



HAL
open science

Formation d'étoiles massives en amas : conditions initiales, origine des masses stellaires et éjections protostellaires

Thomas Nony

► To cite this version:

Thomas Nony. Formation d'étoiles massives en amas : conditions initiales, origine des masses stellaires et éjections protostellaires. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY054 . tel-02527680

HAL Id: tel-02527680

<https://theses.hal.science/tel-02527680>

Submitted on 1 Apr 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Astronomie & Astrophysique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Thomas NONY

Thèse dirigée par **Frédérique MOTTE**, CNRS
et codirigée par **Fabien LOUVET**, CEA

préparée au sein de **L'institut de Planétologie et
d'Astrophysique de Grenoble, IPAG**
dans **l'École Doctorale de Physique de Grenoble**

Formation d'étoiles massives en amas : conditions initiales, origine des masses stellaires et éjections protostellaires

Thèse soutenue publiquement le **4 novembre 2019**
devant le jury composé de :

Catherine DOUGADOS

Directrice de recherche, IPAG, Présidente

Nicolas PERETTO

Professeur, université de Cardiff, Rapporteur

Friedrich WYROWSKI

Chercheur au MPIfR, Bonn, Rapporteur

Jérôme PETY

Astronome, IRAM, Examineur

Isabelle RISTORCELLI

Chargée de recherche, IRAP, Examinatrice

Charlotte VASTEL

Astronome, IRAP, Examinatrice



REMERCIEMENTS

Et si c'était par la fin que tout commençait ?

Voici enfin arrivé le moment d'écrire ces premières lignes de mon manuscrit. Quelques lignes pour clôturer une période de rédaction de plusieurs mois, quelques lignes écrites un peu au dernier moment évidemment. Quelques lignes pour essayer de remercier tous ceux qui m'ont accompagnés, aidés, guidés ou soutenus durant cette aventure commencée il y a plus de 3 ans. Alors merci beaucoup Frédérique pour ton encadrement exigeant (souvent), perfectionniste (parfois), mais surtout toujours bienveillant. Merci de m'avoir toujours fait confiance et soutenu. Plutôt qu'un étudiant face à un mentor, je me suis vite senti considéré comme un collaborateur dans un travail de recherche. Et merci Fabien d'avoir toujours été disponible pour m'aider et me conseiller sagement malgré la distance. Vous m'avez tous les deux permis de m'épanouir dans ce formidable domaine, la formation des étoiles ! Je remercie aussi Nicolas qui m'en a le premier ouvert la porte. Je souhaite encore remercier tous les chercheurs avec qui j'ai eu la chance de travailler et qui m'ont permis d'élargir mes connaissances en astrophysique, en particulier Antoine Gusdorf, Nathalie Brouillet et Sylvain Bontemps. Merci à Edwige et Ana de m'avoir guidé dans le monde complexe de l'interférométrie. Un salut confraternel à Jordan à côté de qui j'ai progressé durant ma thèse, ainsi qu'à Jeff et Yohan qui ont ensuite rejoint notre petit groupe. J'ai bénéficié durant ma thèse à l'IPAG d'un environnement scientifique riche et stimulant, et je suis reconnaissant à tous ceux qui y ont contribué, notamment dans les équipes Interstellaire et Odyssey, ainsi qu'aux enseignants avec qui j'ai travaillé à l'université.

Faire une thèse est passionnant mais demande un fort investissement, c'est une course de fond dans laquelle le soutien et l'amitié des thésards de l'IPAG m'ont été précieux. A mes côtés (ou en face plutôt) depuis le début pour partager les hauts et les bas, merci à Aina de m'avoir supporté, toujours avec le sourire :) Au fait j'ai toujours quelques petites cartes si tu veux prendre ta revanche ! Un grand merci à Juan qui m'a si souvent aidé avec gentillesse. Un salut multilingue (italien, espagnol, catalan, ...) pour toute la petite bande du bâtiment D. Une pensée pour tous ces bons moments partagés, avec en vrac et sans être exhaustif : des débats politiques agités (avec un brin de mauvaise foi quand même !) avec Greg et Cyprien, des moments épiques dans les montagnes avec Flo, Oriane et Mélanie, des luttes partagées avec Laetitia et Antoine, la découverte des merveilles du Chili avec Marion, ... Sans oublier un certain nombre de soirées dans un incontournable pub irlandais ! Et comme c'est dur de penser à tous dans cette partie, si tu lis ces lignes et que je t'ai injustement oublié je t'en dois une à la prochaine :)

Merci encore à Claude et Roger pour leur soutien matériel, pour les invitations à déjeuner, et pour m'avoir fait découvrir quelques jolis coins de la région. Enfin, et parce que la distance n'atténue pas les liens, une pensée toute particulière pour ma famille qui a toujours été là pour moi. Fabien, que j'aurai finalement pu voir assez souvent à Paris ou Grenoble. D'ailleurs, est-ce que j'ai réussi à te convaincre des attraits d'une grande ville dans les montagnes ? Mes parents que j'espère n'avoir pas trop inquiété malgré des nouvelles un peu irrégulières. C'est grâce à vous que j'ai pu arriver jusqu'au doctorat sans encombre, merci de m'avoir permis de tracer ma voie sans me soucier du reste. Ce chemin dans le monde de la recherche n'est pas terminé et quelque peu incertain mais c'est celui que j'ai choisi, alors tout ira bien !

RÉSUMÉ

Les étoiles jouent un rôle fondamental en astrophysique, pourtant notre compréhension de leur formation est en partie incomplète. Les recherches que j'ai menées durant ma thèse traitent de trois grands défis en formation stellaire : contraindre par les observations les phases précoces de la formation des étoiles massives – le stade préstellaire, déterminer l'origine des masses stellaires et caractériser les processus d'accrétion-éjection de la phase protostellaire. Dépasser les paradigmes actuels en formation stellaire nécessite d'étudier des régions de formation d'étoiles représentatives des processus typiques dans la Voie Lactée. C'est dans ce but que j'ai travaillé sur des observations ALMA de W43-MM1, un jeune proto-amas situé à 5500 pc du Soleil présentant un taux de formation stellaire élevé.

Nous avons d'abord découvert 131 cœurs sur la carte continuum, avec des tailles typiques de 2400 ua et des masses entre 1 et 100 M_{\odot} . La distribution en masse de ces cœurs (CMF) montre une pente de -0.96 ± 0.13 significativement plus plate que celle de l'IMF de référence sur cet intervalle de masse, -1.35 . Cela signifie une surabondance de cœurs massifs – et donc d'étoiles massives – par rapport au nombre attendu dans les modèles actuels de formation stellaire. Les explications possibles impliquent soit que la formation d'étoiles est atypique dans W43-MM1 (variabilité dans notre galaxie), soit que les étoiles massives se forment dans les amas sur des échelles de temps différentes des étoiles de type solaire (la formation d'étoiles ne serait pas un processus continu).

Nous avons ensuite caractérisé ces cœurs en utilisant les raies de CO(2-1) et SiO(5-4) et révélé un riche amas de flots protostellaires constitué de 46 lobes venant de 27 cœurs couvrant tout l'intervalle de masse et incluant 11 cœurs massifs. La nature protostellaire des cœurs a aussi été établie par la détection de molécules organiques complexes, des traceurs d'environnements chauds. 12 des 13 cœurs massifs sont finalement apparus comme étant protostellaires, laissant un seul bon candidat cœur préstellaire massif. Ces statistiques interrogent sur l'universalité de la phase préstellaire pour les cœurs massifs et suggèrent que le modèle du cœur turbulent ne peut s'appliquer partout. Les flots protostellaires permettent aussi de reconstituer l'historique des processus d'accrétion/éjection. J'ai étudié en détail la cinématique des nœuds constituant les jets moléculaires à haute vitesse en utilisant des diagrammes position-vitesse. Nous avons ainsi montré que la complexité des structures en vitesse de ces nœuds cache une forte variabilité, et évalué le temps caractéristique entre deux éjections à environ 500 ans.

Ces trois axes de recherche de ma thèse suggèrent que l'environnement galactique a un fort impact sur le processus de formation des étoiles, de la phase de fragmentation (pré-stellaire) à la phase d'accrétion (protostellaire).

ABSTRACT

Stars play a fundamental role in astrophysics, yet our understanding of their formation is partly incomplete. The research I have performed during my thesis addresses three major challenges of the star formation field : constraining, observationally, the earliest phases of high-mass star formation – the so-called prestellar stage, studying the origin of the stellar masses, and characterizing the process of protostellar accretion-ejection. Going beyond the current paradigms of star formation requires studying molecular clouds representative of the general mode of star formation in the Milky Way. To this purpose I have used ALMA observations of W43-MM1, a young protocluster located at 5.5 kpc distance from the Sun and presenting a high star formation rate.

We have first discovered in the continuum image 131 cores about 2400 AU in size which have mass between 1 and 100 M_{\odot} . Their mass distribution (CMF) show a slope of -0.96 ± 0.13 that is markedly flatter than the reference Salpeter slope of the IMF on that range, -1.35 . This means an overabundance of high-mass cores - and thus high-mass stars - compared to the number expected by the current models of star formation. Possible explanations imply either that star-formation is atypical in W43-MM1 (variability in the Milky Way) or that high-mass stars form at different time than low-mass stars in a cluster (star formation would not be a continuous process).

In a second time, we have characterized these cores by looking for their protostellar ejections in CO(2-1) and SiO(5-4). Our detailed study revealed a rich cluster of molecular outflows formed by 46 outflow lobes from 27 cores covering the whole mass range and including 11 high-mass cores. The protostellar nature of the cores has also been established using the detection of Complex Organic Molecules (COMs), typically detected in warm environments like hot cores. 12 out of the 13 high-mass cores in W43-MM1 have eventually been characterized as protostellar, leaving one good high-mass prestellar core candidate. This low fraction questions the existence of the prestellar phase for high-mass stars formation and suggests that the turbulent core models, adapted from low-mass star formation, cannot generally apply. The protostellar outflows also bring valuable information on the ejection – and therefore accretion – history. The kinematics of high-velocity molecular jets that divide into knots has been studied in detail using Position-Velocity diagrams. We have thus shown that the complex velocity structures of these knots hide a strong variability, and evaluated the associated timescale between two ejections to be about 500 yr, consistently with that found in nearby protostellar outflows.

These three lines of research of my thesis suggest that Galactic environment has a strong impact on the star formation process, from the fragmentation (prestellar) phase to the (protostellar) accretion phase.

TABLE DES MATIÈRES

I	INTRODUCTION À LA FORMATION DES ÉTOILES	1
I.1	Préambule	2
I.1.1	Des nuages aux cœurs : phénoménologie de la formation stellaire	2
I.1.2	Présentation de notre région d'intérêt, le nuage hyper-massif W43-MM1	3
I.2	Formation des étoiles de type solaire	4
I.2.1	Modèles de fragmentation et d'effondrement gravitationnel	4
I.2.2	Séquence évolutive observationnelle	8
I.3	Formation des étoiles massives	10
I.3.1	La pression de radiation, une barrière pour l'accrétion ?	11
I.3.2	Les modèles de formation	13
I.3.3	Une séquence évolutive encore incertaine	14
I.4	Processus d'éjection de matière durant la phase protostellaire	18
I.4.1	Caractéristiques des éjections	18
I.4.2	Variabilité des processus d'accrétion-éjection	23
I.4.3	Mécanismes d'éjection	25
I.5	De la distribution en masse des cœurs à celle des étoiles	26
I.5.1	Une distribution en masse des étoiles universelle ?	27
I.5.2	Mesurer la distribution en masse des cœurs	29
I.5.3	Comprendre l'origine de l'IMF	31
II	OUTILS ET MÉTHODES	35
II.1	Observations millimétriques avec un interféromètre	36
II.1.1	Observations radio	36
II.1.2	Interférométrie	37
II.1.3	L'interféromètre ALMA	42
II.2	Traitement des données ALMA	43
II.2.1	Configuration spatiale et spectrale	44
II.2.2	Calibration des données	45
II.2.3	Réduction des données	46
III	COMPREDRE L'ORIGINE DE L'IMF PAR LA DISTRIBUTION EN MASSE DES COEURS	51
III.1	Analyse de la carte continuum	52
III.1.1	Description de la carte continuum	52
III.1.2	Extraction et sélection des cœurs	53
III.1.3	Calcul de la masse des cœurs	58
III.2	Article I sur la CMF dans W43-MM1	61
III.2.1	Présentation de l'article	61
III.2.2	Article I: "The unexpectedly large proportion of high-mass star-forming cores in a Galactic mini-starburst" (Motte, Nony <i>et al.</i> 2018, Nature Astronomy)	62
III.3	Compléments	71
III.3.1	Tests pour évaluer la complétude en masse	71
III.3.2	Tests pour estimer les incertitudes	74
IV	CARACTÉRISER LES PHASES PRÉCOCES DE LA FORMATION DES ÉTOILES MASSIVES	77

iv.1	Article II sur la détection d'un candidat cœur préstellaire massif	78
iv.1.1	Présentation de l'article	78
iv.1.2	Article II : "Detection of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1" (Nony <i>et al.</i> 2018, A&A)	79
iv.2	Compléments	86
iv.2.1	Caractériser la chimie du candidat cœur préstellaire massif	86
iv.2.2	Nature des cœurs massifs de W43-MM1	86
V	CARACTÉRISER LES PROCESSUS D'ÉJECTION DES PHASES PROTOSTELLAIRE	89
v.1	Analyse des cartes CO et SiO	90
v.1.1	Etude détaillée de la raie de CO	90
v.1.2	Étude d'un diagramme-position vitesse	92
v.2	Article III sur les flots et l'accrétion épisodique	96
v.2.1	Présentation de l'article	96
v.2.2	Article III : "Episodic accretion constrained by a rich clustur of outflows" (Nony <i>et al.</i> 2020, soumis à A&A)	97
VI	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	121
vi.1	Conclusions	122
vi.2	Perspectives	124
 Annexes		
A	LUMINOSITÉS DES PROTOÉTOILES ET ESTIMATION DE MASSE DES CŒURS	129
a.1	Hypothèses de la méthode proposée	129
a.1.1	Distribution de la luminosité globale et carte de température	129
a.1.2	Masse de gaz chauffé	130
a.1.3	Loi de température des enveloppes protostellaires	131
a.2	Méthode approchée pour estimer la température de poussière des cœurs	133
a.2.1	Masse de gaz chauffé au dessus de 100 K	133
a.2.2	Relation approchée entre luminosité et contamination	133
B	ARTICLE : "MOLECULAR ANALYSIS OF A HIGH-MASS PRESTELLAR CORE CANDI- DATE IN W43-MM1" (MOLET, BROUILLET, NONY <i>et al.</i> 2019, A&A)	135
C	DEMANDE D'OBSERVATIONS DU GRAND PROGRAMME ALMA-IMF	153
BIBLIOGRAPHIE		161

INTRODUCTION À LA FORMATION DES ÉTOILES

Sommaire

1.	Préambule	2
1.1.	Des nuages aux cœurs : phénoménologie de la formation stellaire	2
1.2.	Présentation de notre région d'intérêt, le nuage hyper-massif W43-MM1	3
2.	Formation des étoiles de type solaire	4
2.1.	Modèles de fragmentation et d'effondrement gravitationnel	4
2.2.	Séquence évolutive observationnelle	8
3.	Formation des étoiles massives	10
3.1.	La pression de radiation, une barrière pour l'accrétion?	11
3.2.	Les modèles de formation	13
3.3.	Une séquence évolutive encore incertaine	14
4.	Processus d'éjection de matière durant la phase protostellaire	18
4.1.	Caractéristiques des éjections	18
4.2.	Variabilité des processus d'accrétion-éjection	23
4.3.	Mécanismes d'éjection	25
5.	De la distribution en masse des cœurs à celle des étoiles	26
5.1.	Une distribution en masse des étoiles universelle?	27
5.2.	Mesurer la distribution en masse des cœurs	29
5.3.	Comprendre l'origine de l'IMF	31

I.1 Préambule

Dans la première partie (I.1.1), je donne un bref aperçu des sites de formations stellaires dans la Voie Lactée et définit les structures à différentes échelles, du nuage moléculaire aux cœurs denses. Je présente dans la deuxième partie (I.1.2) le proto-amas que j'ai étudié durant ma thèse, W43-MM1.

I.1.1 Des nuages aux cœurs : phénoménologie de la formation stellaire

La Voie Lactée est classée parmi les galaxies spirales barrées, ce qui signifie qu'elle se structure avec une barre centrale et plusieurs bras spiraux. Ses bras spiraux sont des structures plus denses que la moyenne du disque galactique et ils concentrent l'essentiel des sites de formation stellaire. On dénombre 4 bras principaux (voir Fig. I.1) dont deux sont symétriques par rapport au centre galactique, le bras Ecu-Croix (ou bras du Centaure, *Scutum-Centaurus* en anglais) et le bras de Persée. Tous deux sont connectés à la barre centrale. Notre système solaire se trouve dans un bras mineur de la Voie lactée, le bras d'Orion, à environ 8.2 kpc du centre galactique.

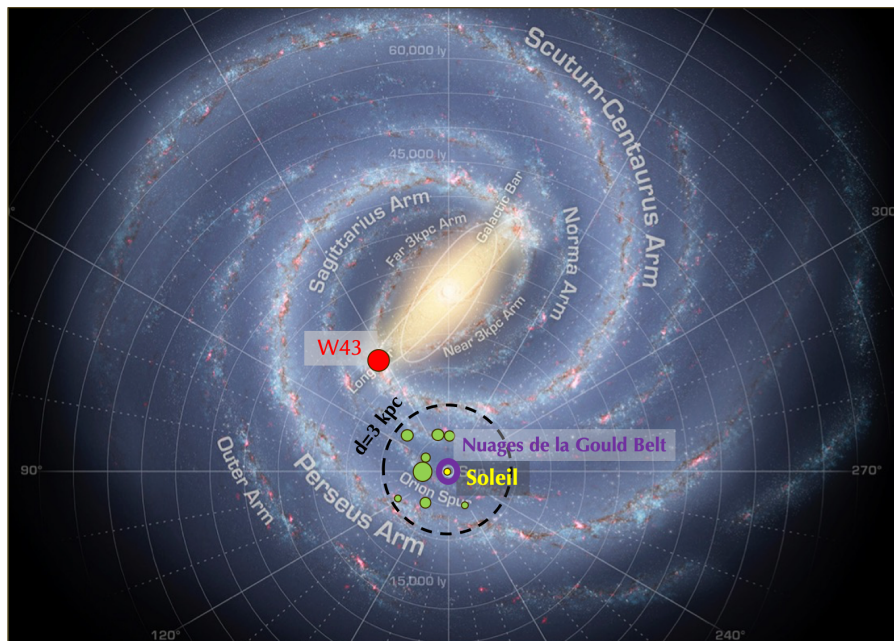


FIGURE I.1. : Vue d'artiste de Voie Lactée sur laquelle sont repérés le Soleil (point jaune), les nuages moléculaires de la *Gould Belt* (anneau violet), les nuages moléculaires formant des étoiles massives à moins de 3 kpc du Soleil (observés dans le cadre du programme *Herschel/HOBYS*, voir Sect. I.3.3, disques verts), enfin de W43 (voir Sect. I.1.2, disque rouge).

Les **nuages moléculaires** sont des structures du milieu interstellaire avec une taille typique de 1 à 10 pc et des températures $T \sim 10 - 30$ K. Ils sont essentiellement constitués d'hydrogène moléculaire (H_2 , $\sim 63\%$ de la masse) et d'hélium (He , $\sim 36\%$). Les 1% restants sont constitués de poussières, des agrégats de grains de silicates et de matériaux carbonés recouverts de glace, et de taille variant du nm au μm . On trouve enfin de nombreuses molécules, en phase gazeuse ou dans les glaces des grains, dont le monoxyde de carbone (CO), la plus abondante après H_2 . La majorité de ces molécules sont organiques (elles contiennent du carbone), parmi elles les molécules organiques complexes (COMs) sont définies comme des molécules de 6 atomes ou plus dont au moins un élément lourd autre que le carbone.

Les nuages moléculaires sont des sites privilégiés de formation d'étoiles. Les plus étudiés sont les nuages les plus proches du Soleil, une zone plus propice à la formation des étoiles de faibles

masses qu'à celle des étoiles massives. En effet, les sites de formation d'étoiles massives se situent dans leur très grande majorité dans les bras majeurs de notre Galaxie (par exemple [Urquhart et al., 2014](#)). La plupart des nuages moléculaires dans l'environnement solaire se distribuent en un anneau elliptique de demi-grand axe $a \sim 400 - 500$ pc, incliné d'environ 18° par rapport au plan galactique ([Perrot et Grenier, 2003](#)), une structure appelée *Gould Belt*. Les **complexes moléculaires** regroupent plusieurs nuages moléculaires formant un ensemble cohérent, ils peuvent atteindre des tailles de quelques centaines de pc. Les nuages/complexes moléculaires dans la *Gould Belt* portent le nom des constellations dans lesquelles ils se situent : le Taureau, Persée, Orion, ... Ils ont fait l'objet de nombreuses campagnes d'observation dont j'aurai l'occasion de reparler dans ce manuscrit.

Les nuages moléculaires se fragmentent de façon hiérarchique, on a donné différents noms à ces fragments selon leur taille. J'utiliserai le mot **cœur (dense)** pour désigner un fragment susceptible de former une étoile ou un système stellaire sans se sous-fragmenter. La taille de tels fragments est de l'ordre de 2000 à 10000 ua (0.01-0.05 pc), elle dépend des paramètres du nuage (densité, température, voir Sect. [I.2.1](#)). On appelle **MDC** (*Massive Dense Core*) les fragments plus larges, de l'ordre de 0.1 pc, formant des étoiles massives et *clump* les structures encore plus larges (\sim pc). Ces définitions sont assez arbitraires dans un milieu interstellaire fortement hiérarchisé, mais elles permettent de préciser les échelles spatiales des observations.

I.1.2 Présentation de notre région d'intérêt, le nuage hyper-massif W43-MM1

W43 (du catalogue où il a été identifié [Westerhout, 1958](#)), est un complexe moléculaire situé à 5.5 kpc du Soleil, à la jonction du bras galactique Scutum-Centaurus avec la barre galactique ([Nguyen Luong et al., 2011](#); [Zhang et al., 2014](#), voir Fig. [I.1](#)). Il est constitué de plusieurs nuages moléculaires, dont les deux principaux sont W43-Main et W43-South, reliés en ^{13}CO malgré leur grande séparation d'environ 90 pc ([Nguyen Luong et al., 2011](#); [Carlhoff et al., 2013](#)). Au centre de W43-Main se trouve une région H_{II} irradiée par un amas d'étoiles massives OB et Wolf-Rayet ([Blum et al., 1999](#), voir aussi la carte de température de la Fig. [I.2](#)). Une cinquantaine de fragments a été identifiée dans W43-Main par [Motte et al. \(2003\)](#) avec une résolution angulaire de $\theta_{\text{HPBW}} \sim 11''$ soit 0.3 pc. Les deux plus massifs sont qualifiés de nuages hyper-massifs ou *ridges* (voir Fig. [I.2](#)) : W43-MM1 au nord et W43-MM2 au sud. W43-MM1, avec une masse totale $M \simeq 2 \times 10^4 M_{\odot}$ sur 6 pc^2 ([Nguyen Luong et al., 2013](#)), est le plus massif/dense d'entre eux et probablement un des plus extrêmes de la galaxie (voir ci dessous). Les observations à plus haute résolution angulaire menées à 1 et 3 mm par [Louvét et al. \(2014\)](#) avec l'interféromètre du Plateau de Bure (aujourd'hui NOEMA) ont permis d'identifier dans W43-MM1 11 MDC avec des tailles d'environ 0.07 pc, la structure centrale se décomposant en deux cœurs massifs, N1a et b ($1100 M_{\odot}$ et $400 M_{\odot}$ dans 0.04 pc).

W43-Main est une région de formation d'étoiles particulièrement active comme le montre les taux de formation d'étoiles estimés par [Motte et al. \(2003\)](#), $\text{SFR} = 25\,000 M_{\odot}/\text{Myr}$ sur un volume d'environ $(14 \text{ pc})^3$ et dans W43-MM1 par [Louvét et al. \(2014\)](#), $\text{SFR} = 6\,000 M_{\odot}/\text{Myr}$ sur $(2 \text{ pc})^3$. Ces valeurs sont supérieures à celles mesurées dans les nuages moléculaires du disque galactique ([Lada et al., 2010](#)), elles rappellent plutôt les observations dans les galaxies dites *starburst* ([Kennicutt, 1998](#)). Pour cette raison, W43-Main et W43-MM1 sont qualifiées de "mini-starburst". Cette activité de formation stellaire exceptionnelle s'explique vraisemblablement par la position de W43 à l'extrémité de la barre galactique, une zone favorable à l'accumulation du gaz s'écoulant le long des bras spiraux. La possibilité que le complexe massif W43 se soit formé par collision de nuages a été étudiée dans des observations ([Motte et al., 2014](#)) et des simulations numériques ([Renaud et al., 2015](#)). Ces collisions à très grande échelle (1000-100pc) se poursuivent à l'échelle des nuages hyper-massifs. Ils produisent des chocs basses vitesses ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$), détectés en SiO sur les *ridges* W43-MM1 et

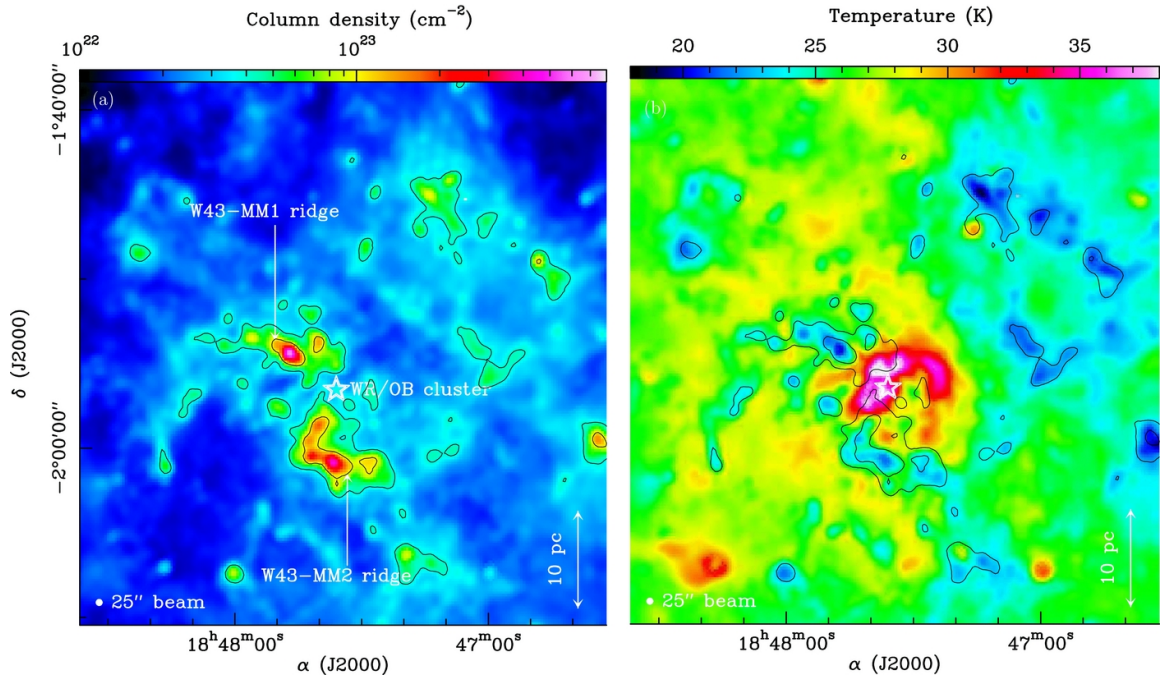


FIGURE 1.2. : Cartes de densité de colonne de H_2 (à gauche) et de température (à droite) de W43-Main obtenues avec le satellite *Herschel*. Les contours noirs correspondent à $N_{H_2} = 4 \times 10^{22}$ et $1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. La région H_{II} chauffée par l’amas d’étoiles (symbolisé par une étoile) est visible sur la carte de température. Figure tirée de [Nguyen Luong et al. \(2013\)](#).

W43-MM2 par [Nguyen Luong et al. \(2013\)](#) ($\theta_{HPBW} \simeq 31''$ soit 0.8 pc) puis confirmés par [Louvet et al. \(2016\)](#) sur W43-MM1 ($\theta_{HPBW} \simeq 4''$ soit 0.1 pc).

Les observations ALMA à haute résolution angulaire ($\theta_{beam} \simeq 0.4''$ soit 0.01 pc) que je présente dans ce manuscrit s’inscrivent donc dans une étude de la formation stellaire dans W43 couvrant jusqu’à de quatre ordres de grandeurs en taille, du complexe moléculaire (~ 100 pc) aux cœurs denses (~ 0.01 pc).

1.2 Formation des étoiles de type solaire

Les étoiles se forment par la fragmentation et l’effondrement d’une poche de gaz dans un nuage moléculaire. Dans la première partie de cette section (Sect. 1.2.1) je rappelle les forces en présence et les situations de (des)équilibres, puis je présente les modèles d’effondrement jusqu’au déclenchement de la fusion de l’hydrogène marquant l’entrée de l’étoile sur la séquence principale. La deuxième partie (Sect. 1.2.2) est consacrée à la caractérisation par les observations des différentes phases dans l’évolution des étoiles de faibles masses (aussi appelées étoile de type solaire, $M_* \simeq 0.08 - 2 M_\odot$) et de masses intermédiaires ($M_* \simeq 2 - 8 M_\odot$). Les processus et les observations relatifs à la formation des étoiles massives ($M_* \gtrsim 8 M_\odot$) seront discutés dans la section suivante (Sect. 1.3).

1.2.1 Modèles de fragmentation et d’effondrement gravitationnel

ÉQUILIBRE ET FRAGMENTATION DU NUAGE

La première étape de la formation des étoiles est la fragmentation d’un nuage moléculaire en sous-structures stables plus denses que leur environnement. Ce processus de fragmentation est directement lié à l’équilibre entre différentes forces, dont la principale est la force de gravité, qui

tend à concentrer la matière. Les autres forces qui s'opposent à la gravité et constituent donc un *support* sont :

- la force de pression thermique causée par l'agitation du gaz à l'échelle moléculaire
- la turbulence, décrite comme l'effet de mouvements aléatoires du gaz à l'échelle microscopique. Elle correspond à la distribution hiérarchique (en cascade) de l'énergie et des mouvements compressifs (effondrement, chocs, ...).
- la force d'origine magnétique.
- la "force" centrifuge liée à la conservation du moment cinétique de rotation du nuage

Les forces turbulentes et magnétiques sont deux mécanismes dont les effets en formation stellaire sont jugés importants et restent encore mal compris.

Enfin, on regroupe sous le terme de *feedback* tous les effets de rétroaction des étoiles en formation sur leur environnement proche (le cœur) ou à plus grande échelle (le nuage moléculaire) : pression de radiation et ionisation (voir Sect. 1.3), vents stellaires et jets/flots (voir Sect. 1.4). Les supernovæ, bien que de natures différentes, sont incluses dans les effets de *feedback*.

L'approche la plus simple pour décrire la fragmentation consiste à considérer un nuage de gaz sphérique, isotherme et homogène dans lequel le seul support contre la gravité est la force de pression thermique. On supposera aussi ce nuage isolé, de sorte qu'on peut négliger les forces de pression externes. On peut alors calculer la taille caractéristique correspondant à l'équilibre de ce nuage, nommée longueur de Jeans (λ_J) et la masse de Jeans (M_J) de la structure associée :

$$\begin{aligned}\lambda_J &\simeq \frac{c_S}{\sqrt{G\rho_0}} \simeq 9000 \text{ ua} \left(\frac{T}{20 \text{ K}}\right)^{1/2} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^6 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/2} \\ M_J &\simeq \frac{c_S^3}{\sqrt{G^3\rho_0}} \simeq 0.6 M_\odot \left(\frac{T}{20 \text{ K}}\right)^{3/2} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^6 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/2}\end{aligned}\quad (\text{I.1})$$

avec c_S la vitesse du son dans le milieu, G la constante gravitationnelle et ρ_0 la densité du nuage. Ici c_S ne dépend que de la température T du gaz et de sa composition, $c_S = \sqrt{k_B T / \mu m_H}$, avec k_B la constante de Boltzmann, μ le poids moléculaire moyen et m_H la masse d'un atome d'hydrogène. Les applications numériques sont données pour les densité et températures typiques de W43-MM1. Pour des tailles plus grandes que la longueur de Jeans, la gravité domine et le nuage se fragmente en des structures plus petites.

La turbulence joue un rôle important dans les processus de fragmentation en favorisant la formation de fluctuations locales de densité. Une manière de la caractériser dans les nuages moléculaires est de construire des densité de probabilité (*Probability Density Function*, PDF). Dans le cas d'une turbulence supersonique ($v > c_S$) et d'un gaz isotherme, [Vazquez-Semadeni \(1994\)](#) montre que la PDF de la densité suit une loi log-normale de largeur définie par le nombre de Mach, $\mathcal{M} = v/c_S$. Le rôle de la turbulence dans les processus de fragmentation sera discutée plus longuement dans la section consacrée à l'origine de la distribution en masse des cœurs (Sect. 1.5.3).

Les fragments qui se forment dans un nuage moléculaire portent différents noms (voir Sect. 1.1.1), on appelle cœurs les fragments de plus petite taille (~ 0.02 pc soit 4000 ua). Tous les cœurs ne vont pas former d'étoiles, certains ne sont que des structures éphémères amenées à se disperser. D'autres atteignent un état stable, on dit alors de ces cœurs qu'ils sont gravitationnellement liés ou auto-gravitants.

Pour décrire la situation d'équilibre d'un cœur au sein d'un nuage moléculaire, l'approche de Jeans ne suffit pas. Dans un modèle plus réaliste, on considère qu'un gradient de densité $\rho(r)$

s'établit dans le cœur avec une valeur maximale au centre, ρ_c . L'équilibre hydrostatique, entre la gravité et les forces de pression, pour une sphère isotherme auto-gravitante est alors décrit par l'équation de Lane-Emden :

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi} \quad (1.2)$$

avec $\psi = \ln(\rho/\rho_c)$ fonction de la densité adimensionnée et $\xi = \frac{r}{c_s} \sqrt{4\pi G \rho_c}$ le rayon adimensionné. En fixant les conditions aux limites $\psi = 0$ et $d\psi/d\xi = 0$ à $\xi = 0$ (soit $\rho = \rho_c$ et $d\rho/dr = 0$ à $r = 0$), il existe une unique solution $\psi(\xi)$ entre $\xi = 0$ et $\xi = \infty$.

Il est cependant plus utile de restreindre les solutions à un certain rayon r_{\max} en imposant une autre condition aux limites, $\rho(r_{\max}) = \rho_{\text{ext}}$ souvent exprimée en terme de pression externe, $P_{\text{ext}} = c_s^2 \rho_{\text{ext}}$. Exprimé avec les variables adimensionnées cela donne $P_{\text{ext}} = c_s^2 \rho_c e^{-\psi(\xi_{\max})}$. Il existe alors une famille de solutions appelés sphères de Bonnor-Ebert (Ebert, 1955; Bonnor, 1956), déterminées par leurs rayon r_{\max} , avec un profil de densité commun en $\rho \propto r^{-2}$ pour les parties externes et un aplatissement au centre. Parmi ces solutions, la sphère de Bonnor-Ebert critique de rayon R_{crit} délimite les solutions d'équilibre stable ($r < R_{\text{crit}}$) de celles d'équilibre instable ($r > R_{\text{crit}}$). La masse de Bonnor-Ebert critique associée est

$$M_{\text{BE,crit}} = 1.18 \frac{c_s^3}{\sqrt{G^3 \rho_{\text{ext}}}} = 1.18 \frac{c_s^4}{\sqrt{G^3 P_{\text{ext}}}} \quad (1.3)$$

On notera que la forme de l'équation est proche de celle obtenue pour la masse de Jeans dans le cas d'une sphère de densité constante.

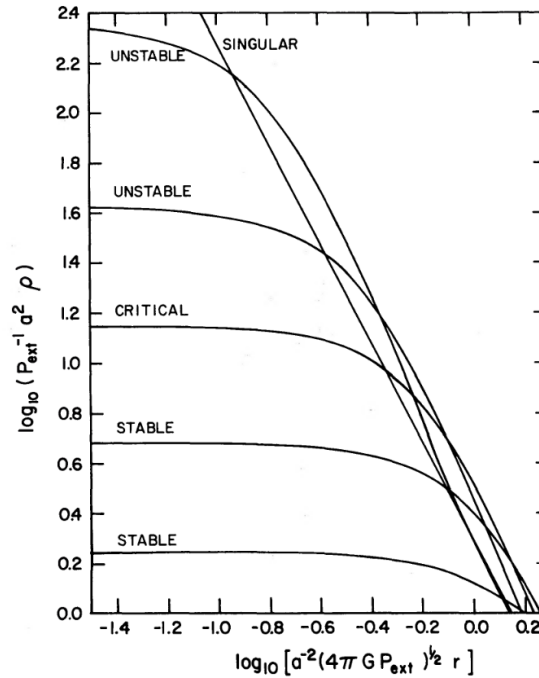


FIGURE 1.3. : Profil des sphères de Bonnor-Ebert, montrant les solutions de l'équation d'équilibre hydrostatique d'une sphère isotherme auto-gravitante maintenue par une pression externe. La densité adimensionnée est montrée en fonction du rayon adimensionné ξ dans un diagramme log-log. Toutes les solutions présentent un plateau central et un profil proche de celui la sphère singulière isotherme (*singular*) en r^{-2} pour les parties externes. La sphère de Bonnor Ebert critique délimite les solutions d'équilibre stable de celles d'équilibre instable. Figure tirée de Shu (1977)).

