue à Taiwan pour effectuer la réduction de ces données, nous

avons rencontré des problèmes pour déterminer les lignes de base de la configuration A. Cette mauvaise détermination des lignes de base ne nous a laissé d'autre choix que de supprimer les données obtenues avec la plus grande ligne de base, et nous avons ainsi perdu un facteur deux en résolution. Nous avons donc demandé une nouvelle track, afin obtenir la résolution nécessaire pour séparer les deux composantes (voir la proposition d'observation en annexe B). Ces nouvelles observations ont été menées durant l'été 2009, et sont en cours d'analyse à l'heure où j'écris ce manuscrit.

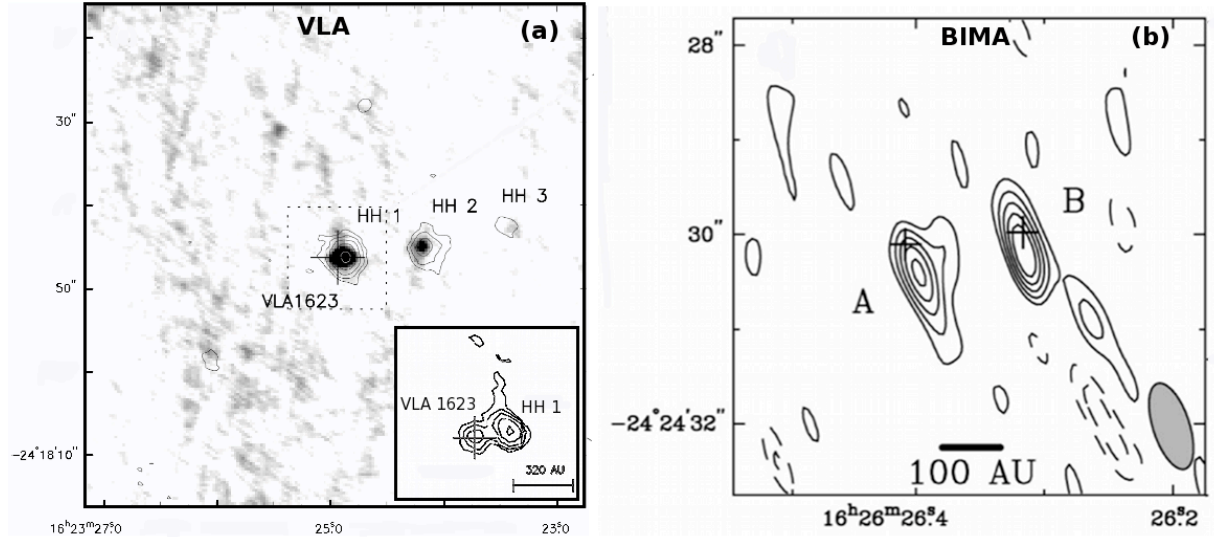


FIGURE 7.11 – La proto-étoile de Classe 0 VLA 1623, vue à 6 cm et à 3 mm. A gauche : l'image en fond est la carte du continuum à 3.6 cm obtenue par Bontemps & André (1997) avec le VLA, et les contours montrent l'émission à 6 cm, qui tracent une série d'objets de Herbig Haro le long du jet de la proto-étoile. L'insert dans le coin inférieur droit montre un agrandissement de l'émission à 6 cm aux alentours immédiats de la proto-étoile. L'objet de Herbig Haro HH 1 est alors bien visible,  $\sim 1''$  à l'ouest de la proto-étoile. A droite : carte de l'émission du continuum à 3 mm, obtenue avec l'interféromètre BIMA par Looney et al. (2000). On distingue les deux composantes détectées : la proto-étoile VLA 1623, et une composante secondaire à  $\sim 1.1''$  à l'ouest. Cette composante secondaire est alignée avec le flot de VLA 1623, et sa position coïncide avec la position de l'objet HH 1.

## 7.5 Apports et limitations de notre étude

Au vu du nombre de sources impliquées, cette étude pilote ne prétend pas à des conclusions générales sur le taux de multiplicité des proto-étoiles a stade Classe 0, mais a pour vocation d'initier une étude plus large pour détecter une tendance statistiquement significative. Néanmoins, nous pouvons déjà proposer quelques conclusions, que je présente ici.

### 7.5.1 Chocs dans les flots : diagnostic du problème et méthodologie proposée

Nos observations dans le continuum millimétrique de la proto-étoile L1448-C montrent deux sources compactes détectées le long du jet protostellaire, dans le continuum à 3 mm et 1.3 mm, respectivement. Nous montrons que ces deux composantes sont issues de l'interaction du jet avec le milieu dense environnant la proto-étoile. Ces observations soulignent le problème qu'il y a à distinguer entre compagnon

protostellaire et émission continuum de flot, à partir d'observations dans le continuum millimétrique.

De plus, nos résultats jettent quelques suspicions sur les études déjà menées et visant à étudier le taux de multiplicité des objets stellaires jeunes dans le stade le plus précoce de leur évolution, lorsque ces objets sont progéniteurs de puissants flots protostellaires, et que les compagnons détectés sont proches de la source primaire et de l'axe du jet protostellaire généré par celle-ci. C'est le cas par exemple de la source secondaire détectée à l'ouest de L1527 par les observations VLA dans le continuum à 7 mm par Loinard et al. (2002) : cette seconde source millimétrique est située dans l'axe du flot orienté est-ouest détecté par Hogerheijde et al. (1998). A la lumière de nos résultats, la nature de cette source secondaire ne peut être déterminée en l'état des connaissances actuelles, et des observations complémentaires doivent être entreprises dans ce but. Néanmoins la très petite séparation entre cette source et L1527 ( $0.17''$  i.e.  $\sim 25$  UA à la distance de L1527) ne permet pas aux interféromètres millimétriques actuels de séparer ces deux composantes à des fréquences de 100 à 300 GHz (1 à 3 mm).

Enfin, et comme nous l'avons montré précédemment, L1448-C et VLA 1623 présentent elles aussi des composantes secondaires, détectées cette fois dans le continuum à 3 mm et situées le long de l'axe de leurs jets protostellaires, que nous interprétons comme des émissions de choc du flot. Ainsi, il semble que la problématique consistant à distinguer entre émission millimétrique protostellaire et émission millimétrique de flot ne soit pas négligeable dans le cadre des études de multiplicité des objets stellaires jeunes. Le nombre déjà conséquent (si comparé au nombre de proto-étoiles de Classe 0 investiguées) de sources détectées dans l'axe des jets protostellaires de proto-étoiles de Classe 0 nous incite à revisiter les études de multiplicité au stade Classe 0, pour examiner les positions et propriétés des sources secondaires détectées dans l'environnement proche de la proto-étoile primaire et distinguer entre émission de flot et compagnon protostellaire.

Pour pallier au problème de la détermination de la nature des sources secondaires détectées dans les cartes de l'émission continuum des objets protostellaires, nous préconisons une méthode d'analyse multi-longueurs d'ondes en deux étapes.

Premièrement, des observations menées à deux fréquences millimétriques sont nécessaires, afin d'obtenir un indice spectral de l'émission dans le domaine millimétrique ou, d'une manière plus sophistiquée, de comparer les flux observés avec des modèles de SED protostellaires. En effet, l'indice spectral des flux millimétriques permet par exemple de discriminer une émission continuum due à la masse d'enveloppe froide (émission de poussières) de celle due à la queue d'une émission free-free, ou d'une compression de choc. Ensuite, notre étude montre qu'il est tout autant primordial de disposer d'indices sur la présence de chocs dans l'environnement sondé, afin de pouvoir déterminer sûrement la nature de l'émission détectée. Pour cela, on peut utiliser des observations de traceurs moléculaires dans le domaine millimétrique et centimétrique (CO, SiO, CH<sub>3</sub>OH, NH<sub>3</sub> etc ...), et/ou des observations dans le domaine infrarouge (continuum, émission H<sub>2</sub>, raies du fer, du soufre et du silicone par exemple).

A la lumière de nos résultats, seule la combinaison de ces deux critères permet de statuer sur la nature des sources détectées dans l'environnement des proto-étoiles de Classe 0 et proches de l'axe des jets protostellaires que ces sources arborent.

### 7.5.2 Taux de multiplicité des proto-étoiles de Classe 0

Les résultats préliminaires obtenus avec nos observations PdBI semblent montrer une tendance des objets de Classe 0 à être solitaires aux séparations sondées allant de  $\sim 75$  UA à  $\sim 1500$  UA. Si l'on considère aussi les études antérieures de Looney et al. (2000) et Jørgensen et al. (2007a), ce résultat est renforcé. Ces résultats sont discutés et comparés aux propriétés des systèmes multiples observés à des stades plus

évolués (Classe I, Classe II) dans la publication Maury et al. (2010) présentée dans la section §7.1.

Les caractéristiques de nos observations nous permettent effectivement de les comparer directement aux systèmes multiples observés à des stades plus évolués. Premièrement, si l'on considère que les rapports de masse ne varient pas entre le stade Classe 0 et Classe II, alors la sensibilité de nos observations PdBI devraient nous permettre d'être sensibles à plus de la moitié des systèmes multiples tels qu'observés au stade Classe II (voir Figure 7.12). Deuxièmement, la haute résolution obtenue dans nos cartes nous permet aussi de comparer nos résultats au taux de multiplicité dans le même intervalle de séparations, observé pour les objets de Classe I (voir la Figure 7.13, et Duchêne et al. 2007; Connelley et al. 2008).

Les différents résultats de ces comparaisons montrent, en considérant les rapports de masses et les séparations auxquels nous sommes sensibles, que la probabilité pour les proto-étoiles de Classe 0 de posséder les mêmes propriétés de multiplicité que celles observées pour les proto-étoiles de Classe I et II est faible :  $\sim 9\%$  au mieux en considérant l'échantillon élargi de 14 proto-étoiles de Classe 0.

Ce résultat suggère donc une multiplicité différente selon les stades de la formation stellaire concernés, et donc une évolution des caractéristiques des systèmes multiples avec l'évolution des objets stellaires jeunes.

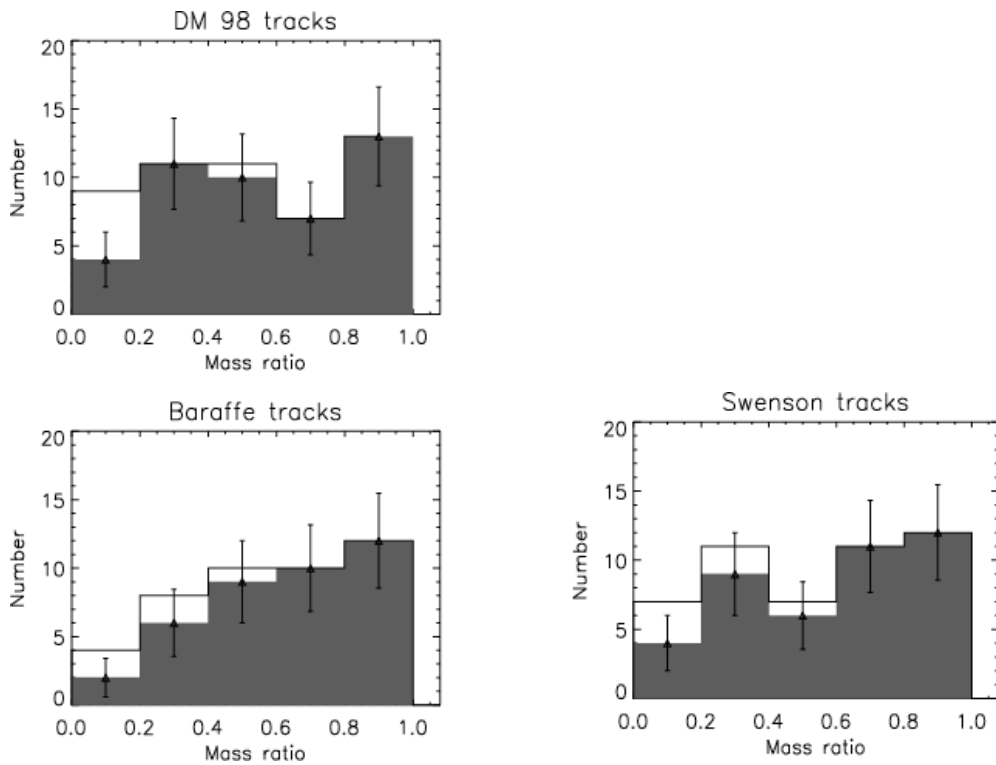


FIGURE 7.12 – Distribution des rapports de masse mesurés dans les systèmes multiples de Classe II (T-Tauri) compilés par Woitas et al. 2001. L'histogramme vide représente 51 binaires, tandis que l'histogramme ombré représente un échantillon restreint de 45 binaires, pour lesquels les auteurs sont certains d'avoir détecté la totalité des compagnons.

Pour résumer, si l'on croit la tendance détectée par nos observations, deux situations sont envisageables pour décrire les systèmes multiples précoces : soit les proto-étoiles de Classe 0 sont isolées ou au sein de

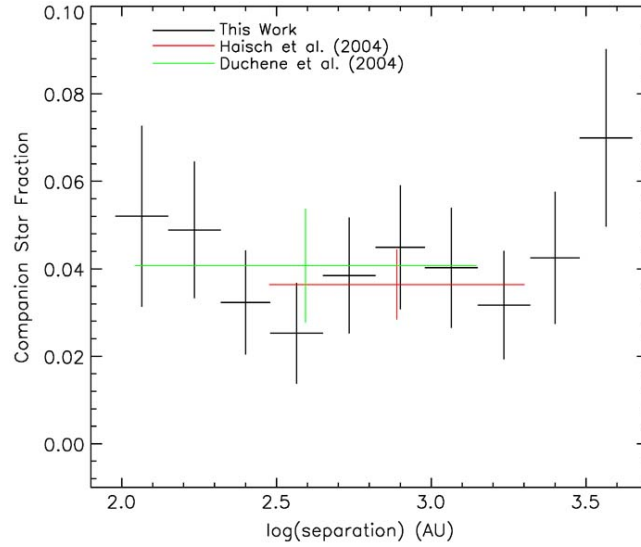


FIGURE 7.13 – Distribution des séparations (projetées) mesurées dans tous les systèmes multiples de Classe I, détectés par Duchêne et al. (2004); Haisch et al. (2004); Connelley et al. (2008), dans les nuages moléculaires du Taureau, d'Ophiuchus, du Serpent, du Caméléon et L1641 dans Orion. Image extraite de Connelley et al. (2008).

systèmes multiples à très grandes séparations ( $a > 1500$  UA), soit les proto-étoiles de Classe 0 possèdent une multiplicité concentrée aux petite échelles, non sondées par nos observations ( $a < 75$  UA).

Ces résultats posent donc la question des mécanismes de formation des systèmes multiples, et pour répondre plus précisément à cette question nous avons comparé nos cartes du continuum millimétrique aux résultats de simulations numériques de formation protostellaire. La section suivante présente les résultats de cette comparaison.

### 7.5.3 Simulations numériques de formation stellaire

Nous avons utilisé trois types de simulations numériques pour la formation protostellaire, pour comparer leurs prédictions, en termes de multiplicité, à nos résultats, et ainsi essayer de contraindre le rôle respectif des différents ingrédients physiques dans les processus de formation des systèmes multiples.

Les simulations numériques testées sont deux simulations hydrodynamiques typiques de Stamatellos & Whitworth (2009) et Bate (2009), et une simulation typique obtenue dans le cas magnéto-hydrodynamique par Hennebelle & Teyssier (2008).

Pour pouvoir comparer nos cartes à ces simulations, nous avons utilisé les cartes de colonne densité (en  $\text{g.cm}^{-2}$ ) issues de ces simulations, et nous les avons transformé en cartes de densités de flux (en  $\text{mJy/beam}$ ), que nous avons directement comparées à nos observations. La procédure utilisée pour produire ces images synthétiques à partir des résultats de simulations est la même que celle que nous avons utilisé pour sélectionner nos sources, et est présentée dans la section § 6.2.1. Nous avons effectué ce travail pour des simulations à plusieurs stades d'évolution, et comportant différents ingrédients physiques. Les cartes résultantes sont présentées dans Maury et al. (2010), et je rappelle ici simplement les conclusions principales de cette investigation.

- Les simulations purement hydrodynamiques, i.e n'incluant pas les effets du champ magnétique, ne par-



viennent pas à reproduire correctement nos observations pour deux raisons principales :

- elles produisent des structures (disques) étendues produisant une émission étendue dans les observations synthétiques ;
- elles sont prolifiques en termes de multiplicité : les deux simulations hydrodynamiques testées montrent un haut degré de fragmentation se traduisant par des sources multiples dans les observations synthétiques.

Or, de telles sources étendues et multiples ne sont pas observées dans nos cartes du continuum millimétrique des cinq proto-étoiles obtenues avec le PdBI (ni dans les cartes interférométriques de Looney et al. (2000) et Jørgensen et al. (2007a) d'ailleurs), alors que les observations synthétiques montrent qu'elles devraient l'être au vu des bruits quadratiques moyens et de la résolution atteints par les observations.