Il existe une solution particulière de l'équation 1.2, la sphère singulière isotherme (SIS), caractérisant un équilibre instable et avec un profil en densité $\rho = \frac{c_s^2}{2\pi G} r^{-2}$. Cette solution ne respecte pas les

conditions aux limites puisqu'elle diverge en $r = 0$, elle constitue le modèle idéalisé pour un cœur adopté dans des modèles d'effondrement.

DÉCLENCHEMENT DE L'EFFONDREMENT GRAVITATIONNEL

La première phase de la formation des étoiles débute lorsque dans les cœurs auto-gravitants la gravité l'emporte sur les différentes forces de support, provoquant ainsi l'effondrement de la structure. La durée de l'effondrement est de l'ordre du temps de chute libre :

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32 G \rho_0} \right)^{1/2} \simeq 10^4 \text{ ans} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^7 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (\text{I.4})$$

Plusieurs modèles existent pour décrire l'effondrement de ces cœurs classiquement qualifiés de préstellaires avant l'effondrement et protostellaires après. Le modèle décrivant l'effondrement d'une sphère singulière isotherme initialement au repos (dite quasi-statique) (Shu, 1977) est la base du modèle dit "standard" de Shu *et al.* (1987) pour la formation des étoiles de faibles masses. Dans ce cadre, l'effondrement débute de manière spontanée dans les parties centrales du cœur puis se propage vers les couches externes accompagné d'une onde se propageant à la vitesse du son. A un instant t donné, la sphère de rayon $R_{\text{col}} = c_{\text{S}} t$ marque donc la transition entre des couches internes proches de la chute libre, adoptant un profil de densité en $\rho_{\text{ff}} \propto r^{-1.5}$, et les couches externes encore à l'équilibre avec le profil de la SIS $\rho_{\text{SIS}} \propto r^{-2}$. Au centre du cœur se développe un embryon stellaire dont la masse et la densité augmentent à mesure que l'effondrement gravitationnel progresse. La chute des couches internes sur l'objet central correspond à un phénomène d'accrétion qui dans le cadre du modèle de Shu (1977) se déroule avec un taux constant $\dot{M}_{\text{acc}} \sim c_{\text{S}}^3/G$. Pour une température $T = 10$ K typique de nuages moléculaires, le taux d'accrétion obtenu est $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq 2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Les effets d'une rotation lente (Terebey *et al.*, 1984) et du champ magnétique (Galli *et Shu*, 1993) ont par la suite été inclus dans ce modèle. La principale conséquence est une modification du taux d'accrétion :

$$\dot{M}_{\text{acc}} \sim c_{\text{eff}}^3/G \quad (\text{I.5})$$

avec $c_{\text{eff}}^2 \simeq c_{\text{S}}^2 + v_{\text{turb}}^2 + v_{\text{magn}}^2$, la vitesse effective du son dans un milieu avec des supports magnétique et turbulent.

Ce modèle a l'avantage d'expliquer analytiquement et de façon simple l'effondrement d'un cœur, il est cependant peu réaliste avec comme conditions initiales une SIS et donc un cœur avec une densité infinie au centre formé de façon quasi-statique. L'effondrement spontané pourrait être déclenché par des phénomènes de diffusion ambipolaire dans un cœur soutenu par un champ magnétique ordonné (voir Mouschovias *et Morton*, 1991) ou par la dissipation de la turbulence lorsque c'est la pression turbulente qui maintient l'équilibre du cœur (Nakano, 1998). D'autres modèles comme celui de Whitworth *et Summers* (1985) proposent encore que l'effondrement d'une sphère isotherme auto-gravitante soit initié par une perturbation externe, telle qu'une onde de compression se propageant vers le centre du cœur. Plus récemment, une vision plus dynamique de la formation des cœurs a émergé, comme dans les travaux de Gong *et Ostriker* (2009, 2011) modélisant la formation et l'effondrement d'un cœur. Ils montrent qu'un cœur avec un profil de Bonnor-Ebert peut se former à partir d'une structure de densité uniforme par la collision de flots de gaz convergeant, puis retrouvent un effondrement se propageant vers l'extérieur comme celui décrit par Shu (1977). En revanche le taux d'accrétion varie fortement, de $\dot{M}_{\text{acc}} \sim 30 - 40 c_{\text{S}}^3/G$ au début de la phase d'accrétion à $\dot{M}_{\text{acc}} \sim 10 c_{\text{S}}^3/G$ vers la fin.

FORMATION DE LA PROTOÉTOILE

Quelle que soit la façon dont le cœur s'est construit, tous les modèles d'effondrement s'accordent sur la formation d'un embryon stellaire dans ses parties centrales. Lorsque la densité des parties internes du cœur dépasse $n_{\text{H}_2} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, le gaz devient opaque au rayonnement (passage d'un régime isotherme à adiabatique) entraînant une élévation de la température et un ralentissement de l'effondrement par la pression thermique. La densité continue cependant d'augmenter jusqu'à l'établissement d'un équilibre hydrostatique, l'embryon stellaire est alors appelé "premier cœur de Larson" ou premier cœur hydrostatique ($R \sim 5 \text{ ua}$, $M \sim 0.05 M_\odot$ pour une température initiale de $T = 10 \text{ K}$ d'après [Masunaga et al., 1998](#)). Lorsque la température du cœur de Larson atteint 2000 K, la dissociation de H_2 , qui est endothermique, provoque un nouvel effondrement gravitationnel. Au bout d'un temps très court ($\sim 0.1 \text{ yr}$) tout l'hydrogène est sous forme atomique, l'effondrement s'arrête et un deuxième cœur à l'équilibre hydrostatique se forme, la protoétoile. A ce stade la protoétoile a une taille proche de celle de l'étoile sur la séquence principale, $R \sim 1 - 3 R_\odot$, mais sa masse et sa température centrale sont encore très faibles ($M \sim 0.005 M_\odot$ et $T_c \sim 5 \times 10^4 \text{ K}$ d'après [Masunaga et Inutsuka, 2000](#)). A mesure que la protoétoile gagne en masse par accrétion depuis l'enveloppe de gaz qui l'entoure, elle se contracte et sa température centrale augmente. Cette contraction se déroule sur un temps caractéristique de l'ordre du temps de Kelvin-Helmholtz :

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM_\star^2}{R_\star L_\star} \quad (\text{I.6})$$

où M_\star , R_\star et L_\star sont respectivement la masse, le rayon et la luminosité de l'étoile. Pour une étoile de type solaire, $t_{\text{KH}} \sim 10^7 \text{ yr}$, 100 fois plus long que son temps d'accrétion, $t_{\text{acc}} = M/\dot{M} \sim 10^5 \text{ yr}$ pour un taux d'accrétion typique de $10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Quand la température centrale de l'étoile atteint $T_c \sim 10^6 \text{ K}$, la fusion du deutérium (D ou ^2H) peut commencer, puis vers $T_c \sim 10^7 \text{ K}$ c'est au tour de la fusion de l'hydrogène (^1H). L'étoile entre dans la phase dite de séquence principale. Les objets substellaires ayant atteint le stade de fusion du deutérium mais pas celui de la fusion de l'hydrogène ($M = 13M_{\text{J}} - 0.08 M_\odot$) sont appelés naines brunes.

I.2.2 Séquence évolutive observationnelle

Le développement des différents modèles théoriques pour la formation des étoiles est allé de pair avec des observations de plus en plus approfondies de leurs phases précoces de sorte que la séquence évolutive des étoiles de faibles masses est relativement bien établie. Les revues de [André et al. \(2000\)](#) et [Dunham et al. \(2014\)](#) proposent des descriptions détaillées de cette séquence évolutive.

Par convention, la formation du premier cœur de Larson marque le début de la phase dite protostellaire. Les cœurs auto-gravitants sans embryon stellaire sont eux qualifiés de préstellaires. En pratique, détecter le premiers cœur de Larson est encore un défi, seuls quelques candidats existent à ce jour ([Gerin et al., 2015](#); [Maureira et al., 2017](#)).

L'évolution des cœurs protostellaires a été divisée en 4 phases appelées classes, elle est illustrée sur la Fig [I.4](#). Sur la gauche de la figure est schématisée la structure du cœur, à droite sa distribution spectrale en énergie (SED), l'outil principal pour évaluer le stade évolutif d'un cœur. La SED permet entre autres d'estimer la luminosité bolométrique du cœur, L_{bol} (mesurée de $2 \mu\text{m}$ à 1 mm), et la luminosité submillimétrique, L_{smm} (mesurée au delà de $350 \mu\text{m}$). Les 4 classes sont les suivantes :

- **protoétoile de classe 0** : La protoétoile est entourée d'une enveloppe qui contient encore la majeure partie de la masse du cœur. De ce fait, c'est l'émission thermique des poussières de l'enveloppe, encore relativement froide ($T \sim 10 - 30\text{K}$), qui domine la SED, avec un flux important dans les longueurs submillimétriques ($\lambda \sim 0.3 - 1\text{mm}$). De puissantes éjections de matière, les jets et les flots, sont aussi détectées en provenance des parties centrales du cœur, un phénomène directement lié à l'accrétion (voir Sect. [I.4](#)).

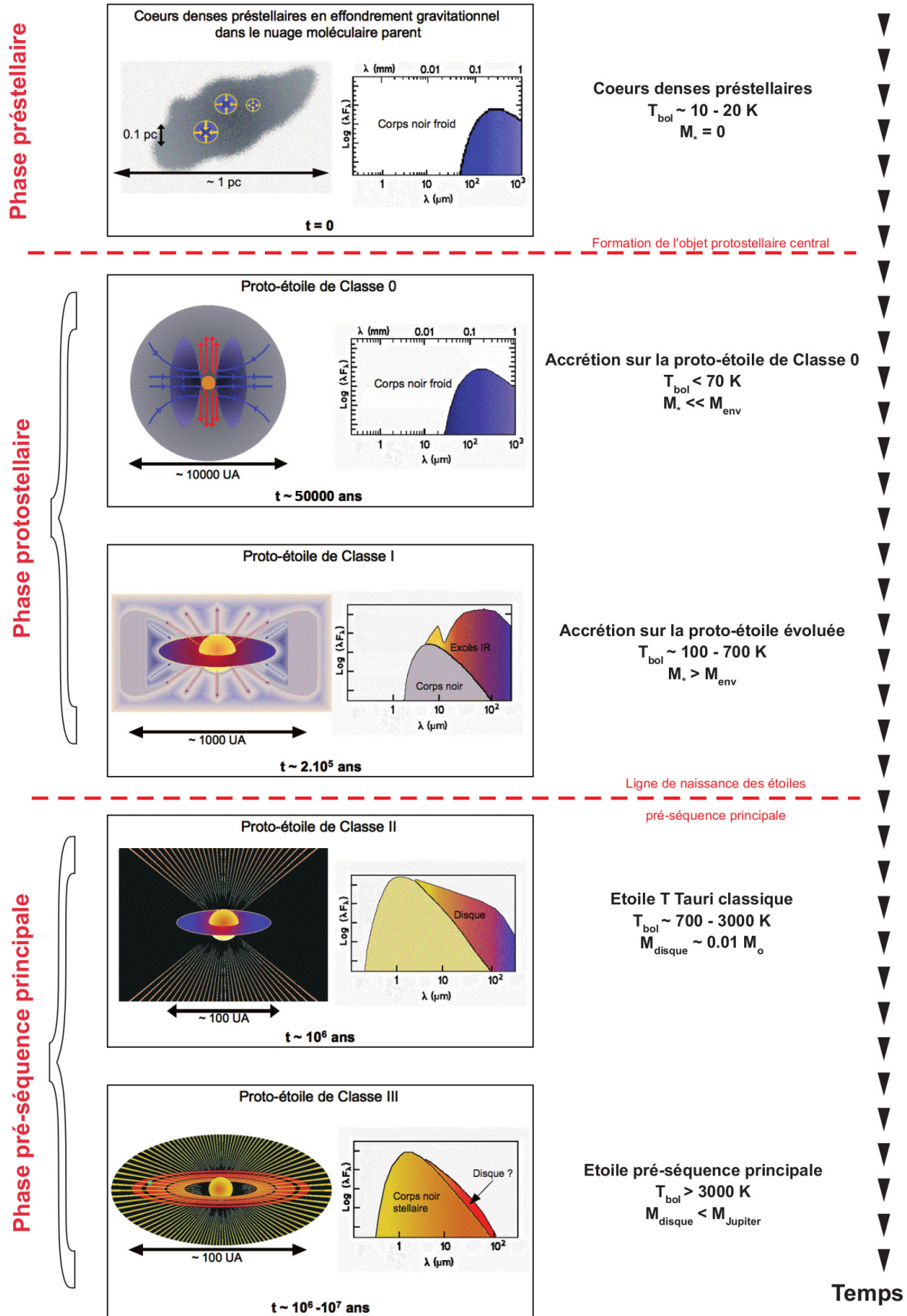


FIGURE I.4. : Séquence évolutive pour la formation des étoiles de faibles masses. Sur la gauche de la figure est schématisée la structure du cœur, sur la droite sa distribution spectrale en énergie (SED). Figure adaptée de [André et al. \(2000\)](#).

- **protoétoile de classe I** : La masse de la protoétoile est maintenant plus grande que celle de l’enveloppe. La contribution de l’émission de la protoétoile dans l’infrarouge moyen et proche IR ($\lambda \sim 2 - 100\mu\text{m}$) est bien visible sur la SED. On observe aussi plus facilement des disques d’accrétion par lesquels le gaz transite entre l’enveloppe et la protoétoile.
- **étoiles jeunes de classe II et III** : L’étoile jeune entre dans une phase dite pré-séquence principale, elle n’accrète plus qu’à un taux très faible et sa masse est proche de la masse finale de l’étoile. Elle est appelée étoile T-Tauri si sa masse stellaire est inférieure à $2 M_{\odot}$, étoile de Herbig si elle est comprise entre 2 et $8 M_{\odot}$. L’enveloppe des étoiles T-Tauri a presque complètement disparue, laissant l’étoile entourée d’un disque circumstellaire qui évolue du disque de gaz et poussière initial (optiquement épais) vers un disque de débris (optiquement mince) dans lequel se forment les planètes. Sur la SED, l’émission de corps noir de l’étoile s’étend de l’ultra-violet jusqu’à l’IR ($\lambda \sim 0.3 - 100\mu\text{m}$), avec un excès dans l’IR dû au disque (pour les Classe II principalement).

Les disques d’accrétion sont surtout étudiés durant la phase pré-séquence principale car l’absence d’enveloppe rend leur détection plus aisée, mais leur rôle dans la dissipation du moment cinétique et le lancement des éjections protostellaires est encore mal compris. Quelques disques autour de classe I ont été détectés (Eisner, 2012; Sheehan et Eisner, 2017), encore très peu durant la classe 0 (voir cependant Maury *et al.*, 2019).

La composition chimique du cœur évolue durant le processus de formation d’étoiles et constitue un autre moyen que la SED et les flots pour les caractériser. Dans les cœurs préstellaires on détecte des molécules traçant les hautes densités et les milieux froids comme le N_2H^+ , le CS, le NH_3 et les molécules deutérées (voir la revue de Bergin et Tafalla, 2007). Avec le chauffage progressif par la protoétoile, des molécules organiques complexes (COMs, voir Sect. 1.1.1), peuvent émettre. La zone de gaz chauffée dans laquelle les COMs sont détectées est appelée *hot corino* (Ceccarelli *et al.*, 2007). Les cœurs préstellaires restent cependant majoritairement détectés indirectement, par l’absence de caractéristiques protostellaires : absence d’émission IR, absence d’éjections protostellaires. Ces critères permettent d’abord de séparer les cœurs *starless* (sans protoétoile) des cœurs protostellaires. Les cœurs préstellaires sont ensuite définis comme étant des cœurs *starless* gravitationnellement liés. Les profils de densité des cœurs préstellaires observés sont proches de ceux de sphères de Bonnor-Ebert (Ward-Thompson *et al.*, 1999; di Francesco *et al.*, 2007).

I.3 Formation des étoiles massives

On qualifie de massives les étoiles dont la masse dépasse $8 M_{\odot}$, ce qui correspond aux types spectraux B3 à B0, O et Wolf-Rayet. Les étoiles les plus massives détectées dépassent $150 M_{\odot}$, et pourraient atteindre $300 M_{\odot}$ (Crowther *et al.*, 2016). Bien moins nombreuses que les étoiles de faibles masses (voir la Sect. 1.5 sur l’IMF), elles jouent pourtant un rôle crucial. Dès leur naissance, elles sont à l’origine de vents stellaires ainsi que d’un rayonnement puissant qui chauffe et ionise leur environnement proche (processus de *feedback*). Leur mort s’accompagne d’un des phénomènes les plus puissants connus, la supernova, entraînant une onde de choc qui pourrait influencer la formation d’étoiles dans tout le nuage moléculaire (Zinnecker et Yorke, 2007). C’est d’ailleurs la masse minimum pour qu’une étoile produise une supernova, $M_{\text{min}} \simeq 8 - 10 M_{\odot}$ (voir e.g. Ibeling et Heger, 2013), qui est à l’origine de la limite choisie pour définir une étoile massive. Enfin, elles sont les seules à synthétiser les atomes plus lourds que l’oxygène.

Pourtant, le processus de formation des étoiles massives est moins bien compris que celui des étoiles de type solaire. La pression de radiation, après avoir longtemps posé des problèmes théoriques, n’est aujourd’hui plus la raison principale qui justifie la nécessité de deux processus distincts (Sect. 1.3.1). La définition du réservoir de masse utilisé pour former l’étoile est au centre des débats

actuels. Après avoir introduit cette question et les modèles proposés pour la formation des étoiles massives (Sect. I.3.2), je discute ces modèles en regard des observations (Sect. I.3.3).

I.3.1 La pression de radiation, une barrière pour l'accrétion ?

Nous avons vu Sect. I.2.1 qu'une protoétoile se contracte avec un temps caractéristique donné par le temps de Kelvin-Helmoltz tout en accrétant depuis son enveloppe pendant une durée essentiellement déterminée par son taux d'accrétion. Une étoile de faible masse a terminé sa phase d'accrétion bien avant de finir de se contracter et d'entrer sur la séquence principale, entre ces deux moments elle se trouve dans la phase pré-séquence principale. Pour les étoiles massives au contraire, la fin de la phase de contraction se produit alors que l'étoile est toujours en train d'accréter.

Les calculs de Palla et Stahler (1990) pour une accrétion sphérique avec un taux d'accrétion $\dot{M}_{\text{acc}} = 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ situent à $M_{\star} \simeq 8 - 10 M_{\odot}$ la limite au delà de laquelle les étoiles en formation n'ont pas de phase pré-séquence principale. Cependant, cette limite varie avec le taux d'accrétion. Pour $\dot{M}_{\text{acc}} = 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, une protoétoile peut accumuler jusqu'à $M_{\star} \simeq 40 M_{\odot}$ avant d'entamer la fusion de l'hydrogène (Hosokawa et Omukai, 2009). Cet allumage retardé s'explique par le fait qu'avec un taux d'accrétion plus fort, la protoétoile a un rayon plus grand et de là une température plus faible durant sa phase d'accrétion.

Ces réactions nucléaires internes contribuent à une forte augmentation de la luminosité interne de la (proto)étoile. La luminosité totale L_{bol} d'une protoétoile se décompose en deux composantes : une luminosité interne, L_{\star} , et une luminosité d'accrétion, L_{acc} , ce qu'on peut écrire

$$L_{\text{bol}} = L_{\star} + L_{\text{acc}} = L_{\star} + \frac{GM_{\star}\dot{M}_{\text{acc}}}{R_{\star}} \quad (\text{I.7})$$

avec M_{\star} et R_{\star} la masse et le rayon de la (proto)étoile. On notera que la luminosité d'accrétion elle-même est plus forte pour une protoétoile massive, considérant qu'elle augmente avec M_{\star} et \dot{M}_{acc} . Au moment où la protoétoile entre sur la séquence principale, elle émet principalement dans l'UV et le visible. Ce rayonnement crée une pression, la pression de radiation, qui freine les flots d'accrétion sur la protoétoile, et pourrait être suffisante pour stopper l'accrétion au delà d'une certaine limite. Pour comprendre cette limite, il convient de distinguer deux effets de la pression de radiation.

A l'interface entre l'enveloppe et la protoétoile se trouve une zone où les poussières sont vaporisées par le rayonnement UV, le front de destruction des poussières (voir Fig I.5a). La pression de radiation a un effet de freinage direct à cet interface, on exprime la condition pour que le flux de gaz traverse cette barrière par une inégalité sur les quantités de mouvement :

$$\dot{M}v > \frac{L_{\text{bol}}}{c} \Leftrightarrow \dot{M}_{\text{acc}} > \frac{L_{\text{tot}}}{c} \sqrt{\frac{r_{\text{d}}}{2GM_{\star}}} \quad (\text{I.8})$$

où la deuxième inégalité est obtenue en prenant la vitesse de chute de libre au rayon du front de destruction des poussières, r_{d} . Cette première barrière peut donc être franchie pour un taux d'accrétion suffisamment haut, $\dot{M}_{\text{acc}} > 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ d'après Wolfire et Cassinelli (1987).

Au delà du front de destruction des poussières, le rayonnement de la protoétoile est absorbé puis ré-émis dans l'infrarouge plusieurs fois de suite par les poussières de l'enveloppe (voir Fig I.5a). Cette radiation freine les flots d'accrétion avant qu'ils n'arrivent au front de destruction des poussières. Elle agit sur une plus grande épaisseur de l'enveloppe de sorte que son effet est cumulatif, comme dans un processus de diffusion. Pour que l'accrétion se poursuive, la force de gravitation doit dominer la force de pression radiative :

$$\frac{GM_{\star}}{r^2} > \frac{\kappa L_{\text{bol}}}{4\pi r^2 c} \Leftrightarrow \frac{L_{\text{bol}}}{M_{\star}} < \frac{4\pi Gc}{\kappa} = 1600 \left(\frac{8 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}}{\kappa_{\text{R}}} \right) \frac{L_{\odot}}{M_{\odot}} \quad (\text{I.9})$$

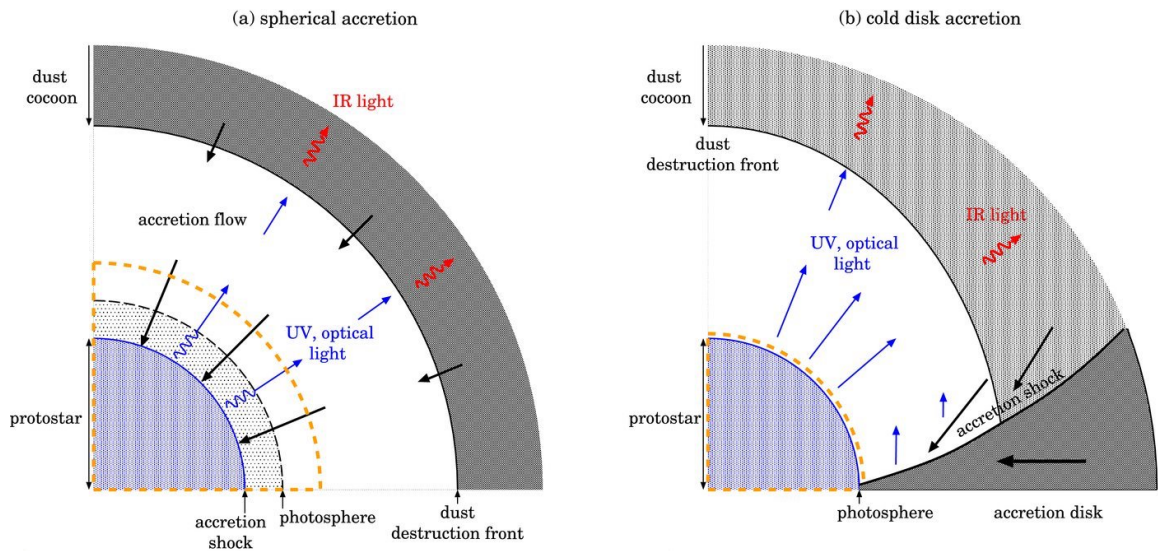


FIGURE 1.5. : Schéma illustrant deux géométries d'accrétion. La protoétoile, délimitée par sa photosphère, est entourée d'une enveloppe de poussière (*dust cocoon*). Entre la photosphère et le front de destruction des poussières (*dust destruction front*), le rayonnement UV/visible est suffisant pour vaporiser les poussières, au delà de ce rayonnement est absorbé par les poussières et réémis dans l'IR. Pour l'accrétion sphérique (a) les flots d'accrétion arrivent directement sur la photosphère et forment un front de choc sphérique tandis que pour l'accrétion via un disque (b) le gaz passe par un disque circumstellaire avant d'arriver sur la protoétoile par son équateur. L'écrantage par ce disque permet au gaz d'atteindre la photosphère plus facilement. Figure tirée de [Hosokawa et al. \(2010\)](#)

avec κ l'opacité massique moyenne des poussières sur l'intervalle de fréquence considéré. On peut alors estimer la masse maximale d'une protoétoile avant que son rayonnement ne stoppe l'accrétion, à condition de donner l'évolution de sa luminosité avec sa masse. Pour $\kappa \simeq 5 - 10 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$, des valeurs typiques dans l'IR, la limite pour une accrétion sphérique se situe entre 10 et $20 M_{\odot}$ ([McKee et Ostriker, 2007](#); [Krumholz et al., 2009](#)), bien en deçà de l'étoile la plus massive détectée. Contrairement à la radiation UV au front de destruction des poussières, la deuxième (ou première par ordre chronologique) barrière que pose ce rayonnement IR diffus ne peut pas être surmontée par un taux d'accrétion plus élevé. Plusieurs autres solutions ont été testées (voir la revue de [McKee et Ostriker, 2007](#)), comme par exemple diminuer le rapport gaz-sur-poussière et la taille des grains ([Wolfire et Cassinelli, 1987](#)). Des simulations en 2D adoptant une symétrie axiale ([Yorke et Sonnhalter, 2002](#)), puis en 3D ([Kuiper et al., 2010](#); [Klassen et al., 2016](#)) montrent que l'accrétion via un disque (illustrée Fig 1.5b) permet de former des étoiles de plus de $100 M_{\odot}$. D'autres groupes mettent en avant le rôle d'instabilités de Rayleigh-Taylor¹ pour canaliser le gaz vers la protoétoile ([Krumholz et al., 2009](#); [Rosen et al., 2016](#)).

Ainsi, si les détails des mécanismes d'accrétion sont encore débattus (voir section suivante), la pression de radiation n'est plus considérée comme une barrière à la formation des étoiles massives. Tous les mécanismes de *feedback* sont maintenant assez bien pris en compte dans les simulations récentes ([Kuiper et Hosokawa, 2018](#)), néanmoins les effets du champ magnétique sont encore trop souvent négligés.

¹ instabilité à l'interface entre deux fluides de densité différentes, se manifeste par une poussée de fluide le plus dense dans le fluide moins dense

I.3.2 Les modèles de formation

Il existe deux grandes familles de modèles pour la formation des étoiles massives qui diffèrent notamment par leurs définitions du réservoir de masse, c'est à dire la masse totale disponible pour former l'étoile.

Le modèle de **cœur turbulent** (ou d'effondrement monolithique) pour la formation des étoiles massives, développé par [McKee et Tan \(2003\)](#), est une extension du modèle "standard" de [Shu et al. \(1987\)](#) pour la formation des étoiles de faibles masses (voir Sect. [1.2.1](#)). Il s'appuie sur deux caractéristiques observées dans les régions de formation d'étoiles massives (notamment par [Plume et al., 1997](#)) : elles possèdent des densité de surface plus grandes que les régions de formation d'étoiles de faibles masses ($\Sigma_{\text{nuage}} \sim 0.1 - 1 \text{ g cm}^{-2}$ sur $\sim 1 \text{ pc}$ contre $\sim 0.01 - 0.1 \text{ g cm}^{-2}$) et sont dominées par des mouvements turbulents supersoniques ($\Delta V \sim \text{km s}^{-1}$ contre $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$). Ce modèle prend comme conditions initiales un cœur proche de l'équilibre hydrostatique confiné par la pression du nuage $P_{\text{nuage}} \propto \Sigma_{\text{nuage}}^2$. En adoptant un profil de densité $\rho \propto r^{-1.5}$ et un profil de pression $P \propto \rho^{2/3} \propto r^{-1}$, la vitesse effective du son $c_{\text{eff}}^2 = P/\rho$ peut s'exprimer en fonction de la densité de surface du nuage, Σ_{nuage} (en g cm^{-2}), et de la masse finale de l'étoile $M_{\star f}$, l'équation [1.5](#) devient alors :

$$\dot{M}_{\text{acc}}(t) \simeq 5 \times 10^{-4} \left(\frac{M_{\star f}}{60 \epsilon_{\text{cœur}} M_{\odot}} \right)^{3/4} \Sigma_{\text{nuage}}^{3/4} \left(\frac{M_{\star}(t)}{M_{\star f}} \right)^{1/2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \quad (\text{I.10})$$

avec $M_{\star}(t)$ la masse de la protoétoile à l'instant t et $\epsilon_{\text{cœur}}$ l'efficacité de conversion de la masse du cœur en masse d'étoile (voir Sect. [1.5.3](#)). On notera qu'ici cette efficacité est supposée constante tout au long du processus d'accrétion, de sorte qu'à tout instant la masse de la protoétoile est proportionnelle à la masse du cœur. Cela explique pourquoi le taux d'accrétion augmente avec le temps pour atteindre sa valeur maximale quand $M_{\star}(t) = M_{\star f}$. Le rayon du cœur est donné par

$$R_{\text{cœur}} \simeq 0.06 \left(\frac{M_{\star f}}{60 \epsilon_{\text{cœur}} M_{\odot}} \right)^{3/4} \Sigma_{\text{nuage}}^{-1/2} \text{ pc} \quad (\text{I.11})$$

Pour former une étoile de $100 M_{\odot}$ avec $\epsilon_{\text{cœur}} = 0.5$ dans un nuage avec $\Sigma_{\text{nuage}} = 1 \text{ g cm}^{-2}$, le taux d'accrétion maximal est $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, une valeur suffisante pour surmonter la pression de radiation directe (voir Sect. [1.3.1](#)).

Dans ce modèle d'effondrement monolithique, la masse nécessaire à la formation de l'étoile doit donc être rassemblée avant l'effondrement en un cœur préstellaire massif qui constitue l'unique réservoir de masse. Comme pour les cœurs préstellaires de faibles masses dans le modèle de [Shu et al. \(1987\)](#) mais à une échelle supérieure ($M_{\text{cœur}} \simeq 200 M_{\odot}$ et $R_{\text{cœur}} \simeq 0.15 \text{ pc}$ pour former $M_{\star} = 100 M_{\odot}$, soit plus d'un ordre de grandeur au dessus), ces structures se formeraient de façon quasi-statique et seraient maintenues en équilibre par un niveau de turbulence et une pression externe accrues. Pourquoi ces cœurs préstellaires massifs devraient-ils former une seule étoile massive plutôt qu'un amas d'étoiles de plus petites masses, proches de la masse de Jeans? Les simulations numériques n'ont pas encore permis de trancher sur cette question, la fragmentation pourrait empêcher la formation d'étoiles massives ([Dobbs et al., 2005](#)) ou au contraire être inhibée par les processus de *feedback* ([Krumholz et al., 2007](#)) ou le champ magnétique ([Price et Bate, 2007](#)).

D'autres modèles adoptent une vision plus dynamique de la formation des étoiles massives, dans laquelle les interactions entre la protoétoile et le nuage ou entre les protoétoiles jouent un rôle majeur. Ces modèles s'appuient sur des observations montrant que les étoiles massives se forment dans des environnements différents des étoiles de faibles masses, en grande majorité dans des amas ($\sim 90 - 95\%$, voir [Zinnecker et Yorke, 2007](#)) avec une dynamique plus forte ([Peretto et al., 2013](#)).

Le scénario de **coalescence**, proposé par [Bonnell *et al.* \(1998\)](#), suggère que des étoiles massives pourraient se former par collision de (proto)étoiles de faibles masses dans un amas. Cela nécessite des densités stellaires de l'ordre de 10^8 étoiles pc^{-3} , au moins pendant un certain temps. De telles conditions ne peuvent être que rares car les plus fortes densités mesurées sont de l'ordre de 10^4 - 10^5 étoiles pc^{-3} (5 protoétoiles dans une sphère de 0.015 pc de rayon dans W3 IRS5, [Megeath *et al.*, 2005](#)). Dans une variante de ce modèle ([Bonnell et Bate, 2005](#)), un système binaire d'étoiles massives proches pourraient produire une étoile encore plus massive sous l'effet d'une perturbation externe. La densité requise est alors réduite à $\sim 10^6$ étoiles pc^{-3} .

Le scénario d'**accrétion compétitive**, proposé par [Bonnell *et al.* \(2001\)](#), suppose quant à lui que dans un amas, les protoétoiles initialement toutes de faibles masses partagent un réservoir de masse commun et que leur évolution est essentiellement déterminée par leur position dans le potentiel gravitationnel. Le taux d'accrétion s'exprime alors comme :

$$\dot{M}(t) = \pi \rho_{\text{nuage}} v_{\text{rel}} R_{\text{acc}}^2 \quad (\text{I.12})$$

avec ρ_{nuage} la densité locale du gaz, v_{rel} la vitesse relative de la protoétoile par rapport au gaz et R_{acc} le rayon d'accrétion de la protoétoile, c'est à dire le rayon de sa zone d'influence gravitationnelle. Une protoétoile située au centre de l'amas aura un taux d'accrétion plus élevé qu'une protoétoile située en périphérie car la densité locale y est plus forte. Cet effet est renforcé par le fait que les protoétoiles ont accès à un réservoir de masse de plus en plus grand à mesure qu'elles gagnent en masse, en effet le rayon d'accrétion augmente avec la masse. Une des forces de ce modèle est d'expliquer naturellement la ségrégation en masse observée dans les amas stellaires (voir Sect [1.5.1](#)). Il s'appuie sur des simulations ([Bonnell *et al.*, 2004](#)) montrant que les protoétoiles devenant les plus massives accrètent du gaz depuis de grandes distances dans l'amas. Ces protoétoiles massives se retrouvent aussi en compétition avec des protoétoiles de faibles masses situées dans leurs zones d'influence gravitationnelle.

Des simulations plus récentes ([Smith *et al.*, 2009](#); [Wang *et al.*, 2010](#)) mettent en évidence le lien entre la dynamique globale du nuage et la formation des étoiles les plus massives. L'effondrement global du nuage, observé sur des échelles de l'ordre du parsec, nourrirait directement l'effondrement local, à l'échelle du cœur (<0.1 pc). Ici la "compétition" entre une protoétoile massive et les protoétoiles de faibles masses l'accompagnant joue un rôle moins important que dans le modèle initial d'accrétion compétitive. [Wang *et al.* \(2010\)](#) montrent aussi que les effets de *feedback* des éjections protostellaires peuvent fortement limiter l'effondrement global du nuage et de là le taux d'accrétion des protoétoiles. Ce lien entre la formation et l'évolution du nuage et la formation d'étoiles est développé plus avant dans le modèle d'*effondrement hiérarchique global* ([Vázquez-Semadeni *et al.*, 2009, 2019](#)) proposant un cadre théorique aux phénomènes de fragmentation et d'effondrement intervenant sur de vastes échelles spatiales et temporelles.

Pour une discussion plus poussée des modèles de formation d'étoiles massives, le lecteur intéressé pourra se référer aux revues de [Zinnecker et Yorke \(2007\)](#) et [Tan *et al.* \(2014\)](#) ou à celle plus générales de [McKee et Ostriker \(2007\)](#).

I.3.3 Une séquence évolutive encore incertaine

Nos connaissances sur la formation des étoiles massives sont fortement limitées par les difficultés à observer les régions où elles se forment. Ces difficultés sont liées à des particularités déjà évoquées à la section [1.3.1](#) :

- Les étoiles massives étant plus rares que les étoiles de faible masse, il faut observer plus loin du Soleil pour en trouver un nombre suffisant pour des études statistiques. Si les régions de

formation d'étoiles massives étaient réparties de façon homogène dans notre Galaxie, il s'agirait d'un simple argument statistique. Ce n'est en réalité pas le cas, et l'environnement solaire proche ($\lesssim 500$ pc), la Gould Belt, est plutôt vu comme une zone défavorable à la formation des étoiles massives (voir Sect. 1.1.1). Observer plus loin en conservant une bonne résolution spatiale nécessite d'accroître la résolution angulaire. L'interférométrie radio submillimétrique a permis de grands progrès (voir Chap. II) mais encore aujourd'hui il est difficile d'obtenir des échantillons statistiques de régions de formation d'étoiles massives.

- Le temps d'évolution des protoétoiles massives est plus court que celui des protoétoiles de faible masse ($t_{\text{KH}} \sim 10^{5-6}$ yr contre $\sim 10^7$ yr), ce qui limite encore plus le nombre d'objets qu'on peut observer.
- Conséquence du point précédent, les protoétoiles massives sont encore en phase d'accrétion lorsqu'elles entrent sur la séquence principale. De ce fait, elles sont entourées d'une enveloppe de gaz durant toute leur formation. De plus, ces enveloppes sont souvent plus denses (par ex. Plume *et al.*, 1997), on dit que les protoétoiles massives sont plus enfouies. Cela se traduit par une extinction du rayonnement de la protoétoile plus forte. Sous certaines conditions l'ensemble du nuage moléculaire est opaque au rayonnement infrarouge, de telles régions sont appelées nuages sombres infrarouges (IRDC, voir notamment le catalogue de Peretto *et al.*, 2009).

En outre, de nouveaux mécanismes interviennent tout au long de l'évolution des cœurs massifs : le rayonnement de la protoétoile interagit fortement avec l'enveloppe, et cela avant même qu'elle n'entre sur la séquence principale (voir Sect. 1.3.1); le cœur est susceptible d'être alimenté par des flots d'accrétion à grande échelle dans le nuage (voir Sect. 1.3.2). Il n'existe donc pas de séquence évolutive bien établie permettant de classer les cœurs selon leurs caractéristiques. Plusieurs grandes phases ont cependant été identifiées, avec une nomenclature variée (voir les revues de Beuther *et al.*, 2007; Motte *et al.*, 2018a).