Il faut aussi noter que la simulation numérique de Bate (2009) supprime une partie de la fragmentation dans les environs des objets déjà formés grâce au traitement du transfert radiatif et ses effets rétroactifs : le chauffage du gaz et de la poussière aux alentours des objets jeunes entraîne une diminution de la fragmentation (voir § 2.2). Néanmoins, le transfert radiatif n'empêche pas de grandes structures rotationnelles de se former, et ces structures ne sont pas observées autour des proto-étoiles avec les observations actuelles.

Un bémol à apporter à ces résultats, néanmoins, repose sur le débat actuel concernant les temps de vie des différentes phase protostellaires. En effet, si comme suggéré par Enoch et al. (2009), la durée caractéristique de la phase Classe 0 est plus longue que le temps que nous avons assumé pour stopper les simulations et les comparer à nos cartes (quelques  $\sim 10^4$  ans), alors il est possible qu'il faille comparer nos résultats à des simulations illustrant des stades plus évolués (quelques  $\sim 10^5$  ans).

C'est un travail que nous avons commencé à mener pour les simulations de Stamatellos & Whitworth (2009), en s'intéressant à différentes simulations vues à différents stades d'évolution, pour trouver le meilleur accord possible avec nos observations (Stamatellos, Withworth, Maury et al., in prep).

Finalement, il faut aussi noter que les simulations menées par Stamatellos & Whitworth (2009) et présentées ici ne modélisent pas l'enveloppe protostellaire, alors que nous suspectons celle-ci d'avoir une forte influence sur le disque, notamment en le fournissant en matériel. Ainsi, la dissipation du disque au cours du temps montrée par ces simulations est sujette à caution.

- La simulation magnétohydrodynamique de Hennebelle & Teyssier (2008), quant à elle, a l'avantage du champ magnétique pour supprimer la formation de grandes structures rotationnelles, et par conséquent la fragmentation (voir § 3.4 et § 2.2). Ainsi, ces simulations magnétisées reproduisent relativement bien nos observations, car elles produisent des sources compactes et uniques.

Ainsi, il semble qu'à l'heure actuelle seul le champ magnétique puisse réguler les processus de fragmentation, et produire des proto-étoiles uniques aux petites échelles, telles que celle observées dans notre échantillon. Nos résultats apportent donc une pierre de plus à l'édifice déjà solide d'une vision magnétisée de la formation stellaire.

#### 7.5.4 Scénarios possibles pour la formation des systèmes multiples

Bien que notre échantillon ne permette pas une conclusion générale sur le taux de multiplicité des proto-étoiles de Classe 0, le fait de ne détecter aucun système multiple avec des séparations  $< 600$  UA parmi 14 proto-étoiles sondées suggère quelques pistes sur le mode de formation des systèmes multiples.

Nous proposons donc deux scénarios susceptibles de former des systèmes multiples, tout en expliquant nos observations de proto-étoiles de Classe 0 uniques aux échelles  $75 < a < 600$  UA.

Le premier scénario suppose que la fragmentation au stade préstellaire, ou au début de la phase protostellaire, produit des systèmes multiples possédant de grandes séparations (quelques milliers d'UA) au stade Classe 0 : de tels systèmes sont en effet observés fréquemment. Ensuite, ces proto-systèmes peuvent voir leur séparation évoluer sous l'effet de la migration orbitale, pour finalement former des systèmes multiples serrés au stade Classe I. Un tel scénario a été modélisé par Hennebelle & Teyssier (2008), et ces auteurs montrent qu'il est effectivement envisageable à condition d'introduire des perturbations initiales de forte amplitude dans le nuage considéré.

Un second scénario, à l'inverse, serait que la fragmentation se déroule aux petites échelles ( $\leq 75$  UA) durant la phase protostellaire, puis que les fragments ainsi créés se relaxent au cours de l'évolution pour finalement former des systèmes multiples ayant les séparations caractéristiques observées pour les proto-systèmes dans la phase Classe I. Machida et al. (2007) ont montré qu'un tel scénario est possible à condition que le proto-système gagne suffisamment de moment cinétique angulaire par accretion pour parvenir à augmenter sa séparation.

Ces scénarios, et les diverses suggestions basées sur nos observations restent pour l'instant des pistes de réflexion que nous espérons fertiles pour initier de nouvelles campagnes d'observations, car agrandir le premier échantillon présenté ici est nécessaire pour valider les résultats prometteurs que nous avons obtenus. Notamment, et dans ce but, nous tentons actuellement d'obtenir de nouvelles observations, avec les différents interféromètres millimétriques en service de par le monde (PdB, CARMA et SMA).





## Synthèse et perspectives

## Synthèse et perspectives

### Formation des coeurs denses protostellaires

Dans le cadre de la problématique de la formation des coeurs denses protostellaires, nous nous sommes intéressés à la question du support contre la gravité à l'oeuvre dans les régions de formation stellaire en amas. Cette question est primordiale, car elle touche à la fois les problématiques du taux de formation stellaire, et du rôle respectif des différents ingrédients physiques pour l'effondrement d'un clump, et la formation de graines de proto-étoiles.

L'idée de cette étude a germé lorsque les simulations numériques menées par Peretto et al. (2007) pour modéliser la structure et la dynamique du proto-amas NGC 2264-C ont suggéré qu'une source de support additionnelle, non prise en compte dans les simulations hydrodynamiques, devait être trouvée pour rendre compte de la dynamique d'effondrement observée du proto-amas. Deux ingrédients non inclus dans les simulations numériques, et pourtant éléments clés de la formation stellaire, sont immédiatement suspectés dans l'état actuel de nos connaissances : les flots protostellaires et les champs magnétiques.

Nous nous sommes tout d'abord intéressés à la possibilité d'un support dû à l'effet rétroactif global des flots protostellaires dans NGC 2264-C. Notre étude des propriétés et de l'influence des flots protostellaires œuvrant dans le proto-amas NGC 2264-C, et détectés par nos observations  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , a pour principaux résultats :

- Un réseau de onze lobes de flots, issus des objets stellaires jeunes que NGC 2264-C forme actuellement, est détecté par nos observations  $^{12}\text{CO}(2-1)$  ;
- L'effet conjugué direct de ces flots protostellaires n'est pas suffisant pour supporter efficacement le proto-amas contre l'effet de sa propre gravité ;
- Néanmoins, ces onze flots protostellaires sont susceptibles d'être à l'origine de la turbulence accrue observée dans NGC 2264-C grâce à nos cartes de l'émission  $^{13}\text{CO}(2-1)$  et  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  du proto-amas ;
- La turbulence générée par l'effet rétroactif des proto-étoiles sur leur environnement via les flots qu'elles animent est elle aussi impuissante face à l'effondrement global du clump.

Ainsi, notre étude Maury et al. (2009) indique clairement que les flots protostellaires sont impuissants à fournir un support efficace contre la gravité œuvrant dans le proto-amas NGC 2264-C à l'heure actuelle. Pour généraliser ce résultat, nous avons comparé les caractéristiques des onze flots de NGC 2264-C cartographiés par nos observations aux caractéristiques typiques des flots créés par les objets protostellaires (Classe 0 et Classe I). Nous montrons que ces flots sont des flots ordinaires, et étant nombreux, nos résultats sont susceptibles de refléter la situation typique des régions de formation stellaire en amas.

Ainsi il est probable que les flots protostellaires jouent un rôle important en tant que progéniteurs de turbulence dans les régions de formation stellaire en amas, bien qu'ils semblent incapables de modifier significativement les processus d'effondrement global à l'échelle de la plupart des clumps.

#### *Perspectives :*

- Après avoir disculpé le premier suspect, nous nous intéressons maintenant au rôle des champs magnétiques dans le support de NGC 2264-C contre sa propre gravité. Afin de quantifier le support magnétique œuvrant dans le proto-amas, nous avons initié des observations de l'effet Zeeman dans la transition de  $\text{CN}(1-0)$ , grâce au polarimètre X-POL sur le télescope de 30 m de l'IRAM. Ce

travail, toujours en cours, devrait nous permettre de savoir si il existe un champ magnétique assez fort dans NGC 2264-C pour expliquer le support additionnel nécessaire à réconcilier les simulations numériques et les observations de NGC 2264-C.

- Nos résultats dans le proto-amas NGC 2264-C demandent à être généralisés grâce à des études similaires menées dans d'autres proto-amas. Nous avons initié une nouvelle étude allant dans ce sens, et ayant pour cible le proto-amas Aquila Rift, découvert par nos observations dans le continuum à 1.3 mm avec MAMBO sur le 30-m au cours de l'année 2007. Dans le but de mener une étude similaire à celle de NGC 2264-C, nous avons obtenu une campagne d'observations du proto-amas d'Aquila Rift dans l'émission de plusieurs raies millimétriques, tracant la dynamique et la cinématique du filament cartographié.

- *Plus loin ....*

Le lancement du satellite *Herschel* le 14 mai 2009 ouvre une nouvelle fenêtre d'observation, et de belles perspectives pour l'étude de la formation des coeurs denses protostellaires. En effet, les grandes campagnes d'observations du ciel (Hi-GAL, Gould Belt, HOBYS) avec les instruments PACS et SPIRE vont permettre de découvrir de nouveaux sites de formation stellaire et de répondre à plusieurs questions concernant notamment la fonction de masse des coeurs préstellaires, et leurs temps de vie en fonction de l'environnement dans lequel ceux-ci sont plongés.

### Fragmentation des coeurs denses protostellaires

Dans le cadre de la problématique de la fragmentation des coeurs denses protostellaires, nous nous sommes intéressés plus précisément à la question de la formation des systèmes multiples, en menant une étude visant à sonder la multiplicité des proto-étoiles de Classe 0, aux échelles où sont généralement observés les systèmes multiples de Classe I.

Nous avons observé un échantillon de cinq proto-étoiles de Classe 0 dans le continuum et la raie de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  à 1.3 mm, avec la configuration A de l'interféromètre du Plateau de Bure. Ces observations nous permettent de sonder la multiplicité protostellaire dans l'environnement des cinq sources (IRAM 04191, L1527, L1521-F, L1448-C et NGC 1333-IRAS2A) à des séparations allant jusqu'à  $\sim 50$  UA et des rapports de masse jusqu'à  $\sim 0.07$ .

Les principaux résultats de notre étude sont les suivants :

- Les cinq proto-étoiles de Classe 0 de notre échantillon sont détectées dans l'émission du continuum à 1.3 mm ;
- Nos observations de l'émission dans la raie de  $^{12}\text{CO}(2-1)$  nous permettent de tracer le jet moléculaire issu de L1448-C, grâce à la détection de sept "balles" haute vitesse décalées vers le rouge et vers le bleu ;
- Les trois sources du Taureau observées sont uniques dans nos cartes de l'émission continuum ;
- Une composante secondaire est détectée  $\sim 600$  UA au sud de L1448-C, et nous montrons que cette émission continuum compacte trace la présence d'un choc dû à l'interaction du jet avec la matière circumstellaire, et ne résulte donc pas d'un compagnon protostellaire.
- La découverte d'émission compacte dans le continuum millimétrique générée par l'interaction d'un flot protostellaire avec la matière dense circumstellaire de l'objet primaire nous incite à préconiser le suivi d'une procédure multi-longueurs d'onde lorsque l'on veut déterminer la nature des sources secondaires détectées dans l'environnement proche des proto-étoiles de Classe 0.
- Une composante secondaire est détectée pour la première fois dans notre carte du continuum à 1.3 mm,  $\sim 1900$  UA au sud-est de NGC 1333-IRAS2A. Nos observations étant les premières à détecter cette source secondaire, il n'est pas possible, à l'heure actuelle, de discriminer entre une

nature protostellaire et une émission de flot.

- Notre étude pilote menée avec le Plateau de Bure ne montre donc aucune multiplicité des proto-étoiles de Classe 0 à des séparations inférieures à  $\sim 1900$  UA.

Nous avons généralisé nos résultats en utilisant les observations de 9 proto-étoiles de Classe 0, menées par Looney et al. (2000) avec l'interféromètre BIMA. Nous montrons que, si l'on suit la méthode que nous proposons pour déterminer la nature des sources détectées dans l'environnements des proto-étoiles de Classe 0, la combinaison de nos observations PdBI et des observations BIMA ne montre aucune multiplicité pour les 14 proto-étoiles observées, dans l'intervalle de séparations  $150 < a < 550$  UA. De plus, si l'on considère l'intervalle de séparations  $150 < a < 1000$  UA, seules deux proto-étoiles de Classe 0 possèdent alors un compagnon. Nous suggérons ainsi que le taux de multiplicité des proto-étoiles de Classe 0 puisse être plus faible que celui observé pour les proto-étoiles de Classe I, et nous discutons cette éventualité en proposant des scénarios de formation des systèmes multiples mettant en jeu une évolution dynamique de la séparation des proto-systèmes au cours de leur évolution.

Finalement, nous comparons les cartes PdBI obtenues avec des observations synthétiques issues de simulations numérique de formation protostellaire actuelles, et nous montrons que nos résultats montrant des sources compactes et uniques favorisent les scénarios magnétiques pour la formation des proto-étoiles.

#### *Perspectives :*

- De nouvelles observations sont nécessaires pour confirmer nos résultats préliminaires, et nous travaillons en ce moment pour obtenir plus d'observations d'un plus grand nombre de proto-étoiles de Classe 0 pour consolider les tendances révélées par notre étude pilote.
- Si ces résultats se confirment, des mesures du champ magnétiques à l'oeuvre dans les coeurs denses protostellaires seront nécessaires pour comprendre le rôle exact des champs magnétiques sur les processus de fragmentation, et confirmer les prédictions actuelles des simulations numériques.
- *Plus loin ....*

Aujourd'hui il est encore difficile de mener des études de champ magnétique aux petites échelles concernées, et seul le SMA propose ce genre d'observations. La nouvelle génération d'interféromètres, représentée notamment par ALMA et NOEMA, devrait permettre d'effectuer de telles mesures, mais aussi de fournir une résolution angulaire encore accrue, nous permettant notamment de tester l'hypothèse de la fragmentation aux très petites échelles ( $< 75$  UA) durant la phase protostellaire.







## Annexes

### A - Propositions d'observations Zeeman au 30-m pour mesurer le champ magnétique à l'oeuvre dans NGC 2264-C



Deadline: 18 Sep 2008    Period: 01 Dec 2008 — 31 May 2009

join to this form: scientific aims  $\leq 2$  typed pages ( $\leq 4$  pages for Large Programs) and  $\leq 2$  pages Figs., Tabs., and Refs.

# Towards measuring the magnetic support in the NGC 2264-C protocluster<sup>1</sup>

## 1. Background: The role of magnetic fields in star formation

Two main competing models have been proposed for driving and regulating the star formation process.

The first scenario is that molecular clouds are intermittent phenomena in an interstellar medium dominated by turbulence (e.g., Elmegreen 1997, 2000; MacLow & Klessen 2004; Myers 2000). In this scenario, star forming clouds undergo *turbulent fragmentation* (e.g. Padoan & Nordlund 2002). Briefly, self-gravitating pre-stellar condensations (each containing one local Jeans mass) form as turbulence-generated density fluctuations, turbulence then dissipates rapidly, and the cores eventually collapse with little interaction with their surroundings. This scenario produces an IMF-like core mass distribution as observed by, e.g., Mote, André, Neri 1998 and Motte et al. 2001, and the produced IMF results primarily from the properties (e.g. power spectrum) of the turbulence. In this turbulent scenario, however, a somewhat different picture has been proposed in the case of clustered star formation. Indeed, Li & Nakamura (2006) recently discussed the possible effects of protostellar outflows on clustered star formation. In particular, they argued that, due to its short decay time (e.g. Mac Low et al. 1998), the “interstellar turbulence” initially present in a cluster-forming cloud is quickly replaced by turbulent motions generated by protostellar outflows. The protostellar outflow-driven turbulence dominates for most of a protocluster’s lifetime and acts to maintain the cluster-forming region close to overall virial equilibrium for several dynamical times, avoiding global free-fall collapse.

If this picture is correct, turbulence drives molecular cloud evolution and the protostellar properties may be determined by the stars themselves in clustered star formation, through the collective turbulent effects of their outflows .

The second scenario gives a crucial role to magnetic field at the pre-stellar age of star formation, by forming self-gravitating dense clouds which are magnetically supported against collapse (e.g., Mouschovias 1976; Nakano 1984; Shu et al. 1987; Mouschovias & Ciolek 1999; Ciolek & Basu 2000). The crucial parameter characterizing magnetic support against self-gravity of a dense cloud is the ratio of mass to magnetic flux in it :  $M/\Phi_B$ . If this ratio is less than a critical value  $(M/\Phi_B)_{crit} \approx 0.13G^{-1/2}$  (Mouschovias & Spitzer 1976), the cloud is said to be magnetically subcritical, and static magnetic fields support it perpendicular to the field direction irrespective of external pressure. Otherwise, the cloud is magnetically supercritical and it cannot be supported by static magnetic field pressure alone. Eventually the cloud mass will become sufficiently large that the magnetic field can no longer support the clump, and dynamical collapse can proceed on scales of the clump. Gravitationally-bound dense cores which are magnetically supported against collapse are then formed, and progressively evolve towards higher degrees of central concentrations as the magnetic support is progressively lost through ambipolar diffusion. On the observational side, magnetic fields have already been detected in several dense molecular clouds (Crutcher et al. 1996, 1999, 2004 ; Falgarone et al. 2008), with values ranging between 0.1 and 1.5 mG, as expected at densities  $\sim 10^5\text{cm}^{-3}$  (Basu & Mouschovias 1995).

In this picture, magnetic fields govern molecular cloud formation and collapse, while ambipolar diffusion ultimately drives star formation.

Here, we propose to test the above ideas by quantifying the strength of the magnetic field at work in the NGC 2264-C protocluster. Indeed, the turbulence and ambipolar diffusion pictures introduced above have different predictions concerning the morphology and strength of the magnetic field, which allows us to differentiate between the two models using observations of magnetic fields.

## 2. Our previous studies of the NGC 2264-C protocluster

Performing 30m observations with, e.g., MAMBO and HERA, we first completed a comprehensive mm continuum/line study of the cluster-forming clump NGC 2264-C in the Mon OB1 giant molecular cloud complex at  $d \sim 800$  pc (Peretto et al. 2006). Our 1.2 mm continuum mosaic of NGC 2264-C (Fig. 1) resolved the internal structure of the region, uncovering a total of 12 compact prestellar/protostellar cores. Our  $\text{HCO}^+(3-2)$  and CS line observations, combined with radiative transfer modelling, established the presence of *large-scale collapse motions*, converging onto the most massive core (C-MM3 with  $M \sim 40 M_\odot$ , near the center of NGC 2264-C – see Fig. 1b). Moreover, high-resolution PdBI observations in low-optical depth tracers of the inner part of NGC 2264-C allowed us to resolve a strong dynamical interaction in the central part of NGC 2264-C.

---

<sup>1</sup>This project is intended to be part of Anaëlle Maury’s PhD thesis supervised by Ph. André

Detailed comparison of these 30m/PdBI observations with numerical SPH simulations of the evolution of a  $1000 M_{\odot}$  Jeans-unstable, isothermal clump (Peretto et al. 2007) confirms the view that NGC2264-C is an elongated clump collapsing/fragmenting along its long axis. The SPH simulations of Peretto et al. (2007) indicate that NGC 2264-C is observed at a very early stage of global clump collapse, typically  $\lesssim 10^5$  yr after the start of dynamical contraction. A significant shortcoming of our present SPH simulations, however, is that they only produce the observed level of clump fragmentation when the total mass of dense ( $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) gas in the model is a factor of  $\sim 10$  lower than in the actual NGC 2264-C clump. This pointed to the need for extra support against gravity, not included in the present simulations, such as support provided by magnetic fields or from feedback from protostellar outflows.

We also conducted a search for protostellar outflows in the NGC 2264-C protocluster, by mapping  $^{12}\text{CO}(2-1)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$  and  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  with HERA on the 30-m telescope. We found a total of eleven outflow lobes at work in the protocluster (Maury et al. 2008, in prep. – see Fig. 3). We led a quantitative study of the momentum flux injected by these outflows in the protocluster, and compared it to the minimum value needed to significantly support the whole protocluster. The conclusion of our work is that protostellar feedback due to outflows in NGC 2264-C can not efficiently support the whole collapsing protocluster.

The natural next step is thus to test the magnetic field at work in NGC 2264-C, and check whether or not magnetic support can slow down the global collapse of this cluster-forming clump, as expected from the theory of magnetized clouds described in §1.

### 3. On the use of the CN molecule for magnetic field measurements

Crutcher (2007) reviewed the various techniques and results for studying magnetic fields in molecular clouds. The Zeeman effect is the only direct method for measuring magnetic field strengths in these clouds, but the range of molecules which are at the same time abundant, paramagnetic and accessible at millimeter wavelengths is rather small. As a tracer of high-density gas, the CN thermal lines probe the densest regions in molecular clouds and follows closely the dust emission without being depleted towards prestellar cores (Hily-Blant et al. 2008). Moreover, the  $N = 1 \rightarrow 0$  transition of CN presents 9 hyperfine components, of which 7 are strong components with very different Zeeman splitting factors (see Table.1 and Turner & Gammon 1975 for further references), which is essential for successful Zeeman measurements because it allows to get rid of instrumental polarization effects (Crutcher et al. 1996). Falgarone et al. (2008) conducted CN Zeeman effect observations towards 14 regions of star formation, using the new correlation spectropolarimeter on the 30-m telescope, and showed that magnetic fields of the order of a fraction of milligauss could be detected using CN lines with strengths in the range between 3K and 17K. CN Zeeman observations are therefore a unique tool for measuring magnetic field strength in star forming regions with densities of  $10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

### 4. Present proposal : Preparatory mapping of the NGC 2264-C protocluster

In order to make further progress in our understanding and modelling of the NGC 2264-C protocluster, we need to quantify the magnetic support at work. Therefore, we aim to conduct some Zeeman effect observations over the protocluster to estimate the magnetic field strength. Peretto et al. (2006) showed that the densities of the dense cores found in NGC 2264-C ranged from a few  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  to a few  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , CN is thus the ideal molecule to conduct Zeeman observations in this region (see §3). Following Falgarone et al (2008), we estimate that a CN(1–0) line stronger than  $\sim 5\text{K}$  on a few positions on the protocluster would enable sensitive CN Zeeman observations within a moderate amount of telescope time, using XPOL on the 30-m. However, we first need to test the strength of the CN(1–0) line over the densest parts of NGC 2264-C, and find positions where the line strength allows some Zeeman measurements. We thus propose to map the central part of the NGC 2264-C protocluster in CN(1–0) in order to test the line strength, in the prospect of future CN Zeeman observations to probe the magnetic field at work in cluster-forming collapsing clump.

### 5. Planned observations and time estimates

To cover the densest part of NGC 2264-C, including the 10 central compact prestellar cores, we propose to map a region of  $190'' \times 2'$  centered on C-MM3 (cf. Fig. 1b), using the on-the-fly mode with the 3mm SIS receivers A100 and B100 in the CN(1–0) transition. Assuming average winter conditions and a resolution of 40 kHz (0.05 km/s), the time estimator indicates that  $\sim 12$  hr are required (including overheads) to reach an rms sensitivity of 200 mK per position for a CN(1–0) coarse sampled ( $8''$ ) map taken in the on-the-fly mode. We thus require 2 sessions of 7 hours between 3h and 10h LST.

## References

- Adams, F.C., & Myers, P.C. 2001, ApJ, 553, 744
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in Protostars & Planets IV, p. 59
- Basu, S. & Mouschovias T. Ch., 1995, ApJ, 453, 271
- Ciolek, G. & Basu, S., 2000, ApJ, 529, 925
- Clarke, C.J., Bonnell, I.A., & Hillenbrand, L.A. 2000, in Protostars &
- Crutcher, R.M. et al., 1996, ApJ, 456, 217
- Crutcher, R.M. et al., 1999, ApJ, 514, L121
- Crutcher, R.M., 2004, Ap&SS, 292, 225
- Crutcher, R.M., 2007, in Sky Polarisation at Far-Infrared to Radio wavelengths:  
The Galactic Screen before the Cosmic Microwave Background,  
ed. M.-A. Miville-Deschênes, & F. Boulanger, EAS Publication Series, 23, 37
- Elemegreen, B.G., 1997, ApJ, 486, 944
- Elemegreen, B.G., 2000, ApJ, 530, 277
- Falgarone, E. et al., 2008, A&A, 487, 247
- Hillenbrand L. & Carpenter J., 2000, ApJ, 540, 236
- Hily-Blant P. et al., 2008, A&A, 480, 5
- Kroupa, P., 1995, MNRAS, 277, 1522
- Kroupa, P., 2001, MNRAS, 321, 699
- Lada, C.J. & Lada, E.A., 2003, ARA&A, 41, 57
- Li, Z.-Y., & Nakamura, F. 2006, ApJ, 640, 187
- Mac Low, M.-M., Klessen, R.S., Burkert, A., & Smith, M.D. 1998, Phys. Rev. Lett, 80, 2754
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, A&A, 336, 150 – MAN98
- Motte, F., André, P., Ward-Thompson, D., & Bontemps, S. 2001, A&A, 372, L41 – MAWB01
- Mouschovias, T. Ch., 1976, ApJ, 206, 753
- Mouschovias, T. Ch. & Spitzer, L., 1976, ApJ, 210, 326
- Mouschovias, T. Ch., 1999, in "NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems"
- Myers, P.C. 1998, ApJ, 469, L109
- Nakano, T., 1984, in "Fundamentals of Cosmic Physics", "Contraction of magnetic interstellar clouds"
- Palla, F. & Stahler, S. 1999, ApJ, 525, 772
- Padoan, P. & Nordlund, A., 2002, ApJ, 576, 870
- Peretto, N., André, P., Belloche, A., 2006, A&A, 445, 979
- Peretto, N., Hennebelle, P., André, P. 2007, A&A, 464, 983
- Shu, F.H., Adams, F.C., Lizano, S. 1987, ARA&A 25,23
- Shu, F.H., Li, Z.-Y., Allen, A., 2004, ApJ, 601, 930
- Turner, B.E. & Gammon, R.H., 1975, ApJ, 198, 71

Table 1: CN(1-0) hyperfine lines

Line	Frequency (GHz)	Relative intensity RI	Zeeman splitting factor Z (Hz/ $\mu$ G)	RI $\times$ Z <sup>a</sup>
1	113.144	8	2.18	17.4
2	113.171	8	-0.31	2.5
3	113.191	10	0.62	6.2
4	113.488	10	2.18	21.8
5	113.491	27	0.56	15.1
6	113.500	8	0.62	5.0
7	113.509	8	1.62	13.0

<sup>a</sup> RI $\times$ Z is the relative sensitivity to the magnetic field along the line of sight.



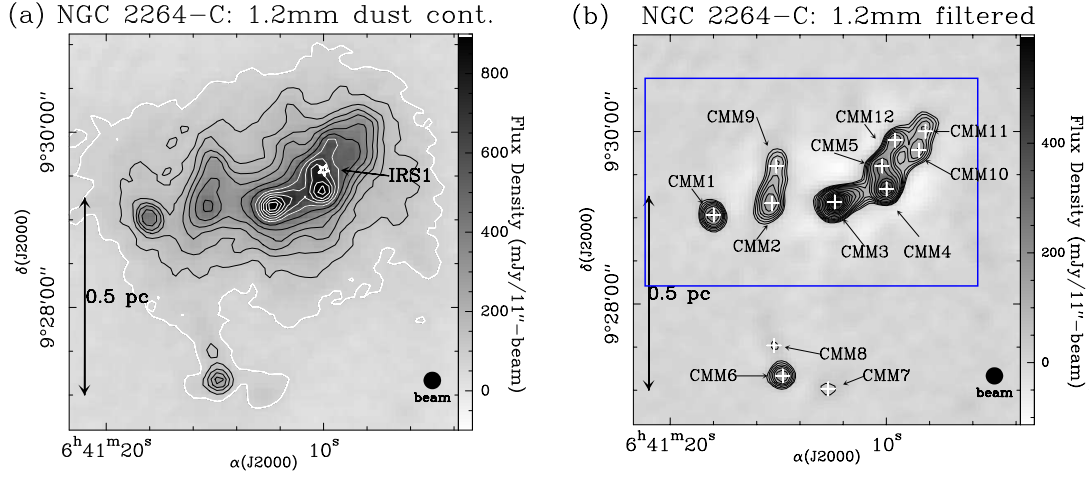


Figure 1: **a)** MAMBO 1.2mm continuum map of the NGC 2264-C cluster-forming clump (Peretto et al. 2006a). **b)** Filtered 1.2mm continuum image of NGC 2264-C showing the 12 compact protostellar cores extracted after background subtraction, including 8 Class 0-like protostellar objects. The area we intend to map with AB in CN(1-0) is shown as a blue box.

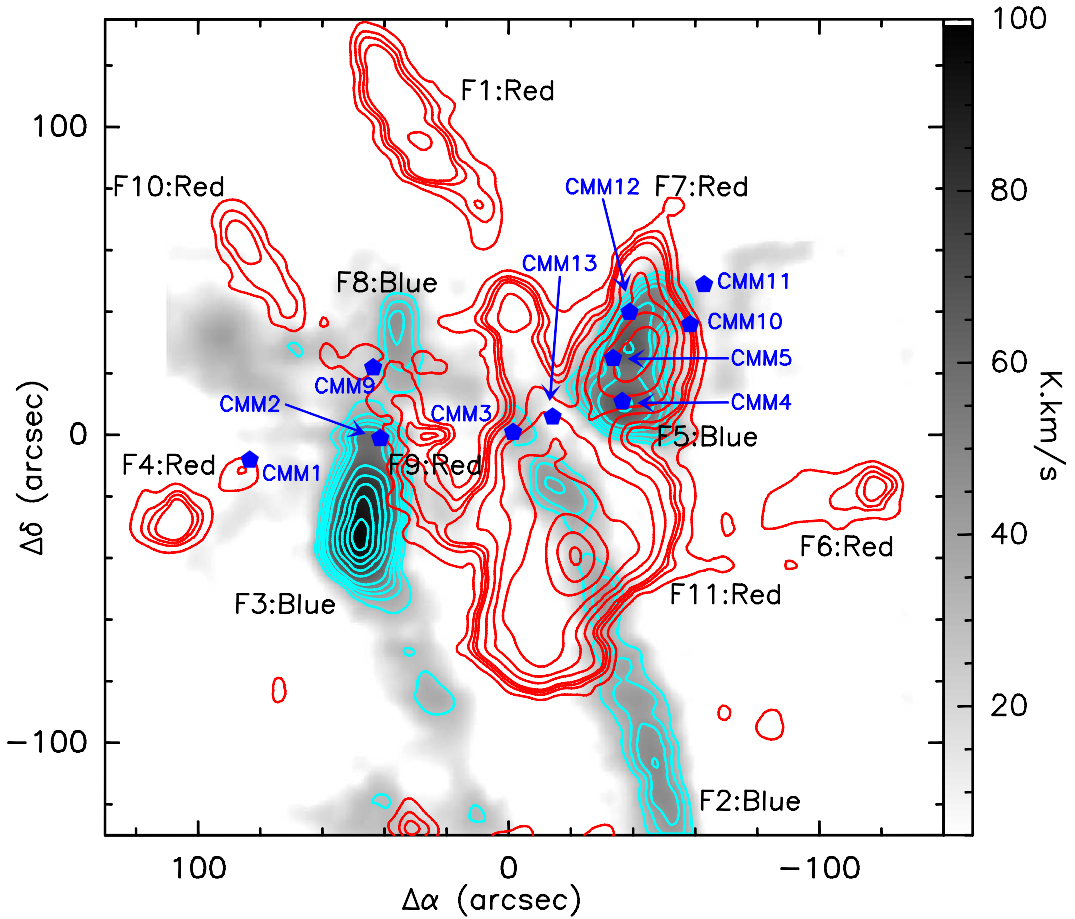


Figure 2:  $^{12}\text{CO}(2-1)$  HERA map of the NGC 2264-C protocluster. The background image and blue contours show the integrated intensity in the blue-shifted part of CO(2-1) line. Red contours are levels of integrated intensity in the red-shifted part of the line. The eleven outflows discovered are labelled by F1 to F11. Blue markers refer to the positions of millimetric peaks found by Peretto et al. (2006, 2007). We computed momentum flux from these data, and show (Maury et al. 2008, in prep.) that protostellar outflows at work in NGC 2264-C miss one order of magnitude to have a significant effect on the protocluster global dynamics.



**PROPOSAL FOR 30M TELESCOPE**

Deadline: 17 Sep 2009 Period: 01 Dec 2009 — 31 May 2010

**For IRAM use**

Registration N°:

Date:

**TITLE**

**Measuring the magnetic support in the NGC 2264-C protocluster**

**Type:** *Solar system:* continuum ☐ lines ☐ other ☐ *Extragalactic:* continuum ☐ CO lines ☐ other ☐  
*Galactic:* continuum ☐ lines ☒ circumstel. env. ☐ young stel. obj. ☒ cloud struct. ☒ chem. ☐ other ☐

**ABSTRACT**

From an observational point of view, the role of magnetic fields in clustered star formation remains unclear. Two main theoretical scenarios have been proposed so far. The first one (Li & Nakamura 2006) gives a crucial role to protostellar outflow-driven turbulence to support the cluster-forming clump, while the second one is based on a magnetically-supported clump view (Ciolek & Basu 2000). Our previous studies of the NGC 2264-C protocluster indicate that some additional support against gravity should be included in SPH simulations to closely reproduce the continuum and line observations (Peretto et al. 2006, 2007), and that this extra support is not due to the numerous protostellar outflows mapped recently with HERA in this protocluster. We recently evaluated the strength of the CN(1–0) line in the protocluster, and we now propose to carry out CN Zeeman measurements in order to quantify the magnetic support at work in NGC 2264-C.

Is this a resubmission of a previous proposal ? no ☒ yes ☐ – proposal number(s): .....  
Is this a continuation of (a) previous proposal(s) ? no ☐ yes ☒ – proposal number(s): 164-08.....