Les **régions H_{II}** se forment autour des protoétoiles massives quand leur rayonnement UV est suffisamment intense pour ioniser l'hydrogène. Dans le plasma formé, les électrons libres émettent dans le domaine centimétrique par des processus de *free-free*. Les régions H_{II} caractérisent des protoétoiles massives déjà évoluées, quand le taux d'accrétion est suffisamment bas pour permettre aux photons d'atteindre les parties internes de l'enveloppe (Churchwell, 2002). Une classification a été établie suivant leur taille : région H_{II} hypercompacte pour les plus petites ($\lesssim 0.01$ pc) et denses, puis ultracompacte ($\lesssim 0.1$ pc) et enfin compacte. Avec le temps, le front d'ionisation peut s'étendre jusqu'à plusieurs parsec autour de l'étoile, comme c'est le cas de la région H_{II} autour de l'amas Wolf-Rayet de W43. Historiquement, les régions H_{II} ont été les premières structures associées à la formation des étoiles massives (Kurtz *et al.*, 2000).

Les premières **structures protostellaires massives** ont été cherchées comme des précurseurs de régions H_{II}, à partir de catalogues de sources brillantes en IR (Plume *et al.*, 1997; Beuther *et al.*, 2002) ou de sources masers (Molinari *et al.*, 1998; Hill *et al.*, 2005). Ces structures sont nommées *High-Mass protostellar Objects* (HMPO), *Massive Young Stellar Object* (MYSO), ou encore *Massive Dense Core* selon les études. Ces termes peuvent regrouper des objets de tailles variées (de ~ 0.1 à ~ 1 pc) dans les relevés menés sur des régions à différentes distances. Dans un relevé millimétriques mené dans une région de Cygnus X, Motte *et al.* (2007) introduit une limite basée sur l'émission IR attendue d'une étoile de $8 M_{\odot}$ sur la séquence principale (correspondant à une luminosité de $10^3 L_{\odot}$) pour évaluer l'état évolutif de MDC de 0.1 pc. Les MDC les plus évolués sont qualifiés d'*IR-bright*, les plus jeunes d'*IR-quiet*.

Comme pour les cœurs de faibles masses, la détection de flots ou de zones de gaz chauffées dans lesquelles émettent des COMs (*hot core*) peut être utilisée pour confirmer la nature protostellaire de ces structures. La construction des distributions en énergie (SED) permet aussi de calculer la luminosité bolométrique L_{bol} des MDC (voir Sect. 1.2.2). On peut alors utiliser des critères plus fiables pour séparer les MDC *IR-bright* des *IR-quiet*, similaires à ceux utilisés pour distinguer les protoétoiles de classe 0 des classes I pour les faibles masses. Plusieurs régions de formation d'étoiles massives situés jusqu'à 3 kpc (voir Fig. 1.1) ont ainsi été cartographiées afin d'identifier des MDC, notamment dans le cadre du programme *Herschel* HOBYS (Tigé *et al.*, 2017; Rayner *et al.*, 2017; Ruseil *et al.*, 2019). Citons aussi parmi les autres relevés de régions de formation d'étoiles massives le programme *Herschel* Hi-GAL (Molinari *et al.*, 2010) et le grand relevé submillimétrique de notre galaxie ATLASGAL (Schuller *et al.*, 2009; Csengeri *et al.*, 2017). Dans tous ces relevés, les tailles des structures protostellaires massives étudiées restent souvent plus grandes que celle des cœurs de faibles masses.

Comment se forment les cœurs protostellaires massifs? Cette question est au cœur des débats et aucun consensus n'a encore été trouvé. L'existence de cœurs préstellaires massifs, analogues aux cœurs préstellaires de faibles masses, est un élément essentiel dans le modèle du *cœur turbulent* (voir section précédente). Pourtant, les nombreux relevés menés dans le (sub)millimétriques ont montré que ces objets, s'ils existent, sont très rares.

De nombreux MDC *starless* (~ 0.1 -1 pc) ont été identifiés dans les études *Herschel* précédemment citées (voir aussi Sect. 1.5.2) ou dans des IRDC (Butler et Tan, 2012; Pillai *et al.*, 2019). Observés à plus haute résolution angulaire, la plupart se sous-fragmentent en cœurs denses (~ 0.01 pc) de plus faibles masses ou ne montrent pas de structures compactes. Par exemple, les observations ALMA par Louvet *et al.* (2018) de 9 MDC *starless* identifiés par Tigé *et al.* (2017) dans NGC6334 n'ont révélé que 3 cœurs préstellaires avec des masses entre 0.2 et 2.6 M_{\odot} dans 1300 ua. Ainsi seule une poignée de (candidats) cœurs préstellaires massifs a été identifiée à ce jour. Parmi eux CygXN53-MM2, le seul cœur massif de Cygnus X qui semble dépourvu de flots sur les 9 détectés par Duarte-Cabral *et al.* (2013), ou G028CA9 identifié par Kong *et al.* (2017) dans une étude en N_2D^+ de 32 MDC de l'échantillon de Butler et Tan (2012). Je présente au chapitre iv la découverte d'un candidat cœur préstellaire massif dans W43-MM1 (Nony *et al.*, 2018).

On peut estimer la durée de vie statistique des cœurs préstellaires massifs en comparant leur nombre à celui des cœurs protostellaires massifs détectés dans la même région. La durée obtenue est de l'ordre de $1 - 7 \times 10^4$ yr (Motte *et al.*, 2018a), soit proche voire plus petit que le temps de chute libre pour la densité attendue d'un cœur ($t_{\text{ff}} \simeq 1 - 3 \simeq 10^4$ ans pour $n_{\text{H}_2} \sim 10^6 - 10^7 \text{cm}^{-3}$, voir Eq. 1.4). Cela semble en contradiction avec la façon dont les cœurs préstellaires massifs sont présentés dans le modèles du *cœur turbulent*, à savoir des structures évoluant de façon quasi-statique vers un état d'équilibre et nécessitant donc des temps de formation plus longs.

Plusieurs études de fragmentation dans des MDC vont aussi à l'encontre du modèle d'accrétion compétitive initial de Bonnell *et al.* (2001) qui suggérait que les cœurs massifs devraient être entourés de nombreux cœurs de plus faibles masses (Bontemps *et al.*, 2010; Palau *et al.*, 2013). Les scénarios ultérieurs de Smith *et al.* (2009) semblent plus compatibles avec les observations. La forte dynamique des régions de formation d'étoiles massives a aussi été observée dans de nombreuses études sous la forme de nuages en effondrement global et de flots d'accrétion le long de filaments convergeant (Schneider *et al.*, 2010; Csengeri *et al.*, 2011; Wyrowski *et al.*, 2016). Les cœurs massifs semblent se situer plus fréquemment à la jonction de filaments (*hub*), alimentés par des taux d'accrétion à grande échelle jusqu'à $10^{-2} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (Peretto *et al.*, 2013; Lu *et al.*, 2018; Schwörer *et al.*, 2019). Ces éléments sont en accord avec le modèle d'effondrement hiérarchique global de Vázquez-Semadeni *et al.* (2019) et pourraient permettre de dégager une voie alternative aux cœurs préstellaires massifs. Dans la séquence évolutive proposée par Motte *et al.* (2018a), illustrée sur la

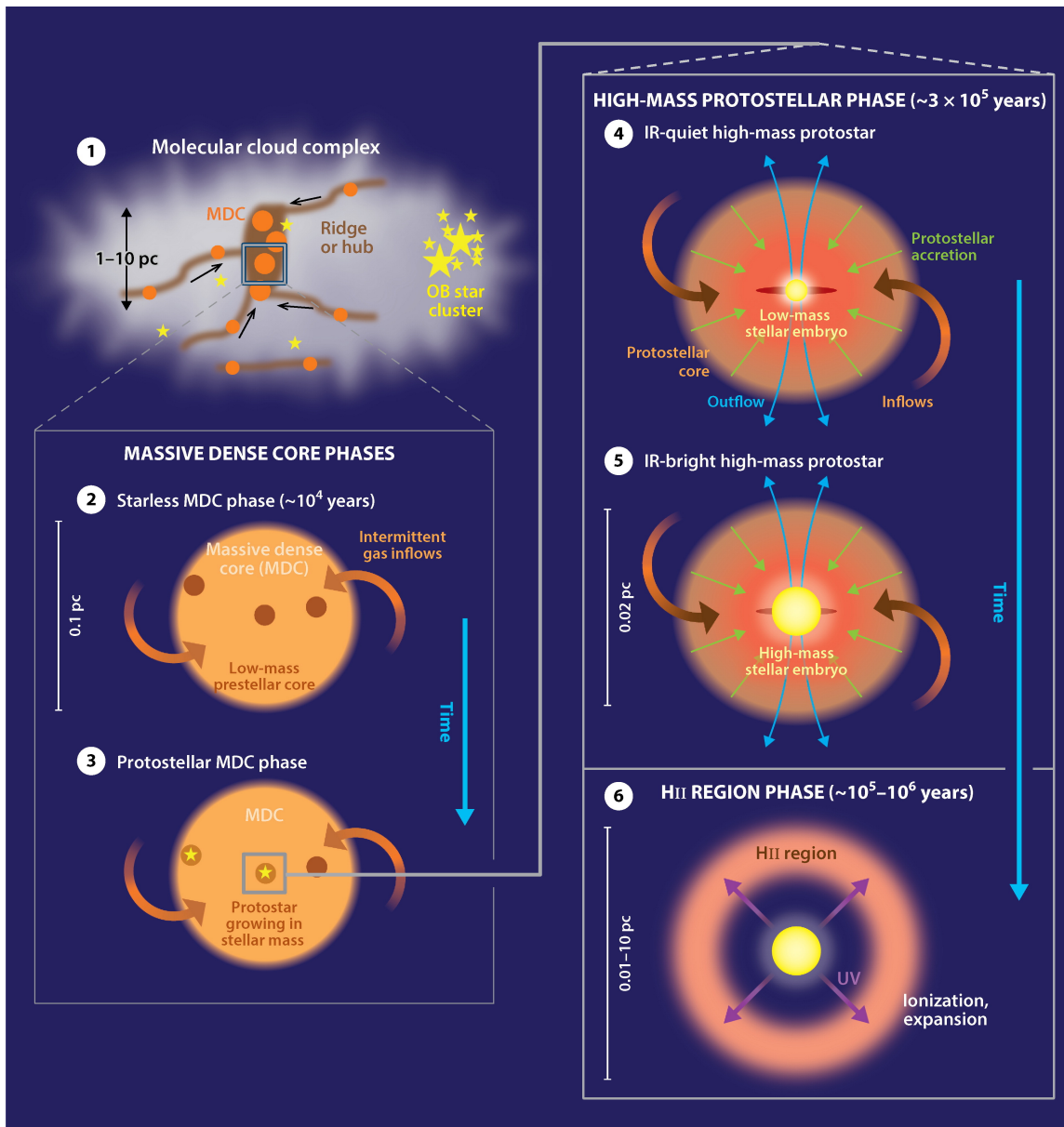


FIGURE I.6. : Séquence évolutive proposée par [Motte et al. \(2018a\)](#) pour la formation des étoiles massives . (1) Les sites de formations d'étoiles sont typiquement situés à la jonction de filaments (*hub*) ou dans des filaments massifs (*ridge*). Les *Massive Dense Core* (MDC) *starless* qui s'y forment ne contiennent initialement que des cœurs préstellaires de faibles masses (2), quand ces derniers évoluent vers des cœurs protostellaires de faibles masses on parle de MDC *IR-quiet* (3) et (4). Sous l'effet d'effondrements hiérarchiques, les MDC et les cœurs gagnent en masse de façon simultanée. Quand l'embryon stellaire dépasse $8 M_{\odot}$, le MDC devient *IR-bright* (5). Vers la fin de la phase d'accrétion, le rayonnement UV stellaire est suffisamment fort pour ioniser l'enveloppe, créant une région H_{II} qui se développe progressivement (6).

Figure 1.6, les cœurs protostellaires massifs se forment à partir de cœurs protostellaires de faibles masses quand ils sont dans des environnements favorables.

I.4 Processus d'éjection de matière durant la phase protostellaire

Nous avons vu que la phase protostellaire se caractérise principalement par deux processus intimement liés : l'accrétion du gaz de l'enveloppe sur la protoétoile et l'éjection de matière depuis les parties internes de la protoétoile vers le nuage parent. Dans cette partie je décris les principales caractéristiques de ces éjections, en mettant l'accent sur les contraintes apportées par les observations millimétriques ; puis je détaille la variabilité des processus d'accrétion-éjection, une question sur laquelle j'ai directement travaillé ; enfin je présente les modèles proposés pour expliquer les processus d'éjections.

I.4.1 Caractéristiques des éjections

Les processus d'éjection de matière sont omniprésents en astrophysique, on les trouve aussi bien à la fin du cycle de vie des étoiles, lorsqu'elles deviennent des nébuleuses planétaires ou des supernovæ, qu'associés aux noyaux actifs de galaxies, couvrant des échelles bien différentes en taille et en énergie. Pour les étoiles en formation ces éjections sont observées durant la phase protostellaire (classe 0 et classe I) jusqu'à la phase pré-séquence principale (classe II, étoiles T Tauri et Herbig AeBe). En dispersant une partie du gaz de l'enveloppe, les éjections protostellaires contribuent à limiter l'accrétion du cœur vers la protoétoile (voir Section 1.5.3). Elles pourraient aussi jouer un rôle important dans l'évacuation du moment angulaire de la protoétoile et de son disque. Enfin, elles influencent fortement la formation d'étoiles à l'échelle du nuage moléculaire en réinjectant de la turbulence, dans un processus qualifié de *feedback* (voir aussi Sect. 1.2.1).

L'étude spectroscopique des éjections protostellaires étant indispensable à leur compréhension, je vais commencer par rappeler quelques notions et définitions importantes. Une raie spectrale est la distribution en fréquence de l'intensité émise par un atome, une molécule, voire des petites poussières. Chaque raie est liée à la transition entre deux niveaux d'énergie du système, sa fréquence au repos est proportionnelle à la différence d'énergie. Dans la suite, je parlerai essentiellement des raies détectées dans le domaine millimétrique, associées aux mouvements de rotation des molécules et à des transitions entre des niveaux identifiés par le nombre quantique J . Par exemple, la raie du monoxyde de carbone associée à la transition entre les niveaux $J=2$ et $J=1$ sera notée CO(2-1). J'utiliserai aussi les notations E_u et J_u pour caractériser le niveau haut (*up*) de la transition. Au premier ordre, une raie spectrale prend un profil gaussien, caractérisé par 3 paramètres : sa fréquence centrale, sa largeur et son intensité maximale. La fréquence centrale mesurée est décalée par effet Doppler par rapport à la fréquence au repos de la transition à cause du mouvement global de la source par rapport à l'observateur. Ce décalage permet de calculer la vitesse systémique (V_{LSR}) de la source dans le référentiel terrestre. La largeur de la raie, mesurée à mi-hauteur (FWHM), est liée à l'agitation thermique et turbulente du gaz, l'intensité de la raie au couplage entre la quantité et la température du gaz qui émet.

DESCRIPTION QUALITATIVE : MORPHOLOGIE DES JETS ET FLOTS

Les premiers indices d'éjection protostellaire ont été découverts par [Herbig \(1951\)](#) et [Haro \(1952\)](#) sous la forme de nébulosités observées dans le visible et traçant du gaz atomique ionisé ($H\alpha$, [OII], [SII], ...). Ces objets de Herbig-Haro (HH) ont par la suite été interprétés comme des zones de chocs où le gaz du milieu interstellaire est excité par un jet supersonique (voir par exemple [Dopita, 1978](#)). Au début des années 2000, on recensait près de 500 objets HH (voir le catalogue

<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=HH>), principalement observés dans des régions de formation d'étoiles proches comme le Taureau ou Orion. Les éjections protostellaires sont aussi observées avec les transitions rotationnelles et rovibrationnelles de l'hydrogène moléculaire H_2 ($\lambda \simeq 2 - 30 \mu m$, proche IR), notamment grâce à des télescopes spatiaux comme l'*Infrared Space Observatory* (ISO) ou *Spitzer*. Ces observations révèlent un gaz dense ($n_{H_2} \sim 10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$), chaud ($T \sim 10^2 - 10^3 \text{ K}$) et accéléré jusqu'à des vitesses de plusieurs centaines de km s^{-1} . Ce gaz chaud est aussi tracé par les transitions à haut niveau d'énergie de molécules comme CO ($J_u \geq 9$, correspondant à $E_u/k \geq 250 \text{ K}$) et H_2O dans l'IR lointain ($\lambda \simeq 50 - 300 \mu m$). Goicoechea *et al.* (2015) a par exemple identifié avec le satellite *Herschel* des transitions de CO jusqu'à $J_u = 48$ dans la région Orion BN/KL. Toutefois ce sont des transitions plus facilement détectables comme celles à bas niveau d'énergie du CO ($J_u \leq 3$, correspondant à $E_u/k \leq 33 \text{ K}$) ou du SiO dans le domaine millimétrique qui sont les plus fréquemment utilisées pour caractériser les éjections protostellaires. Les observations (sub)millimétriques sont possibles depuis le sol, grâce aux fenêtres atmosphériques à 0.35, 0.45, 0.85, 1.3 et 3 mm, avec des télescopes comme le 30 m de l'IRAM et APEX ou avec des interféromètres comme ALMA et NOEMA (voir Chap. II). Contrairement aux objets HH qui peuvent se former à plusieurs parsec de la protoétoile, les flots moléculaires en CO sont confinés aux limites du nuage moléculaire (voir par ex. Reipurth et Bally, 2001). Le CO permet aussi d'accéder aux zones plus enfouies en traçant la phase froide ($10 - 20 \text{ K}$) du gaz moléculaire où H_2 émet peu. Ces caractéristiques sont illustrées Figure I.7 avec le cas de HH211, lancé par une protoétoile de type solaire ($M_{\text{coeur}} \simeq 0.2 M_{\odot}$) de classe 0.

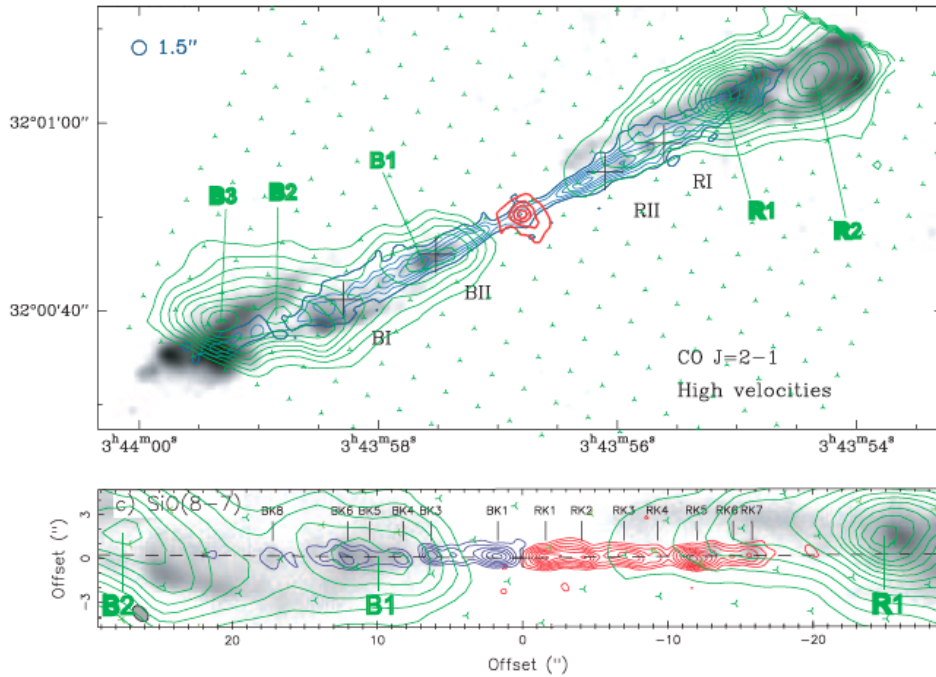


FIGURE I.7. : Éjection protostellaire de HH211 vue en H_2 , CO et SiO. H_2 est représenté en couleurs grises pour la transition $\nu=1-0$ S(1) à $2.1 \mu m$ (McCaughrean *et al.*, 1994) et en contours verts pour la transition $\nu=0-0$ S(5) à $6.9 \mu m$ (Dionatos *et al.*, 2010). **Panneau du haut** : le jet est tracé par la composante haute vitesse du CO(2-1), en contours bleus, tandis qu'au centre le cœur (classe 0, $M_{\text{coeur}} \simeq 0.2 M_{\odot}$) est révélé par le continuum à 1.3 mm en contours rouges (Gueth et Guilloteau, 1999). **Panneau du bas** : zoom sur la partie interne de l'éjection, avec en contours bleus et rouges les 2 lobes du jet tracés par du SiO(8-7) (Lee *et al.*, 2007). Figure adaptée de Dionatos *et al.* (2010).

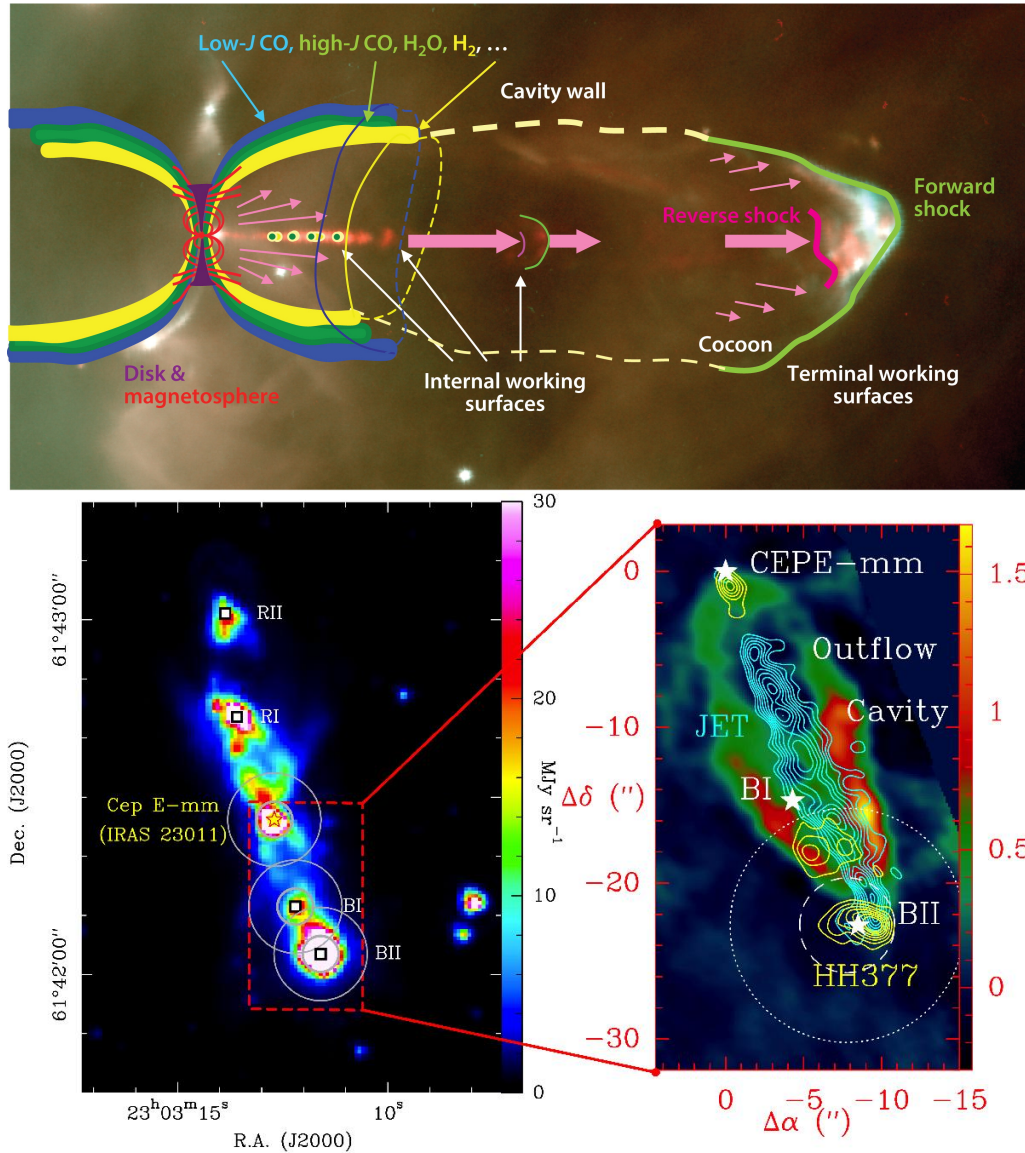


FIGURE 1.8. : **Panneau du haut** Schéma montrant les principales composantes liées à une éjection protostellaire. Le disque protostellaire (en violet) et son champ magnétique (en rouge) produisent un jet fortement collimaté qui se sous-structure en plusieurs noeuds observables en CO, puis se propage hors du nuage parent (flèches roses) et va chauffer et exciter le gaz environnant au niveau de zones de chocs (traits magenta et vert). Autour du jet se développe une cavité constituée de plusieurs couches représentées en bleu et vert (CO) puis en jaune (H_2) avec des niveaux d'excitation croissants. L'image en couleur montre HH34 (dans Orion A) et son jet en $H\alpha$ (bleu) et [SII] (rouge). Figure tirée de [Bally \(2016\)](#).

Panneau du bas : Éjection protostellaire de Cepheus E-mm vue à $4.5 \mu m$ avec Spitzer (à gauche) et pour le lobe sud avec les observations CO(2-1) de [Lefloch et al. \(2015\)](#) (zoom à droite). Différents intervalles d'intégration ont été choisis pour montrer les différentes composantes : la cavité, en couleur, sur $[-1 : -4] \text{ km s}^{-1}$; le bow shock HH377, en contours jaune, sur $[-53 : -66] \text{ km s}^{-1}$; le jet, en contours bleu, sur $[-99 : -124] \text{ km s}^{-1}$. Figure tirée de [Gusdorf et al. \(2017\)](#).

Les éjections protostellaires sont souvent bipolaires : deux lobes se développent de façon symétrique de chaque côté de la protoétoile, perpendiculairement au plan du disque. Le gaz éjecté étant en mouvement par rapport à la protoétoile, il est observé à des vitesses différentes de la V_{LSR} . Le lobe qui apparaît orienté vers l'observateur est décalé par effet Doppler vers des vitesses plus petites (i.e. des fréquences plus grandes, vers le bleu), celui qui s'éloigne de l'observateur est décalé vers des vitesses plus grandes (i.e. des fréquences plus petites, vers le rouge).

Quand on regarde plus en détail le spectre des éjections protostellaires, on peut distinguer deux régimes associés à deux composantes distinctes. Un jet fortement collimaté constitué de gaz accéléré/entraîné jusqu'à des vitesses $|\Delta V| = |V - V_{LSR}| \sim 100 \text{ km s}^{-1}$, apparaît sur le spectre séparé de la raie centrale. Le gaz entraîné à plus faible vitesse forme les bords d'une cavité autour du jet. Le terme flot (*outflow* en anglais) est parfois employé dans la littérature pour désigner l'ensemble de ces deux composantes, dans ce manuscrit je limiterai son usage à la désignation du gaz à faible vitesse de la cavité. La limite entre ces deux régimes est généralement de l'ordre de $|\Delta V| \sim 10 - 30 \text{ km s}^{-1}$ et varie selon les sources. En effet, il n'y a pas de limites franches et les effets de projection modifient cette limite (voir paragraphe suivant). Sur l'exemple de HH211 montré Figure 1.7, la composante haute vitesse du CO(2 - 1) est obtenue pour $|\Delta V| \geq 10 \text{ km s}^{-1}$. Ici SiO(8 - 7) trace comme CO(2 - 1) le jet dans son ensemble, alors qu'en général SiO ne trace que les chocs terminaux. La Figure 1.8 illustre la morphologie des éjections protostellaires et les différentes molécules présentes dans le jet et la cavité avec un schéma tiré de la revue de Bally (2016) et des observations de la source Cepheus E millimétrique (Cep E-mm).

Cette première description des éjections protostellaires fait apparaître l'importance de la configuration géométrique de l'observation, caractérisée par l'angle de vue i entre la direction de l'éjection et la ligne de visée. Les paramètres observables sont en réalité la longueur du jet projetée sur le plan du ciel, $l \sin(i)$, et sa vitesse projetée sur la ligne de visée, $v \cos(i)$. Dans les cas extrêmes, on observera deux petits lobes superposés avec de grandes vitesses pour $i \simeq 0^\circ$ ou deux lobes séparés avec de faibles vitesses pour un jet dans le plan du ciel ($i \simeq 90^\circ$). Un moyen de connaître l'inclinaison de l'éjection est de mesurer l'orientation du disque quand celui-ci est détecté, mais ce n'est pas le cas pour la plupart des flots étudiés. Un autre moyen est de mesurer la vitesse de propagation du jet, c'est à dire sa vitesse projetée dans le plan du ciel, en suivant son déplacement dans le temps. Il faut pour cela comparer des observations similaires à plusieurs années d'intervalles, cela n'a été fait que pour quelques sources dont HH211 (Jhan et Lee, 2016, 4 observations sur 9 ans) et Cep E-mm (Noriega-Crespo et al., 2014; Lefloch et al., 2015, 6 observations sur 16 ans).

DESCRIPTION QUANTITATIVE : ÉVOLUTION, FORCE DU FLOT

Les caractéristiques des éjections protostellaires sont directement liées à celles de la protoétoile, et notamment à son taux d'accrétion. Le lien entre la perte de masse par éjection, \dot{M}_{jet} et le taux d'accrétion sur l'objet central, \dot{M}_{acc} est illustré Figure 1.9 pour des étoiles jeunes à différents stades évolutifs. Malgré une grande dispersion, le rapport $\dot{M}_{\text{jet}}/\dot{M}_{\text{acc}}$ moyen reste du même ordre de grandeur. On remarque aussi sur la Figure 1.9 que \dot{M}_{jet} diminue avec l'évolution des protoétoiles des classes 0/I (carrés) aux phases pré-séquence principale. Dans cette dernière phase, \dot{M}_{jet} est plus élevé pour les étoiles Herbig Ae/Be de masses intermédiaire (triangles) que pour les T Tauri de faibles masses (ronds). D'autres propriétés des éjections évoluent avec l'âge. On observe ainsi que les cavités s'ouvrent avec des angles augmentant avec l'âge, de $\theta \leq 55^\circ$ pour les classes 0 à $\theta \geq 75^\circ$ pour les classe I dans l'étude de Arce et Sargent (2006), tandis que la proportion de gaz atomique et ionisé augmente au détriment du gaz moléculaire. Les chaînes d'objets HH sont ainsi souvent associées à des protoétoiles de classe I.

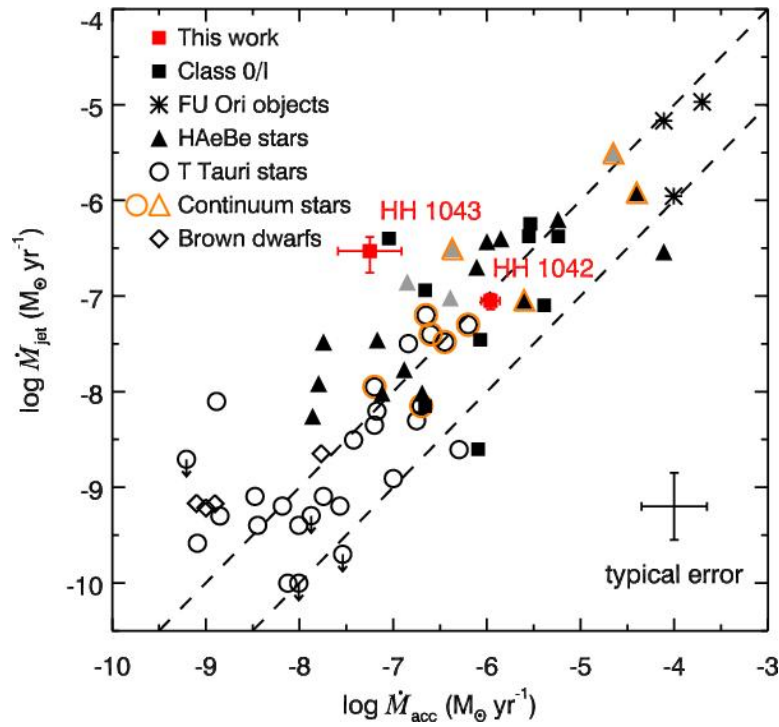


FIGURE 1.9. : Relation entre les taux d'éjection \dot{M}_{jet} et d'accrétion \dot{M}_{acc} observée pour des étoiles en formation, de la classe 0 à la classe II, ainsi que pour des étoiles FU Orionis et des naines brunes. Les lignes tiretées indiquent les rapports $\dot{M}_{\text{jet}}/\dot{M}_{\text{acc}} = 0.01$ et 0.1 . Figure tirée de [Ellerbroek et al. \(2013\)](#).

Un moyen fréquemment utilisé pour caractériser un flot est d'exprimer sa force, parfois appelée flux de quantité de mouvement. Cette grandeur est souvent calculée comme la quantité de mouvement du flot divisé par un temps caractéristique, et s'exprime en $M_{\odot} \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$. Dans une étude des propriétés en CO(2-1) de 45 protoétoiles de faible masse ($M \simeq 0.01 - 3 M_{\odot}$ et $L \simeq 0.3 - 30 L_{\odot}$), [Bontemps et al. \(1996\)](#) mettent en évidence que la force des flots en CO, F_{CO} , est fortement corrélée avec la masse de l'enveloppe de la protoétoile M_{env} , qu'elle soit de classe 0 ou de classe I. Ils montrent aussi que F_{CO} diminue avec l'âge de la protoétoile, de la classe 0 à la classe I, et l'expliquent par une diminution du taux d'accrétion avec l'âge, de $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ au début de la classe 0 à $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ pour les protoétoiles en fin de classe I ou de classe II. Ce modèle simple permet de comprendre pourquoi les classes 0 se situent au dessus d'une autre corrélation bien connue, celle entre F_{CO} et L_{bol} mesurée pour les classes I (voir Figure 1.10).

Nous avons vu Section 1.3 que les progéniteurs des étoiles massives sont moins bien connus que ceux des étoiles de faible masse car plus difficiles à observer. Il en va naturellement de même pour les éjections des protoétoiles massives, de sorte que les caractéristiques présentées jusqu'ici reposent uniquement sur des observations de flots venant de protoétoiles de faibles masses ou de masses intermédiaires. La revue de [Beuther et Shepherd \(2005\)](#) résume les caractéristiques de 15 flots issus de protoétoiles massives, observés à haute résolution angulaire avec des interféromètres. On retrouve à la fois des cas de jets collimatés et des cas de cavités largement ouvertes, et [Beuther et Shepherd \(2005\)](#) proposent un scénario dans lequel la composante jet disparaît au profit de la composante flot avec l'évolution de la protoétoile. Les flots massifs se formeraient donc de façon similaire aux flots solaires, donnant ainsi un argument en faveur du modèle de [McKee et Tan \(2003\)](#) dans lequel les étoiles massives et les étoiles de type solaire se forment avec des mécanismes similaires.

Les observations en CO(2-1) par [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#) de 9 protoétoiles massives du Cygne équivalentes aux classes 0 sont venues appuyer cette hypothèse, en montrant que les corrélations

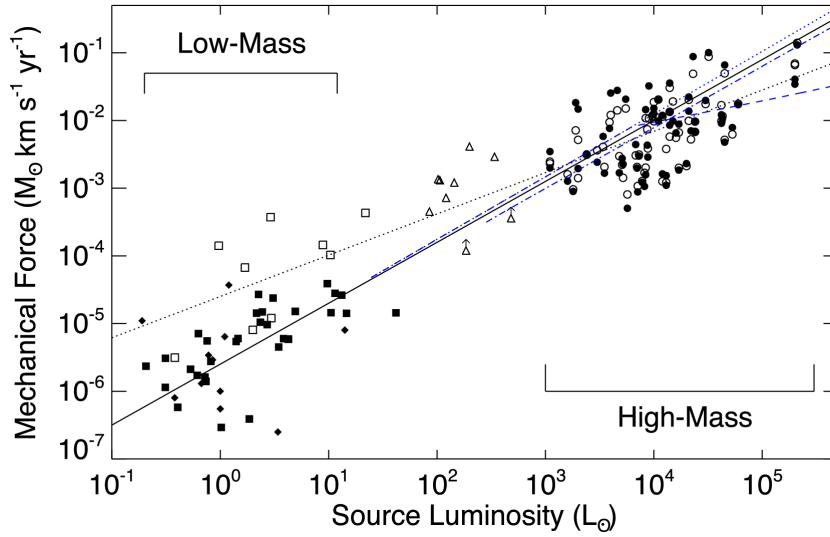


FIGURE I.10. : Force du flot F_{CO} en fonction de la luminosité L_{bol} de la protoétoile. L'échantillon de cœurs massifs (cercles) de [Maud et al. \(2015\)](#) est comparé avec les classe 0 et I de [Bontemps et al. \(1996\)](#) (carrés vides et pleins, resp.), les classe I de [van der Marel et al. \(2013\)](#) (losanges) et classe 0 massives de [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#) (triangles). La ligne noire en trait plein représente la relation linéaire entre F_{CO} et L_{bol} obtenue pour les classe I de [Bontemps et al. \(1996\)](#) et étendue jusqu'aux plus hautes luminosités, tandis que la ligne en pointillé est le meilleur fit pour les flots massifs de [Maud et al. \(2015\)](#) extrapolé jusqu'aux basses luminosités. Figure tirée de [Maud et al. \(2015\)](#)

mesurées pour la force des flots F_{CO} par [Bontemps et al. \(1996\)](#) s'étendent jusqu'à $50 M_{\odot}$ en masse et $500 L_{\odot}$ en luminosité. Dans une étude de 89 cœurs massifs jusqu'à 6 kpc observés à faible résolution angulaire, [Maud et al. \(2015\)](#) étendent encore le domaine de cette corrélation, avec des luminosités de 10^3 à $10^6 L_{\odot}$. En utilisant la raie de CO(3-2), 76 flots massifs sont détectés et placés sur un diagramme $F_{CO}(L_{bol})$ qui regroupe notamment les observations de [Bontemps et al. \(1996\)](#) et [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#) (voir Figure I.10). Les flots CO des protoétoiles massives apparaissent alors comme plus puissants que les flots des protoétoiles de type solaire.