**Hours requested for this period:**

81	LST range(s):	from: 02h30	to: 11h30	number of intervals: 9
		from:	to:	number of intervals:

**Special requirements:** Large Program ☐ pooled obs ☐ service obs ☐ remote obs ☐ polarimeter ☒

**Scheduling constraints:** None.....

**Receivers:** EMIR ☒ HERA ☐ Bolometer ☐ Other ☐

**List of Objects** (give most common names)

Source	Epoch: J2000.0 RA	DEC	V <sub>LSR</sub>
--------	----------------------	-----	------------------

NGC 2264-C	06:41:12.4	+09:29:11.	+7.5
------------	------------	------------	------

( for additional sources which do not fit here  
use the `\extendedsourcelist` macro )

**Principal Investigator:**

**Anaëlle Maury**

Service d'Astrophysique – CEA Saclay  
Orme des Merisiers – Bât. 709

F-91191 Gif-sur-Yvette (FRANCE)

Tel: (+33) (0)1-6908 Fax: (+33) (0)1-69086577

Email: anaelle.maury@cea.fr

**Other Investigators** (name, institution):

Philippe André (CEA/SAP Saclay – France); Clemens Thum (IRAM-Grenoble – France); Helmut Wiesemeyer (IRAM-Granada – Spain); Nicolas Peretto (Univ. of Manchester – UK); P. Hennebelle (ENS/LERMA Paris – France);

**Expected observer(s)** A.M.

# Technical Summary

## ★ EMIR

Note that up to 4 IF signals can be recorded and up to 2 EMIR (always dual polarization) bands can be combined in one EMIR setup. For a summary of EMIR connectivity consult the IRAM Granada home page or the Call for Proposals

### Transitions

$T_A^*$  = expected line antenna temperature;  $\Delta v$  = required velocity resolution.

setup	band	species	transition	frequency GHz	$T_A^*$ mK	rms mK	$\Delta v$ km s <sup>-1</sup>	backend <sup>a)</sup>
1	E0-H	CN	1-0	113.5	3100	2.3	0.2	V
1	E0-V	CN	1-0	113.5	3100	2.3	0.2	V

<sup>a)</sup> V: VESPA, W: WILMA, 4: 4 MHz filterbank, 1: 1 MHz filterbank

### Observing parameters

map size in arcmin; T = requested telescope telescope time per setup

setup No.	map size $\Delta x \times \Delta y$	mapping mode <sup>a)</sup>	switching mode <sup>b)</sup>	T [h]	remark
1	×	none	WSw	81	polarimetry mode
Total EMIR time requested:				81	

<sup>a)</sup> none, OTF (on-the-fly), R: Raster

<sup>b)</sup> PSw: position switching, FSw: frequency switching, Wsw: wobbler sw.

# Measuring the magnetic support in the NGC 2264-C protocluster

## 1. Background: The role of magnetic fields in star formation

Two main competing models have been proposed for driving and regulating the star formation process. The first scenario argues that molecular clouds are intermittent phenomena in an interstellar medium dominated by turbulence (e.g., Elmegreen 1997, 2000; MacLow & Klessen 2004; Myers 2000). In this scenario, star forming clouds undergo *turbulent fragmentation* (e.g. Padoan & Nordlund 2002). Briefly, self-gravitating pre-stellar condensations ( $\sim$  one local Jeans mass) form as turbulence-generated density fluctuations, turbulence then dissipates rapidly, and the cores eventually collapse with little interaction with their surroundings. This scenario produces an IMF-like core mass distribution as observed by, e.g., Motte et al. (1998) and Motte et al. (2001), and the IMF results primarily from the properties (e.g. power spectrum) of the turbulence. In this turbulent scenario, however, a somewhat different picture has been proposed in the case of clustered star formation. Indeed, Li & Nakamura (2006) recently discussed the possible effects of protostellar outflows on clustered star formation. In particular, they argued that, due to its short decay time (e.g. Mac Low et al. 1998), the interstellar turbulence initially present in a cluster-forming cloud is quickly replaced by turbulent motions generated by protostellar outflows. Wang et al. (2009) included magnetic fields in the protostellar outflows simulations of Li & Nakamura : they argue that magnetic field alone does not affect much the global infall rate, but that the coupling of magnetic fields and protostellar feedback makes the deposition of the outflow momenta in the clump more efficient. In this scenario, the protostellar outflow-driven turbulence, with or without magnetic fields, dominates for most of a protocluster’s lifetime and acts to maintain the cluster-forming region close to overall virial equilibrium for several dynamical times, avoiding global free-fall collapse. If this picture is correct, turbulence drives molecular cloud evolution and the protostellar properties may be determined by the stars themselves in clustered star formation, through the collective turbulent effects of their outflows .

The second scenario gives a crucial role to magnetic field at the pre-stellar age of star formation, by forming self-gravitating dense clouds which are *magnetically supported* against collapse (e.g., Shu et al. 1987, Mouschovias 1976; Ciolek & Basu 2000, Hennebelle & Teyssier 2008). The crucial parameter characterizing magnetic support against self-gravity of a dense cloud is the ratio of mass to magnetic flux  $M/\Phi_B$ . If this ratio is less than a critical value  $(M/\Phi_B)_{crit} \approx 0.13 G^{-1/2}$  (Mouschovias & Spitzer 1976), the cloud is said to be magnetically subcritical, and static magnetic fields support it perpendicular to the field direction irrespective of external pressure. Otherwise, the cloud is magnetically supercritical and it cannot be supported by static magnetic field pressure alone. If the cloud mass becomes sufficiently large that the magnetic field can no longer support the clump, dynamical collapse can proceed on scales of the clump, and gravitationally-bound dense cores, magnetically supported against collapse, are formed. The cores progressively evolve towards higher degrees of central concentrations as the magnetic support is progressively lost through ambipolar diffusion. On the observational side, 0.1– 1.5 mG magnetic fields have been detected in several dense molecular clouds (Crutcher et al. 1996, 1999, 2004 ; Falgarone et al. 2008), as expected at densities  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Basu & Mouschovias 1995). In this picture, magnetic fields govern molecular cloud formation and collapse, while ambipolar diffusion ultimately drives star formation. Here, we propose to test the above ideas by quantifying the strength of the magnetic field at work in the NGC 2264-C protocluster.

## 2. Our previous studies of the NGC 2264-C protocluster

Performing 30m and PdBI observations, we first completed a comprehensive mm continuum/line study of the cluster-forming clump NGC 2264-C in the Mon OB1 giant molecular cloud complex at  $d \sim 800$  pc (Peretto et al. 2006). Our 1.2 mm continuum mosaic of NGC 2264-C (Fig. 1a) resolved the internal structure of the region, uncovering a total of 13 compact prestellar/protostellar cores. Our  $\text{HCO}^+(3-2)$  and CS line observations, combined with radiative transfer modelling, established the presence of *large-scale collapse motions*, converging onto the most massive core (C-MM3, near the center of NGC 2264-C – see Fig. 1). Moreover, the high-resolution PdBI observations in low-optical depth tracers revealed a strong dynamical interaction in the central part of NGC 2264-C. Detailed comparison of these 30m/PdBI observations with numerical SPH simulations of the evolution of a  $1000 M_\odot$  Jeans-unstable, isothermal clump (Peretto et al. 2007) confirms the view that NGC2264-C is an elongated clump collapsing/fragmenting along its long axis. The SPH simulations of Peretto et al. (2007) indicate that NGC 2264-C is observed at a very early stage of global clump collapse ( $\lesssim 10^5$  yr after the start of dynamical contraction).

A significant shortcoming of our SPH simulations is that they only produce the observed level of clump fragmentation when the total mass of dense ( $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) gas in the model is a factor of  $\sim 10$  lower than in the actual NGC 2264-C clump. This points to the need for *extra support against gravity*, not included in the present simulations, such as support provided by magnetic fields or feedback from protostellar outflows. We recently conducted a search for protostellar outflows in the NGC 2264-C protocluster, by mapping  $^{12}\text{CO}(2-1)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$  and  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  with HERA on the 30-m telescope. We found a total of eleven outflow lobes at work in the protocluster (Maury et al. 2009 – see Fig. 1b). By leading a quantitative study of the momentum flux injected by these outflows in the protocluster, we show that the network of outflows at work in NGC 2264-C falls short by one order of magnitude to support efficiently the protocluster against global collapse (Maury et al. 2009).

The natural next step is thus to test the magnetic field at work in NGC 2264-C, and check if magnetic support can slow down the global collapse of this cluster-forming clump, as expected from the theory of magnetized clouds described in §1.

#### 4. Present proposal : Magnetic fields in the NGC 2264-C protocluster

Crutcher (2007) reviewed the various techniques and results for studying magnetic fields in molecular clouds. The Zeeman effect is the only direct method for measuring magnetic field strengths in clouds, but the range of molecules which are at the same time abundant, paramagnetic and accessible at millimeter wavelengths is rather small. As a tracer of high-density gas, the CN thermal lines probe the densest regions in molecular clouds and follows closely the dust emission. Moreover, the  $N = 1 \rightarrow 0$  transition of CN presents 9 hyperfine components (hereafter HFS), of which 7 are strong components with very different Zeeman splitting factors (see Table.1 and Turner & Gammon 1975 for further references), which is essential for successful Zeeman measurements, since the magnetically less sensitive HFS can be used to correct for sidelobes and instrumental polarization effects (see Crutcher et al. 1996 for the detailed procedure). Recently, Falgarone et al. (2008) conducted CN Zeeman effect observations, and showed that magnetic fields of  $\sim 0.2$  mG could be detected using XPOL on the 30-m telescope. We recently conducted observations of the CN(1-0) line strength in NGC 2264-C (project 164-08), and found that in the dense medium ( $\sim 30''$  away from the cores) the CN(1-0) strongest HFS is  $\sim 3-5$  K. We thus propose to conduct CN(1-0) Zeeman measurements toward the position "Z" shown in Fig. 2. This position was chosen because (1) it is located in the center of the protocluster, (2) it shows a strong non self-absorbed CN(1-0) line ( $T_A^* \sim 3.1$  K) and (3) it is sufficiently far away from the dense cores to minimize contamination from emission falling into the sidelobes. Considering the column densities of NGC 2264-C, a detection limit of  $\leq 0.6$  mG for the magnetic strength along the line of sight  $B_{los}$  allow to discriminate between the magnetically subcritical and supercritical cases. We therefore need a sensitivity of  $\sim 0.15$  mG to achieve a safe detection threshold of  $4\sigma$ . We stress that, if  $B_{los} > 0.6$  mG, the time left over will be used to test  $B_{los}$  toward an other position in the protocluster, and test the magnetic field strength variation along the main infall axis of NGC 2264-C to put additional constraints on the models presented in §1.

#### 5. Planned observations and time estimates

We propose to conduct ON/OFF observations with the 3mm receivers of EMIR, associated to VESPA in the polarimetry mode, towards the position shown in Fig. 2. Good baseline quality is mandatory, because two groups of HFS components, to be fitted simultaneously, will be measured with separate VESPA parts. This justifies the submission of a 3 mm project for the winter semester, and our CN map shows that we can use the wobbler with an appropriate throw. Attributing statistical weights  $w_i$  to the HFS components with  $RI \times Z > 10$  (the other components are used for the determination of the instrumental contamination of Stokes V), and using a Monte Carlo simulation for the HFS Zeeman components, yields a signal-to-noise ratio of 1150, i.e. a  $\sigma_{\text{rms}}(T_A^*) = 2.3$  mK to be achieved for  $\sigma_B \sim 0.15$  mG. The simulation assumes a FWHM of 1 MHz in the Stokes I spectra, and the Zeeman fit uses  $\sum w_i = 2.5$ . Assuming average winter conditions and 80 kHz channel spacing, the new time estimator indicates that  $\sim 61$  hours (ON+OFF time on source) are required to reach such an rms sensitivity. Nevertheless, using all magnetically sensitive Zeeman components, this reduces to  $61 \text{ hours} / \sqrt{\sum w_i} = 39$  hours, and yields, assuming a 50 % observing efficiency (new time estimator), a *total telescope time of 81 hours* ( $45^\circ$  mean elevation, and adding two hours for polarization-specific phase calibrations leading to an additional 3% overhead).

We thus require a total observing time of 81 hours, shared among 9 LST intervals of 9 h each.

## References

- Adams, F.C., & Myers, P.C. 2001, ApJ, 553, 744
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in Protostars & Planets IV, p. 59
- Basu, S. & Mouschovias T. Ch., 1995, ApJ, 453, 271
- Ciolek, G. & Basu, S., 2000, ApJ, 529, 925
- Clarke, C.J., Bonnell, I.A., & Hillenbrand, L.A. 2000, in Protostars &
- Crutcher, R.M. et al., 1996, ApJ, 456, 217
- Crutcher, R.M. et al., 1999, ApJ, 514, L121
- Crutcher, R.M., 2004, Ap&SS, 292, 225
- Crutcher, R.M., 2007, in Sky Polarisation at Far-Infrared to Radio wavelengths:  
The Galactic Screen before the Cosmic Microwave Background,  
ed. M.-A. Miville-Deschênes, & F. Boulanger, EAS Publication Series, 23, 37
- Elmegreen, B.G., 1997, ApJ, 486, 944
- Elmegreen, B.G., 2000, ApJ, 530, 277
- Falgarone, E. et al., 2008, A&A, 487, 247
- Hennebelle, P. & Teyssier, R. 2008, A&A, 477, 25
- Hillenbrand L. & Carpenter J., 2000, ApJ, 540, 236
- Lada, C.J. & Lada, E.A., 2003, ARA&A, 41, 57
- Li, Z.-Y., & Nakamura, F. 2006, ApJ, 640, 187
- Mac Low, M.-M., Klessen, R.S., Burkert, A., & Smith, M.D. 1998, Phys. Rev. Lett, 80, 2754
- Mac Low, M. & Klessen, R. 2004, Reviews of Modern Physics, 76, 125
- Maury, A., André, P., & Li, Z.-Y. 2009, A&A, 499, 175
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, A&A, 336, 150
- Motte, F., André, P., Ward-Thompson, D., & Bontemps, S. 2001, A&A, 372, L41 – MAWB01
- Mouschovias, T. Ch., 1976, ApJ, 206, 753
- Mouschovias, T. Ch. & Spitzer, L., 1976, ApJ, 210, 326
- Myers, P.C. 1998, ApJ, 469, L109
- Myers, P.C. 2000, ApJ, 530, 119
- Palla, F. & Stahler, S. 1999, ApJ, 525, 772
- Padoan, P. & Nordlund, A., 2002, ApJ, 576, 870
- Peretto, N., André, P., Belloche, A., 2006, A&A, 445, 979
- Peretto, N., Hennebelle, P., André, P. 2007, A&A, 464, 983
- Shu, F.H., Adams, F.C., Lizano, S. 1987, ARA&A 25,23
- Turner, B.E. & Gammon, R.H., 1975, ApJ, 198, 71
- Wang, P., Li Z.-Y., Abel, T., Nakamura, F. 2009, submitted to ApJ, arXiv:0908.4129v1

Table 1: CN(1–0) hyperfine lines

Line	Frequency (GHz)	Relative intensity RI	Zeeman splitting factor Z (Hz/ $\mu$ G)	RI $\times$ Z <sup>a</sup>
1	113.144	8	2.18	17.4
2	113.171	8	-0.31	2.5
3	113.191	10	0.62	6.2
4	113.488	10	2.18	21.8
5	113.491	27	0.56	15.1
6	113.500	8	0.62	5.0
7	113.509	8	1.62	13.0

<sup>a</sup> RI $\times$ Z is the relative sensitivity to the magnetic field along the line of sight.

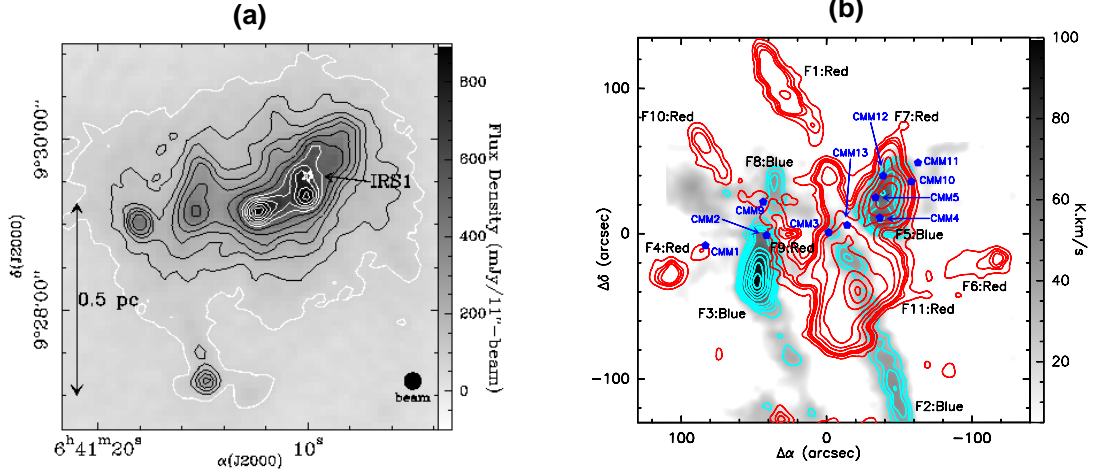


Figure 1: **a)** MAMBO 1.2mm continuum map of the NGC 2264-C cluster-forming clump. This protocluster harbors 13 compact protostellar cores, including 8 Class 0-like protostellar objects (Peretto et al. (2006, 2007)). **b)** The background image and blue contours show the integrated intensity in the blue-shifted part of  $^{12}\text{CO}(2-1)$  line. Red contours are levels of integrated intensity in the red-shifted part of the line. The eleven outflows discovered are labelled by F1 to F11. Blue markers refer to the positions of millimetric peaks found by Peretto et al. (2006, 2007). We computed the dynamical parameters of the outflows from these data, and show (Maury et al. 2009) that, even if the network of protostellar outflows at work in NGC 2264-C is likely to contribute a dominant fraction of the turbulence observed in the NGC 2264-C cluster-forming clump, neither the turbulence the outflows produce or the direct force they exert on the surrounding medium can efficiently support the whole collapsing protocluster.

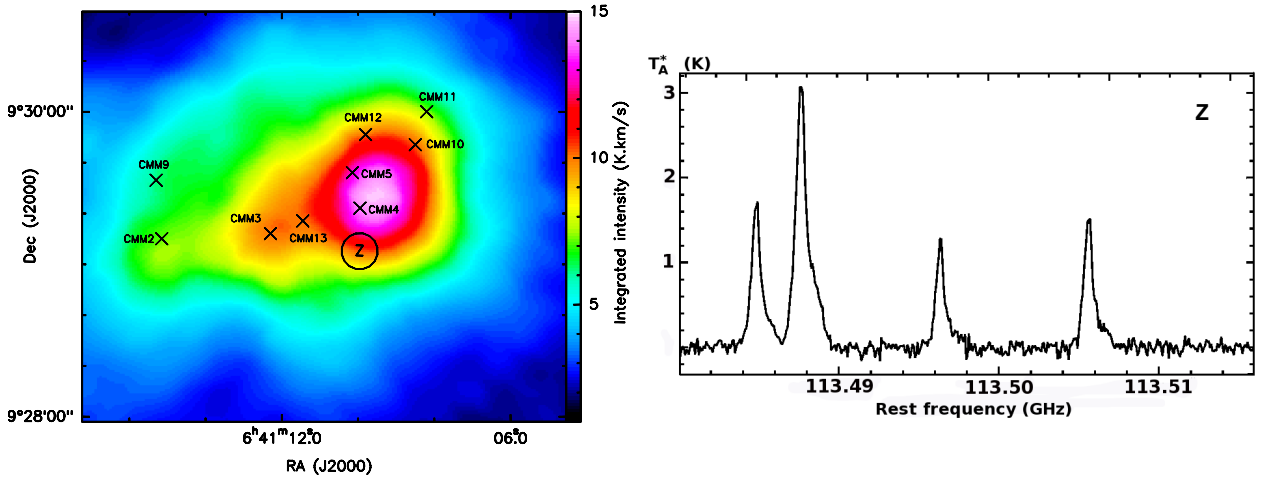


Figure 2: Left : CN(1-0) 113.5 GHz group of hyperfine component integrated intensity map obtained with EMIR during May 2009. The crosses show the location of the dense cores mapped with MAMBO by Peretto et al. (2006a). The circle show the location "Z" where we propose to conduct Zeeman measurements : this position is sufficiently far away from the dense cores of NGC 2264-C to avoid contamination from the dense cores via the sidelobes, and show strong ( $T_A^* \sim 3$  K in the strongest hyperfine component) CN(1-0) emission. Right : spectrum from the "Z" position highlighted in the CN(1-0) integrated intensity map. Temperatures are in the  $T_A^*$  scale.



## **B - Proposition d'observations avec le SMA pour VLA 1623**





# SUBMILLIMETER ARRAY

## PROPOSAL FOR SCIENTIFIC OBSERVATIONS

observing period: (tbd)

code

(project code here)

received

(submission time)

## Structure of the Prototypical Class 0 Protostar VLA 1623

Proposal to the ASIAA Time Allocation Committee

Principal Investigator	Nagayoshi Ohashi ASIAA P.O. Box 23-141, Taipei 106, Taiwan, ROC +886-2-3365-2200 x724 ohashi@asiaa.sinica.edu.tw
Co-investigators	A. Maury (CEA), N. Hirano (ASIAA), P. Andre (CEA), S. Bontemps (Obs. Bordeaux), P. Hennebelle (ENS/LERMA Paris), A Belloche (MPIfR Bonn), N. Peretto (Univ. Manchester)
Scientific Category	star formation
Resubmission?	no
Continuation?	2007A-A013
Proposal History	We have observed VLA 1623 in 230 GHz continuum emission using SMA in its very extended configuration. Unfortunately, the observations were suffered from poor baseline determination on the longest baseline involving antenna 2, and the second longest baseline involving antenna 4. We had to remove antenna 2 from our data, degrading therefore the resolution from the expected 0.6" x 0.4" beam size to only 1.5" x 0.76", which is insufficient to separate the possible binary system the previous BIMA observations suggested.
PI's refereed SMA publications	N. Phan-Bao, B. Riaz, C.-F. Lee, Y.-W. Tang, P. T. P. Ho, E. L. Martín, J. Lim, N. Ohashi, H. Shang, 2008, ApJ, 689, L141 S. C. C. Yeh, N. Hirano, T. L. Bourke, P. T. P. Ho, C.-F. Lee, N. Ohashi, S. Takakuwa, 2008, ApJ, 675, 454 P. Manoj, P. T. P. Ho, N. Ohashi, Q. Zhang, T. Hasegawa, H.-R. Chen, H. C. Bhatt, N. M. Ashok, 2007, ApJ, 667, L187 S. Takakuwa, N. Ohashi, T. L. Bourke, N. Hirano, P. T. P. Ho, J. K. Jørgensen, Y.-J. Kuan, D. J. Wilner, S. C.C. Yeh, 2007, ApJ, 662, 431 S.-Y. Lin, N. Ohashi, J. Lim, P. T. P. Ho, M. Fukagawa, M. Tamura, 2006, ApJ, 645, 1297
Abstract	Because of their youth, detailed studies of Class0 protostars are of great interest to gain direct insight into the physics of binary fragmentation during collapse, and distinguish between competing models. In an effort to gain insight into the formation process of binary stars, we imaged the Class0 protostar VLA 1623 at 1.4 mm with the very extended configuration of SMA. We obtained promising results, showing possible evidence of multiple components in the inner 150 AU around the primary target. Unfortunately, poor baseline solutions during the observations cast doubt on the reliability of our dust continuum mapping, which cannot firmly establish whether VLA 1623 is a multiple system or not. Finding a compelling proof of multiplicity in the prototypical Class0 object VLA 1623 would be of great interest to constrain the typical outcome of protostellar collapse, and separation of multiple systems at Class0 stages. We therefore propose to improve our high resolution mapping of VLA 1623 at 1.4mm, and clear up the doubts on its multiplicity. The obtained SMA data will be combined with our PdBI data to obtain

high quality and fidelity image to study this important object.

## time request 1 of 1

target source, line	<b>VLA1623, continuum</b>
RA, Dec, Vlsr	<b>16:26:26.50, -24:24:30.0, -4</b>
expected line strength (Jy km/s)	<b>N/A</b>
expected continuum flux (mJy)	<b>20 mJy/ (0.7"x0.5")</b>
array configuration	<b>very extended</b>
required weather	<b>PWV&lt;2.5mm</b>
hours requested	<b>5</b>
receiver tuning (230/345)	<b>220.220000 GHz, LSB, s13</b>
correlator setup (230/345)	<b>DR 0 / s11:512 s16:512 s21:512</b>
calibrators (gain)	<b>1517-243, 1626-298</b>
calibrators (flux)	<b>Uranus</b>
calibrators (passband)	<b>3C454.3</b>
special requirements	<b>Even though this is observation at 230 GHz, because of the low declination of the target, we request to carry out the observation under relatively better weather condition with PWV &lt; 2.0 mm.</b>

# Structure of the Prototypical Class 0 Protostar VLA 1623

## Scientific Background : Formation of multiple systems

Understanding the formation of multiple systems is a major unsolved problem in star formation research (e.g. Tohline 2002). While most solar-type pre-main sequence stars are observed to be in binary systems with typical separations  $\sim 10\text{--}300$  AU (e.g. Duchêne et al. 2004), the detailed manner in which individual prestellar cores fragment is still poorly understood and highly debated (see Goodwin et al. 2007). Several theoretical models exist but yield conflicting predictions on the frequency and properties of protobinaries. It is generally believed that multiple systems form by rotationally-driven fragmentation at the end of the first collapse phase of prestellar cores. Observationally, this corresponds to the beginning of the Class 0 phase, suggesting that **the physics of fragmentation may still be imprinted in the structure of Class 0 protostars** (André et al. 1993, 2000 – AWB).

Purely hydrodynamic SPH simulations of rotating cloud core collapse show that a very low level of initial core turbulence leads to the formation of a multiple system containing  $N > 2$  components, with typically  $N \sim 3\text{--}4$  within a radius  $\sim 150$  AU (Goodwin et al. 2004; Hennebelle et al. 2004; Fromang et al. 2006). However, a very different outcome is found in simulations of *magnetized* core collapse, as shown by recent results obtained with MHD codes (Fromang et al. 2006, Price & Bate 2007, Hennebelle & Teyssier 2008). These new MHD simulations indicate that an even moderate magnetic field strongly modifies angular momentum transport during collapse and at least partly suppresses core fragmentation, often leading to the formation of a *single* object

Therefore, from both an observational and a theoretical point of view, it is uncertain whether the collapse of a prestellar core typically forms one, two or more stars. Here, we propose a high-resolution SMA study of VLA 1623, the **prototype of Class 0 objects** (AWB93), located in the  $\rho$  Ophiuchi main cloud ( $d \sim 140$  pc). Because this object is one of the very few Class 0 protostars known at  $d \leq 150$  pc, it is a prime target for a detailed interferometric study of dynamical fragmentation during protostellar collapse.

### Is VLA 1623 a multiple protostellar system ?

VLA 1623 was originally identified by André et al. (1990) through its jet-like CO outflow. The protostar coincides with a free-free radio continuum VLA source likely tracing the shock-ionized base of its jet and a strong 1.2 mm continuum source (Leous et al. 1991; AWB93). VLA observations of this object were carried out by Bontemps & André (1997), revealing a string of candidate HH-like objects closely associated with the CO bipolar flow (cf. Fig. 1a). As part of a subarcsec dust continuum survey of embedded young stellar objects with BIMA at 2.7 mm, Looney, Mundy, & Welch (2000) found **two components separated by  $1.1''$  ( $\sim 150$  AU) at the position of VLA 1623**, which they interpreted as a protobinary system (cf. Fig. 2a). However, the two components are well aligned with the series of HH-like objects observed at the VLA, suggesting that the BIMA 2.7 mm emission observed toward the western component (labeled "B" in Fig. 2a) may be strongly contaminated or even dominated by free-free emission. Comparing our highest-resolution VLA image at 3.6 cm (Fig. 1b) with the BIMA 2.7 mm image (Fig. 2a), it appears that the western 2.7 mm component may be associated with the HH-like object named HH-1 in Fig. 1b. Also, mm continuum emission from compact knots in the collimated outflows of Class 0 objects has been reported in the literature (Gueth, Bachiller, & Tafalla 2003). This suggests that VLA 1623 may be a *single* protostar, while the western 2.7 mm component may represent emission from an HH-like object. **Finding a compelling proof of the multiplicity in VLA 1623 would make this object the tightest known protostellar system at the early Class 0 stage.** Also,

studies aiming at measuring the magnetic field at work in VLA 1623 are now carried out using the SMA (S-P. Lai, private communication), and combining both multiplicity and magnetic field constraints allow to discriminate between competing models of binary fragmentation.

At 1.4 mm, free-free emission from outflow has a negligible contribution to mm continuum emission, and the detection of two components would be a strong argument in favor of binarity. In 2006, we obtained Plateau de Bure Interferometer CD configuration continuum data at 1.4 mm toward VLA 1623 (beam  $\sim 4'' \times 1''$ ,  $15^\circ$ ) but could not separate the two BIMA components. Note that the low declination of VLA 1623 prevents any better resolution observations of this target from the PdBI.

#### **Preliminary SMA results on VLA 1623 and present proposal :**

In May 2007, we obtained SMA 1.4 mm continuum observations of VLA 1623 in very-extended configuration (project 2007A-A013). Unfortunately, the project suffered from poor baseline determination on the longest baseline involving antenna 2, and the second longest baseline involving antenna 4. We consulted with Dr. S. Takakuwa to try and solve this issue, but had to remove antenna 2 from our data, degrading therefore the resolution from the expected  $\sim 0.6'' \times 0.4''$  beam size to only  $\sim 1.5'' \times 0.76''$ , which is insufficient to separate the two BIMA components (see Fig. 2b). We combined these SMA data with our CD PdBI data. The nice overlap in uv-distance between the SMA and PdBI visibilities (uv-distance covered by SMA is [32 - 508m], uv-distance covered by PdBI is [15 - 224m]) allowed us to safely proceed to cross calibration, and produce a high-fidelity combined map. The improved dynamic range and better signal-to-noise ratio of the combined map allowed us to perform robust weighting and retrieve the best possible angular resolution. Pushing the data to their limit, robust-weighting provided a map with an angular resolution of  $\sim 0.7'' \times 0.5''$  where three components can be seen, which may be associated to the two BIMA components (Fig. 2c). **This map suggests that VLA 1623 could indeed be a genuine triple system.** However, using robust weighting gives more weight to the data obtained with SMA antenna 4. Since the baseline solution for antenna 4 was poorly determined, **this casts doubts on the reliability of the robust-weighted map shown in Fig. 2c.** In order to firmly establish whether VLA 1623 is a triple system or not, we propose to carry out additional very-extended observations to improve the resolution of the existing data (by combining it with new high-resolution SMA data), and confirm the promising tentative result we obtained.

## **Technical Considerations**

Given the low declination of the target ( $-24^\circ$ ), the SMA is the best facility to carry out sub-arcsecond 1.4 mm observations of VLA 1623. **To separate the two BIMA components with 220GHz observations, the very-extended configuration is required.** In this configuration, and at  $\delta \sim -24^\circ$ , the resulting beam size is  $\sim 0.6'' \times 0.4''$ , while extended configuration would give a mean beam size of  $\sim 1.4'' \times 1.2''$  at 220 GHz, insufficient to separate the two BIMA components.

The peak 1.4 mm fluxes of the three components seen in our combined dust continuum map (see Fig.3c) are respectively 22, 19 and 17 mJy/ $0.7'' \times 0.5''$ -beam. With the 8 antennas in very-extended configuration, a single track (about 5 hours of on-source integration) would permit to achieve a rms sensitivity of  $\sim 1$  mJy/beam under typical grade 3 weather conditions. **We thus request to carry out continuum observations at 220GHz for one entire track of the source, i.e. a total of  $\sim 5$  hr, in very-extended configuration, under weather conditions better than  $\text{pwv} \leq 2.5\text{mm}$ .** As a bonus, we intend to simultaneously observe  $^{12}\text{CO}(2-1)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  and  $^{13}\text{CO}(2-1)$  with a frequency resolution 104MHz/512ch=0.2 MHz, in order to constrain the small scale structure of the CO outflow.

## References

- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, 406, 122 (AWB93)
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in *Protostars & Planets IV*, p. 59 (AWB2000)
- Bontemps, S., & André, P. 1997, in *Low-Mass Star Formation from Infall to Outflow*, IAU Symp. 182, Eds. F. Malbet & A. Castets (Dordrecht: Kluwer), p. 63
- Duchêne, G., Bouvier, J., Bontemps, S., André, P., & Motte, F. 2004, *A&A*, 427, 651
- Fromang, S., Hennebelle, P., & Teyssier, R. 2006, *A&A*, in press (astro-ph/0607230)
- Gueth, F., Bachiller, R., & Tafalla, M. 2003, *A&A*, 401, L5
- Goodwin, S.P., Kroupa, P., Goodman, A., & Burkert, A. 2007, in *Protostars & Planets V*, (astro-ph/0603233)
- Hennebelle, P., Whitworth, A., Cha, S.-H, Goodwin, S., 2004, *MNRAS*, 348, 687
- Hennebelle, P., & Teyssier, R. 2008, *A&A*, 477, 25
- Looney, L.W., Mundy, L.G., & Welch, W.J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Price, D.J., & Bate, M.R. 2007, *MNRAS*, 377, 77
- Tohline, J.E. 2002, *ARA&A*, 40, 349

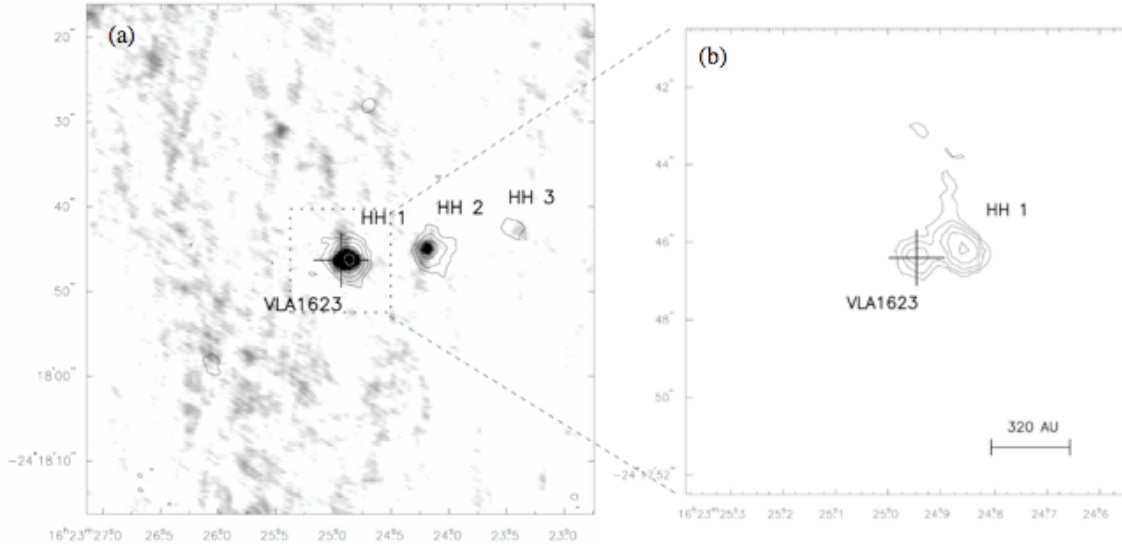


Figure 1: **a)** VLA radio continuum images of the environment of VLA 1623 at 6 cm (solid contours) and at 3.6 cm (greyscale) obtained by us. The synthesized beam at 3.6 cm was  $3.1'' \times 2.5''$ ,  $15^\circ$ . The 1.4 mm PdBI position of VLA 1623 (cf. Fig. 2b) is marked by the cross. Note the three candidate HH-like objects, labeled HH 1, 2, & 3. **b)** Higher resolution VLA image at 3.6 cm toward the strongest component "HH1" of panel a. The beam is  $1.0'' \times 0.75''$ ,  $26^\circ$ , the radio emission is resolved into two components; one coincides with VLA 1623 (cross), one with HH 1. (From Bontemps & André 1997.)