I.4.2 Variabilité des processus d'accrétion-éjection

Je n'ai jusqu'à présent parlé d'évolution temporelle que pour des processus lents, à l'échelle de $10^4 - 10^5$ ans, et associés à l'évolution de la protoétoile de la classe 0 vers la classe II : diminution du taux d'accrétion, ouverture de la cavité (voir Section I.4.1). En complément, on s'attend à ce que d'autres processus physiques varient sur des échelles de temps beaucoup plus courtes avec des effets bien visibles sur les éjections. On observe notamment que la structure spatiale d'un jet n'est pas uniforme sur toute sa longueur. Les jets atomiques sont ainsi principalement détectés sous forme d'une série de zones de chocs, les objets de Herbig-Haro (*internal working surfaces* sur le schéma de la Figure I.8, voir aussi la revue de [Reipurth et Bally \(2001\)](#)). Les jets moléculaires sont aussi constitués d'une succession de "nœuds" plus ou moins régulièrement espacés, isolés ou vus comme des maxima locaux au sein d'une composante continue. C'est le cas pour HH211, représenté Figure I.7, où plusieurs nœuds sont identifiés dans les différents traceurs. On peut voir notamment que le nœud B1 en H_2 correspond au nœud BII en CO(2-1) et aux nœuds BK4 à BK6 en SiO(8-7).

Un moyen utile pour étudier la cinématique des flots/jets dans le domaine millimétrique est de tracer des diagrammes position-vitesse (PV) le long de la direction de propagation du jet. Ces

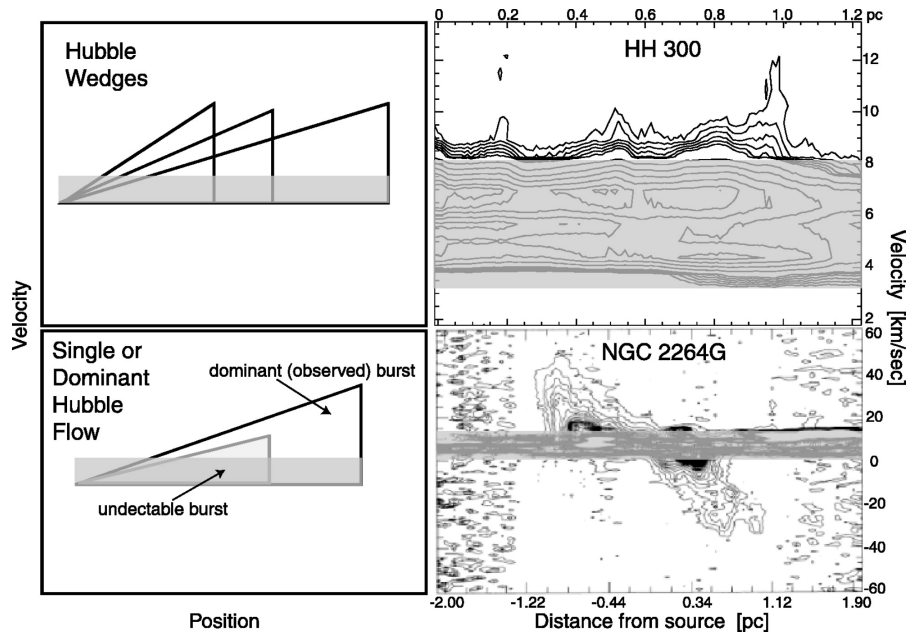


FIGURE 1.11. : Différents profils de digrammes position-vitesse observés en CO(2-1). Sur le panneau du haut, illustré par le diagramme PV d'HH300 tiré de [Arce et Goodman \(2001a\)](#), plusieurs épisodes d'éjections sont visibles. Sur le panneau du bas, illustré par le diagramme PV d'HH300 tiré de [Lada et Fich \(1996\)](#), une seule éjection domine, avec un profil d'Hubble-law caractéristique. Les zones grisées représentent les vitesses proche de la V_{LSR} où l'émission du nuage domine. Figure tirée de [Arce et Goodman \(2001b\)](#).

diagrammes consistent en une succession de spectres accolés, l'intensité de la raie étant codée en niveau d'intensité et surlignée par des contours. L'interprétation de ces diagrammes PV peut se révéler complexe, mais si des motifs généraux se dégagent, ils devraient permettre de contraindre les mécanismes d'éjection, encore mal compris (voir Section 1.4.3). Dans les cas les plus simples, on voit la vitesse du gaz augmenter avec la distance à la source de façon presque linéaire, un comportement qualifié d'*Hubble-law* et illustré sur les panneaux du bas de la Figure 1.11. Il est fréquent d'observer plusieurs *Hubble-law*, espacées de façon plus ou moins régulière ([Arce et al., 2007](#)). Dans certains cas, seule la partie à haute vitesse des *Hubble-law* est visible, dessinant un profil en dent de scie pour lequel [Arce et Goodman \(2001b\)](#) propose le terme de *Hubble-wedges* (panneaux du haut de la Figure 1.11). Les sommets des dents de scie sur le diagramme PV correspondent alors à des nœuds sur la carte (voir par ex. [Plunkett et al., 2015](#)).

Pour expliquer l'existence de ces nœuds il faut nécessairement que l'éjection soit variable dans le temps. Cette variabilité concerne deux paramètres : le taux d'éjection, c'est à dire de la quantité de gaz éjectée, et la vitesse de l'éjection ([Frank et al., 2014](#)). Un épisode d'éjection peut alors se définir comme l'augmentation de l'un ou des deux paramètres par rapport à un régime stationnaire. Les profils de type *Hubble-wedges* sont le mieux reproduits par les modèles de *bow-shocks* ([Lee et al., 2000](#)). Un *bow-shock* se produit dans les zones à fort gradient de vitesse. Il peut s'agir d'un choc terminal, où le jet se propageant à haute vitesse rencontre le milieu interstellaire, ou de chocs internes quand une fraction de gaz rapide rattrape une fraction de gaz plus lente. A l'endroit d'un *bow-shock*, le gaz choqué est repoussé sur les côtés et forme un arc de cercle (*bow* en anglais, voir Fig. 1.8).

Outre les variations dans le taux ou la vitesse de l'éjection, on observe aussi des variations dans la direction de l'éjection, soit par une précession de l'axe du jet soit par mouvement orbital de la source émettrice du jet. Dans le cas d'une précession, les deux lobes du jet dessinent une forme de "S" (symétrie centrale) tandis que les mouvements orbitaux entraînent une symétrie centrale.

Du fait du lien direct entre accréation et éjection (voir Figure 1.9), la variabilité mesurée sur les flots est un moyen indirect pour mesurer celle des processus d'accréation. Un moyen plus direct consiste à suivre l'évolution de la luminosité des protoétoiles. On a ainsi pu détecter chez les FU Orionis, des étoiles pré-séquence principale, des sursauts de luminosité optique de plusieurs magnitudes sur des durées allant de un an à plusieurs dizaines d'années (voir la revue de Audard *et al.*, 2014). Les modèles proposés pour expliquer ces sursauts d'accréation se divisent en deux catégories selon qu'elles impliquent des instabilités internes au disque protoplanétaire, déclenchées par exemple par une planète, ou des perturbations externes au disque, typiquement par une binaire ou l'enveloppe. Ces perturbations externes occasionnent aussi des variations de l'angle du jet.

Comprendre la variabilité des processus d'accréation et d'éjection est nécessaire pour expliquer l'ensemble de la structure des jets et flots. Les éjections protostellaires dans W43-MM1 sont à la fois complexes et riches d'enseignement; j'explique dans le chapitre v la façon dont je les ai étudiées et en particulier l'interprétation des diagrammes PV. Revenons maintenant sur les modèles proposés pour expliquer la formation de ces éjections.

I.4.3 Mécanismes d'éjection

Les éjections protostellaires, qui peuvent se propager sur plusieurs parsecs, proviennent des parties les plus internes du cœur protostellaire, à l'échelle de l'unité astronomique (ua). L'origine exacte du jet est encore un sujet débattu (voir la revue de Frank *et al.*, 2014), mais la plupart des processus d'éjection et d'accélération proposés reposent sur les effets combinés de la force centrifuge et du champ magnétique sur la matière accrétée vers la protoétoile. Dans les modèles *X-wind* (voir la revue par Shu *et al.*, 2000) la matière est canalisée le long des lignes de champ de la magnétosphère stellaire, au niveau des bords internes du disque ($\sim 0.05 - 0.5$ ua), tandis que dans les modèles de vent de disque (voir la revue par Pudritz *et al.*, 2007), la matière est entraînée depuis de plus grandes distances dans le disque, (≥ 1 ua).

Un moyen de contraindre le rayon de lancement du jet est d'observer sa rotation, puisque pour un disque en rotation képlérienne le moment angulaire est directement lié au rayon. Des hautes résolutions angulaires sont nécessaires pour ce type d'observation, de ce fait peu de mesures existent (par ex. en optique Bacciotti *et al.*, 2002). L'interféromètre millimétrique ALMA, capable d'observer des disques, des jets et des flots à haute résolution angulaire, a récemment permis de grandes avancées dans ce domaine. Lee *et al.* (2017) ont par exemple pu mesurer en SiO(8-7) et à 20 ua du disque un jet avec une largeur de 10 ua émanant de HH212, une classe 0 de type solaire ($M \simeq 0.3 M_{\odot}$ et $L_{bol} \simeq 9 L_{\odot}$). La rotation du jet est quant à elle détectée sous la forme d'un gradient de vitesse perpendiculaire à sa direction de propagation, permettant de calculer un rayon de lancement $r_0 \sim 0.05$ ua. De tels jets collimatés sont aussi détectés venant de sources de classe II, ce qui semble indiquer que l'enveloppe du cœur a une faible influence dans la formation du jet.

L'origine des flots moléculaires est elle aussi incertaine comme illustré sur la Fig. 1.12 (voir la revue de Arce *et al.*, 2007). Une première famille de modèles explique la formation de la cavité par l'interaction du jet avec le nuage moléculaire (deux premières lignes de la Figure 1.12), soit par des *bow-shocks* (Raga et Cabrit, 1993) soit par un entrainement turbulent via des instabilités de Kelvin-Helmholtz (Canto et Raga, 1991). Dans d'autres modèles, la cavité se forme directement depuis le disque par un vent peu collimaté (*wide-angle wind*, troisième ligne de la Figure 1.12) balayant le gaz environnant (Shu *et al.*, 1991). Selon les flots observés, l'un ou l'autre des modèles paraît le plus adapté (Lee *et al.*, 2000). Par exemple HH211 (voir Fig. 1.7) ou HH212 (voir ci-dessus) sont souvent présentés comme des archétypes de flots moléculaires entraînés par un jet. D'autres flots comme HH30 (Pety *et al.*, 2006; Louvet *et al.*, 2018) présentent une forme conique près du disque et semblent

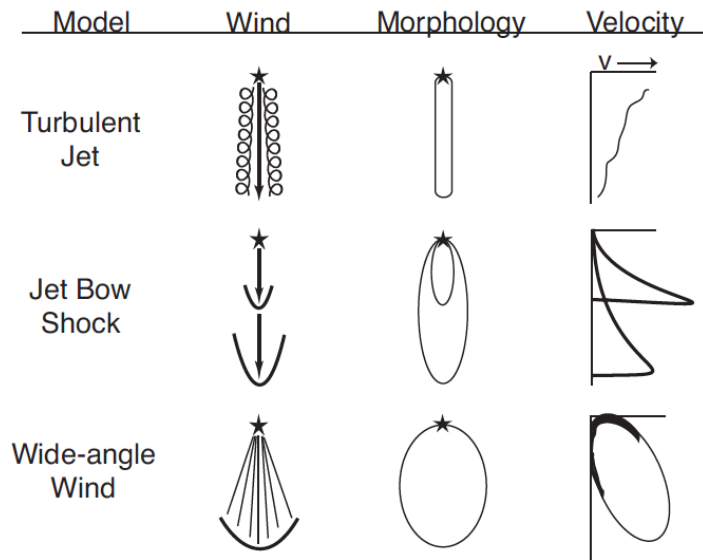


FIGURE I.12. : Propriétés des flots moléculaires le long de l'axe du jet prédits par différent modèles : interaction du gaz environnant avec le jet par des mouvements turbulents (1^e ligne) ou par des *bow-shock* (2^e ligne), interaction avec un vent issu du disque (3^e ligne). Figure tirée de [Arce et al. \(2007\)](#)

mieux expliqués par des vents de disques. Ainsi, un unique mécanisme ne suffit probablement pas à décrire la diversité des observations.

Plusieurs modèles ont récemment tenté d'unifier ou de combiner les composantes jet et flot dans un même mécanisme. C'est notamment le cas de [Shang et al. \(2006\)](#) qui dans une extension du modèle de [Shu et al. \(1991\)](#) présentent le jet haute vitesse comme la composante axiale plus dense d'un vent peu collimaté. Dans une seconde approche, [Tabone et al. \(2018\)](#) modélisent la propagation d'un jet variable en vitesse entouré d'un vent de disque. Ils montrent en particulier comment ce vent de disque peut remplir la cavité après le passage d'un *bow-shock*.

En revanche, peu de modèles expliquent la variabilité temporelle observée (voir Section 1.4.2). [Vorobyov et al. \(2018\)](#) modélisent une accréation variable, causée par des instabilités gravitationnelles dans le système protoétoile-disque. Ils comparent la distribution temporelle des sursauts de luminosité qui en résulte avec celle des 22 nœuds identifiés dans CARMA 7 par [Plunkett et al. \(2015\)](#) et suggèrent la présence d'un mode ayant une période de l'ordre de 100 yr. [Rohde et al. \(2019\)](#) présentent quant à eux un modèle dans lequel l'accréation épisodique sur la protoétoile, générée par des instabilités magnéto-rotationnelles, est directement à l'origine des épisodes d'éjection. Ils expliquent ainsi les profils de type *Hubble-law* et *Hubble-wedges* par deux phénomènes : l'augmentation de la vitesse d'éjection avec le temps et la décélération des éjectas au niveau du choc terminal. Nous utilisons ces deux modèles pour interpréter les résultats obtenus dans W43-MM1 (voir Sect. v.2), lesquels suggèrent la présence de *bow-shock* multiples.

I.5 De la distribution en masse des cœurs à celle des étoiles

La fonction de masse initiale (IMF) est la distribution en masse des étoiles sur la séquence principale, comprendre sa forme et expliquer son origine est une question centrale en formation stellaire. Dans cette partie je commence par présenter l'état de l'art sur l'IMF, de sa détermination par les observations à son apparente universalité ; puis je présente comment les observations

(sub)millimétriques ont permis de mesurer la distribution en masse des cœurs denses (CMF); enfin je discute des liens qui sont proposés entre les deux distributions en masse.

I.5.1 Une distribution en masse des étoiles universelle ?

La fonction de masse initiale (IMF pour *Initial Mass Function*) décrit le nombre d'étoile par unité de masse. Elle couvre plusieurs ordres de grandeurs, des étoiles massives ($M \geq 8 M_{\odot}$ jusqu'à $100 - 200 M_{\odot}$) aux étoiles de faibles masse ($M \lesssim 2 M_{\odot}$) avec une extension au domaine des naines brunes ($M < 0.08 M_{\odot}$). L'IMF est étudiée en détail pour comprendre la formation et l'évolution des étoiles, elle est aussi utilisée comme paramètre dans d'autres domaines de l'astrophysique, comme l'étude des galaxies, la cosmologie ou plus récemment la formation des systèmes planétaires.

La détermination de l'IMF se déroule en 3 grandes étapes. Dans un premier temps, on mesure la distribution en luminosité d'une population d'étoiles dans un volume donné (on parle de *field* IMF pour l'environnement proche du Soleil) ou un amas. La deuxième étape consiste à convertir les luminosités (ou magnitudes) en masse. La distribution obtenue, appelée PDMF (*Present Day Mass Function*), correspond à un instantané de l'IMF, moyennée sur le temps de vie des étoiles. Pour obtenir l'IMF, représentative du nombre d'étoiles présentes au moment de leur formation, il reste encore à appliquer plusieurs corrections. Il faut notamment tenir compte du fait que les étoiles massives, vivant moins longtemps que les étoiles de type-solaire, sont sous représentées dans le voisinage solaire ou dans les amas. Pour les amas jeunes ($\lesssim 30-150$ Myr), on peut toutefois considérer que la PDMF représente l'IMF. Dans la plupart des mesures d'IMF, la multiplicité des étoiles n'est pas résolue spatialement, on parle de l'IMF des *systèmes* (*multiples*). Il est possible d'estimer l'IMF des étoiles individuelles en évaluant la multiplicité des systèmes, une fonction de la masse.

Ces trois étapes souffrent de nombreux biais, différents selon le type de populations stellaires étudiées (voir par exemple la revue d' [Offner et al., 2014](#)). Pour les études d'étoiles isolées dans le voisinage solaire, la précision avec laquelle la masse est déterminée dépend de la distance utilisée pour le calcul de luminosité. Ces distances sont accessibles via la mesure de parallaxe uniquement jusqu'à $d \sim 10 - 20$ pc, limitant la complétude sur les parties hautes masses. Les étoiles en amas présentent l'avantage d'être à la même distance et avec des âges proches. Cependant, déterminer l'appartenance d'une étoile à un amas n'est pas possible avec seulement une carte en 2 dimensions, il faut ajouter des informations supplémentaires. Il peut s'agir des mouvements propres ou des vitesses radiales dans l'amas, d'analyses spectrométriques ou photométriques. Les premiers catalogues du satellite *Gaia* ([Gaia Collaboration et al., 2016, 2018](#)) vont permettre une cartographie en 3D pour de nombreuses étoiles. Deux autres biais sont plus spécifiques aux amas. D'abord, on observe souvent que les étoiles les plus massives sont groupées au centre des amas (ségrégation en masse). Les études ne couvrant pas une zone assez vaste seront alors biaisées vers une surabondance d'étoiles massives. Ensuite, les amas les plus jeunes peuvent être encore enfouis dans des nuages de gaz, limitant la détection des étoiles les moins massives.

La forme de l'IMF est décrite pour la première fois par [Salpeter \(1955\)](#) comme une loi de puissance, $dN/dM \propto M^{-\alpha}$ avec $\alpha = 2.35$, où dN est le nombre d'étoiles dans un intervalle de masse dM autour de M . Pour ce faire, il utilise la distribution en luminosité d'étoiles de magnitude +12 à -3 et donc des masses allant de 0.4 à $10 M_{\odot}$. Depuis, de nombreux relevés photométriques, avec notamment le *télescope spatial Hubble* (HST) et *Hipparcos*, ainsi que des études d'amas jeunes avec les satellites ISO ou *Spitzer*, ont montré un bon accord entre les IMF des différentes populations sondées dans notre Galaxie (voir notamment la revue de [Bastian et al., 2010](#)). L'idée que l'IMF est universelle, indépendante des conditions locales de formation stellaire, s'est ainsi imposée.

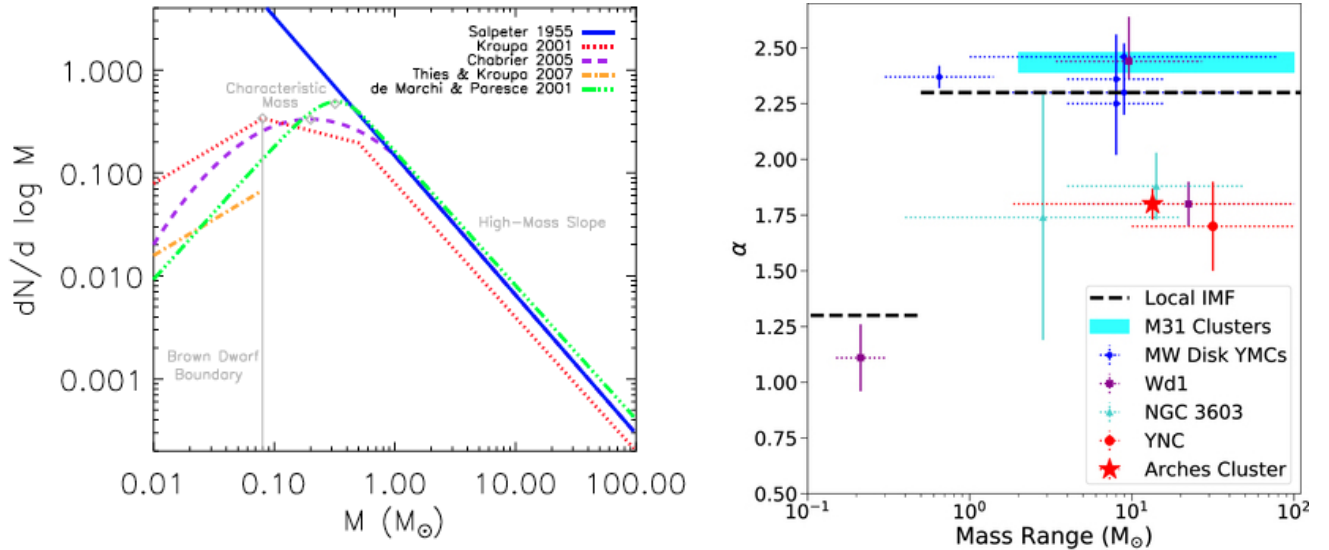


FIGURE 1.13. : (a) Modèles d’IMF proposées par différents auteurs qui se sont basés sur des mesures dans le disque Galactique. On retrouve notamment le modèle avec trois lois de puissances de Kroupa (2001) pour les étoiles seules et le modèle avec une loi log-normale de Chabrier (2003) pour les systèmes. Toutes les formes analytiques s’accordent sur la partie *hautes-masses* par une loi de puissance proche de celle de Salpeter, $\alpha = 2.35$ (Salpeter, 1955). Figure tirée de Offner *et al.* (2014). (b) Pentas d’IMF mesurées dans différents jeunes amas massifs du centre Galactique (YNC et Arches, cercle et étoile rouge Lu *et al.*, 2013; Hosek *et al.*, 2019) comparés avec d’autres mesurées dans le disque Galactique (cercles bleus) ainsi qu’avec le modèle de Kroupa (2001) (ligne noire tiretée) et les valeurs mesurées dans M31 (Weisz *et al.*, 2015). Plusieurs valeurs sont données pour NGC 3603 (triangles turquoise) et Westerlund 1 (carrés violets). La barre d’erreur horizontale représente l’intervalle de masse sur lequel les mesures sont faites, la barre d’erreur verticale représente l’incertitude de mesure de la pente. Figure tirée de Hosek *et al.* (2019).

Il existe aujourd’hui deux principales descriptions analytiques de cette IMF universelle, représentées sur la figure 1.13a. La première, souvent appelée canonique, est celle de Kroupa (2001) pour les étoiles seules, avec trois lois de puissance $dN/dM \propto M^{-\alpha}$ de pente $\alpha_1 = -0.3$ jusqu’à une masse caractéristique de $0.08 M_{\odot}$ (régime des naines brunes) puis $\alpha_2 = 1.3$ jusqu’à $0.5 M_{\odot}$ et $\alpha_3 = 2.3$ au delà. La deuxième, celle de Chabrier (2003), propose une description unifiée jusqu’à $1.0 M_{\odot}$ avec une loi log-normale de paramètres $m_c \simeq 0.08 M_{\odot}$ et $\sigma \simeq 0.7$ pour les étoiles seules. La partie *hautes-masses* de la distribution, au delà de $1.0 M_{\odot}$, est décrite par une loi de puissance avec une pente de type Salpeter, $\alpha = 2.3$, comme dans le modèle de Kroupa (2001). L’IMF des systèmes est décrite de façon similaire à celle des étoiles seules par une loi log-normale de paramètres $m_c \simeq 0.2 M_{\odot}$ et $\sigma \simeq 0.6$.

Malgré de très nombreuses études, aucune démonstration définitive de variations systématiques de l’IMF avec l’environnement n’a encore été apportée. Des observations dans trois jeunes amas massifs situés à moins de 30 pc du centre Galactique semblent cependant indiquer une IMF plus plate avec $\alpha \simeq 1.7 - 1.8$, c’est à dire avec une surabondance d’étoiles massives par rapport à la pente de Salpeter (*top-heavy*) : dans les Arches (Hosek *et al.*, 2019), le Quintuplet (Hußmann *et al.*, 2012), et le Young Nuclear Cluster (YNC, Lu *et al.*, 2013). La Figure 1.13b présente les pentes mesurées jusqu’ici pour les jeunes amas massifs du centre galactique. On notera que plusieurs valeurs de pente ont été mesurées dans certains amas, attestant de la difficulté de mesurer les IMF en prenant correctement en compte les biais, en particulier la ségrégation en masse. Ces IMF *top-heavy* par rapport aux

mesures locales du disque pourraient venir d'un mode de formation d'étoiles atypique dans cette région où le gaz est soumis à des conditions extrêmes : une dynamique importante causée par un fort potentiel gravitationnel, des densités accrues, des températures et/ou un champ magnétique plus fort.

Des observations d'amas d'étoiles jeunes du disque Galactique, comme dans Cygnus X (Maia *et al.*, 2016) ou NGC3603 (Pang *et al.*, 2013) montrent aussi des IMF *top-heavy*, cependant ces deux études y voit un effet de la ségrégation en masse plutôt qu'une déviation par rapport à une IMF universelle. Dans 30 Doradus, un amas *starburst* dans le Grand Nuage de Magellan, Schneider *et al.* (2018) mesure une pente $\alpha = 1.90^{+0.37}_{-0.26}$ pour des étoiles de 15 jusqu'à 200 M_{\odot} . Dans la galaxie d'Andromède (M31, située à près de 800 kpc), les observations optiques du HST ont aussi permis d'étudier des amas stellaires résolus spatialement. En se basant sur 85 jeunes (<25 Myr) amas Weisz *et al.* (2015) obtient une pente $\alpha = 2.45^{+0.03}_{-0.06}$, représentée par le rectangle cyan sur la Figure 1.13. Dans les galaxies plus lointaines, les populations stellaires ne sont pas résolues et les différentes méthodes utilisées introduisent des incertitudes trop grandes pour conclure sur des variations systématiques. On notera cependant qu'outre des IMF *top-heavy*, des IMF avec un excès d'étoiles de faible masses (*bottom-heavy*) on été mesurées notamment dans les galaxies elliptiques évoluées (voir la revue de Kroupa *et al.*, 2013).

I.5.2 Mesurer la distribution en masse des cœurs

Pour comprendre les phénomènes derrière l'apparente universalité de la distribution en masse des étoiles, on est naturellement amené à remonter aux structures à partir desquelles elles se forment. Dans les années 1990, de nombreuses observations ont mesuré la distribution en masse de fragments de nuages (*clumps*), identifiés en grande majorité avec des isotopes du CO. La plupart de ces études obtiennent des pentes *hautes-masses* $\alpha \simeq 1.6$ (voir par exemple la Table 4 de Yonekura *et al.*, 1997). Parmi les études importantes, celle de Kramer *et al.* (1998) présente une analyse homogène de 7 nuages moléculaires, situés à des distances de 65 à 2200 pc. Les distributions en masse de *clumps* CO obtenues s'accordent sur une pente $\alpha = 1.6 - 1.8$, pour des fragments de masse $M \sim 1 - 1000 M_{\odot}$ mais aussi pour la première fois pour des masses $M \sim 10^{-4} - 10^{-1} M_{\odot}$. Cependant ces distributions de masse mélangent des structures de tailles variées, de faibles densités ($n_{\text{H}_2} < 10^4 \text{ cm}^{-3}$), et pour la plupart non gravitationnellement liées. Elles ne représentent pas les réservoirs de masse des étoiles individuelles. Cette pente commune des *clumps* CO fut donc liée à la structure fractale du milieu interstellaire plutôt qu'aux processus de formations stellaires à l'origine de l'IMF (Elmegreen et Falgarone, 1996).

Les premières études mesurant la distribution en masse des cœurs denses (CMF, pour *Core Mass Function*) sont réalisées par Motte *et al.* (1998) dans ρ Ophiuchi, puis par Testi et Sargent (1998) dans le Serpent. Elles se basent sur des relevés millimétriques du continuum avec un télescope au sol (Motte *et al.*, 1998) ou un interféromètre (Testi et Sargent, 1998) et caractérisent des structures plus denses que les *clumps* CO, avec des densités $n_{\text{H}_2} > 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (masses $M \sim 1 - 10 M_{\odot}$ dans des tailles $\theta_{\text{HPBW}} \sim 2000 \text{ ua}$). Contrairement aux études des *clumps* CO, ces distributions montrent des pentes compatibles avec celle de Salpeter, $\alpha \simeq 2.3$ et 2.1, respectivement. Cette similarité entre les pentes des CMF et celle de l'IMF est interprétée comme le signe que les cœurs détectés sont les progéniteurs directs des étoiles individuelles ou systèmes multiples. Plusieurs autres études obtiennent des CMF compatibles avec l'IMF, avec cependant des résolutions angulaires et méthodes d'extraction de cœurs variées. Au contraire, les régions étudiées avec les mêmes méthodes d'analyse permettent des comparaisons moins biaisées. Ainsi Enoch *et al.* (2007) compare trois régions observées avec le même télescope et utilise les mêmes méthodes d'analyse. Les CMF de Persée (cœurs avec $\theta_{\text{HPBW}} \sim 15000 \text{ ua}$) et Ophiuchius ($\theta_{\text{HPBW}} \sim 7500 \text{ ua}$) montrent une pente de 2.1 tandis que celle du Serpent ($\theta_{\text{HPBW}} \sim 12000 \text{ ua}$) se distingue avec une pente de 1.6 (voir Fig. 1.14). De

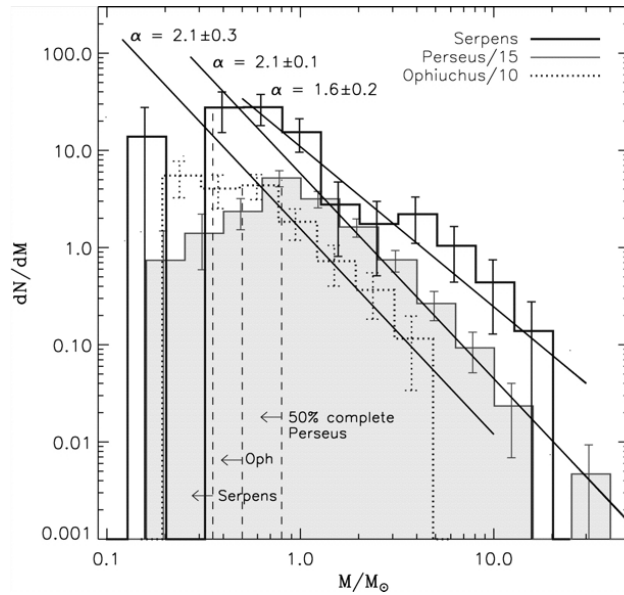


FIGURE 1.14. : Comparaison des CMFs obtenues dans le Serpens (trait continu, Enoch *et al.*, 2007), Persée (histogramme grisé, Enoch *et al.*, 2006) et Ophiuchus (trait pointillé, Young *et al.*, 2006), mises à la même échelle verticale. Les distributions sont fittées par des loi de puissances $dN/dM \propto M^\alpha$ dont les indices α sont indiqués. Les niveaux de complétudes, 0.35, 0.8 et 0.5 M_\odot respectivement, sont indiqués par des lignes tiretées. Figure tirée de Enoch *et al.* (2007).

même, Sadavoy *et al.* (2010) présente une analyse combinée de 5 nuages de la *Gould Belt* et obtient des CMF compatibles avec l'IMF.

L'avènement du télescope spatial *Herschel*, avec ses cartes multi-longueurs d'ondes et une sensibilité accrue, permet de grandes avancées dans la détection et la caractérisation des cœurs pré- et proto-stellaires. Dans le cadre d'un programme d'observations spécifiquement dédié à la détermination de la distribution en masse des cœurs préstellaires, le *Herschel Gould Belt Survey* (HGBS), 15 nuages moléculaires entre 100 et 450 pc ont été cartographiés. La première étude utilisant des observations du HGBS est celle du complexe moléculaire Aquila par Könyves *et al.* (2010, 2015). Sur une carte couvrant 11 deg^2 , 651 cœurs sans protoétoiles (qualifiés de *starless*, voir Sect. 1.2 et 1.3), non détectés à $70 \mu\text{m}$ ont été découverts. Parmi ceux-ci, seuls les cœurs gravitationnellement liés, estimés au nombre de 451, sont considérés préstellaires. La distribution en masse obtenue (voir Fig. 1.15) est bien représentée par une log-normale de masse centrale $m_c \simeq 0.45 \pm 0.2 M_\odot$, la partie hautes-masses (de 1 à $10 M_\odot$) pouvant aussi être fittée par une loi de puissance de pente $\alpha = 2.33 \pm 0.06$. Sachant que le niveau de complétude à 90% est estimé à $0.2 M_\odot$, la masse caractéristique est fiable, ce qui permet de faire une comparaison plus complète avec l'IMF. En supposant une relation simple entre la masse des cœurs et la masse des systèmes stellaires, $M_{\text{system}} = \epsilon_{\text{coeur}} \times M_{\text{coeur}}$, les auteurs suggèrent une efficacité de conversion de la masse du cœur vers la masse d'étoile $\epsilon_{\text{coeur}} \sim 0.4$ qui rappelle la mesure fait par Alves *et al.* (2007), $\epsilon_{\text{coeur}} \sim 0.3$. Les études du Taureau Marsh *et al.* (2016) et de Lupus (Benedettini *et al.*, 2018), deux autres régions cartographiées dans le HGBS, avec des cœurs jusqu'à $2-3 M_\odot$, n'ont pas permis de mesurer la pente de la partie hautes-masses de la CMF.

Ainsi, les progéniteurs directs des étoiles massives, c'est à dire les cœurs denses de masse $M_{\text{coeur}} \gtrsim 20 - 27 M_\odot$ avec $\epsilon_{\text{coeur}} = 0.3 - 0.4$, sont encore très peu observés. Deux études d'Orion, la région de formation d'étoiles massives la plus proche du Soleil, ont cependant couvert avec des bonnes statistiques la partie de la CMF au delà de $20 M_\odot$. Il s'agit de celle de Nutter et Ward-Thompson (2007) avec SCUBA, qui mesure une pente $\alpha \simeq 2.2 \pm 0.2$ sur $2.4-40 M_\odot$ avec 282 cœurs; puis celle de Polychroni *et al.* (2013) dans le cadre du HGBS, mesurant une pente $\alpha \simeq 2.4 \pm 0.4$ sur

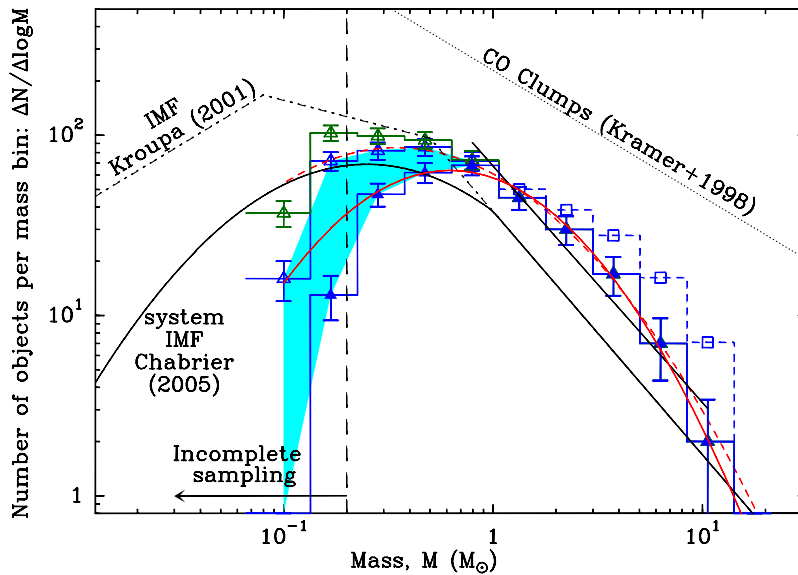


FIGURE I.15. : CMF pour différents échantillons de cœurs extraits dans Aquila par Könyves *et al.* (2015) : les 651 cœurs *starless* (histogramme vert), les 446 candidats cœurs préstellaires (histogramme bleu, triangles vides) et les 292 cœurs préstellaires robustes (histogramme bleu, triangles pleins). Ces deux derniers histogrammes sont fittés par des log-normales de masse centrale 0.34 et $0.62 M_{\odot}$ représentées en traits rouges continu et tireté, respectivement. La portion de la distribution pour les masses de plus de $1 M_{\odot}$ est fittée par une loi de puissance de pente $\alpha = 2.33 \pm 0.06$. La distribution des cœurs préstellaires robustes après correction des temps de vie est représentée par l’histogramme bleu en tirets et les carrés vides (voir aussi Sect. I.5.3). La complétude à 90% de l’échantillon est représentée par le trait vertical. Les IMF de Kroupa et Chabrier sont indiquées à titre de comparaison, ainsi que la distribution des *clumps* CO obtenue par Kramer *et al.* (1998). Figure tirée de Könyves *et al.* (2015).

$10\text{-}55 M_{\odot}$ avec 321 cœurs. On notera cependant que la taille des cœurs détectés, $\sim 6\,000$ et $10\,000$ ua respectivement, pose encore la question d’une sous-fragmentation (voir Sect. I.5.3). Depuis 2016, l’interféromètre ALMA permet de cartographier des régions plus lointaines ($d > 1$ kpc) difficilement accessibles auparavant pour l’étude des cœurs denses. L’article que nous avons publié sur W43-MM1, présenté Chap. III, est le premier à présenter une CMF avec un nombre significatif de cœurs massifs.