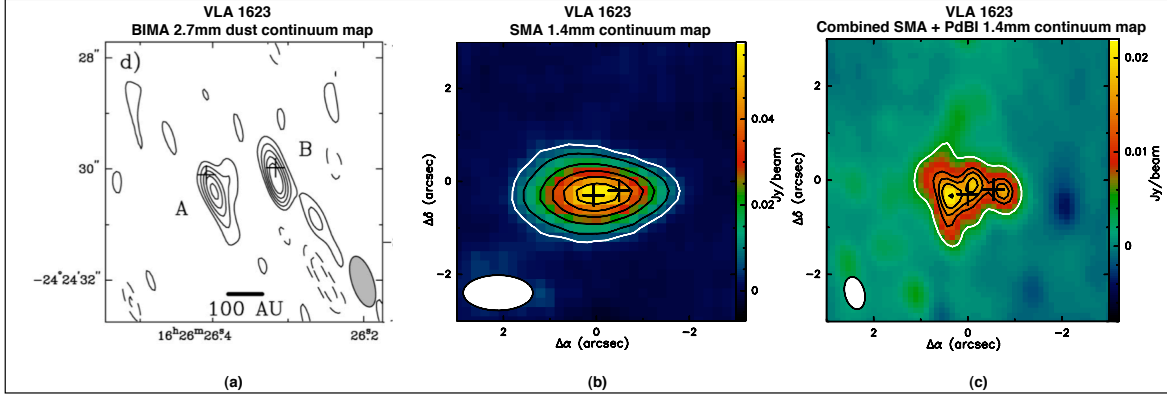


Figure 2: **(a)** BIMA 2.7 mm continuum map of the Class 0 protostar VLA 1623 (Looney et al., 2000). The beam size was  $0.95'' \times 0.39''$ . Note the two components separated by  $1.11''$ . The two plus symbols mark the VLA positions of the two radio continuum sources detected by Bontemps & André (1997) at 3.6 cm (see Fig. 3b). **(b)** SMA 1.4 mm continuum map obtained by us toward VLA 1623 as part of project 2007A-A013 (very extended configuration). The first white contour show the  $5\sigma$  detection level achieved in our map. This map was obtained by using natural weighting, leading to a resolution is  $\sim 1.5'' \times 0.76''$  (antenna 2 was flagged because of poor baseline solution), insufficient to separate the two components seen at 2.7 mm whose positions are marked by black crosses. **(c)** Tentative 1.4 mm continuum map of VLA 1623, obtained by combining our PdBI (CD array) and SMA (project 2007A-A013) data. Robust weighting was used during the image reconstruction process to achieve the best possible angular resolution ( $\sim 0.7'' \times 0.5''$ ). This resolution allow to distinguish three components, which may be associated with the two BIMA components already mapped at 2.7 mm (black crosses). The first white contour show the  $5\sigma$  detection level, while black contours are levels of 12 to  $21\sigma$  by  $3\sigma$ . **The goal of the present proposal is to confirm the triple protostellar system seen in this tentative map** (see text for further details).



## C - Démonstration du théorème du Viriel

Un nuage moléculaire peut-être considéré comme un système de N particules autogravitant, et isolé. Ecrivons l'énergie cinétique en fonction des positions et de la quantité de mouvement :

$$E_c = 1/2 \sum_i m_i v_i^2 = 1/2 \sum_i \vec{p}_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} \quad (.1)$$

Or :

$$\frac{d(\vec{p}_i \vec{r}_i)}{dt} = \vec{r}_i \frac{d\vec{p}_i}{dt} + \vec{p}_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} \quad (.2)$$

En utilisant l'expression ci-dessus pour exprimer  $\vec{p}_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}$ , on obtient :

$$E_c = 1/2 \left[ \sum_i \frac{d(\vec{p}_i \vec{r}_i)}{dt} - \sum_i \vec{r}_i \frac{d\vec{p}_i}{dt} \right] \quad (.3)$$

En remplaçant chaque dérivée de la quantité de mouvement d'une particule  $i$  par la somme des interactions gravitationnelles  $\vec{F}_i$  qu'exercent les autres éléments sur l'élément  $i$ , on obtient :

$$E_c = 1/2 \left[ \frac{d}{dt} \left( \sum_i \vec{p}_i \vec{r}_i \right) - \sum_i \vec{F}_i \vec{r}_i \right] \quad (.4)$$

Dans ces deux équation  $m_i$  est la masse d'un élément,  $\vec{v}_i$  sa vitesse,  $\vec{p}_i$  sa quantité de mouvement et  $\vec{r}_i$  sa position.  $\vec{F}_i$  est la somme des interactions gravitationnelles qu'exercent les autres éléments sur l'élément  $i$  considéré. Chaque terme  $\vec{F}_i$  contient donc implicitement une somme sur toutes les autres particules du nuage. Evaluons la moyenne temporelle du premier terme du membre de droite :

$$\left\langle \frac{d}{dt} \left( \sum_i \vec{p}_i \vec{r}_i \right) \right\rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d}{dt} \left( \sum_i \vec{p}_i \vec{r}_i \right) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[ \sum_i \vec{p}_i \vec{r}_i \right]_0^\infty \quad (.5)$$

Les valeurs de  $\vec{r}_i$  et  $\vec{p}_i$  sont finies car le système est localisé et les vitesses sont faibles devant la vitesse de la lumière. Une extension, même très lente, mais permanente, ne permet pas de déduire ce qui va suivre, car le système ne serait plus localisé dans l'espace. Comme la différence  $\sum_i \vec{p}_i \vec{r}_i \big|_0^\infty$  est bornée, et que  $\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} = 0$ , la moyenne du premier terme est nulle et l'on obtient une première formulation du théorème du Viriel :

$$\langle E_c \rangle = -\frac{1}{2} \left\langle \sum_i \vec{F}_i \vec{r}_i \right\rangle \quad (.6)$$

La deuxième partie de cette démonstration a pour objectif de montrer que le second terme de l'expression ci-dessus n'est autre que la moitié de l'énergie potentielle. On considère un système de points autogravitant, c'est à dire un système de points isolés n'ayant que des interactions gravitationnelles. On prend pour référentiel le centre de masse du système, le référentiel est donc Galiléen. La position de chaque point dans ce référentiel est défini par le vecteur  $\vec{r}_i = O\vec{M}_i$ . La masse associée à chaque point est  $m_i$ . Chaque point est soumis à une force de gravitation résultant de l'interaction gravitationnelle avec tous les autres points.

L'énergie potentielle de gravitation du système est telle que chaque force s'appliquant sur une particule  $i$  dérive de ce potentiel :

$$\vec{F}_i = -\vec{\nabla}_{\vec{r}_i} E_p = m_i \vec{\gamma}_i \quad (.7)$$

où  $\vec{F}_i$  est la somme de toutes les forces de gravitation qui s'exercent sur la masse  $m_i$  et  $\vec{\nabla}_{\vec{r}_i}$  l'opérateur gradient par rapport aux coordonnées de la particule  $i$ .

L'énergie potentielle de gravitation est définie par la somme de toutes les énergies potentielles d'interaction gravitationnelle entre les couples de points matériels :

$$E_p = -\frac{G}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, i \neq j}^N \frac{m_i m_j}{\|\vec{r}_i - \vec{r}_j\|} \quad (.8)$$

La division par 2 résulte du fait que chaque paire qui interagit de manière gravitationnelle est comptée deux fois dans la double sommation. Vérifions que l'application de l'opérateur  $\vec{\nabla}_{\vec{r}_k}$  permet de retrouver la force qui s'applique à la particule  $k$ . Lors du calcul de cette dérivée en fonction des coordonnées de l'élément  $k$ , seuls les termes où interviennent les coordonnées du vecteur  $\vec{r}_k$  sont non nuls :

$$-\vec{\nabla}_{\vec{r}_k} E_p = \frac{G}{2} \sum_{i=1, i \neq k}^N \vec{\nabla}_{\vec{r}_k} \frac{m_i m_k}{\|\vec{r}_i - \vec{r}_k\|} \quad (.9)$$

Le changement de variable  $\vec{r}_{ik} = \vec{r}_i - \vec{r}_k$  donne  $\vec{\nabla}_{\vec{r}_k} = -\vec{\nabla}_{\vec{r}_{ik}}$ . En utilisant le vecteur unitaire dirigé suivant  $\vec{r}_{ik}$  qui s'écrit :  $u\vec{r}_{ik} = (\vec{r}_i - \vec{r}_k)/\|\vec{r}_i - \vec{r}_k\|$ , on obtient :

$$-\vec{\nabla}_{\vec{r}_k} E_p = - \sum_{i=1, i \neq k}^N \vec{\nabla}_{\vec{r}_{ik}} \frac{m_i m_k}{\|\vec{r}_{ik}\|} \quad (.10)$$

Le calcul du gradient se fait en coordonnées sphériques et revient donc à un calcul 1-D puisque l'énergie potentielle ne dépend que de la distance entre les particules et non de la direction du vecteur joignant les deux particules :

$$-\vec{\nabla}_{\vec{r}_k} E_p = \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{m_i m_k}{\|\vec{r}_{ik}\|} u\vec{r}_{ik} \quad (.11)$$

Avec le changement de variable choisi, le vecteur  $\vec{r}_{ik}$  est dirigé vers la particule  $i$ , dans le même sens que la force d'interaction gravitationnelle. La force totale obtenue est bien la somme de toutes les interactions gravitationnelles qui s'exercent sur la particule  $k$ . On peut donc écrire :

$$-\vec{\nabla}_{\vec{r}_k} E_p = \sum_{i=1}^N \vec{f}_{ik} = \vec{F}_i \quad (.12)$$

Pour démontrer que le second terme de l'expression (A.6) est bien l'énergie potentielle du système, il reste à démontrer que :

$$\sum_{i=1}^N \vec{\nabla}_{\vec{r}_i} E_p \bullet \vec{r}_i = -E_p \quad (.13)$$

Soit une fonction de  $n$  variables  $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$  telle que  $f(\lambda x_1, \lambda x_2, \dots, \lambda x_n) = \lambda^\alpha f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ . En dérivant l'égalité précédente par rapport à  $\lambda$  on trouve d'une part :

$$\frac{df}{d\lambda} = \alpha \lambda^{\alpha-1} f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (.14)$$

et d'autre part :

$$\frac{df}{d\lambda} = \frac{\partial(\lambda x_1)}{\partial \lambda} \frac{\partial f}{\partial x_1} + \frac{\partial(\lambda x_2)}{\partial \lambda} \frac{\partial f}{\partial x_2} + \dots + \frac{\partial(\lambda x_n)}{\partial \lambda} \frac{\partial f}{\partial x_n} \quad (.15)$$

Soit :

$$\frac{df}{d\lambda} = \alpha \lambda^{\alpha-1} f = \vec{\nabla} f \bullet \vec{r} \quad (.16)$$

Pour la valeur particulière  $\lambda = 1$  cette expression devient :

$$\alpha f = \vec{\nabla} f \bullet \vec{r} \quad (.17)$$

Or l'expression de l'énergie potentielle de gravitation vérifie la relation de la fonction  $f$  avec  $\alpha = -1$  soit :

$$\vec{\nabla} f \bullet \vec{r} = -f \quad (.18)$$

En remplaçant  $f$  par l'expression de l'énergie potentielle il vient donc :

$$\sum_{i=1}^N \vec{\nabla}_{\vec{r}_i} E_p \cdot \vec{r}_i = -E_p \quad (.19)$$

et finalement l'expression cherchée :

$$E_p = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i \bullet \vec{r}_i \quad (.20)$$

Les équations (A.6) et (A.20) permettent d'écrire la formulation du théorème du Viriel la plus couramment utilisée :

$$\langle E_c \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_p \rangle \quad (.21)$$



## D - Calcul de la masse de la sphère de Bonnor-Ebert critique

L'équation régissant l'équilibre hydrostatique en symétrie sphérique pour une équation d'état isotherme est une équation bien connue de type Lane-Emden (e.g. p. 156 de Chandrasekhar 1967) :

$$\Delta\psi \equiv \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi}, \quad (.22)$$

où  $\xi = \frac{r}{a} \sqrt{4\pi G \rho_c}$  représente le rayon adimensionné,  $a$  est la vitesse du son isotherme et  $\rho_c$  la densité centrale ( $r = 0$ ).

Cette équation n'est autre qu'une expression de l'équation de Poisson pour le potentiel gravitationnel adimensionné  $\psi(\xi)$ , sachant que la densité normalisée à l'équilibre hydrostatique est donnée par la formule "barométrique" :

$$D(\xi) \equiv \rho/\rho_c = e^{-\psi(\xi)} \quad (.23)$$

Les conditions aux limites prises habituellement pour cette équation sont  $\psi = 0$  et  $\frac{d\psi}{d\xi} = 0$  à  $\xi = 0$  (ce qui revient à  $\rho = \rho_c$  et  $\frac{d\rho}{dr} = 0$  à  $r = 0$ ). Ces deux conditions aux limites définissent une solution "universelle" unique  $\psi(\xi)$  entre  $\xi = 0$  et  $\xi = +\infty$  pour l'équation différentielle du second ordre ci-dessus, qui peut être obtenue de manière numérique.

Physiquement, on s'intéresse à des états d'équilibre bornés par une certaine pression extérieure

$$P_{ext} = a_s^2 \rho_c e^{-\psi(\xi_{max})} \quad (.24)$$

c'est à dire aux restrictions de la solution universelle sur des intervalles finis de rayons  $[0, \xi_{max}]$ .

On obtient ainsi une famille de sphères adimensionnées à 1 paramètre correspondant au rayon extérieur  $\xi_{max}$  de la sphère (ou, de manière équivalente, au contraste de densité entre le centre et l'extérieur) :

$$\rho_c/\rho_{ext} = e^{\psi(\xi_{max})} = 1/D(\xi_{max}) \quad (.25)$$

Pour définir complètement un état d'équilibre dimensionné, deux paramètres supplémentaires sont nécessaires, par exemple la vitesse du son isotherme  $a_s = (kT/\mu m_H)^{1/2}$  (i.e., la température) et la pression extérieure  $P_{ext}$ .

Ces deux paramètres physiques dimensionnés étant fixés, Ebert (1955) et Bonnor (1956) ont montré que les solutions d'équilibre stable correspondent à  $\xi_{max} < \xi_{crit}$  (i.e., contraste de densité plus faible que  $1/D(\xi_{crit}) \sim 14$ ), alors que les solutions pour lesquelles  $\xi_{max} \geq \xi_{crit}$  (i.e., contraste de densité plus élevé que  $1/D(\xi_{crit}) \sim 14$ ) sont instables.

La sphère de Bonnor-Ebert critique correspond à  $\xi_{max} = \xi_{crit} \approx 6.45$  et a pour masse :

$$M_{crit} = \frac{D^{1/2}(\xi_{crit}) m(\xi_{crit})}{\sqrt{4\pi}} \frac{a_s^4}{G^{3/2}} P_{ext}^{-1/2} \approx 1.18 \frac{a_s^4}{G^{3/2}} P_{ext}^{-1/2} \quad (.26)$$

Grâce à la relation simple entre la masse et le rayon de la sphère critique  $M_{crit} = \frac{m(\xi_{crit})}{\xi_{crit}} \frac{R_{crit} a^2}{G} \approx 2.4 \frac{R_{crit} a^2}{G}$ , on déduit :

$$R_{crit} = \frac{D^{1/2}(\xi_{crit}) \xi_{crit}}{\sqrt{4\pi}} \frac{a^2}{G^{1/2}} P_{ext}^{-1/2} \approx 0.49 \frac{a^2}{G^{1/2}} P_{ext}^{-1/2} \quad (.27)$$

où  $m(\xi) = \int_0^\xi x^2 D(x) dx$ .