I.5.3 Comprendre l’origine de l’IMF

Les observations présentées en Sect. I.5.1 et I.5.2 permettent de dégager une première interprétation assez simple sur l’origine de l’IMF. L’IMF, caractérisée par sa masse centrale ($m_c \simeq 0.2 M_{\odot}$) et sa pente hautes-masses ($\alpha = 2,35$), serait universelle à l’échelle de notre Galaxie. Sa forme serait directement héritée de celle la CMF, universelle aussi, ce qui revient à établir une correspondance directe entre la masse des premiers fragments de nuages, les cœurs préstellaires, et la masse des étoiles (ou des systèmes stellaires) se formant à partir de ces fragments. Cette correspondance s’établit avec une efficacité de conversion de masse cœur-étoile, $\epsilon_{\text{cœur}} \sim 30 - 40\%$.

Expliquer l’origine de l’IMF revient alors à expliquer celle de la CMF. De nombreuses études ont cherché à reproduire la forme de la CMF (ou directement celle de l’IMF) avec des modèles analytiques ou des simulations numériques. Les premières études se concentrent sur la fragmentation induite par la gravité (Elmegreen et Falgarone, 1996; Klessen *et al.*, 1998). Des modèles de fragmentation basés sur les effets combinés de la gravité et de la turbulence ont ensuite permis de reproduire de façon plus précise la CMF. Dans les travaux de Padoan *et al.* (1997); Padoan et

Nordlund (2002), la forme log-normale de la distribution pour les faibles masses est directement liée à celle de la PDF de la densité (voir Sect. 1.2.1), tandis que la loi de puissance pour les masses $m \gtrsim 1 - 2 M_{\odot}$ est expliquée par la fragmentation turbulente d'un milieu soumis à des chocs isothermes. Un autre modèle de fragmentation gravo-turbulente proposé par Hennebelle et Chabrier (2008), basé sur le dénombrement des fragments auto-gravitant à différentes échelles, permet aussi de reproduire efficacement les IMF/CMF observées. Une des prédictions de ces modèles, la dépendance de la masse caractéristique de la distribution avec la masse de Jeans, est cependant en contradiction avec l'universalité observée du pic de l'IMF (voir Sect. 1.5.1). Une première solution est apportée par Lee et Hennebelle (2018), qui observent dans leurs simulations que le pic de la distribution en masse des *sink* dépend de la masse du premier cœur de Larson (voir Sect. 1.2.1) comme $m_c \simeq 10 M_{\text{Larson}}$.

La possibilité pour ces modèles de fragmentation gravo-turbulente d'expliquer l'origine de l'IMF est toutefois remise en cause, en considérant à la fois des simulations numériques et des arguments basés sur la concordance avec les observations (voir la revue de Bonnell *et al.*, 2007). De fait, ce modèle simple d'une IMF déterminée dès la fragmentation des cœurs préstellaires repose cependant sur plusieurs hypothèses loin d'être triviales, discutées par exemple par Hatchell et Fuller (2008) et Offner *et al.* (2014).

1. La première est que la masse du cœur mesurée est représentative de la masse totale disponible pour former le système stellaire (le réservoir de masse). Dans les modèles de type *cœur turbulent*, ce réservoir de masse est défini par la masse du cœur au début de l'effondrement (voir Sect. 1.3). Il faut donc éliminer des CMF mesurées les cœurs *starless*, qui n'ont pas encore atteint ce stade (et peuvent ne jamais l'atteindre) ainsi que les cœurs protostellaires les plus évolués pour lesquelles la masse de la protoétoile domine sur la masse de l'enveloppe (à partir de la classe I). Dans les modèles de type *effondrement global*, le réservoir de masse est plus vaste que les limites de l'enveloppe protostellaire initiale. Il est défini à l'échelle du nuage moléculaire et se trouve partagé entre plusieurs protoétoiles, de sorte qu'un cœur observé à un instant donné n'est pas nécessairement représentatif du réservoir de masse.

On notera enfin que les cœurs sont des structures mal définies. Dans les observations, leurs limites spatiales sont susceptibles de varier d'une étude à l'autre selon la résolution angulaire, la longueur d'onde et la méthode d'extraction (voir Sect. III.1.2). Dans les simulations, on rencontre aussi des difficultés à reproduire précisément les cœurs observés, la plupart des études adoptant des *sink* qui correspondent à des échelles intermédiaires entre les cœurs et les étoiles.

2. La deuxième hypothèse est que chaque cœur convertit la même fraction de sa masse de gaz en masse d'étoile, autrement dit que l'efficacité $\epsilon_{\text{cœur}}$ est constante. La comparaison entre la CMF et l'IMF, qui représente la seule contrainte observationnelle de l'efficacité à former des étoiles, n'a pas montré de variations compte tenu des incertitudes. On pourrait cependant s'attendre à une dépendance de $\epsilon_{\text{cœur}}$ avec la densité du nuage similaire à celle mesurée pour son équivalent à l'échelle du nuage moléculaire, l'efficacité à former des cœurs² (voir par exemple Palau *et al.*, 2013; Sokol *et al.*, 2019). Les simulations numériques permettent aussi de tester l'influence des différents processus de feedback sur l'efficacité à former des étoiles. Matzner et McKee (2000), calculant l'effet du modèle X-Wind (voir Section 1.4.2) pour les flots protostellaires, prédisent une efficacité $\epsilon_{\text{cœur}} \sim 30 - 50\%$. Le modèle semi-analytique de Tanaka *et al.* (2017), incluant aussi l'effet de la pression de radiation, prédit un faible déclin de $\epsilon_{\text{cœur}}$ avec la masse du cœur.

2 la CFE, *Core Formation Efficiency*, est définie comme le rapport de la masse des cœurs sur la masse du nuage.

3. La troisième hypothèse est qu'il existe une correspondance directe entre la masse des cœurs et la masse des étoiles. Or la masse d'un cœur se distribue souvent entre plusieurs étoiles du système multiple. Cette multiplicité complique donc la comparaison entre la CMF et l'IMF des étoiles individuelles (voir [Goodwin et al., 2008](#)), de sorte qu'il est préférable de comparer avec l'IMF des systèmes. La correspondance cœur-système stellaire n'est cependant pas assurée dans les observations de MDC, des structures de l'ordre de 0.1 pc susceptibles de se fragmenter en plusieurs cœurs.
4. La quatrième hypothèse est que les cœurs préstellaires ont une durée de vie indépendante de leur masse. Or si les cœurs massifs évoluent plus vite que ceux de type solaire, ils seront statistiquement sous-représentés dans la CMF. Une telle tendance est attendue pour les cœurs préstellaires massifs en considérant leur courte durée de vie statistique estimée (voir Sect. 1.3), tandis que la durée de vie des cœurs protostellaires peut être estimée d'après leur temps d'effondrement, variant comme le temps de chute libre $t_{\text{ff}} \propto n_{\text{H}_2}^{-1/2}$. Un biais similaire sur le nombre d'étoiles massives est pris en compte pour calculer l'IMF à partir de la PDMF (voir Sect. 1.5.1), pour les CMF il est plus rarement considéré (voir cependant Fig. 1.15 l'histogramme de [Könyves et al., 2015](#), avec une correction en $1/t_{\text{ff}}$).

Pour expliquer l'apparente similarité entre la CMF et l'IMF, il faudrait donc soit que les différents effets susceptibles d'apparaître se compensent soit que les 4 hypothèses soient valides dans les régions étudiées. Il faut d'abord noter que jusqu'à l'arrivée d'ALMA, les études de CMF portaient sur des régions de formations d'étoiles situées majoritairement dans l'environnement proche du Soleil. Il s'agit notamment des nuages de la *Gould Belt* (voir Sect. 1.1.1), qui ne représentent pas les conditions physiques standards de la Voie Lactée. En effet les caractéristiques de ces nuages (densité moyenne homogène, faible dynamique) favoriseraient la formation d'étoiles de faible masse, de façon continue, et à partir de cœurs relativement isolés les uns des autres. Les nuages de la *Gould Belt* pourraient donc constituer un environnement propice à la validité des hypothèses énoncées ci dessus. De plus, les CMF mesurées dans la *Gould Belt* sont dans leur majorité limitées à des cœurs de 10-20 M_{\odot} (voir Sect. 1.5.2), susceptibles de former des étoiles de masse intermédiaire ($M_{\star} \simeq 3 - 8 M_{\odot}$).

On peut alors se demander si la similarité entre la CMF et l'IMF est généralisable d'une part aux régions plus typiques de notre Galaxie, et d'autre part aux étoiles les plus massives. Pour répondre à ces questions, il est nécessaire d'étudier plus de régions de formation d'étoiles massives, nécessairement plus lointaines. W43-MM1, le proto-amas que j'ai étudié durant ma thèse, est le site idéal pour contraindre la formation des étoiles massives (voir Sect. 1.1.2). L'étude de CMF que nous y avons menée, présentée Chap. III, est la première montrant une différence flagrante avec l'IMF canonique. Pour aller plus loin, un grand programme d'observations ALMA, initié par notre travail sur W43-MM1, est en cours d'analyse (voir les perspectives Chap. VI).

L'origine de l'IMF et le lien IMF/CMF est une question transverse en formation stellaire. Les modèles présentés aux sections 1.2 et 1.3 doivent être capables d'expliquer les observations. La différence essentielle entre le modèle du *cœur turbulent* et ceux de type *effondrement global* réside dans l'origine de la masse des étoiles massives (voir hyp. 1) : dans le premier elle vient principalement du cœur préstellaire (*core fed*), dans les seconds elle est déterminée par les processus d'accrétion et provient surtout du nuage (*clump fed*). Si tous ces modèles sont capables de reproduire la forme de l'IMF canonique, les modèles de type *clump fed* semblent plus appropriés pour expliquer des variations de la CMF et/ou de l'IMF car ils accordent une importance plus grande à l'environnement des cœurs et à la structure du proto-amas.

Étant donné les nombreux effets en jeu dans la formation des étoiles, suivre le lien entre la CMF et l'IMF avec des simulations numériques est crucial. L'étude de [Swift et Williams \(2008\)](#)

teste par exemple l'influence de la multiplicité et de la sous-fragmentation (hyp. 3) ainsi que de l'efficacité $\epsilon_{\text{cœur}}$ (hyp. 2) sur l'évolution d'une CMF générée d'après le modèle de fragmentation gravo-turbulente de [Padoan et Nordlund \(2002\)](#). Celle de [Dib *et al.* \(2010\)](#) modélise un amas où des cœurs se forment de façon continue et évoluent sous l'effet de l'accrétion et du feedback. La CMF et l'IMF obtenus sont capables de reproduire celles observées dans Orion. Il reste encore des processus dont l'influence sur l'IMF reste peu étudiée. La plupart des simulations supposent un taux d'accrétion constant, or de nombreuses preuves directes (variations de luminosités) ou indirectes (éjections protostellaires) montrent que l'accrétion est épisodique (voir Sect. [1.4.2](#)).

OUTILS ET MÉTHODES

Sommaire

1.	Observations millimétriques avec un interféromètre	36
1.1.	Observations radio	36
1.2.	Interférométrie	37
1.3.	L'interféromètre ALMA	42
2.	Traitement des données ALMA	43
2.1.	Configuration spatiale et spectrale	44
2.2.	Calibration des données	45
2.3.	Réduction des données	46

II.1 Observations millimétriques avec un interféromètre

Dans cette partie je décris les grands principes des observations en radio, puis j'explique le fonctionnement des interféromètres, enfin je présente l'interféromètre ALMA avec lequel j'ai travaillé.

II.1.1 Observations radio

Le domaine des ondes radio couvre toutes les longueurs d'ondes de l'ordre du millimètre jusqu'au kilomètre. Sur Terre, elles sont notamment utilisées pour toutes les télécommunications : satellites, télévision, réseaux Wifi, ... Pour les astronomes, les ondes radios permettent de sonder les parties les plus froides de l'univers ($T \sim 3\text{-}100\text{ K}$) ainsi que les phénomènes peu énergétiques. Parmi les premières grandes découvertes de la radio-astronomie, on retiendra la découverte de la raie de l'hydrogène atomique neutre (HI) à 21 cm (Ewen et Purcell, 1951; Muller et Oort, 1951), celle du fond diffus cosmologique (CMB) (Penzias et Wilson, 1965) et la découverte du premier pulsar (Hewish *et al.*, 1968). Pour étudier les nuages de gaz et de poussière dans lesquels se forment les étoiles, les ondes millimétriques ($\lambda \sim 1 - 10\text{ mm}$), submillimétriques ($\lambda \sim 0.3 - 1\text{ mm}$) sont les plus adaptées. On détectera plutôt les protoétoiles et les nuages plus évolués dans le domaine de l'infrarouge lointain ($\lambda \sim 20 - 300\text{ }\mu\text{m}$).

Les premiers télescopes optiques construits permettaient, au moyen de miroirs et de lentilles, de collecter la lumière visible d'une source afin d'en augmenter la taille apparente et d'en concentrer la luminosité. Son invention au 17^e siècle, marqua le début de l'astronomie moderne, avec les observations par Galilée des satellites de Jupiter. En comparaison, la radioastronomie est un domaine relativement jeune, qui s'est développé au 20^e siècle. Comme pour les télescopes optiques, le premier élément d'un radiotélescope sert à collecter les ondes. Les surfaces collectrices doivent cependant être plus grandes, en proportion des longueurs d'onde observées. On les appelle réflecteur principal, elles sont le plus souvent de forme parabolique comme sur le télescope de 30 m de IRAM (voir la photo Fig. II.1). On trouve parfois aussi des réflecteurs sphériques, comme sur Arecibo, une structure fixe de 300 m de diamètre. Ces formes permettent de concentrer les ondes



FIGURE II.1. : Radiotélescope situé au Pico Veleta (Espagne), avec son antenne parabolique de 30 m de diamètre. Géré par l'IRAM, il est connu sous le nom "30 m de l'IRAM". On distingue le réflecteur secondaire tenu par les 4 branches et le cornet ouvert, au centre du réflecteur secondaire, permettant de guider les ondes jusqu'au détecteur (non visible sur l'image). Crédits : IRAM

incidentes vers le foyer où est placé un réflecteur secondaire servant à collecter et renvoyer les ondes vers le détecteur, souvent placé dans une cabine en arrière de la parabole (voir la Fig. II.1). On désigne souvent l'ensemble du radio-télescope sous le nom d'antenne.

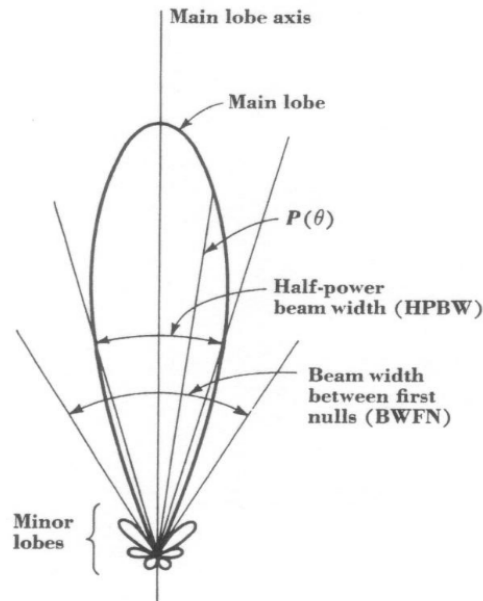


FIGURE II.2. : Diagramme de rayonnement typique d'une antenne parabolique schématisant la puissance reçue en fonction de l'angle. L'axe vertical représente la direction dans laquelle est dirigée l'antenne, avec le lobe principal associé. Les lobes secondaires visibles dans d'autres directions captent seulement une petite fraction du rayonnement.

Du fait des effets de la diffraction des ondes sur le réflecteur principal, une antenne émet ou reçoit le rayonnement de façon anisotrope, avec des directions privilégiées appelées lobes. Un diagramme de rayonnement, présentant en deux dimensions la puissance reçue en fonction de l'angle, est représenté sur la Fig. II.2. La puissance reçue est maximale dans la direction où l'antenne est pointée, dans le lobe principal/primaire (*main/primary beam*) puis décroît jusqu'à être nulle. Une faible fraction de la puissance totale est reçue dans les lobes secondaires de l'antenne, situés à des angles plus grands. On caractérise le lobe principal d'une antenne par deux grandeurs : sa largeur à mi-hauteur, HPBW (*Half-Power Beam Width*) et la largeur totale entre les deux premiers minima, BWFN (*Beam Width between First Null*). Ces grandeurs sont des angles par rapport à la direction principale qui dépendent du diamètre de l'antenne D et de la longueur d'onde λ . La résolution angulaire d'une antenne est estimée comme la moitié du BWFN :

$$\theta_{\text{PB}} \simeq \text{HPBW} = 0.5 \text{BWFN} = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (\text{II.1})$$

pour le cas idéal d'une illumination uniforme. Le plus grand radiotélescope observant dans le domaine millimétrique, situé à Green Bank aux Etats Unis, possède un diamètre de 100 m. Il permet donc d'observer à 1 mm avec $\theta_{\text{PB}} \simeq 2.6''$. D'autres radiotélescope dépassent cette taille, comme Arecibo ($D=300$ m) ou FAST un instrument chinois de 500 m de diamètre mis en service en 2016, mais ils observent à de plus grandes longueurs d'onde ($\lambda \sim \text{cm-m}$).

II.1.2 Interférométrie

Nous venons de voir que les observations à haute résolution angulaire sont limitées par le diamètre des antennes. Pour dépasser ces contraintes techniques, les astronomes ont utilisé une propriété de

la lumière connue depuis le 19^e siècle, l'interférométrie. Il s'agit ici d'utiliser plusieurs antennes en réseau afin de créer un grand télescope virtuel dont le diamètre correspond à la plus grande séparation entre 2 antennes. Je rappelle ici les principes généraux de l'interférométrie, puis j'explique comment l'interférométrie est utilisée pour les observations.

PRINCIPES GÉNÉRAUX : L'EXPÉRIENCE DES FENTES D'YOUNG

L'expérience optique menée par Thomas Young en 1801, dites des *fentes d'Young*, fut la première à mettre en évidence le phénomène d'interférence et à prouver la nature ondulatoire de la lumière. Un plan opaque percé de deux trous séparés d'une distance b est placé sur le chemin d'une source de lumière monochromatique de longueur d'onde λ , on observe l'intensité lumineuse sur un écran situé de l'autre côté parallèle au plan. Dans les conditions de Fraunhofer (source lumineuse située à grande distance et fentes de dimensions très inférieures à la longueur d'onde), on observe un motif constitué d'une succession de franges brillantes et sombres. L'intensité mesurée sur l'écran peut alors s'exprimer en fonction de l'intensité de l'onde incidente I_0 :

$$I(x) = 2I_0(1 + \cos(\Phi(M))) = 2I_0(1 + \cos(\frac{2\pi\delta(M)}{\lambda})), \quad (\text{II.2})$$

avec $\Phi(M)$ la différence de phase (déphasage) entre les deux ondes interférant mesurée en un point M de l'écran. En utilisant les conventions de l'optique géométrique, on a exprimé ce déphasage en fonction de la différence de chemin optique entre deux rayons (ou différence de marche), $\delta(M)$. Pour l'expérience des fentes d'Young, il existe une relation simple entre la différence de marche et la distance x mesurée sur l'écran entre le point M et le centre optique :

$$x = \frac{D\delta}{b}, \quad (\text{II.3})$$

avec D la distance entre le plan opaque et l'écran.

Les franges brillantes correspondent à des zones où les deux ondes s'additionnent (interférences constructives), les franges sombres à des zones où elles s'annulent (interférences destructives). On définit deux paramètres pour caractériser ces franges :

- le contraste des franges, ou visibilité, comme : $V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$. Dans ce cas simple des fentes d'Young, le contraste est maximal, $V=1$.
- la distance entre deux extrema d'intensité ou interfrange Δx . On montre facilement avec les Eq. II.2 et II.3 que pour les fentes d'Young, $\Delta x = \frac{\lambda D}{b}$

L'expérience des fentes d'Young est utile pour comprendre le principe de l'interférométrie, mais elle ne représente qu'un cas simplifié, avec une source suffisamment lointaine pour être considérée comme ponctuelle et dont le rayonnement est supposé monochromatique. Dans les cas plus complexes, il faut vérifier deux conditions pour obtenir des franges d'interférence : une cohérence temporelle et spatiale entre les ondes interférant. La première dépend de l'intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda$ sur lequel la source non monochromatique émet, le deuxième de son étendue spatiale.

L'INTERFÉROMÉTRIE EN RADIOASTRONOMIE

En 1920, l'application des principes de l'interférométrie en astronomie permit à Michelson la première mesure du diamètre d'un corps situé hors du système solaire, l'étoile Bételgeuse (Michelson et Pease, 1921). Grâce à ce dispositif (interféromètre dit de Michelson) monté sur un télescope de 2.5 m de diamètre au Mont Wilson, il mesura une taille angulaire de 0.048". Près de 100 ans plus tard, les techniques d'optique adaptative et d'interférométrie au VLT (Very Large Telescope, Chili)

ont permis d'obtenir des images résolues de cette supergéante rouge, une des étoiles possédant le plus grand diamètre apparent (Kervella *et al.*, 2009). Entre temps, de grands progrès techniques ont été réalisés, avec des interféromètres optiques/IR combinant de 2 à 6 télescopes. C'est cependant dans le domaine radio que l'interférométrie est la plus performante et la plus utilisée.

Un interféromètre radio est constitué d'un réseau d'antennes mobiles et orientables, reliées par des circuits électroniques complexes. On trouve d'abord sur chaque antenne la partie dédiée à la détection et la numérisation du signal reçu. Les détecteurs radio reposent sur la technique hétérodyne, permettant de lire à la fois l'amplitude et la phase du champ électrique. Un détecteur n'est sensible qu'à une plage de fréquences limitée. Le signal de chaque antenne est ensuite combiné dans un corrélateur, les interférences sont donc créées de façon numérique. Pour garantir la cohérence temporelle, on introduit un délai instrumental pour compenser le retard d'arrivée des ondes (voir Fig. II.3). Ces étapes diffèrent sensiblement des techniques utilisées en optique, où les rayons lumineux collectés dans les télescopes produisent directement les franges d'interférence qui sont ensuite détectées. Les principes de détection en optique sont aussi différents, ils sont basés sur des techniques quadratiques qui sont sensibles uniquement à l'amplitude du champ électrique.

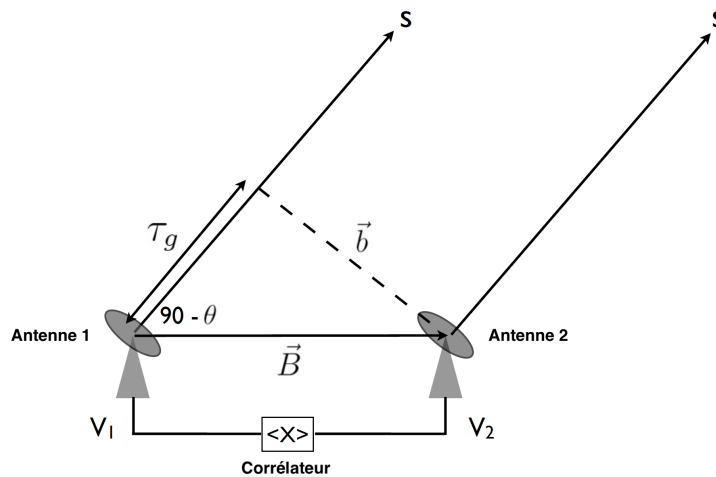


FIGURE II.3. : Schéma du principe de l'interférométrie radio. Deux antennes séparées par le vecteur \vec{B} observent une source S . L'onde arrive sur l'antenne 1 avec un retard (délai géométrique) noté τ_g . Les amplitudes du champ électrique local mesurées par chaque antenne, V_1 et V_2 , sont combinées dans le corrélateur. Crédits : M. Garrett, *Basics of radio interferometry*

Je vais maintenant définir le vocabulaire de l'interférométrie que j'utiliserai par la suite :

- ligne de base* : segment entre deux antennes
- configuration* : disposition des antennes (nombre d'antennes, géométrie du réseau)
- beam primaire (PB)* : résolution angulaire d'une antenne
- beam synthétisé, θ_{beam}* : résolution angulaire obtenue en mettant les antennes en réseau

Chaque paire d'antenne, au nombre de $N(N-1)$ pour N antennes, correspond à une ligne de base repérée par un vecteur \vec{B} et sa projection $\vec{b} = (u, v)$ dans un plan perpendiculaire à la direction d'observation (voir Fig. II.3). On peut faire l'analogie avec l'expérience précédente en remplaçant les fentes d'Young par une paire d'antennes. Pour chaque paire d'antennes de coordonnées (u, v) , le corrélateur mesure une visibilité complexe sous la forme $V(u, v) = Ae^{i\phi}$ où A est l'amplitude (associée à l'intensité lumineuse de la source, I), ϕ la phase (reliée à la position de la source dans le ciel, (x, y)). Il existe une équation fondamentale en interférométrie connue sous le nom de théorème de Van Cittert-Zernike reliant les visibilités à l'intensité :

$$\begin{aligned} V(u, v) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} PB(x, y) I(x, y) e^{i2\pi(ux+vy)} dx dy \\ &= \mathcal{F}\{PB(x, y) I(x, y)\} \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Cette équation fait intervenir une transformée de Fourier, notée ici \mathcal{F} . Le plan dans lequel les visibilitées sont mesurées est donc le plan de Fourier, appelé simplement plan uv . Les différentes lignes de base correspondent alors à des fréquences spatiales exprimées en mètre, les plus petites distances sur le ciel étant mesurées par les plus longues lignes de base. La résolution angulaire de l'interféromètre est liée à sa capacité à distinguer deux franges. Une analogie avec la valeur d'interfrange obtenue pour les fentes d'Young permet de comprendre que la séparation angulaire entre deux franges varie comme

$$\theta_{\text{beam}} = k \frac{\lambda}{B_{\text{max}}} [\text{rad}] \simeq \frac{61\,800}{B_{\text{max}} \nu [\text{GHz}]} ['] \quad (\text{II.5})$$

où B_{max} est la plus longue ligne de base de la configuration utilisée. La valeur de la constante k varie entre 0.7 et 1.2 selon le traitement des images (paramètre du *clean*, voir Sect. II.2.3).

Une autre caractéristique d'un interféromètre est la plus grande échelle spatiale auquel il est sensible (MRS, *Maximum Recoverable Scale*), donnée par la plus courte ligne de base

$$\theta_{\text{MRS}} \simeq 0.6 \frac{\lambda}{B_{\text{min}}} [\text{rad}] \quad (\text{II.6})$$

Enfin, le champ de vue est essentiellement limité par le beam primaire des antennes, et donc leur diamètre d'après l'équation II.1.

RECONSTRUCTION D'IMAGES

Nous avons vu que les données brutes d'un interféromètre sont des visibilitées dans le plan de Fourier. Il est possible d'obtenir des informations sur les sources les plus simples (ponctuelles, disques) en ajustant des modèles directement dans ce plan uv . Cependant la plupart des sources observées sont trop complexes pour cela et les observateurs cherchent à reconstruire une image de la source, proche de celle qu'aurait donné un télescope de diamètre équivalent à la plus longue ligne de base de l'interféromètre. Pour cela, on utilise une technique appelée synthèse d'ouverture. En repartant de la relation II.4, on voit que le profil en intensité de la source observée s'obtient par transformée de Fourier inverse des visibilitées :

$$I(x, y) PB(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{V(u, v)\} \quad (\text{II.7})$$

On considère que le beam primaire PB est identique pour toutes les antennes du réseau, son effet est uniquement pris en compte à la fin du processus de reconstruction de l'image. Par souci de simplicité, il sera oublié dans la suite des calculs.

Si la couverture du plan uv était complète, reconstruire l'image à partir des visibilitées se fait par une simple opération mathématique. En pratique, on dispose d'un échantillonnage du plan uv limité par le nombre d'antennes de la configuration. Notons $E(u, v)$ la fonction d'échantillonnage du plan uv telle que $E = 1$ pour tous les (u, v) avec une mesure $V(u, v)$, $E = 0$ ailleurs. On peut alors réécrire l'équation II.7 comme

$$\begin{aligned} I^D(x, y) &= \mathcal{F}^{-1}\{V(u, v)E(u, v)\} \\ &= \mathcal{F}^{-1}\{V(u, v)\} * \mathcal{F}^{-1}\{E(u, v)\} \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

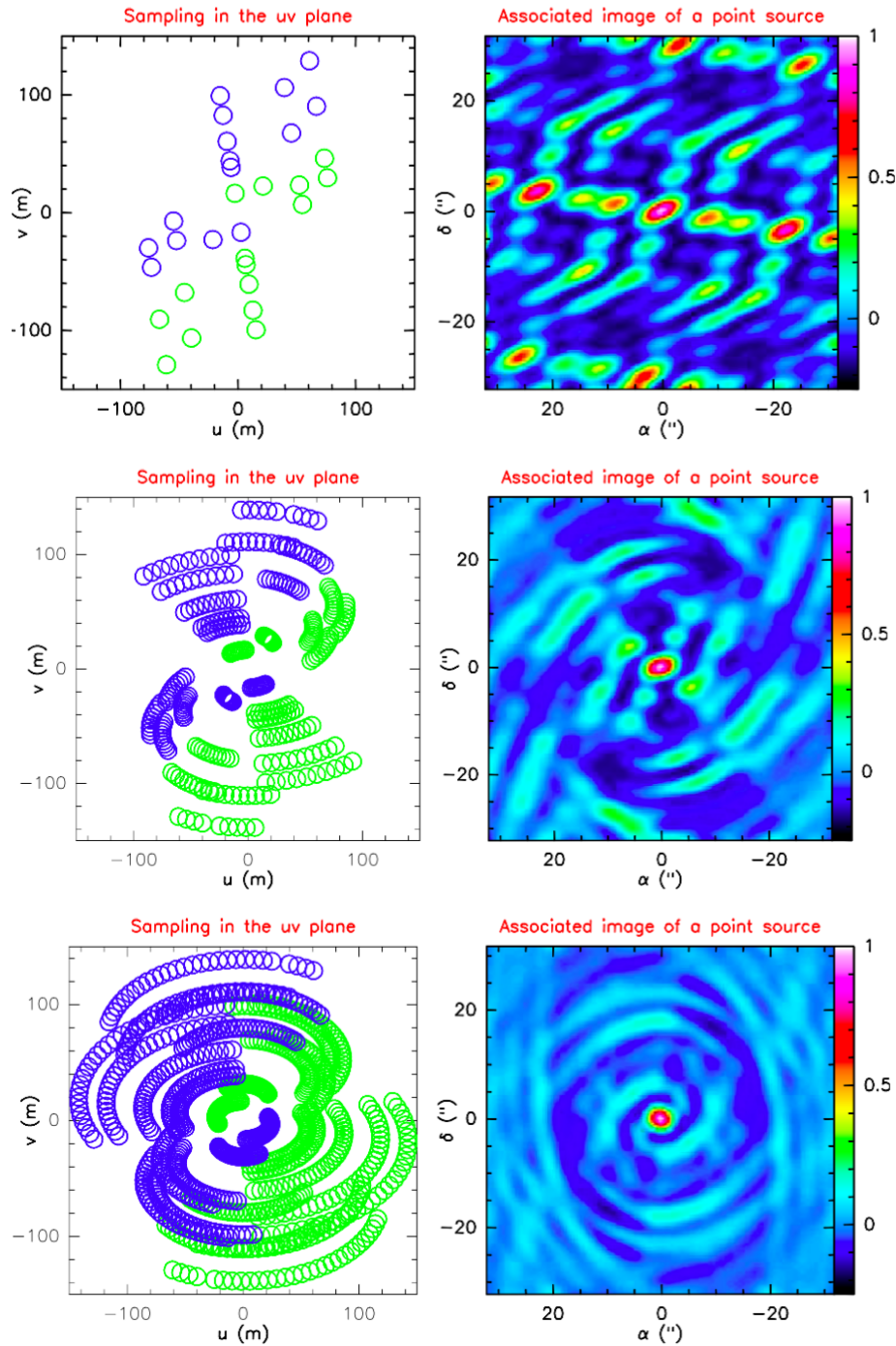


FIGURE II.4. : **Gauche** : couvertures du plan uv pour l'interféromètre du Plateau de Bure (maintenant appelé NOEMA) dans une configuration à 6 antennes. Une paire d'antennes produit deux mesures de visibilités, représentées par deux points vert et bleu symétriques par rapport à l'origine du plan uv . Les configurations du milieu et du bas sont obtenues par rotation du motif du haut à mesure que la position apparente de la source évolue sur le ciel.

Droite : image d'une source ponctuelle située au centre de l'image, reconstruite à partir de la configuration à gauche. Les autres structures en émission ou absorption correspondent aux artefacts interférométriques résultant de l'échantillonnage incomplet du plan uv . Sur l'image du haut, on distingue encore des motifs proches de franges d'interférences rectilignes. Sur les images du milieu et du bas les artefacts prennent la forme d'arcs. Crédits : J. Pety, école d'interférométrie de l'IRAM

La transformée de Fourier inverse de la fonction d'échantillonnage est appelée *psf* (*point spread function*), notée $e(x, y)$, encore appelée *dirty beam*, par analogie avec le beam synthétisé θ_{beam} . L'image "brute" obtenue à partir des visibilitées, appelée image *dirty*, est l'image "réelle" convoluée par la *psf* soit

$$I^D(x, y) = I(x, y) * e(x, y) \quad (\text{II.9})$$

Recouvrer l'image réelle à partir de l'image *dirty* se fait durant l'étape de *clean* qui sera décrite Sect. II.2.3.

On peut déjà noter à ce stade que du fait de l'échantillonnage incomplet du plan uv , un grand nombre d'images réelles peuvent correspondre aux visibilitées mesurées. Pour choisir la meilleure solution, il faut faire des hypothèses sur la couverture du plan uv . Ainsi, un bon échantillonnage est essentiel au bon déroulement du *clean*. Un premier moyen d'améliorer la couverture du plan uv est d'augmenter le nombre d'antennes mais cela est très coûteux. Pour augmenter le nombre de mesures, on peut heureusement profiter de la rotation de la Terre. En effet, alors que le vecteur \mathbf{B} est fixe pour une configuration donnée, sa projection \mathbf{b} dans le plan uv varie (voir Fig. II.3) en même temps que la position apparente de la source sur le ciel. Les effets de la couverture du plan uv sur la reconstruction de l'image sont illustrés Fig. II.4 pour l'observation d'une source ponctuelle. A mesure que la Terre tourne, les visibilitées dans le plan uv décrivent des ellipses et l'image *dirty* obtenue est plus proche de l'image réelle.

II.1.3 L'interféromètre ALMA

Observer dans le domaine (sub)millimétrique nécessite de limiter les effets de l'atmosphère, et en particulier de la vapeur d'eau. C'est pourquoi les sites choisis pour les interféromètres sont situés dans des déserts et/ou en altitude. Les interféromètres opérant dans le domaine radio, dont les caractéristiques sont présentées dans la Table II.1, sont situés entre 2000 à 4000 m d'altitude à l'exception d'ATCA. ALMA est construit sur le plateau de Chajnantor, un site exceptionnel situé à 5000 m d'altitude dans le désert d'Atacama au Chili, un des plus secs au monde. C'est aussi l'interféromètre le plus performant au monde pour les observations submillimétriques, en terme de résolution spatiale comme de sensibilité.

TABLE II.1. : Caractéristiques des principaux interféromètres radios

nom	localisation	nombre d'antennes	diamètre des antennes [m]	fréquences [GHz]	B_{max} [km]
VLA	Socorro (EU)	28	25	1-50	36
ATCA	Nouvelle-Galles du Sud (Australie)	6	22	1.1-105	6
NOEMA ^a	plateau de Bure (France)	10(12)	15	70-280	0.7 (1.7)
ALMA	plateau de Chajnantor (Chili)	66	7 et 12	84-950	16
SMA	Hawaï (EU)	8	6	180-418	0.5

^a entre parenthèses sont donnés les caractéristiques prévues pour 2021

ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*) est constitué de 50 antennes de 12 m de diamètre avec des lignes de base allant de 15 m à 16 km permettant d'atteindre des résolutions angulaires jusqu'à $\theta_{\text{beam}} = 0.02''$ à 230 GHz. En complément, 12 antennes de 7 m de diamètre, plus rapprochées, permettent d'obtenir des lignes de bases plus courtes, de 9 à 30 m. Elles sont situées au centre du réseau d'antennes de 12 m (voir Fig. II.5) et disposent de leur propre corrélateur, formant un réseau indépendant nommé ACA (*Atacama Compact Array*). Enfin, 4 antennes de 12 m sont utilisées indépendamment pour produire des images sensibles aux plus grandes échelles spatiales (TP, *Total*

Power) en couvrant les lignes de bases de 0 à 12 m. 8 bandes de fréquences sont actuellement en service, de la bande 3 à 100 GHz (3 mm) à la bande 10 à 870 GHz (0.34 mm). La bande 1 autour de 40 GHz est en cours de construction.

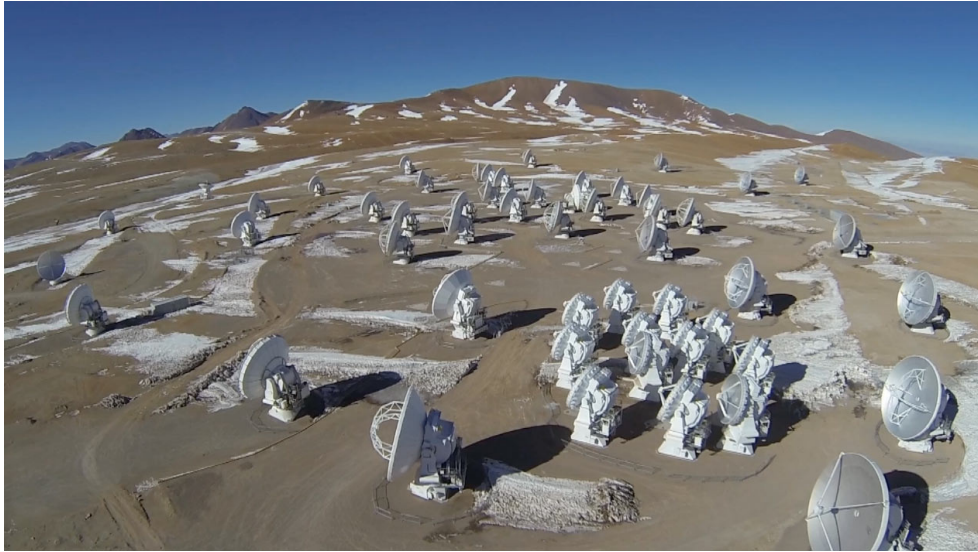


FIGURE II.5. : Vue aérienne de l'interféromètre ALMA. Au centre de l'image, les antennes de 7 m sont entourées par des les antennes de 12 m. Crédit : ESO

ALMA est un instrument co-géré par les observatoires européen (ESO), américain (NRAO) et japonais (JAO) en partenariat avec le Chili. Il a été officiellement inauguré en 2013 mais a fourni ses premières images en 2011. Chaque année, un nouveau *cycle* d'observations est lancé. Les chercheurs souhaitant utiliser ALMA sont invités à déposer leur projet de recherche avec les justifications scientifiques et les caractéristiques demandées (*proposals*). Il est possible de demander plusieurs configurations des antennes 12 m, complétées par une configuration avec l'interféromètre ACA et les antennes TP. Par ailleurs, ALMA propose des observations en mode mosaïque, c'est à dire avec une succession de champs de vues, adaptées pour cartographier une aire dépassant le champ de vue d'une antenne. Pour ce qui est de définir la configuration spectrale, il est possible de demander l'observation d'une bande jusqu'à 8 GHz de largeur. Selon les transitions moléculaires d'intérêt, on choisit plusieurs *fenêtres spectrales* non contiguës en fréquence. Chacune possède une résolution spectrale définie par le nombre de *canaux de fréquence* et la largeur de la fenêtre spectrale. Un comité international se réunit pour évaluer et sélectionner les meilleures projets qui seront observés l'année suivante. Pour le cycle 7 en cours les observations débuteront en octobre 2019. L'année est divisée en périodes de 20 à 30 jours durant lesquelles ALMA est dans une configuration donnée, puis les antennes sont déplacées pour former la configuration suivante. Au total, 192 fondations d'antennes (stations) sont répartis sur le site.

II.2 Traitement des données ALMA

Dans cette partie je présente d'abord la configuration des observations ALMA de W43-MM1 (Sect. [II.2.1](#)). Je décris ensuite le principe des étapes de traitement des données que j'ai effectuées : la calibration (Sect. [II.2.2](#)) et la réduction (Sect. [II.2.3](#)).

II.2.1 Configuration spatiale et spectrale

J'ai travaillé avec des données ALMA du cycle 2 prises entre juin 2014 et juin 2015. W43-MM1 a été cartographié avec une mosaïque de 33 champs couvrant $78'' \times 53''$ ($2.1 \text{ pc} \times 1.4 \text{ pc}$ à 5.5 kpc de distance). Les observations avec les antennes 12 m couvrent des lignes de bases de 14 à 820 m, correspondant à une résolution angulaire de $\theta_{\text{beam}} \simeq 0.36''$ (ou 0.01 pc) et une sensibilité spatiale jusqu'à $\theta_{\text{MRS}} \simeq 12''$ (ou 0.3 pc) d'après les Eq. II.5 et II.6. En ajoutant les observations avec le réseau ACA on obtient $\theta_{\text{MRS}} \simeq 21''$ (ou 0.55 pc). Des données TP ont aussi été prises mais je ne m'en suis pas servi, elles se réduisaient mal à l'époque et la plupart du travail que j'ai effectué ne nécessitait pas de contraintes des grandes échelles spatiales. Enfin, j'ai aussi réduit des données cycle 3 prises en complément sur W43-MM1, mais mélanger les observations cycle 2 et 3 s'est avéré trop incertain (problèmes de concordance des poids) et peu utile (les données cycle 3 étaient moins sensibles et avaient un beam plus large).

Les observations utilisent le récepteur en bande 6 à 1.3 mm, avec 8 fenêtres spectrales entre 216 et 234 GHz, représentées Fig. II.6 sur le spectre d'une protoétoile massive pris avec le 30 m de l'IRAM. La dernière fenêtre spectrale a été choisie plus large que les autres (1.9 GHz) et dépourvue de raies intenses, traceurs de gaz dense. Je m'en suis servi pour déterminer l'émission continuum (voir Chap. III), et sera désignée par la suite sous le terme "fenêtre continuum". J'ai aussi utilisé 3 raies moléculaires, CO(2-1), SiO(5-4) et $^{13}\text{CS}(5-4)$, situées dans 3 fenêtres spectrales distinctes.

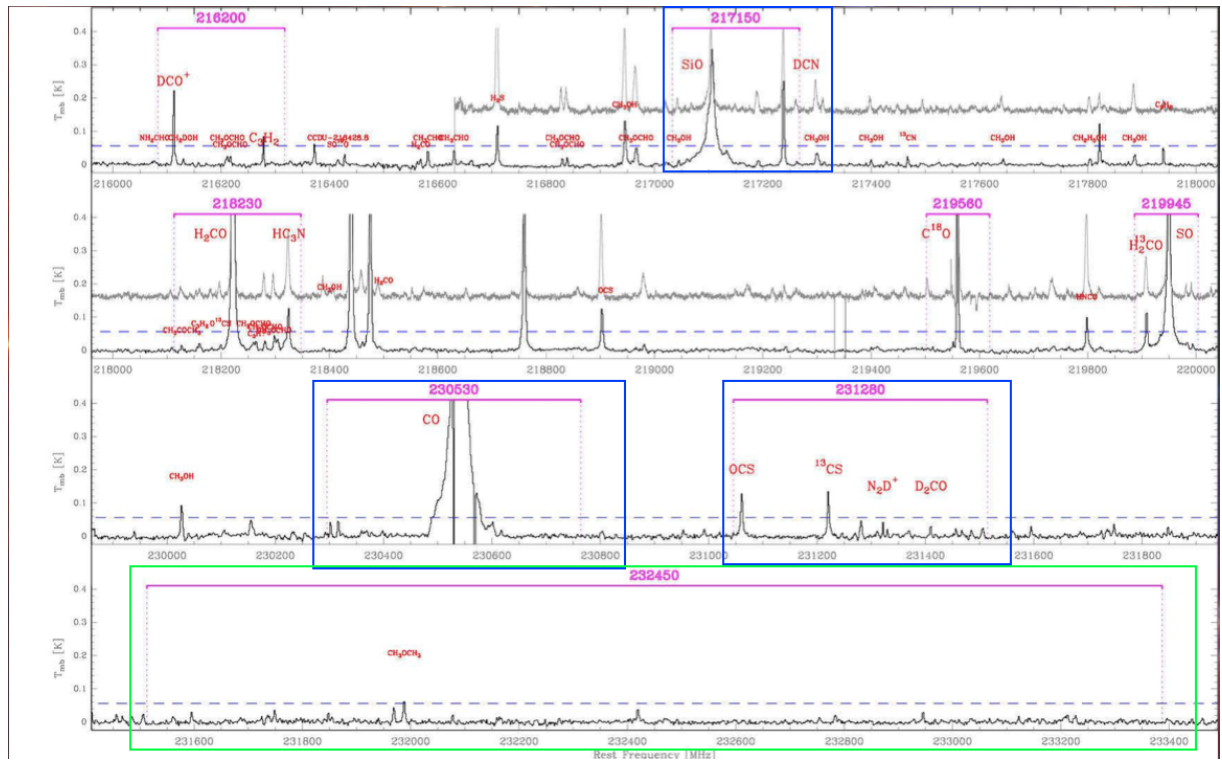


FIGURE II.6. : Spectre pris avec le 30 m de l'IRAM de la protoétoile massive CygX-N63 (spectre principal, voir [Fechtenbaum et Bontemps, 2013](#)) et de W43-MM1 (spectre en gris décalé sur l'axe Y et non complet). Les 8 fenêtres spectrales des observations ALMA et leurs fréquences centrales sont indiquées en rose. Les 3 fenêtres spectrales où se situent les raies moléculaires que j'ai utilisées sont encadrées en bleu, la fenêtre continuum en vert.

II.2.2 Calibration des données

Les visibilitées complexes mesurées par un interféromètre se décomposent en une amplitude, équivalente à une température (en K), et une phase (en °). Les deux sont affectées par de nombreux effets indésirables dues à l'atmosphère et aux systèmes électroniques (détecteurs, corrélateur). Les calibrations servent à corriger ces effets et convertir les mesures en unités SI.

Une session d'observations typique avec ALMA est représentée Fig. II.7. Les trois principales calibrations sont :

- Une correction des fluctuations d'amplitude et de phase (on parle aussi de gain) avec le temps. Les variations de phase sont causées par la turbulence de l'atmosphère mais aussi par des incertitudes sur la position des antennes. Le calibrateur de phase doit être une source ponctuelle proche de la source observée, un quasar le plus souvent. Il est observé plusieurs fois au cours d'une session d'observation (toutes les 10 minutes environ, ligne *Phase* sur la Fig. II.7).
- Une correction des fluctuations d'amplitude et de phase avec la fréquence (ligne *bandpass* sur la Fig. II.7), qui proviennent principalement du système d'acquisition des données. Le calibrateur de *bandpass* doit aussi être une source ponctuelle, mais pas nécessairement proche de la source, un quasar ou un corps du système solaire conviennent. Il est observé une seule fois au début de la session d'observations.
- Une calibration du flux de la source et des autres calibrateurs. L'observation d'un calibrateur de flux connu permet de convertir le signal mesuré à la sortie du corrélateur (exprimé en Volt) en température (en Kelvin) ou en flux (en Jansky). Ce calibrateur doit avoir un flux stable dans le temps ou avoir des variations lentes et calibrables, il peut être résolu spatialement. On choisit souvent le calibrateur de *bandpass*, comme sur l'exemple Fig. II.7 (ligne *Amplitude*).

On fait ici l'hypothèse que les variations avec le temps et avec la fréquence sont décorréelées et peuvent être corrigées indépendamment. Les calibrations de gain et d'amplitude sont effectuées pour chaque antenne.

En pratique, ces calibrations sont effectuées dans les centres régionaux d'ALMA entre la fin des observations et le moment où les données sont accessibles. L'observateur est ensuite invité à vérifier si la calibration a été bien effectuée avec un spécialiste d'ALMA. Si besoin il peut la refaire tout ou en partie, par exemple en décidant de ne pas utiliser certaines antennes ou certaines bandes de fréquence où les mesures sont trop mauvaises. J'ai effectué cette étape à l'IRAM (Grenoble) avec E. Chapillon pour les données W43-MM1 cycle 2 et 3. Cette calibration manuelle a permis d'améliorer sensiblement la qualité des données, à l'époque le traitement des grandes mosaïques comme la notre et le pipeline n'étaient pas aussi efficace qu'aujourd'hui.

En complément, trois autres mesures et corrections sont effectuées :

- Une correction en temps réel des fluctuations de phase sur des courtes durées (< 1 min). Elle est effectuée avec des mesures de la quantité de vapeur d'eau sur la ligne de visée par des radiomètres (WVR, *Water Vapor Radiometer* sur la Fig. II.7).
- Une correction en temps réel de la précision du pointage (*pointing* sur la Fig. II.7).
- Un contrôle du bruit des mesures (T_{sys} , *system temperature*). L'atmosphère émet à une température $T_{\text{atm}} \simeq 300\text{K}$ dans les fréquences où ALMA observe, cette valeur dépendant de l'épaisseur d'atmosphère à une élévation donnée et des conditions météorologiques. Les détecteurs introduisent aussi du bruit de mesure. Pour contrôler les variations de T_{sys} , une portion du ciel sans source brillante est observée à intervalles réguliers (*Atmosphere* sur la Fig. II.7),

avec des mesures pour chaque antenne et pour chaque fenêtre spectrale. Ces valeurs de T_{sys} peuvent être utilisées pour donner un poids aux visibilitées (voir Sect. II.2.3).

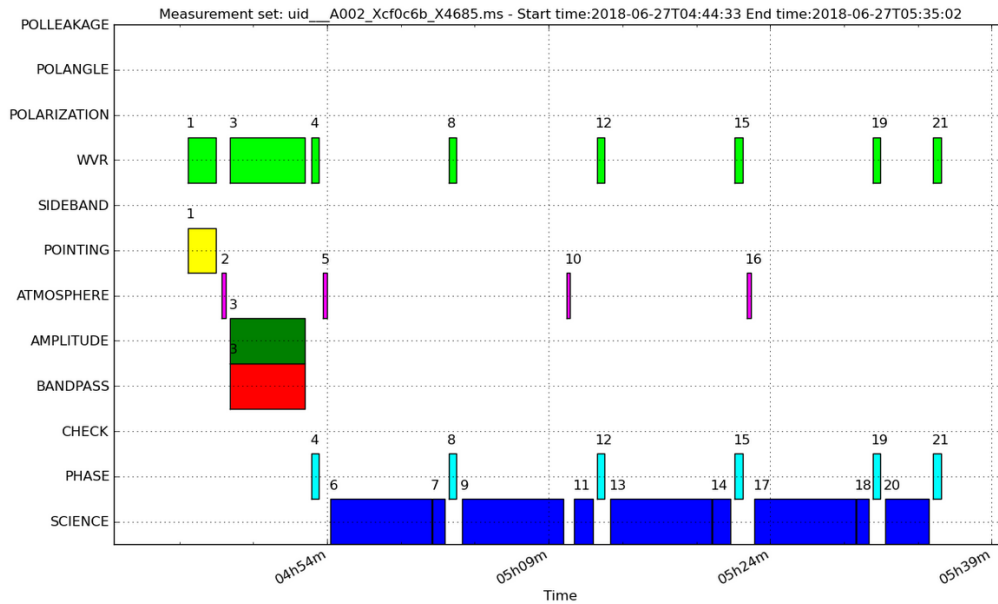


FIGURE II.7. : Une session d'observations typique avec ALMA, découpée en fonction du temps (en abscisse). Les observations sur la source (*science*), représentées en bleu marine sur la dernière ligne, représentent ici 35 min d'intégration sur un total de 46 min d'observation. Le reste du temps est consacré à l'observation des différents calibrateurs (les six premières lignes), notamment le calibrateur d'amplitude et de bandpass (vert foncé et rouge) et le calibrateur de phase (bleu clair).

II.2.3 Réduction des données

La procédure de *clean* permet de reconstruire une image *dirty* à partir des visibilitées et de déconvoluer cette image de la *psf* de l'interféromètre. Nous avons vu Sect. II.1.2 que l'échantillonnage du plan uv est incomplet, cela nécessite d'extrapoler à partir des mesures pour combler les vides. Les algorithmes de *clean* utilisés actuellement se basent sur la méthode développée par Högbom (1974) ou des variantes comme celle de Clark (1980). Ces méthodes font l'hypothèse que la région observée est composée de plusieurs sources ponctuelles, c'est à dire des sources non résolues. Le *clean* se déroule en plusieurs étapes :

1. L'image *dirty* I^D est créée par transformée de Fourier inverse des visibilitées (voir Eq. II.8). A ce stade, l'image *dirty* correspond à une image dite des résidus, $R_0 = I^D$. La *psf* est aussi calculée.
2. La source ponctuelle la plus intense sur les résidus est repérée, sa position est enregistrée dans une image, le modèle. Une fraction de cette source ponctuelle (le gain, en général 1/10) multipliée par la *psf* est soustraite des résidus, $R_i = I^D - IC$.
3. L'étape 2 est répétée jusqu'à atteindre une condition d'arrêt qui est en général un seuil d'intensité dans les résidus, parfois un nombre d'itérations maximal.
4. L'image finale est reconstruite en ajoutant les résidus au modèle convolué par le beam synthétisé.

Dans une image correctement "nettoyée", il ne doit rester dans les résidus que du bruit. C'est aussi durant ce *clean* qu'on choisit le type d'image souhaitée. Si on veut conserver l'information spectrale, pour des études de raies, le *clean* se fait pour chaque canal de fréquence indépendamment. Pour obtenir une carte continuum, il sera plus rapide d'effectuer le *clean* sur une carte moyennée sur une sélection de canaux.

Durant la première étape, la *psf* est reconstruite en donnant un poids $W(u, v)$ aux visibilitées, c'est à dire $e(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{E(u, v)W(u, v)\}$ où $E(u, v)$ désigne toujours la fonction d'échantillonnage (voir les Eq. II.8 et II.9). Le choix des poids à appliquer aura un impact important sur l'image reconstruite et dépend des objectifs scientifiques. Les différentes options sont :

- les **poids naturels**, pour lesquels W dépend de la T_{sys} des visibilitées, $W = 1/T_{\text{sys}}^2$. Cette option permet de minimiser le rms de l'image finale mais en donnant plus de poids aux courtes lignes de base elle dégrade la résolution.
- les **poids uniformes**, pour lesquels W est inversement proportionnel à la densité de visibilité locale. Cette option permet d'obtenir la meilleure résolution angulaire, en favorisant les longues lignes de base, au prix d'une sensibilité plus faible.
- les **poids robustes** (ou méthode de Briggs), permettant une variation continue à l'aide d'un paramètre de robustesse, R , entre les poids naturels ($R = -2$) et uniforme ($R = 2$). Cette option permet d'obtenir un bon compromis entre sensibilité et résolution angulaire en choisissant $R = 0.5$.

Ainsi, le choix d'une option pour les poids a un impact fort sur la résolution finale de l'image qu'on peut estimer avec l'équation II.5.

J'ai effectué le *clean* des données W43-MM1 (continuum et raies) avec la fonction du même nom implémentée dans CASA 4.7 et 5.4. J'ai d'abord utilisé l'algorithme par défaut, Clark, avec un gain de 0.1, et avec l'option robuste pour les poids, paramètre $R = 0.5$ (appelé *clean* classique dans la suite de ce manuscrit). L'image reconstruite, ses résidus et le modèle sont illustrés pour la carte continuum sur la Fig. II.8, pour un seuil en intensité de 8 mJy beam^{-1} . L'émission dans les résidus reproduit la forme observée dans l'image, signe que le *clean* n'est pas allé assez loin. On voit que des artefacts d'interférométrie demeurent sur l'image reconstruite, sous la forme de zones négatives en périphérie de la zone centrale. Aller plus loin dans le *clean*, en demandant un seuil plus bas, ne permet pas de diminuer ces artefacts.

Pour améliorer la qualité des images, j'ai ensuite testé un autre algorithme, nommé *multiscale* (Cornwell, 2008). Cette méthode, encore au stade expérimental dans les premières versions de *clean* que j'ai utilisées, est maintenant proposée comme une alternative à *Hogborn* ou *Clark* dans la fonction *tclean* remplaçant *clean*. Le principe est de décomposer l'image en différentes échelles spatiales afin de mieux traiter les régions complexes avec de l'émission étendue importante et une forte dynamique spatiale. Pour cela, les résidus sont convolués par des Gaussiennes de taille donnée (les échelles) puis l'étape 2 se déroule de façon simultanée sur chacune des images intermédiaires obtenues. J'ai utilisé comme échelles, exprimées en secondes d'arc, $[0, 0.6, 1.8, 5.4, 10]$, elles permettent de traiter indépendamment les sources ponctuelles (0), puis les sources de la taille du beam (θ_{beam}). Les deux échelles suivantes suivent une progression géométrique, $3\theta_{\text{beam}}$ et $9\theta_{\text{beam}}$. La dernière échelle, $10''$, permet de couvrir jusqu'à la plus grande taille accessible, ici $\theta_{\text{MRS}} = 12''$. J'ai conservé des poids robustes avec le paramètre $R = 0.5$ pour le *clean* et pris un gain de 0.3 pour accélérer le processus. Le résultat est montré sur la Fig. II.8 pour un seuil de 10 mJy beam^{-1} . Cette fois l'émission dans les résidus est moins importante, plus morcelée, et il n'y a plus de zones négatives sur l'image.

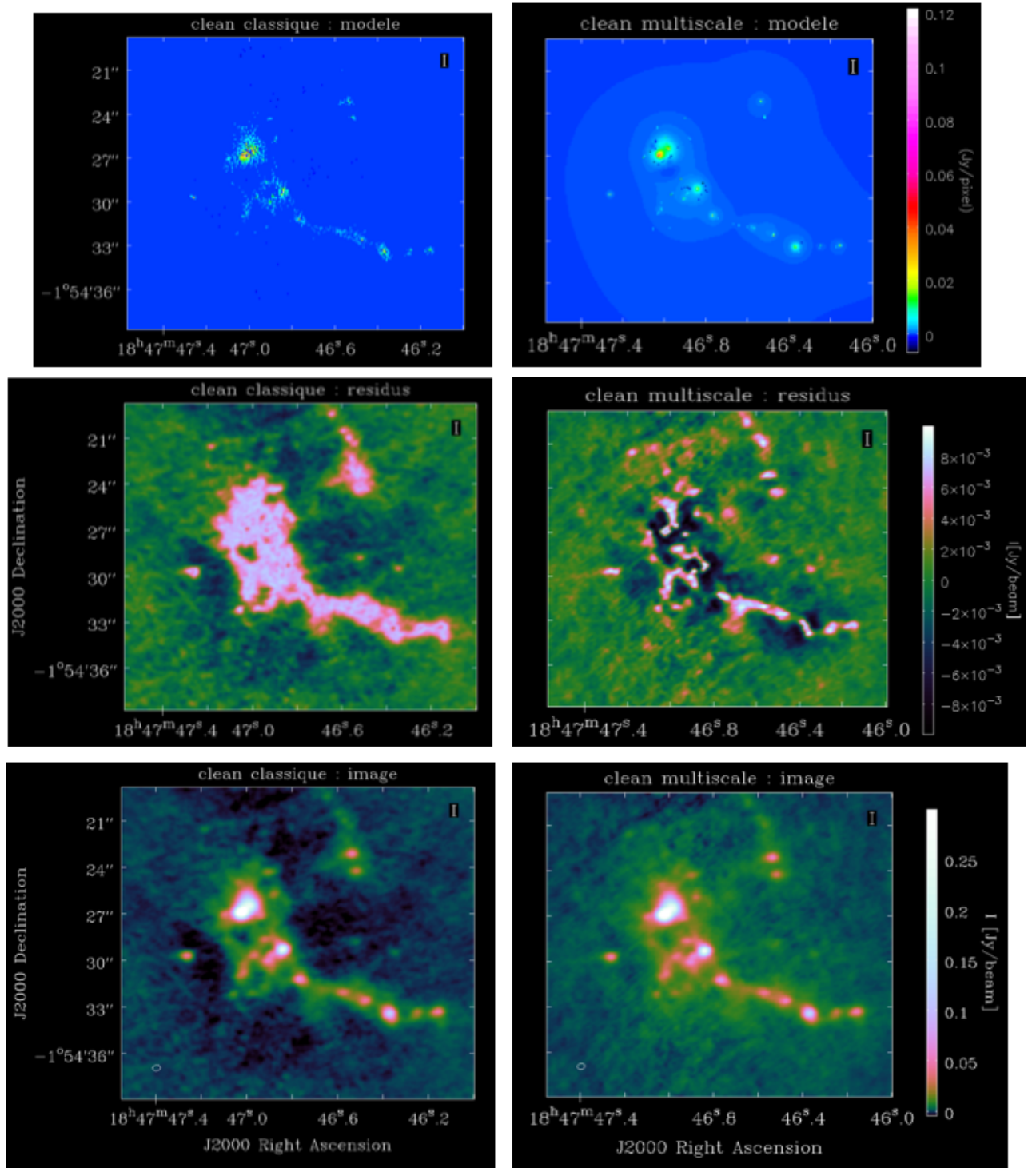


FIGURE II.8. : Comparaison du modèle (panneau du haut), des résidus (panneau du milieu) et de l'image reconstruite (panneau du bas) pour le *clean classique* (à gauche) et le *clean multiscale* (à droite) du continuum avec les configurations 12m. La selfcalibration est appliquée dans les deux cas.

Pour finir, j'ai effectué une étape de *selfcalibration* en phase. Il s'agit, après un premier clean, de refaire la calibration en prenant cette fois comme calibrateur de phase la source elle-même. On caractérise ainsi la turbulence de l'atmosphère au plus proche de la direction d'observation (la ligne de visée). Cette étape a permis de réduire encore les artefacts interférométriques résiduels. J'ai utilisé les mêmes paramètres pour le clean des raies (*multiscale, selfcalibration*) en adaptant les échelles spatiales.

En améliorant la reconstruction de l'image, le clean *multiscale* puis la *selfcalibration* ont permis de diminuer le niveau de bruit. Dans les parties externes de la carte dépourvues d'émission, le rms est peu impacté par les progrès du clean, $\sigma = 0.13 \text{ mJy beam}^{-1}$. Dans les zones périphériques (non visibles sur la Fig. II.8), il diminue de $\sigma \simeq 0.9 \text{ mJy beam}^{-1}$ à $\sigma \simeq 0.6 \text{ mJy beam}^{-1}$ grâce à l'étape de *selfcalibration*. Enfin dans les zones plus proches du centre de la carte $\sigma \simeq 3.5 \text{ mJy beam}^{-1}$.

Le travail que j'ai effectué durant ma thèse afin d'établir les meilleures paramètres pour la réduction des données W43-MM1 s'inscrit dans une perspective plus vaste, celle de la réduction des données du grand programme d'observations ALMA-IMF (voir les perspectives Chap. VI). Il s'agit cette fois d'établir une structure de clean commune pouvant servir de base pour traiter de façon homogène les 15 régions observées. Les réflexions actuelles portent sur le choix des échelles spatiales pour le clean *multiscale* et sur la construction d'un masque pour l'étape de *selfcalibration*.

III

COMPRENDRE L'ORIGINE DE L'IMF PAR LA DISTRIBUTION EN MASSE DES COEURS

Sommaire

1.	Analyse de la carte continuum	52
1.1.	Description de la carte continuum	52
1.2.	Extraction et sélection des cœurs	53
1.3.	Calcul de la masse des cœurs	58
2.	Article I sur la CMF dans W43-MM1	61
2.1.	Présentation de l'article	61
2.2.	Article I : "The unexpectedly large proportion of high-mass star-forming cores in a Galactic mini-starburst" (Motte, Nony <i>et al.</i> 2018, Nature Astronomy)	62
3.	Compléments	71
3.1.	Tests pour évaluer la complétude en masse	71
3.2.	Tests pour estimer les incertitudes	74

III.1 Analyse de la carte continuum

Une partie des observations ALMA était dédiée à la mesure de la structure en densité de W43-MM1. Dans le domaine (sub)millimétrique, un des meilleurs moyens pour accéder à la structure densité du gaz est de mesurer l'émission thermique des poussières en supposant un bon couplage entre gaz et poussière. L'émission de ces poussières apparaît comme une composante continue sur laquelle vient se superposer l'émission discrète des molécules, d'où son nom de *continuum*. Je commence dans cette section par décrire la carte continuum de W43-MM1 (Sect. III.1.1), puis je présente l'extraction et la sélection des cœurs (Sect. III.1.2), enfin je détaille le calcul de la masse des cœurs (Sect. III.1.3). Compte tenu du fait que cette partie analyse n'est que peu détaillée dans l'article que nous avons publié (voir Sect. III.2) et qu'il m'a occupé durant la majeure partie de ma première année de thèse, je la décris ici en détail.

III.1.1 Description de la carte continuum

A l'issue de l'étape de clean présentée au chapitre II, je disposais de deux cartes continuum à 1.3 mm, de même taille ($2.1 \text{ pc} \times 1.4 \text{ pc}$) et même résolution spatiale ($0.37'' \times 0.53''$ soit $\theta_{\text{beam}} = 0.44''$) mais intégrées sur des bandes de fréquence différentes. La carte de référence *bande-large*, présentée sur la Figure III.1, est intégrée sur toute la bande dédiée au continuum, soit 1920 canaux couvrant 1.9 GHz. Elle possède la meilleure sensibilité ($\simeq 0.13 \text{ mJy beam}^{-1}$, mesurée dans les parties externes

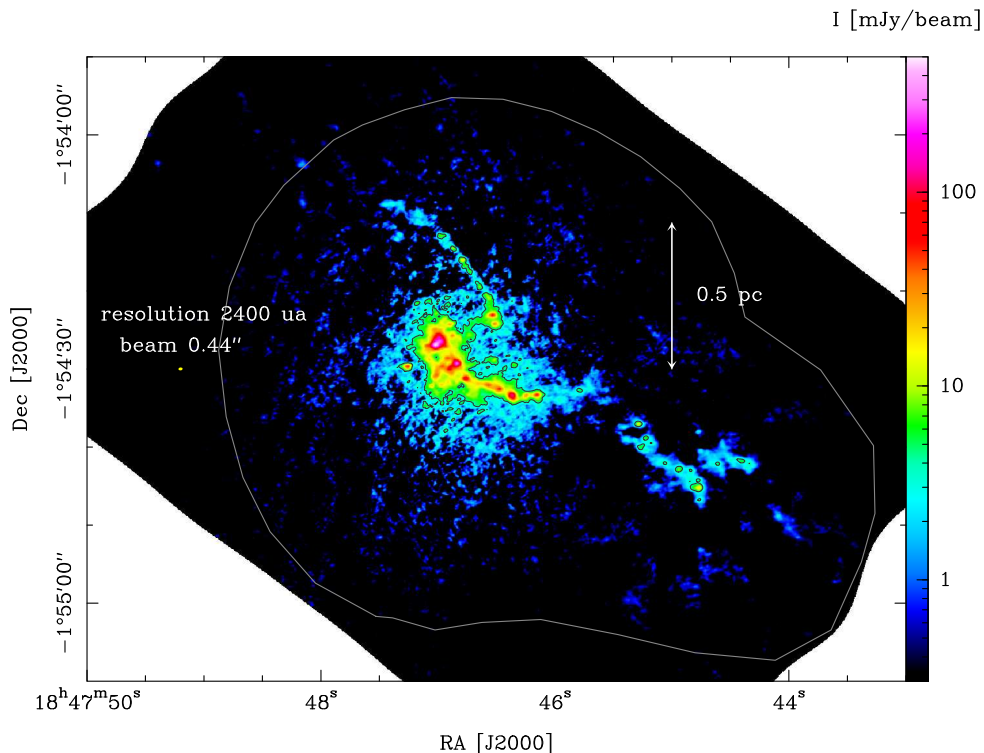


FIGURE III.1. : Carte continuum de toute la région W43-MM1 obtenue avec les observations ALMA à 1.3 mm. Le beam est représenté par l'ellipse jaune. Le contour noir correspond à un flux de 4 mJy beam^{-1} , le contour blanc à une densité de colonne de H_2 de 10^{23} cm^{-2} telle que mesurée par *Herschel*.

de la carte) ce qui permet de mieux détecter les cœurs de plus faibles flux. Toutefois, les cœurs les plus évolués, donc les plus chauds, possèdent de nombreuses transitions sur cette bande large. Pour les cœurs les plus brillants, ces raies venant majoritairement de molécules organiques complexes (COMs) contribuent de façon non négligeable au flux mesuré sur la carte *bande-large*. Pour assurer une mesure plus fiable du continuum sur ces cœurs, nous avons intégré la bande sur plusieurs portions choisies pour être aussi dépourvues que possible de raies, et représentant 65 MHz au total. Sur cette carte *bande-étroite* la sensibilité sur les parties externes est de $0.37 \text{ mJy beam}^{-1}$ soit trois fois plus que sur la *bande-large*.

Nous avons choisi de garder les observations avec la configuration 12m pour le continuum, car les données ACA étaient de moins bonne sensibilité et les ajouter dégradait le rapport signal sur bruit sans apporter d'informations utiles pour notre but, caractériser des sources compactes. Avec la configuration 12m uniquement, la plus grande échelle spatiale à laquelle l'interféromètre est sensible est $\theta_{\text{MRS}} \simeq 12''$ (voir Sect. II.2.1).

La première chose que l'on remarque est que l'émission est concentrée dans la partie centrale de la carte, dans une zone d'environ $1.6 \text{ pc} \times 0.7 \text{ pc}$. Aucune structure compacte n'est visible à l'œil nu dans les parties externes de la carte. Dans le détail, W43-MM1 se décompose en deux régions (voir aussi le zoom Figure III.2). Dans la partie centrale de la carte se dessinent deux structures filamenteuses orientées Nord-Est Sud-Ouest. La structure du gaz apparaît fortement hiérarchisée, avec un filament principal contenant les cœurs les plus brillants entouré de gaz moins dense. Il faut ici rappeler que l'émission du gaz sur de plus grandes échelles spatiales ($\gtrsim 0.5 \text{ pc}$) est en partie filtrée par l'interféromètre. Un filament secondaire, relié au filament principal par une zone de gaz dense, contient aussi quelques sources compactes brillantes dans sa partie sud.

Une deuxième région est visible au Sud-Ouest, isolée de la région centrale. La structure en filaments est moins évidente, on peut toutefois en discerner un. Le contraste en flux entre les deux régions est frappant. Dans la région centrale, le centre de masse, nommé N1a d'après les précédentes observations de Louvet *et al.* (2014), atteint un flux pic de $330 \text{ mJy beam}^{-1}$, tandis que dans la région Sud-Ouest le flux maximal est de 16 mJy beam^{-1} soit un rapport de 1 à 20. Un rapport similaire est mesuré entre le flux intégré sur chacune des régions.

De cette première description de la structure du gaz se dégage une notion importante, celle de ségrégation spatiale en densité (et donc en masse). J'en reparlerai dans les perspectives (Sect. VI.2).

III.1.2 Extraction et sélection des cœurs

EXTRACTION DES CŒURS

La méthode d'extraction peut avoir un impact important sur les caractéristiques des cœurs, voire sur la forme de la CMF elle-même (Pineda *et al.*, 2009; Curtis et Richer, 2010; Cheng *et al.*, 2018). Les algorithmes d'extraction identifient les cœurs à partir des maxima locaux en flux, puis définissent leurs limites spatiales en utilisant soit des contours fermés (*Clumpfind*) soit des points d'inflexions (*gaussclump*, CuTEX, méthode des dendrogrammes, *getsources*). Pour W43-MM1 nous avons utilisé *getsources* (version 1.140127), un algorithme multi-échelle et multi-longueur d'ondes (Men'shchikov *et al.*, 2012) développé pour les observations *Herschel* et utilisé notamment pour les études de CMF du programme HGBS (voir Sect. I.5.2). L'approche multi-longueur d'ondes n'est pas utile ici puisque nous ne disposons que d'une carte à 1.3 mm , nous l'avons toutefois utilisée pour réaliser une extraction simultanée sur deux cartes intégrées différemment, la carte *bande-large* et la *bande-étroite* (voir Sect. III.1.1). L'approche multi-échelle en revanche est bien adaptée à W43-MM1, dans lequel nous souhaitons identifier des sources compactes dans des environnements variés allant d'un filament dense à du gaz plus diffus (voir Section III.1.1). *getsources* décompose la carte en

différentes échelles spatiales, allant de la taille du pixel ($0.1''$) à la plus grande échelle spatiale sur la carte ($\theta_{\text{MRS}} \simeq 12''$). Pour cela l'image initiale convoluée avec une gaussienne de taille variable est soustraite de façon itérative à chaque étape. Cette succession de cartes à échelle unique, nettoyées de l'environnement, est utilisée pour la détection des sources. Une source est définie au départ comme un groupe de 4 pixels connectés au dessus d'un seuil en intensité. *getsources* suit l'évolution de la forme des sources, des petites échelles vers les grandes, jusqu'à l'échelle f où la source est la plus brillante. Sur la carte à l'échelle f , la taille de la source définit son empreinte. A l'issue de cette étape, un premier catalogue contenant notamment les coordonnées et l'empreinte des sources est créé.