## Bibliographie

- Adams, F. C. & Fatuzzo, M. 1996, *Astrophys. J.*, 464, 256
- Allen, D. A. 1972, *Astrophys. J.*, 172, L55+
- Alves, J., Lada, C., & Lada, E. 2001, *Nature*, 409, 159
- André, P. 1994, in *The Cold Universe*, ed. T. Montmerle, C. Lada, I. Mirabel, & J. Tran Thanh van, 179–+
- André, P., Belloche, A., Motte, F., & Peretto, N. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 472, 519
- André, P., Minier, V., Gallais, P., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 490, L27
- André, P. & Montmerle, T. 1994, *Astrophys. J.*, 420, 837
- André, P., Motte, F., & Bacmann, A. 1999, *Astrophys. J.*, 513, L57
- André, P., Motte, F., & Belloche, A. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 243, *From Darkness to Light : Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, ed. T. Montmerle & P. André, 209–+
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *Astrophys. J.*, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- André, P., Ward-Thompson, D., & Motte, F. 1996, *Astron. & Astrophys.*, 314, 625
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 245–260
- Ascenso, J., Alves, J., Beletsky, Y., & Lago, M. T. V. T. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 466, 137
- Avila-Reese, V., Firmani, C., & Vázquez-Semadeni, E. 2003, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, Vol. 17, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. V. Avila-Reese, C. Firmani, C. S. Frenk, & C. Allen, 66–70
- Bachiller, R. 1996, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34, 111
- Bachiller, R., Guilloteau, S., Dutrey, A., Planesas, P., & Martin-Pintado, J. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 299, 857
- Bachiller, R., Martin-Pintado, J., & Fuente, A. 1991a, *Astron. & Astrophys.*, 243, L21
- Bachiller, R., Martin-Pintado, J., & Planesas, P. 1991b, *Astron. & Astrophys.*, 251, 639
- Bachiller, R., Martin-Pintado, J., Tafalla, M., Cernicharo, J., & Lazareff, B. 1990, *Astron. & Astrophys.*, 231, 174
- Bachiller, R. & Tafalla, M. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 227–+

- Bacmann, A., André, P., Puget, J.-L., et al. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 361, 555
- Ballesteros-Paredes, J. 2004, *Astro. & Space Sc.*, 292, 193
- Ballesteros-Paredes, J., Gazol, A., Kim, J., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 637, 384
- Basri, G. 2000, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 38, 485
- Basu, S. 1997, *Astrophys. J.*, 485, 240
- Basu, S. & Mouschovias, T. 1994, *Astrophys. J.*, 432, 720
- Basu, S. & Murali, C. 2001, *Astrophys. J.*, 551, 743
- Bate, M. 1998, *Astrophys. J.*, 508, L95
- Bate, M. 2009, *MNRAS*, 392, 1363
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Price, N. M. 1995, *MNRAS*, 277, 362
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *Astron. J.*, 99, 924
- Belloche, A., André, P., Despois, D., & Blinder, S. 2002, *Astron. & Astrophys.*, 393, 927
- Benson, P. & Myers, P. 1989, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 71, 89
- Bergin, E. A., Maret, S., van der Tak, F. F. S., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 645, 369
- Bergin, E. A. & Tafalla, M. 2007, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 45, 339
- Bertoldi, F. & McKee, C. 1992, *Astrophys. J.*, 395, 140
- Bertout, C. 1989, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 27, 351
- Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. 1988, *Astrophys. J.*, 330, 350
- Bieging, J. H., Cohen, M., & Schwartz, P. R. 1984, *Astrophys. J.*, 282, 699
- Blandford, R. & Payne, D. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blitz, L. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. Levy & J. Lunine, 125–161
- Blottiau, P., Chieze, J., & Bouquet, S. 1988, *Astron. & Astrophys.*, 207, 24
- Bok, B. J. 1977, *Nature*, 266, 145
- Bonazzola, S., Heyvaerts, J., Falgarone, E., Perault, M., & Puget, J. L. 1987, *Astron. & Astrophys.*, 172, 293
- Bonnell, I. 2001a, in *IAU Symposium, Vol. 200, The Formation of Binary Stars*, ed. H. Zinnecker & R. Mathieu, 23–+
- Bonnell, I., Bate, M., Clarke, C., & Pringle, J. 1997, *MNRAS*, 285, 201
- Bonnell, I., Bate, M., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bonnell, I., Martel, H., Bastien, P., Arcoragi, J.-P., & Benz, W. 1991, *Astrophys. J.*, 377, 553

- Bonnell, I. A. 1994, *MNRAS*, 269, 837
- Bonnell, I. A. 2001b, Ecole de Goutelas #23, CNRS, 22-26 May 2000, edited by D. Egret, J.-L. Halbwachs, and J.-M. Hameury. Publisher : Societe Francaise d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), p. 307., 23, 307
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Vine, S. G. 2003, *MNRAS*, 343, 413
- Bonnell, I. A., Clarke, C. J., & Bate, M. R. 2006, *MNRAS*, 368, 1296
- Bonnor, W. 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Bontemps, S. 1996, *Thèse de doctorat*
- Bontemps, S. & André, P. 1997, in IAU Symposium, Vol. 182, Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 63P–+
- Bontemps, S., André, P., Kaas, A., et al. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 372, 173
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996a, *Astron. & Astrophys.*, 311, 858
- Bontemps, S., Ward-Thompson, D., & André, P. 1996b, *Astron. & Astrophys.*, 314, 477
- Boss, A. & Myhill, E. 1995, *Astrophys. J.*, 451, 218
- Boss, A. P. 1988, Comments on Astrophysics, 12, 169
- Bourke, T. L., Myers, P. C., Evans, II, N. J., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 649, L37
- Bouvier, J., Duchêne, G., Mermilliod, J.-C., & Simon, T. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 375, 989
- Bouvier, J., Rigaut, F., & Nadeau, D. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 323, 139
- Buehrke, T., Mundt, R., & Ray, T. P. 1988, *Astron. & Astrophys.*, 200, 99
- Burkert, A. & Bodenheimer, P. 1996, *MNRAS*, 280, 1190
- Byrd, G. G. 1974, PhD thesis, AA(Texas Univ., Austin.)
- Cabrit, S. & Bertout, C. 1992, *Astron. & Astrophys.*, 261, 274
- Carroll, J. J., Frank, A., Blackman, E. G., Cunningham, A. J., & Quillen, A. C. 2009, *Astrophys. J.*, 695, 1376
- Caselli, P. & Myers, P. 1995, *Astrophys. J.*, 446, 665
- Cernicharo, J. 1991, in NATO ASIC Proc. 342 : The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, ed. C. Lada & N. Kylafis, 287–+
- Chabrier, G. 2003, in IAU Symposium, Vol. 221, IAU Symposium, 67P–+
- Chackerian, Jr., C., Guelachvili, G., & Tipping, R. H. 1983, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 30, 107
- Chandler, C. & Richer, J. 2000, *Astrophys. J.*, 530, 851

- Chandrasekhar, S. 1967, An introduction to the study of stellar structure, ed. S. Chandrasekhar
- Chen, H., Grenfell, T. G., Myers, P. C., & Hughes, J. D. 1997, *Astrophys. J.*, 478, 295
- Chen, H., Myers, P., Ladd, E., & Wood, D. 1995, *Astrophys. J.*, 445, 377
- Chernin, L. M. & Masson, C. R. 1995, *Astrophys. J.*, 455, 182
- Chieze, J. 1987, *Astron. & Astrophys.*, 171, 225
- Churchwell, E. 1999, in NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 515–+
- Ciolek, G. & Basu, S. 2001, *Astrophys. J.*, 547, 272
- Ciolek, G. & Mouschovias, T. 1993, *Astrophys. J.*, 418, 774
- Clarke, C. J. & Pringle, J. E. 1991, *MNRAS*, 249, 588
- Clausius, R. 1870, De la fonction potentielle DU Potentiel, ed. R. Clausius
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 462, L53
- Codella, C., Welser, R., Henkel, C., Benson, P. J., & Myers, P. C. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 324, 203
- Cole, S., Aragon-Salamanca, A., Frenk, C. S., Navarro, J. F., & Zepf, S. E. 1994, *MNRAS*, 271, 781
- Connelley, M. S., Reipurth, B., & Tokunaga, A. T. 2008, *Astron. J.*, 135, 2526
- Crapsi, A., Caselli, P., Walmsley, C. M., et al. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 420, 957
- Crapsi, A., Caselli, P., Walmsley, M. C., & Tafalla, M. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 470, 221
- Crapsi, A., Devries, C. H., Huard, T. L., et al. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 439, 1023
- Crutcher, R. 1999, *Astrophys. J.*, 520, 706
- Crutcher, R., Troland, T., Lazareff, B., Paubert, G., & Kazès, I. 1999, *Astrophys. J.*, 514, L121
- Crutcher, R. M. 2007, in EAS Publications Series, Vol. 23, EAS Publications Series, ed. M.-A. Miville-Deschênes & F. Boulanger, 37–54
- Cunningham, A., Frank, A., & Hartmann, L. 2005, *Astrophys. J.*, 631, 1010
- Cunningham, A. J., Frank, A., & Blackman, E. G. 2006a, *Astrophys. J.*, 646, 1059
- Cunningham, A. J., Frank, A., Blackman, E. G., & Quillen, A. 2007, in IAU Symposium, Vol. 237, IAU Symposium, ed. B. G. Elmegreen & J. Palous, 172–176
- Cunningham, A. J., Frank, A., Quillen, A. C., & Blackman, E. G. 2006b, *Astrophys. J.*, 653, 416
- Curiel, S., Raymond, J. C., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., & Canto, J. 1990, *Astrophys. J.*, 365, L85
- Curiel, S., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Gómez, J. F., & Anglada, G. 1999, *Astrophys. J.*, 527, 310
- Dahm, S. E. & Simon, T. 2005, *Astron. J.*, 129, 829

- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 90, 467
- Delamarter, G., Frank, A., & Hartmann, L. 2000, *Astrophys. J.*, 530, 923
- Delgado-Donate, E. J., Clarke, C. J., & Bate, M. R. 2003, *MNRAS*, 342, 926
- Dionatos, O., Nisini, B., Garcia Lopez, R., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 692, 1
- Dobashi, K., Uehara, H., Kandori, R., et al. 2005, *Pub. Astron. Soc. Japan*, 57, 1
- Duchêne, G. 1999, *Astron. & Astrophys.*, 341, 547
- Duchêne, G., Bontemps, S., Bouvier, J., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 476, 229
- Duchêne, G., Bouvier, J., Bontemps, S., André, P., & Motte, F. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 427, 651
- Duquennoy, A. & Mayor, M. 1991, *Astron. & Astrophys.*, 248, 485
- Durisen, R. H., Gingold, R. A., Tohline, J. E., & Boss, A. P. 1986, *Astrophys. J.*, 305, 281
- Ebert, R. 1955, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 37, 217
- Eisloffel, J. & Mundt, R. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 284, 530
- Eisloffel, J., Simon, T., Close, L., & Bouvier, J. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 223, 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ed. R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, & M. R. Zapaterio Osorio, 1404–+
- Elmegreen, B. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 243, *From Darkness to Light : Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, ed. T. Montmerle & P. André, 255–+
- Elmegreen, B. G., Klessen, R. S., & Wilson, C. D. 2008, *Astrophys. J.*, 681, 365
- Enoch, M. L., Evans, N. J., Sargent, A. I., & Glenn, J. 2009, *Astrophys. J.*, 692, 973
- Enoch, M. L., Young, K. E., Glenn, J., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 638, 293
- Evans, N. J., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 181, 321
- Evans, II, N. J. & Lada, E. A. 1991, in *IAU Symposium*, Vol. 147, *Fragmentation of Molecular Clouds and Star Formation*, ed. E. Falgarone, F. Boulanger, & G. Duvert, 293–+
- Falgarone, E., Puget, J.-L., & Perault, M. 1992, *Astron. & Astrophys.*, 257, 715
- Falgarone, E., Troland, T., Crutcher, R., & Paubert, G. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 487, 247
- Ferreira, J. 2003, in *EAS Publications Series*, Vol. 9, *EAS Publications Series*, ed. J. Arnaud & N. Meunier, 33–+
- Ferrini, F., Marchesoni, F., & Vulpiani, A. 1983, *Astro. & Space Sc.*, 96, 83
- Field, G. B., Blackman, E. G., & Keto, E. R. 2008, *MNRAS*, 385, 181
- Foster, P. & Chevalier, R. 1993, *Astrophys. J.*, 416, 303
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *Astrophys. J.*, 262, 590

- Friesen, R. K., Di Francesco, J., Shirley, Y. L., & Myers, P. C. 2009, *Astrophys. J.*, 697, 1457
- Froebrich, D. 2005, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 156, 169
- Froebrich, D., Schmeja, S., Smith, M. D., & Klessen, R. S. 2006, *MNRAS*, 368, 435
- Fromang, S., Hennebelle, P., & Teyssier, R. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 457, 371
- Fuller, G. A., Ladd, E. F., Padman, R., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1995, *Astrophys. J.*, 454, 862
- Galli, D. & Shu, F. 1993, *Astrophys. J.*, 417, 220
- García, B. & Mermilliod, J. C. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 368, 122
- Garden, R. P., Hayashi, M., Hasegawa, T., Gatley, I., & Kaifu, N. 1991, *Astrophys. J.*, 374, 540
- Gautier, III, T. N., Fink, U., Larson, H. P., & Treffers, R. R. 1976, *Astrophys. J.*, 207, L129
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2008, *Astro. & Space Sc.*, 313, 87
- Goodwin, S. P. & Kroupa, P. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 439, 565
- Goodwin, S. P., Kroupa, P., Goodman, A., & Burkert, A. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 133–147
- Goodwin, S. P., Nutter, D., Kroupa, P., Ward-Thompson, D., & Whitworth, A. P. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 477, 823
- Goodwin, S. P., Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 452, 487
- Greene, T. & Lada, C. 1996, *Astron. J.*, 112, 2184
- Gueth, F. & Guilloteau, S. 1999, *Astron. & Astrophys.*, 343, 571
- Guillet, V. 2008, *Thèse de doctorat*
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., & Lucas, R. 1992, *Astron. & Astrophys.*, 265, L49
- Gusdorf, A., Cabrit, S., Flower, D. R., & Pineau Des Forêts, G. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 482, 809
- Haisch, Jr., K. E., Greene, T. P., Barsony, M., & Stahler, S. W. 2004, *Astron. J.*, 127, 1747
- Haro, G. 1952, *Astrophys. J.*, 115, 572
- Haro, G. & Minkowski, R. 1960, *Astron. J.*, 65, 490
- Hartigan, P., Morse, J. A., & Raymond, J. 1994, *Astrophys. J.*, 436, 125
- Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Bergin, E. 2001, *Astrophys. J.*, 562, 852
- Hartmann, L., Megeath, S. T., Allen, L., et al. 2005, *Astrophys. J.*, 629, 881
- Harvey, D., Wilner, D., Di Francesco, J., et al. 2002, *Astron. J.*, 123, 3325
- Heiles, C., Goodman, A., McKee, C., & Zweibel, E. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. Levy & J. Lunine, 279–326

- Heitsch, F., Mac Low, M.-M., & Klessen, R. S. 2001, *Astrophys. J.*, 547, 280
- Hennebelle, P. & Chabrier, G. 2008, *Astrophys. J.*, 684, 395
- Hennebelle, P. & Teyssier, R. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 477, 25
- Hennebelle, P., Whitworth, A., Gladwin, P., & André, P. 2003, *MNRAS*, 340, 870
- Henning, T. & Launhardt, R. 1998, *Astron. & Astrophys.*, 338, 223
- Henning, T., Michel, B., & Stognienko, R. 1995, *Planetary and Space Science*, 43, 1333
- Henriksen, R., André, P., & Bontemps, S. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 323, 549
- Herbig, G. 1960, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337
- Herbig, G. H. 1951, *Astrophys. J.*, 113, 697
- Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., & Jackson, J. M. 2009, *Astrophys. J.*, 699, 1092
- Heyer, M. H. & Terebey, S. 1998, *Astrophys. J.*, 502, 265
- Hogerheijde, M., van Dishoeck, E., Blake, G., & van Langevelde, H. 1998, *Astrophys. J.*, 502, 315
- Jennings, R. E., Cameron, D. H. M., Cudlip, W., & Hirst, C. J. 1987, *MNRAS*, 226, 461
- Jessop, N. & Ward-Thompson, D. 2000, *MNRAS*, 311, 63
- Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., & Martín, S. 2005, *Astrophys. J.*, 627, L121
- Johnstone, D., Matthews, H., & Mitchell, G. F. 2006, *Astrophys. J.*, 639, 259
- Johnstone, D., Wilson, C., Moriarty-Schieven, G., et al. 2000, *Astrophys. J.*, 545, 327
- Jørgensen, J. K., Bourke, T. L., Myers, P. C., et al. 2007a, *Astrophys. J.*, 659, 479
- Jørgensen, J. K., Harvey, P. M., Evans, II, N. J., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 645, 1246
- Jørgensen, J. K., Johnstone, D., Kirk, H., & Myers, P. C. 2007b, *Astrophys. J.*, 656, 293
- Keto, E. & Caselli, P. 2008, *Astrophys. J.*, 683, 238
- Kirk, J., Ward-Thompson, D., & André, P. 2005, *MNRAS*, 360, 1506
- Klein, R. I., Fisher, R., McKee, C. F., & Krumholz, M. 2003, in IAU Symposium, Vol. 221, IAU Symposium, 102P—+
- Klessen, R. 2001, *Astrophys. J.*, 556, 837
- Klessen, R., Heitsch, F., & Mac Low, M.-M. 2000, *Astrophys. J.*, 535, 887
- Knee, L. & Sandell, G. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 361, 671
- Königl, A. & Pudritz, R. 2000, Protostars and Planets IV, 759
- Kramer, C., Stutzki, J., Rohrig, R., & Corneliussen, U. 1998, *Astron. & Astrophys.*, 329, 249

- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Klein, R. I. 2005, *Astrophys. J.*, 618, L33
- Lada, C. 1985, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 23, 267
- Lada, C. 1987, in IAU Symposium, Vol. 115, Star Forming Regions, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Lada, C. & Wilking, B. 1984, *Astrophys. J.*, 287, 610
- Lada, C. J. 2006, *Astrophys. J.*, 640, L63
- Lada, C. J. & Gautier, III, T. N. 1982, *Astrophys. J.*, 261, 161
- Ladd, E. F., Lada, E. A., & Myers, P. C. 1993, *Astrophys. J.*, 410, 168
- Larson, R. 1969, *MNRAS*, 145, 297
- Larson, R. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Larson, R. 1999, in Star Formation 1999, Proceedings of Star Formation 1999, held in Nagoya, Japan, June 21 - 25, 1999, Editor : T. Nakamoto, Nobeyama Radio Observatory, p. 336-340, ed. T. Nakamoto, 336–340
- Larson, R. B. 1979, *MNRAS*, 186, 479
- Larson, R. B. 2003, Reports on Progress in Physics, 66, 1651
- Larson, R. B. 2005, *MNRAS*, 359, 211
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Bourke, T. L., et al. 2008, *Astrophys. J.*, 685, 1026
- Lefloch, B., Cernicharo, J., Cabrit, S., & Cesarsky, D. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 433, 217
- Liseau, R., Sandell, G., & Knee, L. B. G. 1988, *Astron. & Astrophys.*, 192, 153
- Lizano, S. & Shu, F. 1989, *Astrophys. J.*, 342, 834
- Loinard, L., Rodríguez, L. F., D'Alessio, P., Wilner, D. J., & Ho, P. T. P. 2002, *Astrophys. J.*, 581, L109
- Looney, L., Mundy, L., & Welch, W. 2000, *Astrophys. J.*, 529, 477
- Luhman, K. L. 2000, *Astrophys. J.*, 544, 1044
- Mac Low, M.-M. 1999, *Astrophys. J.*, 524, 169
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. 2004, Reviews of Modern Physics, 76, 125
- Mac Low, M.-M., Klessen, R. S., Burkert, A., & Smith, M. D. 1998, Physical Review Letters, 80, 2754
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-i., & Matsumoto, T. 2007, *Astrophys. J.*, 670, 1198
- Mardones, D., Myers, P., Tafalla, M., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 489, 719
- Margulis, M., Lada, C. J., & Snell, R. L. 1988, *Astrophys. J.*, 333, 316
- Margulis, M., Lada, C. J., & Young, E. T. 1989, *Astrophys. J.*, 345, 906



- Massey, P. & Hunter, D. A. 1998, *Astrophys. J.*, 493, 180
- Masunaga, H. & Inutsuka, S.-i. 2000, *Astrophys. J.*, 531, 350
- Masunaga, H., Miyama, S., & Inutsuka, S.-i. 1998, *Astrophys. J.*, 495, 346
- Mathis, J., Mezger, P., & Panagia, N. 1983, *Astron. & Astrophys.*, 128, 212
- Matzner, C. & McKee, C. 2000, *Astrophys. J.*, 545, 364
- Matzner, C. D. 2007, *Astrophys. J.*, 659, 1394
- Maury, A., André, P., & Li, Z.-Y. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 499, 175
- Maury, A. J., Andre, P., Hennebelle, P., et al. 2010, ArXiv e-prints
- McCaughrean, M. J., Rayner, J. T., & Zinnecker, H. 1994, *Astrophys. J.*, 436, L189
- McKee, C. & Zweibel, E. 1995, *Astrophys. J.*, 440, 686
- McKee, C., Zweibel, E., Goodman, A., & Heiles, C. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. Levy & J. Lunine, 327–+
- McKee, C. F. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 29–+
- McKee, C. F. & Williams, J. P. 1997, *Astrophys. J.*, 476, 144
- Monaghan, J. J. 1994, *Astrophys. J.*, 420, 692
- Moraux, E., Bouvier, J., Stauffer, J. R., Barrado y Navascués, D., & Cuillandre, J.-C. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 471, 499
- Moriarty-Schieven, G., Wannier, P., Keene, J., & Tamura, M. 1994, *Astrophys. J.*, 436, 800
- Morse, J. A., Heathcote, S., Hartigan, P., & Cecil, G. 1993, *Astron. J.*, 106, 1139
- Motte, F. & André, P. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 365, 440
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *Astron. & Astrophys.*, 336, 150
- Motte, F., André, P., Ward-Thompson, D., & Bontemps, S. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 372, L41
- Mouschovias, T. 1991a, in *NATO ASIC Proc. 342 : The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, ed. C. Lada & N. Kylafis, 61–+
- Mouschovias, T. 1991b, *Astrophys. J.*, 373, 169
- Mouschovias, T. 1991c, in *NATO ASIC Proc. 342 : The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, ed. C. Lada & N. Kylafis, 449–+
- Mouschovias, T. & Spitzer, Jr., L. 1976, *Astrophys. J.*, 210, 326
- Mundt, R. & Fried, J. W. 1983, *Astrophys. J.*, 274, L83
- Myers, P. 1983, *Astrophys. J.*, 270, 105

- Myers, P. 2008, *Astrophys. J.*, 687, 340
- Myers, P., Adams, F., Chen, H., & Schaff, E. 1998, *Astrophys. J.*, 492, 703
- Myers, P., Bachiller, R., Caselli, P., et al. 1995, *Astrophys. J.*, 449, L65+
- Myers, P. & Benson, P. 1983, *Astrophys. J.*, 266, 309
- Myers, P. & Goodman, A. 1988, *Astrophys. J.*, 326, L27
- Myers, P. & Ladd, E. 1993, *Astrophys. J.*, 413, L47
- Myers, P., Ladd, E., & Fuller, G. 1991, *Astrophys. J.*, 372, L95
- Nakamura, F. & Li, Z.-Y. 2007, *Astrophys. J.*, 662, 395
- Nakano, T. 1998, *Astrophys. J.*, 494, 587
- Neufeld, D. A., Lepp, S., & Melnick, G. J. 1995, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 100, 132
- Nordlund, Å. & Padoan, P. 2003, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 614, Turbulence and Magnetic Fields in Astrophysics, ed. E. Falgarone & T. Passot, 271–298
- Norman, C. & Silk, J. 1980, *Astrophys. J.*, 238, 158
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P., & Momose, M. 1997, *Astrophys. J.*, 475, 211
- Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1999a, *Pub. Astron. Soc. Japan*, 51, 257
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., & Fukui, Y. 1999b, in *Science with the Atacama Large Millimeter Array (ALMA)*
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Tachihara, K., & Fukui, Y. 2002, *Astrophys. J.*, 575, 950
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 291, 943
- Osterbrock, D. E. 1958, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 70, 399
- Ostriker, J. P. & Bodenheimer, P. 1968, *Astrophys. J.*, 151, 1089
- Padoan, P. 1995, *MNRAS*, 277, 377
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 2002, *Astrophys. J.*, 576, 870
- Padoan, P., Nordlund, Å., Kritsuk, A. G., Norman, M. L., & Li, P. S. 2007, *Astrophys. J.*, 661, 972
- Palla, F. & Stahler, S. 1991, *Astrophys. J.*, 375, 288
- Palla, F. & Stahler, S. 2002, *Astrophys. J.*, 581, 1194
- Parker, N., Padman, R., & Scott, P. 1991, *MNRAS*, 252, 442
- Patience, J., Ghez, A. M., Reid, I. N., & Matthews, K. 2002, *Astron. J.*, 123, 1570
- Peretto, N., André, P., & Belloche, A. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 445, 979
- Peretto, N., Hennebelle, P., & André, P. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 464, 983

- Poincaré, H. 1911, *Bulletin Astronomique*, Serie I, 28, 251
- Preibisch, T., Balega, Y., Hofmann, K.-H., Weigelt, G., & Zinnecker, H. 1999, *New Astronomy*, 4, 531
- Preibisch, T., Ossenkopf, V., Yorke, H., & Henning, T. 1993, *Astron. & Astrophys.*, 279, 577
- Preibisch, T., Weigelt, G., & Zinnecker, H. 2001, in *IAU Symposium*, Vol. 200, *The Formation of Binary Stars*, ed. H. Zinnecker & R. Mathieu, 69–+
- Price, D. J. & Bate, M. R. 2007, *MNRAS*, 377, 77
- Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, C., & Brandenburg, A. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 277–294
- Quillen, A. C., Thorndike, S. L., Cunningham, A., et al. 2005, *Astrophys. J.*, 632, 941
- Raga, A. C. & Kofman, L. 1992, *Astrophys. J.*, 386, 222
- Reed, B. C. 1998, *The Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 92, 36
- Reipurth, B. & Bally, J. 2001, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 39, 403
- Reynolds, S. P. 1986, *Astrophys. J.*, 304, 713
- Richer, J., Shepherd, D., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 867
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., & Wood, K. 2007, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 169, 328
- Roddier, C., Roddier, F., Graves, J. E., et al. 1999, in *European Southern Observatory Astrophysics Symposia*, Vol. 56, *European Southern Observatory Astrophysics Symposia*, ed. D. Bonaccini, 389–+
- Rodríguez, L., Anglada, G., & Curiel, S. 1999, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 125, 427
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1996, *Tools of Radio Astronomy*, ed. K. Rohlfs & T. L. Wilson
- Russell, A. P. G., Bally, J., Padman, R., & Hills, R. E. 1992, *Astrophys. J.*, 387, 219
- Sandell, G., Knee, L. B. G., Aspin, C., Robson, I. E., & Russell, A. P. G. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 285, L1
- Santiago-García, J., Tafalla, M., Johnstone, D., & Bachiller, R. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 495, 169
- Saraceno, P., André, P., Ceccarelli, C., Griffin, M., & Molinari, S. 1996, *Astron. & Astrophys.*, 309, 827
- Scally, A. & Clarke, C. 2001, *MNRAS*, 325, 449
- Scalo, J. M. 1987, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 134, *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., 349–392
- Schreyer, K., Helmich, F. P., van Dishoeck, E. F., & Henning, T. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 326, 347
- Schreyer, K., Semenov, D., Henning, T., & Forbrich, J. 2006, *Astrophys. J.*, 637, L129
- Schreyer, K., Stecklum, B., Linz, H., & Henning, T. 2003, *Astrophys. J.*, 599, 335
- Schwartz, R. D. 1975, *Lick Observatory Bulletin*, 673

- Scoville, N. Z., Sargent, A. I., Sanders, D. B., et al. 1986, *Astrophys. J.*, 303, 416
- Shang, H., Li, Z.-Y., & Hirano, N. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 261–276
- Shepherd, D. S. & Kurtz, S. E. 1999, *Astrophys. J.*, 523, 690
- Shinnaga, H., Phillips, T. G., Furuya, R. S., & Kitamura, Y. 2009, ArXiv e-prints
- Shirley, Y., Evans, II, N., Rawlings, J., & Gregersen, E. 2000, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 131, 249
- Shu, F. 1977, *Astrophys. J.*, 214, 488
- Shu, F., Adams, F., & Lizano, S. 1987, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 25, 23
- Shu, F., Najita, J., Galli, D., Ostriker, E., & Lizano, S. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. Levy & J. Lunine, 3–45
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *Astrophys. J.*, 429, 781
- Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L. 1980, *Astrophys. J.*, 239, L17
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *Astrophys. J.*, 319, 730
- Spitzer, L. 1978, *Physical processes in the interstellar medium*, ed. L. Spitzer
- Stahler, S. 1988, *Astrophys. J.*, 332, 804
- Stahler, S., Korycansky, D., Brothers, M., & Touma, J. 1994, *Astrophys. J.*, 431, 341
- Stahler, S. & Walter, F. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. Levy & J. Lunine, 405–428
- Stamatellos, D. & Whitworth, A. 2009, *MNRAS*, 392, 413
- Sterzik, M., Durisen, R., & Zinnecker, H. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 411, 91
- Stojimirović, I., Narayanan, G., Snell, R. L., & Bally, J. 2006, *Astrophys. J.*, 649, 280
- Stone, J., Ostriker, E., & Gammie, C. 1998, *Astrophys. J.*, 508, L99
- Tafalla, M., Mardones, D., Myers, P., et al. 1998, *Astrophys. J.*, 504, 900
- Taylor, D. K. & Dickman, R. L. 1989, *Astrophys. J.*, 341, 293
- Terebey, S., Fich, M., Noriega-Crespo, A., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 696, 1918
- Terebey, S., Shu, F., & Cassen, P. 1984, *Astrophys. J.*, 286, 529
- Terebey, S., Vogel, S., & Myers, P. 1989, *Astrophys. J.*, 340, 472
- Thompson, R. I., Corbin, M. R., Young, E., & Schneider, G. 1998, *Astrophys. J.*, 492, L177+
- Tobin, J. J., Looney, L. W., Mundy, L. G., Kwon, W., & Hamidouche, M. 2007, *Astrophys. J.*, 659, 1404
- Tohline, J. 1982, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 8, 1
- Troland, T. H. & Heiles, C. 1986, *Astrophys. J.*, 301, 339

- Ungerechts, H., Brunswig, W., Kramer, C., et al. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 217, *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, ed. J. G. Mangum & S. J. E. Radford, 190–+
- van Dishoeck, E., Blake, G., Draine, B., & Lunine, J. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. Levy & J. Lunine, 163–241
- van Dishoeck, E. & Hogerheijde, M. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems*, ed. C. Lada & N. Kylafis, 97–+
- Vazquez-Semadeni, E., Ostriker, E., Passot, T., Gammie, C., & Stone, J. 2000, *Protostars and Planets IV*, 3
- Vázquez-Semadeni, E. & Passot, T. 1999, in *Interstellar Turbulence*, ed. J. Franco & A. Carraminana, 223–+
- Walmsley, M., Caselli, P., Zucconi, A., & Galli, D. 2002, in *The Origin of Stars and Planets : The VLT View*, ed. J. Alves & M. McCaughrean, 29–+
- Wang, P., Li, Z.-Y., Abel, T., & Nakamura, F. 2009, *ArXiv e-prints*
- Ward-Thompson, D., André, P., & Kirk, J. 2002, *MNRAS*, 329, 257
- Ward-Thompson, D., Motte, F., & André, P. 1999, *MNRAS*, 305, 143
- Ward-Thompson, D., Scott, P., Hills, R., & André, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
- Ward-Thompson, D., Zylka, R., Mezger, P. G., & Sievers, A. W. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 355, 1122
- Waters, L. & Waelkens, C. 1998, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 36, 233
- Whitworth, A. & Bate, M. 2002, *MNRAS*, 333, 679
- Whitworth, A., Bhattal, A., Francis, N., & Watkins, S. 1996, *MNRAS*, 283, 1061
- Whitworth, A. & Summers, D. 1985, *MNRAS*, 214, 1
- Wilking, B., Lada, C., & Young, E. 1989, *Astrophys. J.*, 340, 823
- Williams, J., Blitz, L., & McKee, C. 2000, *Protostars and Planets IV*, 97
- Williams, J. & McKee, C. 1997, *Astrophys. J.*, 476, 166
- Williams, J. & Myers, P. 2000, *Astrophys. J.*, 537, 891
- Williams, J. P. & Garland, C. A. 2002, *Astrophys. J.*, 568, 259
- Woitas, J., Leinert, C., & Köhler, R. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 376, 982
- Wolf-Chase, G., Moriarty-Schieven, G., Fich, M., & Barsony, M. 2003, *MNRAS*, 344, 809
- Wood, D., Myers, P., & Daugherty, D. 1994, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 95, 457
- Yeh, S. C. C., Hirano, N., Bourke, T. L., et al. 2008, *Astrophys. J.*, 675, 454
- Yun, J., Moreira, M., Torrelles, J., Afonso, J., & Santos, N. 1996, *Astron. J.*, 111, 841

Yun, J. L. & Clemens, D. P. 1990, *Astrophys. J.*, 365, L73

Zinnecker, H. 2003, in IAU Symposium, Vol. 212, A Massive Star Odyssey : From Main Sequence to Supernova, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban, 80–+