L'étape de mesure se base sur l'image initiale, pas sur les cartes à échelle unique. L'empreinte de la source déterminée lors de la détection sert à donner une première estimation de la taille à mi-hauteur (θ_{source}) de la source. Celle-ci est représentée par une ellipse, soit 3 paramètres : grand et petit axe (a, b) et angle d'inclinaison de l'ellipse (PA). L'environnement de chaque source, c'est à dire l'émission sur la ligne de visée qui n'est pas associée à la source, est estimé par interpolation en utilisant les pixels à l'extérieur de l'empreinte avant d'être soustrait. Les filaments sont aussi extraits de l'image par une procédure spécifique (*getfilament*, Men'shchikov, 2013) et soustraits de l'image. C'est donc sur une carte nettoyée de l'environnement et des filaments que sont faites les

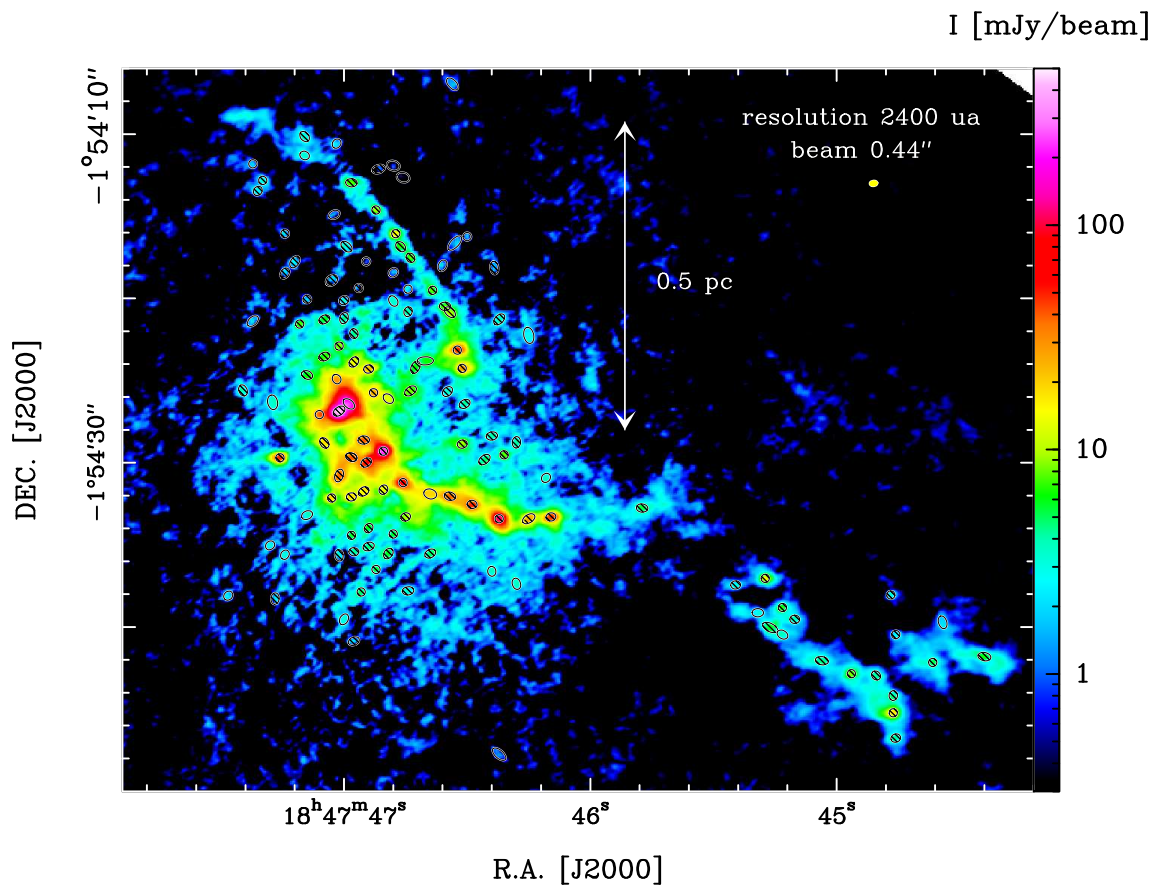


FIGURE III.2. : Coeurs extraits par *getsources* sur la carte continuum à 1.3 mm de W43-MM1. La carte continuum est un zoom de la Figure III.1 sur les parties centrale et sud-ouest de l'amas. Les ellipses représentent la taille à mi-hauteur des coeurs, avec des hachures pour les détections robustes ($\text{Sig} > 7$). Le beam est représenté par l'ellipse jaune dans le coin supérieur droit.

mesures des flux pic et intégré ($S^{\text{pic}}, S^{\text{int}}$). Quand les empreintes de deux sources se recouvrent, l'algorithme estime le flux intégré associé à chacune en se basant sur un profil Gaussien en intensité. L'incertitude associée au flux pic, σ^{pic} , est le rms mesuré sur un anneau elliptique autour de la source, celle associée au flux intégré, σ^{int} , est calculée à partir de σ^{pic} . On peut alors définir le rapport signal sur bruit standard, $S/B = S^{\text{pic}}/\sigma^{\text{pic}}$. Toutefois, un autre paramètre permet de mieux caractériser la détection multi-échelle de *getsources*, c'est le rapport entre le flux pic et le rms mesurés sur la carte à l'échelle f où la source est la mieux détectée : $Sig = S_f^{\text{pic}}/\sigma_f^{\text{pic}}$. C'est ce paramètre qui est utilisé pour sélectionner les sources, en utilisant deux niveaux de détection : robuste quand $Sig \geq 7$ et tentative quand $Sig \geq 5$. Le processus complet d'extraction est composé de plusieurs itérations qui affinent les empreintes et les estimations de filaments et d'environnement (pour plus de détails voir [Men'shchikov et al., 2012](#)). Le catalogue final liste les coordonnées des sources et ($Sig, S^{\text{pic}}, \sigma^{\text{pic}}, S^{\text{int}}, \sigma^{\text{int}}, a, b, PA$) pour les deux cartes.

SÉLECTION DES CŒURS

Le processus d'extraction de sources avec *getsources* est performant dans l'environnement complexe de W43-MM1, avec une forte dynamique spatiale. Cependant la liste de sources peut contenir des artefacts, j'ai donc appliqué des critères de post-sélection pour aboutir au catalogue final de cœurs. La première post-sélection (statistique) consiste à éliminer les sources dont la morphologie ne correspond pas à des cœurs compacts mais à des structures filamenteuses ou trop larges. J'ai retenu deux conditions nécessaires pour qu'une source soit considérée comme un cœur :

- une condition de taille sur le grand axe, $a < 1.5'' \simeq 3\theta_{\text{beam}}$ soit $a < 8250$ AU
- une condition sur l'ellipticité, $a/b \leq 2.5$

Dans une deuxième post-sélection (visuelle), toutes les sources ont été examinées individuellement pour confirmer qu'une structure compacte se détachant bien de son environnement immédiat se trouve bien là où *getsources* l'indique. J'ai effectué cette étape en suivant les conseils de V. Könyves, qui a aussi utilisé *getsources* pour son étude d'Aquila ([Könyves et al., 2015](#), voir Sect. [1.5.2](#)).

L'extraction finale, la sixième, a été menée sur la carte 12m avec un *clean multiscale*. Le catalogue *getsources* comprend 169 sources robustes et tentatives avec des mesures de flux fiables. La sélection statistique en garde 158, puis 131 après inspection visuelle soit 78% de la liste initiale. Ces **131 cœurs** constituent le catalogue définitif que nous avons publié, reproduit en Table [III.1](#). Les cœurs sont numérotés de #1 à #131, par Sig décroissants. Ils sont représentés sur la carte continuum Figure [III.2](#) par des ellipses. On remarquera que la structure centrale N1a est maintenant résolue comme deux cœurs proches, les #1 et #4.

On peut ici évaluer la qualité de l'extraction de l'algorithme. L'échantillon initial de 169 sources comprenait 114 sources robustes ($Sig > 7$) et 55 sources tentatives ($7 \geq Sig > 5$). Après les deux étapes de post-sélection, le catalogue final comprenait 94 sources robustes et 37 sources tentatives. Compte tenu du fait que durant l'étape de sélection visuelle nous avons déclassé 5 sources robustes détectées à plus avec $Sig > 7$ en sources tentatives, cela signifie que 87% des sources robustes ont été conservé contre seulement 58% des sources tentatives.

J'ai aussi travaillé sur plusieurs extractions tests avant l'extraction finale. Cela m'a d'abord permis d'affiner les paramètres d'extraction, afin de mieux correspondre aux caractéristiques des cœurs recherchés. J'ai aussi pu évaluer d'une autre manière la robustesse des sources en menant l'extraction sur différentes cartes continuum : une carte avec la configuration 12m obtenue par un *clean classique* (voir Sect. [II.2.3](#)), une carte avec les configurations 12m et ACA obtenue par un *clean multiscale*. Le nombre et les paramètres des cœurs extraits sur des deux cartes varie, avec 282 et 163

cœurs, respectivement. J'ai cependant pu vérifier que la plupart des sources robustes de l'extraction finale sont toujours extraites.

MESURES DE FLUX

Je rappelle que l'extraction a été réalisée sur deux cartes, la carte moyennée sur une *bande-large* (1.9 GHz) et celle moyennée sur une *bande-étroite* (65 MHz) (voir Sect. III.1.2 pour les explications de ces deux cartes). Je vais maintenant expliquer quelle carte a été utilisée pour caractériser chaque source.

La sensibilité est la meilleure sur la carte *bande-large*, elle constitue la carte de référence pour les 131 sources du catalogue final. La carte *bande-étroite* a été construite pour être dépourvue de raies moléculaires mais cela se fait au prix d'une sensibilité plus faible, de sorte que seules 59 sources sur 131 y ont été correctement détectées. L'enjeu ici est donc de déterminer pour quelles sources la contribution des raies moléculaires dans le flux continuum mesuré en *bande-large* ($S[1.9\text{ GHz}]$) est suffisamment forte pour justifier qu'on utilise le flux mesuré en *bande-étroite* ($S^{\text{pic}}[65\text{ MHz}]$).

La première méthode que j'ai utilisée pour évaluer cette contribution, que j'appellerai **contamination**, est de comparer les deux flux pic en utilisant le paramètre C^{pic} défini comme

$$C^{\text{pic}} = \frac{S^{\text{pic}}[1.9\text{ GHz}] - S^{\text{pic}}[65\text{ MHz}]}{S^{\text{pic}}[65\text{ MHz}]} \quad (\text{III.1})$$

C^{pic} est mieux adapté à la caractérisation de la contamination que son analogue pour les flux intégrés, C^{int} , car ce dernier est sensible à la taille des cœurs, qui peut varier selon la carte. En fixant deux conditions :

- une condition sur la contamination du flux pic, $C^{\text{pic}} \geq 10\%$ (pour que l'augmentation soit significative)
- une condition sur la détection sur la carte *bande-étroite*, $S/B^{\text{pic}}(65\text{ MHz}) > 6$ (pour que la mesure soit bien robuste)

on arrive à un premier échantillon de 13 cœurs pour lesquels prendre les mesures sur la carte *bande-étroite* paraît pertinent pour ne pas surestimer leur flux continuum.

En complément de ces critères statistiques, j'ai regardé directement le spectre de la bande continuum pour ces cœurs. Pour les 9 premiers d'entre eux (#1 à #5, #9, #10, #11 et #15), la présence de raies moléculaires est évidente à l'œil. Pour ces 9 cœurs, la Table III.1 donne la valeur de C^{pic} , allant de 13 à 74%, ainsi que les valeurs de tailles et flux (a , b , $S^{\text{pic}} \pm \sigma^{\text{pic}}$, $S^{\text{int}} \pm \sigma^{\text{int}}$) mesurés sur la carte *bande-étroite*.

Les 4 cœurs restants (#18, #21, #26 et #36) se distinguent des 9 autres par leur faible contamination : ce sont les seuls à avoir $C^{\text{pic}} < 15\%$ et $C^{\text{int}} < 15\%$. Étant donné nos incertitudes de mesure, nous avons choisi de ne pas les inclure parmi les cœurs corrigés de la contamination. Le cœur #30 présente une contamination relativement élevée ($C^{\text{pic}} = 26\%$) malgré une mauvaise détection sur la carte *bande-étroite* et un spectre qui ne montre pas de raies de façon évidente. Nous l'avons corrigé dans l'article (Motte, Nony *et al.*, voir Sect. III.2) en nous basant sur les informations disponibles à l'époque (voir Section III.1.3) mais considérons maintenant que cette correction est impropre (voir ci-dessous).

Cette méthode pour estimer au mieux le flux continuum des cœurs présente plusieurs défauts. Outre le caractère critiquable des critères imposés (seuil à 10 ou à 15% pour C^{pic} , inspection visuelle des spectres) on peut douter de la pertinence même du choix de la *bande étroite*, supposée être

dépourvue de raies. J'ai sélectionné cette bande en me basant sur le spectre de la bande continuum intégré sur toute la région, spectre qui est dominé par le flux de N1a. Or les raies sur chaque cœur sont observées à une fréquence déterminée par la V_{LSR} du cœur. La dispersion de vitesse des V_{LSR} est de l'ordre de 6 km s^{-1} dans W43-MM1 (voir Table 2 de Nony *et al.*, 2020, Sect. v.2), ce qui se traduit par un décalage en fréquence de 5 MHz soit 5 canaux de la bande continuum.

Malgré ses défauts, j'ai pu vérifier a posteriori la pertinence de notre méthode grâce à une collaboration avec Jordan Molet et Nathalie Brouillet (LAB, Bordeaux). Une nouvelle méthode d'estimation du continuum, basée sur la distribution en flux sur chaque pixel et un ajustement par une gaussienne modifiée exponentiellement (EMG), est présentée dans Molet, Brouillet, Nony *et al.* (2019), reproduit en Annexe B. Cette valeur du continuum, I_{cont} , est utilisée pour mesurer la contribution des raies, I_{raies} , dans chaque canal d'intensité I du spectre intégré sur chaque cœur :

$$I_{\text{raies}} = \begin{cases} I - I_{\text{cont}} & \text{si } I > I_{\text{cont}} + 3\sigma \\ I - (I_{\text{cont}} + \sigma) & \text{si } I_{\text{cont}} + 3\sigma > I > I_{\text{cont}} + \sigma \\ 0 & \text{si } I_{\text{cont}} + \sigma > I \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

avec σ le rms mesuré sur le spectre. De là on peut calculer deux paramètres : le pourcentage de canaux avec une contribution des raies et la contamination, $C_{\text{raies}} = F_{\text{raies}}/F_{\text{tot}}$ avec $F_{\text{raies}} = \sum I_{\text{raies}}$ et $F_{\text{tot}} = \int I$. Ces deux paramètres sont représentés sur la Figure III.3.

Une relation de type exponentielle décroissante apparait pour les cœurs avec un faible flux continuum et peu de canaux contaminés ($< 10\%$). 8 cœurs s'en distinguent, avec une contamination allant de 4 à 39% et un fort pourcentage de canaux contaminés, de 21 à 49%. Ce sont les cœurs #1 à #5, #9, #10 et #11, ce qui vient confirmer la sélection opérée pour l'article. Seul le cœur #30 a été corrigé à tort. On notera cependant que le flux du cœur #30 est plus faible que celui des 8 autres ($S^{\text{pic}} = 5 \text{ mJy beam}^{-1}$ contre $S^{\text{pic}} > 15 \text{ mJy beam}^{-1}$), de sorte que les flux $S[1.9 \text{ GHz}]$ et $S^{\text{pic}}[65 \text{ MHz}]$ sont compatibles en comptant leurs incertitudes.

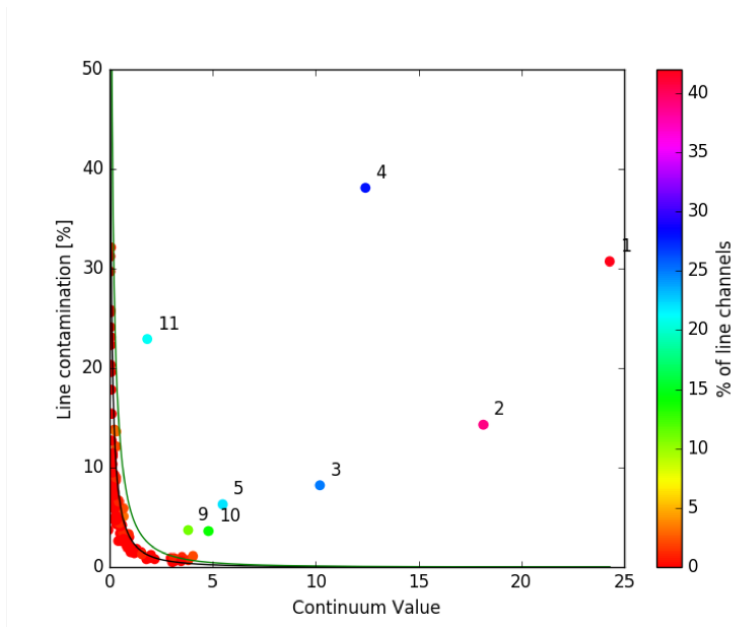


FIGURE III.3. : Contamination moléculaire C_{raie} en fonction du flux continuum I pour les cœurs de W43-MM1 La couleur des points indique le nombre de canaux (en pourcentage) contaminés par les raies I_{raies} a été calculé, c'est-à-dire qui présente un flux $I > I_{\text{cont}} + 3\sigma$. Figure représentée avec l'accord de J. Molet.

III.1.3 Calcul de la masse des cœurs

La façon classique de calculer la masse (gaz + poussière) à partir de l'émission thermique des poussières se base sur l'hypothèse que le gaz est optiquement mince ($\tau \ll 1$). On a alors

$$M_{\text{cœur}}^{\tau \ll 1} = \frac{S_{\text{int}} d^2}{\kappa_{1.3\text{mm}} B_{1.3\text{mm}}(T_d)}, \quad (\text{III.3})$$

avec $\kappa_{1.3\text{mm}}$ le coefficient d'absorption massique (*dust emissivity*) à 1.3 mm, $B_{1.3\text{mm}}(T_d)$ la fonction de Planck pour une température T_d , et $d = 5.5$ kpc la distance de W43-MM1. Nous avons adopté $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, incluant un rapport gaz-sur-poussière de 100. C'est une valeur typique pour des cœurs denses et froids, suivant les recommandations de [Ossenkopf et Henning \(1994\)](#). En supposant que $\kappa_{1.3\text{mm}}$ ne varie pas d'un cœur à l'autre, l'incertitude sur sa valeur n'introduirait qu'une erreur absolue sur la masse, d'environ un facteur deux. Cette hypothèse reste discutable car les cœurs de W43-MM1 ne sont pas tous au même stade évolutif, c'est pourquoi nous avons testé l'influence d'une variation de $\kappa_{1.3\text{mm}}$ sur la distribution en masse des cœurs (voir Sect. [III.3.2](#)).

ESTIMER LA TEMPÉRATURE

Estimer correctement la température des poussières, T_d , est crucial car cette température varie selon les cœurs et introduit une incertitude relative, susceptible de modifier la CMF. Dans les précédentes études de CMF basées sur des observations multi-longueur d'ondes d'*Herschel* (voir Sect. [I.5.2](#)), la détermination des températures se faisait en construisant une distribution spectrale d'énergie (SED, *Spectral Energy Distribution*) pixel par pixel. Nos observations ALMA, effectuées dans le domaine millimétrique et uniquement à 1.3 mm, ne permettent pas d'appliquer cette méthode. Les observations *Herschel* de W43 ([Nguyen Luong et al., 2013](#)), avec une résolution de $25''$, donnent une température moyenne sur MM1 $\langle T_d \rangle = 19.7$ K, ainsi qu'une densité de colonne moyenne de H_2 $\langle N_{\text{H}_2} \rangle = 1.9 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (voir le contour sur la Fig. [III.1](#)).

Nous avons pu améliorer considérablement la résolution angulaire de la carte de température *Herschel* grâce à la méthode PPMAP ([Marsh et al., 2015](#)). Elle se base sur la combinaison d'une série d'images à différentes longueurs d'ondes, utilise un processus bayésien et un algorithme "Point Process" dans un espace à 3 dimensions (2 dimensions spatiales x et y , température T_d). Un avantage majeur est de ne pas dégrader toutes les images à la plus basse résolution spatiale commune. Pour W43-MM1 le set de données est constitué d'observations *Herschel* de 70 à 500 μm , SABOCA et LABOCA à 350 et 870 μm , ALMA à 1.3 mm et PdBI à 3 mm. Le produit est un cube à $2.5''$ de résolution, constitué de 12 cartes de densité de colonne à des températures allant de 10 à 40 K. La carte de température moyennée sur la masse résultante (voir Figure [III.4](#)) donne des températures typiques de 20 à 26 K, avec une moyenne à 23 K. Ce sont ces températures qui ont été utilisées pour la majeure partie des cœurs détectés, avec une incertitude évaluée à ± 2 K. Trois zones de chauffage apparaissent liés à des cœurs protostellaires connus. La première se situe sur N1a au centre de l'amas (constitué des cœurs #1 et #4), avec $T_d = 35$ K; la deuxième sur les cœurs #8 et #11, à l'extrémité sud du filament secondaire, avec $T_d = 30$ K; la troisième sur la source #9, avec $T_d = 26$ K. Le chauffage sur ces deux zones est suffisamment fort pour influencer le gaz environnant sur une zone large de plusieurs pixels ($\sim 3\text{-}4''$), ce qui donne des températures jusqu'à 28 K pour certains cœurs proches.

Cette résolution de $2.5'' \simeq 14000$ ua n'est cependant pas suffisante pour voir les effets intervenant à l'échelle des cœurs denses ($0.5''$). Ceux ci peuvent agir dans deux directions contraires selon le stade d'évolution du cœur. Dans un cœur préstellaire, le gaz dense peut écranter de manière

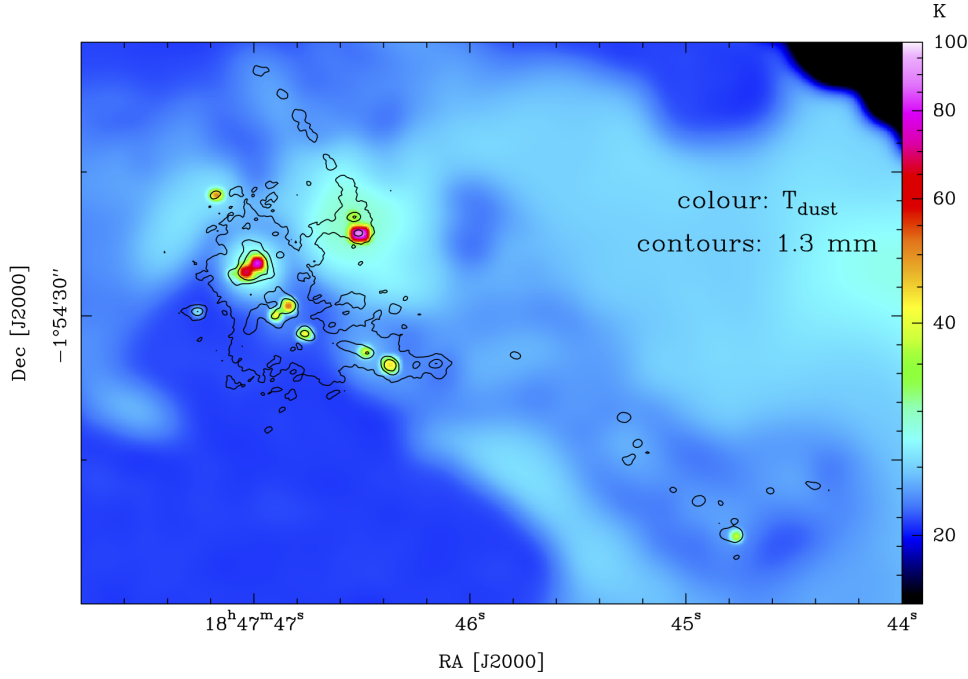


FIGURE III.4. : Carte de température de W43 obtenue avec la procédure PPMAP (pondérée par le densité de colonne de H_2 , résolution $2.5''$) et les estimations locales de températures sur les protoétoiles.

significative le chauffage externe, on verra alors une diminution de la température vers les parties internes du cœur. Nous estimons que la température d'un cœur préstellaire de $0.5''$ au sein d'un élément de résolution de $2.5''$ peut être jusqu'à 2 K plus faible que la valeur mesurée, d'où l'incertitude donnée aux cœurs dont la nature est inconnue. Au centre des cœurs protostellaires se trouve au contraire une source de chauffage interne, la protoétoile. La façon dont ce chauffage interne influence la température de toute l'enveloppe dépend de sa structure et de la luminosité de la protoétoile.

Pour les cœurs où ce chauffage est visible à $2.5''$, un premier moyen d'estimer la température à $0.44''$ est d'extrapoler sa valeur depuis la carte PPMAP. Nous avons pour cela utilisé un modèle simple où la température évolue comme $T_d(r) \propto r^{-q}$ avec $q \simeq 0.4$ (voir par exemple Palau *et al.*, 2014). En supposant que la température mesurée est celle pondérée par la masse, et que la densité du gaz varie pour un cœur protostellaire comme $\rho(r) \propto r^{-2}$, on a alors (voir Eq. A.5)

$$\overline{T_d^{\text{PPMAP}}}[0.44''] = \overline{T_d^{\text{PPMAP}}}[2.5''] \left(\frac{0.44}{2.5} \right)^{-0.4} = 2 \times \overline{T_d^{\text{PPMAP}}}[2.5''] \quad (\text{III.4})$$

Pour le cœur #1 le chauffage local mesuré sur la carte PPMAP à $2.5''$ est $\overline{T_d^{\text{PPMAP}}} = 34$ K, cela donne à $0.44''$ $\overline{T_d^{\text{PPMAP}}} = 68$ K. Les estimations de températures avec cette première méthode sont données dans la 3^e colonne de la Table A.1.

Tous les cœurs protostellaires n'apparaissent cependant pas comme des points chauds sur la carte PPMAP. La présence de raies moléculaires sur la bande continuum (quantifiée par le paramètre C_{raie} , voir Section III.1.2) est un des deux indicateurs qui m'ont servi à identifier les cœurs protostellaires (voir Chapitre IV). En effet, la majeure partie de ces raies viennent de molécules organiques complexes (COMs) libérées des glaces des grains dans des environnements chauds (> 100 K) Leur présence indique donc la présence d'un *hot core* (ou *hot corino* pour les protoétoiles de faibles masses), une portion du gaz chauffée par la protoétoile au sein de l'enveloppe plus froide. Les *hot core* associés aux cœurs protostellaires de W43-MM1 sont suffisamment peu évolués pour ne pas être résolus à la résolution de nos observations (2400 ua).

Pour estimer la température moyenne de l'enveloppe des cœurs protostellaires avec un *hot core*, nous nous sommes d'abord servis de la relation classique liant la température à la luminosité de la protoétoile :

$$T_d(r) \simeq T_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-q} \left(\frac{L_*}{L_0} \right)^{q/2} \quad (\text{III.5})$$

basée sur la relation $T_d(r) \propto r^{-q}$ évoquée précédemment. Elle est présentée notamment par [Terebey et al. \(1993\)](#) avec les paramètres ($T_0 = 25$ K, $r_0 = 6670$ ua, $L_0 = 520 L_\odot$), et adaptée ici pour les cœurs de W43-MM1 ($T_0 = 42$ K, $r_0 = 2400$ ua, $L_0 = 1000 L_\odot$) en conservant $q = 0.4$. Nous avons ensuite fait l'hypothèse que dans les conditions observées dans W43-MM1, la masse de gaz chauffée au dessus de 100 K est proportionnelle au flux intégré des raies du *hot core*. Dans ces conditions, on peut montrer que la luminosité de la protoétoile varie comme $L_* \propto (C^{\text{raie}})^{10/3}$. Nous présentons de façon détaillée les hypothèses et le déroulement du calcul en Annexe A. Les luminosités individuelles sont alors estimées en distribuant la luminosité totale mesurée par [Motte et al. \(2003\)](#), $2.3 \cdot 10^4 L_\odot$ à tous les cœurs selon leur contamination. Munis de ces luminosités, les températures des cœurs sont estimés à partir de l'équation III.5 (colonne 7 de la Table A.1, T_d^{raies}). Pour le cœur #1, $C^{\text{raies}} = 45\%$ ¹ donne $L_* \simeq 2000 L_\odot$, puis à $r = 2400$ ua $T_d^{\text{raies}} \simeq 80$ K.

Les valeurs de température pour les protoétoiles ont donc été estimées à partir de ces deux valeurs : une borne inférieure déterminée d'après l'extrapolation des températures de la carte PPMAP, à $2.5''$, jusqu'à la taille des cœurs ; une borne supérieure déterminée d'après le chauffage interne lié à la luminosité de la protoétoile moyenné sur la taille des cœurs. La valeur finale donnée dans la table est la moyenne de ces deux bornes, et l'incertitude à 3σ la différence entre elles. Corriger les températures à la hausse diminue la masse calculée. Pour le cœur #1, prendre $T_d = 74$ K au lieu de 20 K dans l'équation III.3 fait passer la masse de 345 à 75 M_\odot . Si j'avais conservé la valeur de la carte PPMAP à $2.5''$, $T_d = 34$ K, la masse aurait été encore de 174 M_\odot .

CORRIGER L'OPACITÉ DE L'ÉMISSION À 1.3 MM

Une des difficulté du calcul des masses est l'opacité de l'émission. En général, à 1.3 mm, l'émission est largement optiquement mince. Dans W43-MM1, notre étude a montré que certains cœurs atteignent des densités suffisamment hautes ($n_{\text{H}_2} \sim 10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$) pour qu'ils deviennent en partie optiquement épais. En repartant de l'équation du transfert radiatif sans faire la simplification $\tau \ll 1$, la formule pour calculer la masse (gaz + poussière) du cœur devient

$$\begin{aligned} M_{\text{cœur}} &= -\frac{\Omega_{\text{beam}} d^2}{\kappa_{1.3\text{mm}}} \ln \left(1 - \frac{S^{\text{pic}}}{\Omega_{\text{beam}} B_{1.3\text{mm}}(T_d)} \right) \times \frac{S^{\text{int}}}{S^{\text{pic}}} \\ &= -M_{\text{cœur}}^{\tau \ll 1} \times \frac{\Omega_{\text{beam}} B_{1.3\text{mm}}(T_d)}{S^{\text{pic}}} \ln \left(1 - \frac{S^{\text{pic}}}{\Omega_{\text{beam}} B_{1.3\text{mm}}(T_d)} \right), \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

où l'on introduit le flux pic du cœur, S^{pic} , et l'angle solide du beam, $\Omega_{\text{beam}} = \pi \theta_{1\text{beam}} \theta_{2\text{beam}} / (4 \ln(2))$. Les masses obtenues sont indiquées Table III.1 et varient de 1.0 à 102 M_\odot .

Cette correction réévalue la masse des cœurs à la hausse : pour le cœur #1 la valeur finale est de 102 M_\odot , contre 75 M_\odot dans l'approximation optiquement mince. Seuls les cœurs les plus brillants ont une correction significative. Les #2, #3 et #6 sont corrigés d'environ 10 M_\odot , les cœurs #4, #7 #12 et #16 sont corrigés d'environ 2 M_\odot . En tenant compte des erreurs possibles sur κ , l'incertitude absolue sur les masses peut atteindre un facteur 2. L'incertitude relative, d'un cœur à l'autre, essentiellement dues aux incertitudes de température, ne devrait pas dépasser 50% (voir les incertitudes Table III.1).

¹ Pour l'article I ci-après nous avons utilisés les valeurs de C^{pic} , voir Sect. III.1.2

III.2 Article I sur la CMF dans W43-MM1

Comprendre l'origine de la distribution en masse des étoiles (IMF) est un enjeu crucial en astrophysiques. Les mesures de distribution en masse des cœurs (CMF) menées jusqu'à présent dans les nuages moléculaires proches ont montré une remarquable similarité entre ces deux distributions (voir Sect. 1.5.2), suggérant que l'IMF est déterminée dès la fragmentation du nuage. Cette comparaison repose cependant sur des hypothèses difficilement vérifiables à propos de l'évolution du réservoir de masse des cœurs, et elle caractérise des environnements de formations d'étoiles assez peu représentatifs des conditions typiques dans notre Galaxie (voir Sect. 1.5.3). Avec nos observations ALMA de W43-MM1, nous avons eu pour la première fois l'occasion de mesurer la CMF d'une région de formation stellaire très active (qualifiée de *mini-starburst*, voir Sect. 1.1.2)

III.2.1 Présentation de l'article

Nous avons extrait et caractérisés 131 cœurs sur la carte continuum de W43-MM1 avec une taille caractéristique de 2400 ua (voir Section 1.1.2). Un effort particulier a été porté sur la détermination des masses, avec notamment une estimation des températures moyenne des poussières et la prise en compte de l'épaisseur optique du gaz pour certains cœurs (voir Section 1.1.3). Pour la première fois, nous pouvons étudier la distribution en masse (CMF) de cœurs d'un même proto-amas couvrant un large intervalle de masse (de 1 à $100 M_{\odot}$) et comprenant une fraction significative de cœurs capables de former des étoiles massives (13 cœurs de plus de $16 M_{\odot}$). Cette CMF est présentée Figure 2 de l'article et reprise ci dessous Figure 3.5 sous sa forme cumulée et dans une représentation log-log. L'histogramme est alors assez bien représenté par une droite de pente γ_c , soit $N(M > \log(M)) \propto M^{\gamma_c}$. Le meilleur ajustement au dessus du seuil de complétude à 90%, $1.6 M_{\odot}$ (voir Section 3.3.1) donne $\gamma_c = -0.96 \pm 0.02$. L'incertitude globale à 5σ , déterminée avec des tests de Monte-Carlo d'après les incertitudes sur les masses (voir Section 3.3.2) et représentée par des hachures sur la Figure 3.5, est de ± 0.13 . L'intervalle de confiance pour la pente de la CMF est donc $\gamma_c \in [-0.83; -1.09]$, incompatible avec l'IMF canonique à hautes-masses ou pente de Salpeter, -1.35 sur cet intervalle de masse et sous cette forme. Plus précisément, la CMF de W43-MM1 est plus plate que la partie hautes-masses de l'IMF canonique (*top heavy*), autrement dit il y a trop de cœurs massifs relativement aux cœurs de faibles masses si l'on suppose une CMF similaire à l'IMF canonique. On notera aussi que le corollaire de ce résultat est que la CMF dans W43-MM1 a une partie hautes-masses plus plate que les CMF mesurées jusqu'alors dans des régions de la *Gould Belt* (voir Sect. 1.5.2).

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce résultat. Premièrement, on peut raisonnablement proposer que la comparaison avec l'IMF canonique n'est pas pertinente dans W43-MM1. En effet, l'universalité de l'IMF commence à être remise en question dans des jeunes amas du centre galactique (voir Section 1.5.1) et W43 représente une région extrême de la Voie Lactée. Si l'IMF dans W43-MM1 conserve la même pente hautes-masses que la CMF, elle ferait alors partie des quelques IMF *top heavy* observées à ce jour. Selon une deuxième approche, il existe aussi plusieurs facteurs susceptibles de faire évoluer la pente de la CMF de W43-MM1 et la rapprocher in fine de celle de l'IMF canonique. Avec une résolution de 2000 ua, nos observations ne permettent pas d'exclure le fait que les cœurs les plus massifs se fragmentent avec une plus grande multiplicité que les cœurs de faibles masses (voir hyp. 3 dans la Sect. 1.5.3). On peut aussi imaginer que les cœurs massifs se forment en premier et qu'une population de cœurs de faibles masses se formera dans des événements futurs. Des temps de vie plus long pour les cœurs massifs pourraient aussi compenser leur surabondance mais cette situation est peu probable (voir hyp. 4). Enfin, on peut discuter de l'efficacité de la conversion entre la masse du cœur et celle de l'étoile, supposée ici

indépendante de la masse (voir hyp. 2). En conservant le même nombre de cœurs, on pourrait retrouver la pente de Salpeter si cette efficacité de formation d'étoile est plus faible pour les cœurs massifs que pour les cœurs de faible masse, mais ceci est aussi peu vraisemblable.

Notre découverte d'une CMF avec une surabondance de cœurs massifs remet en question le lien qu'on pensait établi entre la CMF et l'IMF, mais il reste encore plusieurs questions sans réponses. La CMF *top-heavy* de W43-MM1 est-elle liée à une flambée de formation d'étoile en cours dans cette région? Est elle plutôt liée au fait que W43-MM1 est plus jeune que les régions de formation stellaire observées jusqu'à présent? Ou la forme *top-heavy* de cette CMF se retrouve-t-elle dès lors qu'on peut observer suffisamment de cœurs massifs? Pour y répondre, nous avons lancé un grand programme d'observation de 15 régions de formations d'étoiles massives à différents stades évolutifs, nommé ALMA-IMF (voir Annexe C).

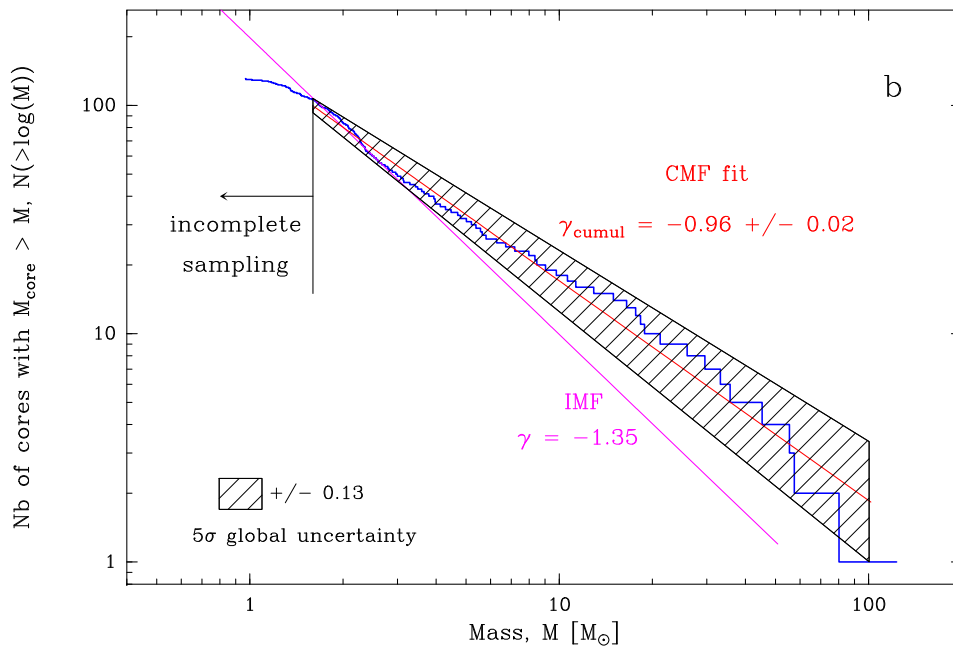


FIGURE III.5. : CMF des 131 cœurs détectés dans W43-MM1 sous la forme cumulative, en bleu. Le meilleur fit de type loi du puissance, $N(M > \log(M)) \propto M^{\gamma_c}$, est représenté en rouge avec une pente $\gamma_c = -0.96 \pm 0.02$. L'aire hachurée représente l'incertitude globale à 5σ , ± 0.13 . L'IMF canonique est figurée en rose, avec la pente de Salpeter $\gamma_c = -1.35$ sous cette forme. La complétude à 90%, $1.6 M_{\odot}$, est représentée par le trait noir.

III.2.2 Article I : "The unexpectedly large proportion of high-mass star-forming cores in a Galactic mini-starburst" (Motte, Nony *et al.* 2018, Nature Astronomy)

The unexpectedly large proportion of high-mass star-forming cores in a Galactic mini-starburst

F. Motte^{1,2*}, T. Nony^{1*}, F. Louvet^{3*}, K. A. Marsh⁴, S. Bontemps⁵, A. P. Whitworth⁴, A. Men'shchikov², Q. Nguyễn Lương^{6,7}, T. Csengeri⁸, A. J. Maury², A. Gusdorf⁹, E. Chapillon^{5,10}, V. Könyves², P. Schilke¹¹, A. Duarte-Cabral⁴, P. Didelon² and M. Gaudel²

Understanding the processes that determine the stellar initial mass function (IMF) is a critical unsolved problem, with profound implications for many areas of astrophysics¹. In molecular clouds, stars are formed in cores—gas condensations sufficiently dense that gravitational collapse converts a large fraction of their mass into a star or small clutch of stars. In nearby star-formation regions, the core mass function (CMF) is strikingly similar to the IMF, suggesting that the shape of the IMF may simply be inherited from the CMF^{2–5}. Here, we present 1.3 mm observations, obtained with the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array telescope, of the active star-formation region W43-MM1, which may be more representative of the Galactic-arm regions where most stars form^{6,7}. The unprecedented resolution of these observations reveals a statistically robust CMF at high masses, with a slope that is markedly shallower than the IMF. This seriously challenges our understanding of the origin of the IMF.

The initial mass function (IMF), giving the relative numbers of stars born with different masses, between ~ 0.08 and $\sim 100M_{\odot}$, appears to be universal^{8,9}, although there are a few claims to the contrary, especially in young massive clusters^{10,11}. In nearby star-formation regions, stars with masses between ~ 0.08 and $\sim 5M_{\odot}$ are observed to form in cores, and the core mass function (CMF) in these regions has an approximately log-normal shape with a power-law tail at higher masses ($\gtrsim M_{\odot}$), very similar to the IMF, but with the peak shifted to higher masses by a factor $1/e \sim 2.5 \pm 1$ (refs^{2–5}). This suggests that the shape of the IMF is determined by the processes that determine the CMF, in which case there must be an approximately self-similar mapping from core mass to stellar mass, with a very small variance (see Methods). However, nearby star-formation regions are probably not representative of the regions where most stars are formed and they do not form massive stars (~ 8 to $\sim 100M_{\odot}$)¹². Previous attempts to resolve cores in high-mass star-formation regions have suffered from poor statistics^{13,14} and have therefore not allowed a critical comparison of the CMF and IMF^{14–16}.

W43-MM1 is a massive cloud ($\sim 2 \times 10^4 M_{\odot}$) located at the tip of the Galactic bar—a very rich region in terms of cloud concentration and star-formation activity^{6,7,17} located ~ 5.5 kpc from the Sun¹⁸. Shock tracing lines such as SiO are detected throughout this

cloud, testifying to the prevalence of inflowing and colliding gas streams^{5,19}. The large densities in W43-MM1, traced at high angular resolution by millimetre continuum radiation, suggest it will form a massive star cluster in the near future⁷. We used the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array telescope (ALMA) to image the complete W43-MM1 cloud (~ 3 pc²) at 1.3 mm (see Supplementary Fig. 1), with unprecedented resolution ($\sim 2,400$ au), and identified a large sample of individual cores with a broad and previously unmatched range of masses.

Since the 1.3 mm map of W43-MM1 has a dynamic range of 30 in physical scale and 4,000 in flux, we used the *getsources* algorithm²⁰ to identify and characterize the cores. *getsources* decomposes cloud emission into a multi-resolution data-cube; two cube dimensions give the position on the sky, and the third dimension is the physical scale of cloud substructure. Cores were identified at small scales, and their positions, spatial extents (best-fitting ellipses at half-maximum), peak and integrated fluxes (corrected for local background), masses, and mean densities were computed (see Supplementary Table 1). Figure 1 shows the elliptical outlines of the 131 cores returned by *getsources*, of which 94 are deemed to be very robust (significance ≥ 7). The cores have diameters ranging from $\sim 1,300$ to $\sim 3,500$ au once deconvolved with the $0.44''$ (or $\sim 2,400$ au) telescope beam; masses ranging from ~ 1 to $\sim 100M_{\odot}$; and mean H_2 densities ranging from $\sim 10^7$ to $\sim 10^{10}$ cm⁻³. Monte Carlo extraction simulations indicate that the sample is 90% complete down to $\sim 1.6M_{\odot}$ (see Methods).

The blue histogram in Fig. 2a displays the differential CMF of W43-MM1, $dN/d\log(M)$, giving the number of cores in uniformly distributed but variably sized logarithmic bins of mass²¹. The blue histogram in Fig. 2b displays the cumulative CMF of W43-MM1, $N(>\log(M))$, giving the number of cores with M_{core} larger than M . If these histograms are truncated below the 90% completeness limit ($\sim 1.6M_{\odot}$), thereby reducing the sample to 105 cores, they can both be fitted with power laws: $dN/d\log(M) \propto M^{\gamma_{\text{diff}}}$ with $\gamma_{\text{diff}} \simeq -0.90 \pm 0.06$ and $N(>\log(M)) \propto M^{\gamma_{\text{cumul}}}$ with $\gamma_{\text{cumul}} \simeq -0.96 \pm 0.02$ (red lines in Fig. 2a,b). For comparison, the magenta lines in Fig. 2a,b show the slope of the IMF at masses larger than $\sim 1M_{\odot}$, which for both the differential and cumulative forms of the IMF is -1.35 (refs^{9,22}). The range of core masses from ~ 1.6 to $\sim 100M_{\odot}$ corresponds to a range of stellar masses smaller by a factor $1/e \sim 2.5$ (that is, stellar masses

¹Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble, France. ²AIM Paris-Saclay/Département d'Astrophysique, CEA, CNRS, Université Paris Diderot, CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, France. ³Department of Astronomy, Universidad de Chile, Santiago, Chile. ⁴School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Cardiff, UK. ⁵Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, OASU, Université Bordeaux, CNRS, Pessac, France. ⁶Korea Astronomy and Space Science Institute, Daejeon, Republic of Korea. ⁷NAOJ Chile Observatory, National Astronomical Observatory of Japan, Tokyo, Japan. ⁸Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn, Germany. ⁹LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Université, Paris, France. ¹⁰Institut de Radioastronomie Millimétrique, Saint Martin d'Hères, France. ¹¹Physikalisches Institut, University of Cologne, Cologne, Germany. *e-mail: frederique.motte@univ-grenoble-alpes.fr; thomas.nony@univ-grenoble-alpes.fr; fabien.louvet@gmail.com

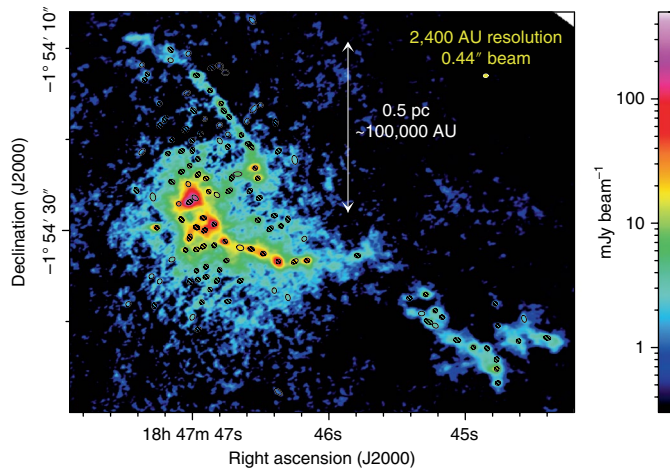


Fig. 1 | High-angular-resolution image of the W43-MM1 cloud, revealing a rich population of cores. 1.3 mm dust continuum emission, observed by the ALMA interferometer, is presumed to trace the column density of gas, revealing high-density filaments and embedded cores. The filled yellow ellipse on the right represents the angular resolution, and a scale bar is shown. Ellipses outline core boundaries (at half-maximum) as defined by the getsources²⁰ extraction algorithm. Core masses span the range ~ 1 to $\sim 100 M_{\odot}$ and can therefore be expected to spawn stars with masses from ~ 0.4 to $>40 M_{\odot}$ (ref. 5; see Supplementary Table 1). All cores are shown. Hashed ellipses indicate the most robust identifications.

from ~ 0.6 to $\sim 40 M_{\odot}$), allowing a robust comparison with the higher-mass ($\gtrsim M_{\odot}$) IMF. The result is stable against variations in the temperature model, dust emissivity, extraction algorithm and reduction technique (see Supplementary Table 2). We conclude that at masses larger than $\sim 1.6 M_{\odot}$, the CMF in W43-MM1 is markedly flatter than the IMF. This result seriously challenges the widespread assumption that the shape of the IMF is inherited directly from the CMF.

The main uncertainty in the CMF derives from the estimation of core masses using their measured 1.3 mm continuum fluxes (see Methods). For the most massive cores, we used a 1.3 mm image based on the signal in a narrow composite band (~ 65 MHz wide) that is not contaminated by line emission. For the lower-mass cores (the majority), we used an image based on the signal in the full band (~ 1.9 GHz wide), since line contamination for low-mass cores is expected to be negligible (see C_{line} in Supplementary Table 1). Variations in dust emissivity are presumed to be small among the W43-MM1 cores, since 90% of them have uniformly high mean densities ($\bar{n}_{\text{H}_2} \sim 3 \times 10^7 - 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$) and warm temperatures ($\bar{T}_{\text{dust}} \sim 23 \pm 2 \text{ K}$) (see Supplementary Table 1). The main source of uncertainty is the dust temperature, since this is critical for converting flux into mass. Figure 3 displays the mean dust temperatures used for estimating core masses. A mean line-of-sight dust temperature was estimated using Herschel 70–500 μm images⁶, Atacama Pathfinder Experiment 350 and 870 μm images¹⁸, and mosaics obtained with ALMA (present data) and Institute for Radio Astronomy in the Millimeter range (IRAM)⁷ interferometers at 1.3 and 3 mm, respectively. By applying the Bayesian point process mapping (PPMAP) procedure²³, we obtained column-density maps in different dust-temperature slices. The mean dust temperature in each pixel is then a column-density-weighted average along that line of sight. However, in the vicinity of 10 hot cores (of which 3 have been identified previously^{24,25}), the local heating is not properly traced by the 2.5''-resolution PPMAP temperature image. Here, we divide the total luminosity of the W43-MM1 cloud ($\sim 2 \times 10^4 L_{\odot}$) between the cores in proportion to their associated line contamination in the wide 1.3 mm band. We then use the individual luminosities, $L_{\star} < 10$ to $\sim 10^4 L_{\odot}$, and PPMAP background temperatures to esti-

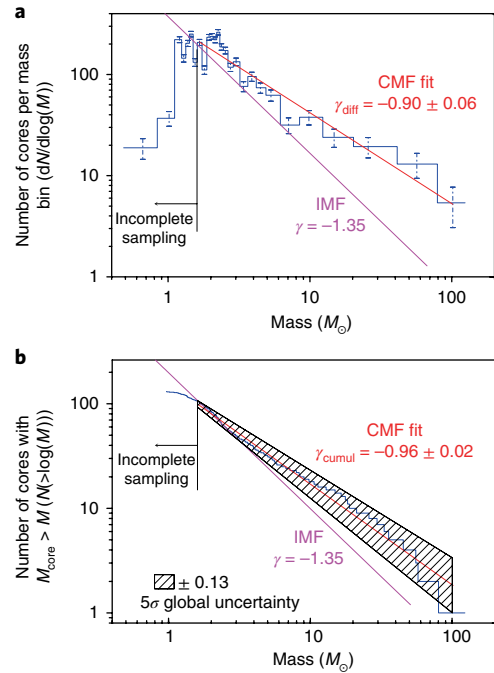


Fig. 2 | W43-MM1 CMFs challenging the relationship between the CMF and IMF. **a, b**, Differential (**a**) and cumulative form (**b**). Above the sample 90% completeness limit, estimated to be $M_{\text{core}} = 1.6 M_{\odot}$ (black vertical line), the W43-MM1 CMFs (blue histograms) are well fit by the single power laws $dN/d\log(M) \propto M^{-0.90}$ in **a** and $N(>\log(M)) \propto M^{-0.96}$ in **b** (red lines and 1σ uncertainties). The error bars on the differential CMF correspond to \sqrt{N} counting statistics. The cumulative CMF in **b** is the more robust statistically: its 5σ global uncertainty (± 0.13 , hatched area) was estimated from Monte Carlo simulations. The W43-MM1 CMF is clearly flatter than the IMF^{9,22}, which in the corresponding mass range has slopes $dN/d\log(M) \propto M^{-1.35}$ and $N(>\log(M)) \propto M^{-1.35}$ (magenta lines).

mate the mean core dust temperatures ($\bar{T}_{\text{dust}} \sim 20$ to $\sim 90 \text{ K}$) and their uncertainties (see Supplementary Table 1) using an approximate radiation transport model²⁶. Monte Carlo simulations indicate that the mass uncertainties in Supplementary Table 1 correspond to a 5σ uncertainty of ± 0.13 in the slope of the CMF (see Methods and black-hatched area in Fig. 2b).

The fidelity of the CMF also depends on whether we have correctly identified cores; that is, structures that (1) are gravitationally bound and are therefore destined to spawn stars and (2) already contain most of the mass that will eventually end up in those stars. Parenthetically, we note that core masses probably grow with time due to inflowing gas streams such as those observed towards many massive cores^{27–29}. In respect of criterion (1), studies of gravitational boundedness using ^{13}CS (5–4) lines from the present ALMA project to determine internal velocity dispersions indicate that W43-MM1 cores with $M_{\text{core}} > 12 M_{\odot}$ are secure but the status of lower-mass cores would benefit from further investigation. In respect of criterion (2), the low luminosity-to-mass ratio of the whole region, $L_{\text{bol}}/M \sim 5 L_{\odot}/M_{\odot}$ (ref. 17), and the low mean temperature, $\bar{T}_{\text{dust}} \sim 20 \text{ K}$ (see Fig. 3), imply that the region is young. We note that the two most massive cores may assimilate further mass from their dense surroundings and eventually form stars of $\sim 100 M_{\odot}$, with $L_{\star} \sim 10^5 L_{\odot}$ on the main sequence. However, currently they are 10–50 times less luminous. We conclude that any protostars embedded within the W43-MM1 cores are at the very beginning of their accretion phase and therefore contain only a small fraction of their final stellar mass.

Finally, the fidelity of the CMF depends on the completeness of the core sample. Owing to increased source and background

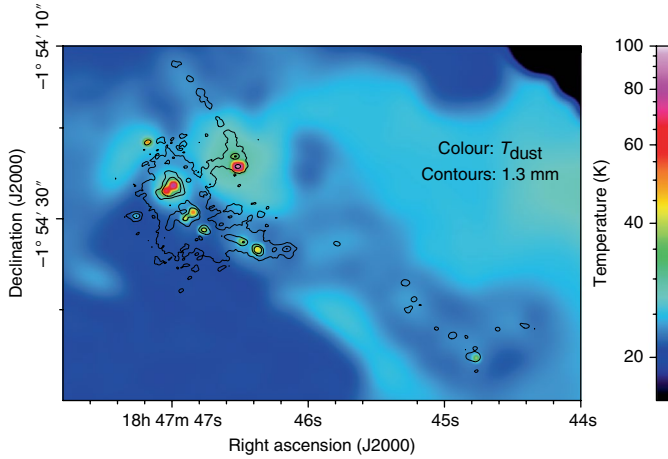


Fig. 3 | Mean estimated dust temperatures for cores. Over most of the frame, \bar{T}_{dust} is the column-density-weighted mean obtained with PPMAP²³ using 2.5" (or 14,000 au) resolution (colour scale). In the vicinity of the 10 most luminous sources, the mean core temperature with 0.44" (or 2,400 au) resolution was calculated using an approximate radiation transport model based on their estimated luminosities²⁶. The W43-MM1 filaments are located by the 4, 20 and 50 mJy beam⁻¹ contours of the 1.3 mm continuum map of Fig. 1. The \bar{T}_{dust} map shows cloud heating by the nearby cluster, screening by the W43-MM1 high-density filaments and strong local heating by the 10 most luminous (30 to 10⁴L_⊙) cores.

confusion in the denser parts of the cloud, the core sample is 90% complete above $\sim 1.6M_{\odot}$ outside the main filament and above $\sim 4.5M_{\odot}$ within it (see Supplementary Fig. 2). As in previous CMF evaluations, we use the median of the detection thresholds (here $\sim 1.6M_{\odot}$), but even with the more conservative threshold of $\sim 4.5M_{\odot}$, the CMF is still markedly shallower than the IMF (see Supplementary Table 2). The 5σ uncertainty in the fit to the CMF on Fig. 2b (black-hatched area) reflects the above assumptions, along with contributions from the data-reduction method, extraction algorithm²⁹, and effects of source and background confusion (see Methods).

Owing to the high sensitivity and resolution of our ALMA 1.3 mm image of the W43-MM1 cloud, we were able to obtain a robust CMF covering masses in the range ~ 1.6 to $\sim 100M_{\odot}$, and hence to conclude that the CMF in W43-MM1 is much shallower than the higher-mass ($\gtrsim M_{\odot}$) IMF; namely, $N(>\log(M)) \propto M^{\gamma}$ with $\gamma \simeq -0.96 \pm 0.13$ instead of $\gamma \simeq -1.35$. This is in stark contrast with previous robust evaluations of the CMF in other regions and at lower masses, where the CMF appears to be very similar to the IMF²⁻⁵. Scenarios that might explain our result and still allow the shape of the IMF to be inherited from the shape of the CMF, with an approximately self-similar mapping, fall into two broad categories. In the first, W43-MM1 is not representative of the environments in which most low-mass stars form^{10,11}; to obtain the complete IMF, stars formed in environments like W43-MM1 must be mixed with stars formed in environments that contain a higher proportion of low-mass cores. However, this scenario is hard to justify if the local IMF observed in extreme star-formation regions is similar to the universal IMF⁸. In the second, massive cores are over-represented in W43-MM1; either massive cores live significantly longer than lower-mass cores³⁰ (but current lifetime derivations¹² suggest the opposite) or star formation in regions like W43-MM1 is prolonged, and massive cores and the stars they spawn only form during a short period (probably near the beginning), while lower-mass cores and low-mass stars form over a much longer period (which seems unlikely because it would require the low-mass period to be nearly ten times longer than the high-mass period, although this cannot

be ruled out). If none of the above scenarios appears to explain our results, that would imply that the mapping from the CMF to the IMF is not statistically self-similar. Either higher-mass cores must convert a smaller fraction of their mass into stars than lower-mass cores (which seems unlikely¹⁴) or they must spawn more stars with a wider logarithmic range of masses (which seems more likely), or some combination of these possibilities exists. The shape of the IMF—at least at masses greater than $\sim M_{\odot}$ —is then not simply inherited from the shape of the CMF and the processes that determine the IMF remain to be determined.

Methods

Observations and data reduction. The W43-MM1 ALMA observations were carried out between September 2014 and June 2015 (project number 2013.1.01365.S) using the 12 m interferometric array. With baselines ranging from 13 to 1,045 m, the 1.3 mm image is sensitive to emission on angular scales from the synthesized beam ($0.37'' \times 0.53''$ ($\sim 2,400$ AU at 5.5 kpc)) to the filtering scale of the interferometer for our observations ($12''$). The W43-MM1 cloud was imaged with a 33-field mosaic covering its $2.1 \text{ pc} \times 1.4 \text{ pc}$ extent. The complete dataset contains eight spectral windows, of which the one most used here is dedicated to the 1.3 mm continuum centred at 233.45 GHz, with a bandwidth of 1.9 GHz and a channel step of 977 kHz. The complementary data taken with the 7 m interferometric array were not used because of their low signal-to-noise ratio.

Data were reduced using the CASA 4.3.1 software³¹, applying manual and SelfCalibration scripts. The SelfCalibration technique improved image quality provided that it started from the highest-sensitivity map integrated over the complete 1.9 GHz continuum band. We then applied the Clean algorithm with a robust weight of 0.5 and the MultiScale option³², which minimizes interferometric artefacts associated with missing short spacings. We did not use merged 12 and 7 m data because the MultiScale cleaning of 12 m-only data provides the optimum image sensitivity for extracting cores. From the residual map of the continuum map integrated over the complete 1.9 GHz band, we estimated noise levels from $\sim 0.13 \text{ mJy beam}^{-1}$ in the outskirts to $\sim 2.5 \text{ mJy beam}^{-1}$ towards the main filament. This variation was due to confusion caused by strong, extended and structured cloud emission³³.

Core extraction. Compact sources were extracted using getsources (version 1.140127)—a multi-scale, multi-wavelength source-extraction algorithm developed for Herschel CMF studies^{20,34}. The main advantage of this algorithm applied to interferometric images is that it can extract sources in varying backgrounds, from strong filaments to negative areas associated with missing short spacings. We also used the multi-wavelength design of getsources to simultaneously treat the highest-sensitivity (1.9 GHz-integrated) and line-free (65 MHz-integrated) 1.3 mm continuum images. During the detection step, getsources combines both images and defines a catalogue of sources with unique positions. At the measurement stage, getsources measures the background and flux of these sources on each map independently.

We post-processed the getsources catalogue to remove, through visual inspection, sources that were too extended, whose ellipticity was too large to correspond to cores or that were not centrally peaked. The final catalogue contains 131 sources with significance > 5 (reliable), of which 94 cores have significance > 7 (robust). Core characteristics were measured in the highest-sensitivity continuum image, except when core fluxes in the highest-sensitivity map were larger than those measured in the line-free image, due to line contamination. Sources with line contamination were massive cores harbouring hot cores. Supplementary Table 1 lists the cores detected in W43-MM1, and provides their significance, coordinates, diameters, line contamination ratio, and peak and total integrated flux (corrected for line contamination and local background). While the significance variable reflects the detection significance (equivalent to the signal-to-noise ratio of a source on the scale where it is best detected), flux uncertainties reflect the quality of the flux measurements.

Core mass estimates. The total mass of a core (gas plus dust), having uniform opacity throughout its solid angle, is given by

$$\begin{aligned} M_{\text{core}} &= -\frac{\Omega_{\text{beam}} d^2}{\kappa_{1.3\text{mm}}} \ln \left(1 - \frac{S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}}{\Omega_{\text{beam}} B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}})} \right) \times \frac{S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}}}{S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}} \\ &= -M_{\text{core}}^{\text{opt thin}} \times \frac{\Omega_{\text{beam}} B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}})}{S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}} \\ &\quad \ln \left(1 - \frac{S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}}{\Omega_{\text{beam}} B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}})} \right) \end{aligned}$$

Here, Ω_{beam} is the solid angle of the beam, $d = 5.5 \text{ kpc}$ is the distance to the core, $\kappa_{1.3\text{mm}}$ is the dust opacity per unit mass of gas and dust at 1.3 mm, $S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}$ and

$S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}}$ are the peak and integrated monochromatic fluxes of the core at 1.3 mm, and $B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}})$ is the Planck function at dust temperature T_{dust} . $M_{\text{core}}^{\text{opt thin}} = S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}} d^2 / (\kappa_{1.3\text{mm}} B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}}))$ is the core mass in the optically thin limit. We have adopted $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ (ref. 35) as being most appropriate for high-density, cool to warm cores. Supplementary Table 1 lists for each core its mass and mean number density³⁶.

The 1.3 mm continuum flux of a core arises mostly from thermal dust emission, which is optically thin except towards the seven densest, most massive cores. Contamination by free-free emission is estimated to be low (<20%; ref. 17) for W43-MM1 cores, since none of the embedded protostars are sufficiently hot and luminous (<10³ L_⊙ for all except 3 cores) to ionize significant H II regions. Line contamination was evaluated by comparing the fluxes measured in the total 1.9 GHz continuum band and in a selection of line-free channels summing up to 65 MHz. The mass uncertainties were derived from the flux uncertainties measured by getsources, and from the estimated dust-temperature error. We added the ±1 K errors of PPMAP temperatures³³ to the uncertainty derived from the self-shielding of 0.5" starless cores and/or the internal heating of 0.5" protostellar cores lying within the 2.5" PPMAP resolution^{36,37}. We estimated the absolute values of the core masses to be uncertain by a factor of a few, and the relative values between cores to be uncertain by ~50%.

To estimate the sample completeness, we performed 10 Monte Carlo simulations that placed 2,000 synthetic cores with masses in the range 1–10 M_⊙ on the worst-sensitivity background image determined by getsources or on the original image containing real cores. Like the observed cores, the synthetic cores had small sizes, and this reduced confusion by nearby sources and gave an excellent measurement of the total core mass. We then simulated observation of these synthetic protoclusters and applied the same core extraction process as for the real data. Supplementary Fig. 2 shows that the 90% completeness level depends weakly on the background intensity. It is ~0.8 ± 0.1 M_⊙ in the outskirts of the protocluster, ~1.6 ± 0.1 M_⊙ where most cores lie and up to ~4.5 ± 1 M_⊙ on the main filament (see the areas outlined in Supplementary Fig. 1). The 90% completeness level also depends weakly on the source confusion, with an increase up to 2.4 ± 0.2 M_⊙ for overlapping sources, relative to the mean value, which remains at ~1.6 M_⊙ (see Supplementary Fig. 2).

CMFs. We performed numerous tests and Monte Carlo simulations to prove the robustness of the CMF shape against interferometric artefacts, extraction methods (getsources³⁰ or MRE-GaussClumps²⁹), mass estimates and CMF representations. In developing the best strategy to reduce the W43-MM1 ALMA image, the core catalogue steadily improved, with progressively fewer false cores and more solar-type cores. The 94 robust cores (>7σ) were detected in almost all runs. Supplementary Table 2 lists the major tests performed to evaluate the uncertainty of the CMF fit. For statistical reasons, fits were more robust in cumulative form³⁸, with the complete sample of 131 reliable cores and the complete 1.6–100 M_⊙ mass range. However, Supplementary Table 2 shows that the higher-mass part (>4.5 M_⊙) of the W43-MM1 CMF is still always flatter than the IMF. Monte Carlo simulations (with 100,000 runs) showed that the mass uncertainties corresponded to the slope of the CMF, γ_{cumul} , having a 5σ uncertainty of ±0.13. Building separate mass functions for cores that do and do not contain accreting protostars was not feasible here. First, the most massive cores all contained young low-luminosity accreting protostars. Second, their outflows made it very hard to ascertain the precise nature of their lower-mass neighbours (that is, whether or not they too already contained accreting protostars).

Self-similar mapping. A statistically self-similar mapping means that, for example, the probability that a core with mass in the range 1.0–1.1 M_⊙ spawns—possibly along with other stars—a star with mass in the range 0.40–0.44 M_⊙ is the same as the probability that a core with mass in the range 10–11 M_⊙ spawns a star with mass in the range 4.0–4.4 M_⊙. A mapping with small variance is required because, if the variance were large, the peak of the IMF would be noticeably broader than the peak of the CMF, and this does not appear to be the case⁵. (We note that incompleteness at low core masses can only make the peak of the CMF broader than current estimates and thereby strengthen this constraint).

To compute a notional conversion efficiency (the mean of the total mass of stars subsequently spawned by a core divided by the core's mass), we need to determine: (1) the mean factor by which a core's mass grows between the time when it is measured to determine the CMF and the time when it has finished forming stars, μ_{map} (>1); and (2) the mean fraction of this final mass that goes into stars, η_{map} (<1). The notional efficiency is then $\mu_{\text{map}}\eta_{\text{map}}$ and can in principle exceed unity (which is why it is 'notional'). If we also know (3) the mean number of stars spawned by a single core, N_{map} , we can compute the upwards shift from the peak of the IMF to the peak of the CMF, $1/\epsilon = N_{\text{map}} / (\mu_{\text{map}}\eta_{\text{map}})$. Finally, if we know (4) the logarithmic variance of the mean distribution of stellar masses spawned by a single core, σ_{map} , this must be convolved with the logarithmic variance of the CMF to determine the logarithmic variance of the IMF, $\sigma_{\text{IMF}}^2 = \sigma_{\text{CMF}}^2 + \sigma_{\text{map}}^2$. Since σ_{map} is necessarily finite, a self-similar mapping requires $\sigma_{\text{IMF}}^2 > \sigma_{\text{CMF}}^2$.

Data availability. The data that support the plots within this paper and other findings of this study are available from the corresponding authors (F.M., T.N. or F.L.) upon reasonable request. Requests for materials should be addressed to F.M., T.N. or F.L.

Received: 3 May 2017; Accepted: 26 March 2018;
Published online: 30 April 2018

References

- Offner, S. S. R. et al. in *Protostars and Planets VI* (eds Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P. & Henning, Th.) 53–75 (Univ. Arizona Press, Tucson, 2014).
- Motte, F., André, P. & Neri, R. The initial conditions of star formation in the Rho Ophiuchi main cloud: wide-field millimeter continuum mapping. *Astron. Astrophys.* **336**, 150–172 (1998).
- Testi, L. & Sargent, A. I. Star formation in clusters: a survey of compact millimeter-wave sources in the Serpens Core. *Astrophys. J. Lett.* **508**, L91–L94 (1998).
- Enoch, M. L. et al. The mass distribution and lifetime of prestellar cores in Perseus, Serpens, and Ophiuchus. *Astrophys. J.* **684**, 1240–1259 (2008).
- Könyves, V. et al. A census of dense cores in the Aquila cloud complex: SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey. *Astron. Astrophys.* **584**, A91 (2015).
- Nguyen Luong, Q. et al. Low-velocity shocks traced by extended SiO emission along the W43 ridges: witnessing the formation of young massive clusters. *Astrophys. J.* **775**, 88 (2013).
- Louvet, F. et al. The W43-MM1 mini-starburst ridge, a test for star formation efficiency models. *Astron. Astrophys.* **570**, A15 (2014).
- Bastian, N., Covey, K. R. & Meyer, M. R. A universal stellar initial mass function? A critical look at variations. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48**, 339–389 (2010).
- Kroupa, P. et al. in *Planets, Stars and Stellar Systems* Vol. 5 (eds Oswalt, T. D. & Gilmore, G.) 115 (Springer, Dordrecht, 2013).
- Harayama, Y., Eisenhauer, F. & Martins, F. The initial mass function of the massive star-forming region NGC 3603 from near-infrared adaptive optics observations. *Astrophys. J.* **675**, 1319–1342 (2008).
- Maia, F. F. S., Moraux, E. & Joncour, I. Young and embedded clusters in Cygnus-X: evidence for building up the initial mass function? *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **458**, 3027–3046 (2016).
- Motte, F., Bontemps, S. & Louvet, F. High-mass star and massive cluster formation in the Milky Way. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-091916-055235> (2018).
- André, P. et al. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: initial highlights from the Herschel Gould Belt survey. *Astron. Astrophys.* **518**, L102 (2010).
- Bontemps, S., Motte, F., Csengeri, T. & Schneider, N. Fragmentation and mass segregation in the massive dense cores of Cygnus X. *Astron. Astrophys.* **524**, A18 (2010).
- Zhang, Q., Wang, K., Lu, X. & Jiménez-Serra, I. Fragmentation of molecular clumps and formation of a protocluster. *Astrophys. J.* **804**, 141 (2015).
- Cheng, Y. et al. The core mass function in the massive protocluster G286.21+0.17 revealed by ALMA. *Astrophys. J.* **853**, 160 (2018).
- Motte, F., Schilke, P. & Lis, D. C. From massive protostars to a giant H II region: submillimeter imaging of the Galactic ministarburst W43. *Astrophys. J.* **582**, 277–291 (2003).
- Nguyen Luong, Q. et al. W43: the closest molecular complex of the Galactic bar? *Astron. Astrophys.* **529**, A41 (2011).
- Louvet, F. et al. Tracing extended low-velocity shocks through SiO emission. Case study of the W43-MM1 ridge. *Astron. Astrophys.* **595**, A122 (2016).
- Men'shchikov, A. et al. A multi-scale, multi-wavelength source extraction method: getsources. *Astron. Astrophys.* **542**, A81 (2012).
- Maíz Apellániz, J. & Übeda, L. Numerical biases on initial mass function determinations created by binning. *Astrophys. J.* **629**, 873–880 (2005).
- Salpeter, E. E. The luminosity function and stellar evolution. *Astrophys. J.* **121**, 161 (1955).
- Marsh, K. A., Whitworth, A. P. & Lomax, O. Temperature as a third dimension in column-density mapping of dusty astrophysical structures associated with star formation. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **454**, 4282–4292 (2015).
- Herpin, F. et al. The massive protostar W43-MM1 as seen by Herschel-HIFI water spectra: high turbulence and accretion luminosity. *Astron. Astrophys.* **542**, A76 (2012).
- Sridharan, T. K. et al. Hot core, outflows, and magnetic fields in W43-MM1 (G30.79 FIR 10). *Astrophys. J. Lett.* **783**, L31 (2014).
- Motte, F. & André, P. The circumstellar environment of low-mass protostars: a millimeter continuum mapping survey. *Astron. Astrophys.* **365**, 440–464 (2001).
- Hatchell, J. & Fuller, G. A. Star formation in Perseus. IV. Mass-dependent evolution of dense cores. *Astron. Astrophys.* **482**, 855–863 (2008).

28. Swift, J. J. & Williams, J. P. On the evolution of the dense core mass function. *Astrophys. J.* **679**, 552–556 (2008).
29. Csengeri, T. et al. The ATLASGAL survey: a catalog of dust condensations in the Galactic plane. *Astron. Astrophys.* **565**, A75 (2014).
30. Clark, P. C., Klessen, R. S. & Bonnell, I. A. Clump lifetimes and the initial mass function. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **379**, 57–62 (2007).
31. McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W. & Golap, K. CASA architecture and applications. In *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI* (eds Shaw, R. A., Hill, F. & Bell, D. J.) **376**, 127 (Astronomical Society of the Pacific, 2007).
32. Rau, U. & Cornwell, T. J. A multi-scale multi-frequency deconvolution algorithm for synthesis imaging in radio interferometry. *Astron. Astrophys.* **532**, A71 (2011).
33. Hennemann, M. et al. The spine of the swan: a Herschel study of the DR21 ridge and filaments in Cygnus X. *Astron. Astrophys.* **543**, L3 (2012).
34. Men'shchikov, A. A multi-scale filament extraction method: getfilaments. *Astron. Astrophys.* **560**, A63 (2013).
35. Ossenkopf, V. & Henning, T. Dust opacities for protostellar cores. *Astron. Astrophys.* **291**, 943–959 (1994).
36. Tigé, J. et al. The earliest phases of high-mass star formation, as seen in NGC 6334 by Herschel-HOBYS. *Astron. Astrophys.* **602**, A77 (2017).
37. Bracco, A. et al. Probing changes of dust properties along a chain of solar-type prestellar and protostellar cores in Taurus with NIKA. *Astron. Astrophys.* **604**, A52 (2017).
38. Reid, M. A. & Wilson, C. D. High-mass star formation. III. The functional form of the submillimeter clump mass function. *Astrophys. J.* **650**, 970–984 (2006).

Acknowledgements

This paper makes use of the following ALMA data: #2013.1.01365.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is

operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme StarFormMapper under grant agreement number 687528. This work was supported by the Programme National de Physique Stellaire and Physique et Chimie du Milieu Interstellaire of CNRS/INSU (with INC/INP/IN2P3), co-funded by CEA and CNES. A.P.W. gratefully acknowledges the support of a consolidated grant (ST/K00926/1) from the UK Science and Technology Funding Council. T.C. acknowledges support from the Deutsche Forschungsgemeinschaft via the SPP (priority programme) 1573 'Physics of the ISM'. A.J.M. has received funding from the European Research Council under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (MagneticYSOs, grant agreement number 679937).

Author contributions

F.M. and F.L. led the project. E.C., T.N., F.M. and A.J.M. reduced the ALMA data. F.L. ran getsources and the CASA simulator. T.C. ran MRE-GaussClumps. K.A.M. ran PPMAP. S.B. and A.M. performed the Monte Carlo simulations. F.M., T.N. and F.L. analysed the CMF results. F.M. and A.P.W. wrote the manuscript. F.M., S.B., F.L., Q.N.L., A.J.M. and P.S. contributed to the ALMA proposal. All authors discussed the results and implications and commented on the manuscript.

Competing interests

The authors declare no competing interests.

Additional information

Supplementary information is available for this paper at <https://doi.org/10.1038/s41550-018-0452-x>.

Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints.

Correspondence and requests for materials should be addressed to F.M. or T.N. or F.L.

Publisher's note: Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

TABLE III.1. : Caractéristique des cœurs (partie I).

#	RA [J2000]	Dec. [J2000]	Size ["' × "']	θ_{source} [AU]	Sig	C^{pic} [%]	S^{pic} [mJy/beam]	S^{int} [mJy]	T_{d} [K]	M_{coeur} [M_{\odot}]	$[\bar{n}_{\text{H}_2}]$ $\times 10^7 \text{cm}^{-3}$
1	18 :47 :47.02	-1 :54 :26.86	0.82 × 0.45	2300	1100	45	277 ± 5	592 ± 6	74 ± 2	102 ± 5	210 ± 10
2	18 :47 :46.84	-1 :54 :29.30	0.48 × 0.45	1200	670	26	192 ± 5	261 ± 6	59 ± 4	55 ± 6	750 ± 80
3	18 :47 :46.37	-1 :54 :33.41	0.52 × 0.47	1200	330	13	109 ± 2	222 ± 2	45 ± 1	59 ± 2	760 ± 30
4	18 :47 :46.98	-1 :54 :26.42	0.88 × 0.45	2500	340	74	109 ± 5	312 ± 5	88 ± 7	36 ± 3	57 ± 5
5	18 :47 :46.76	-1 :54 :31.21	0.55 × 0.45	1300	170	15	52 ± 4	78 ± 5	47 ± 1	18 ± 1	210 ± 20
6	18 :47 :46.16	-1 :54 :33.30	0.55 × 0.45	1300	130	0	46.8 ± 0.8	94 ± 1	23 ± 2	56 ± 9	660 ± 100
7	18 :47 :47.26	-1 :54 :29.70	0.48 × 0.45	1200	130	0	47 ± 1	59 ± 1	30 ± 2	23 ± 2	320 ± 30
8	18 :47 :46.54	-1 :54 :23.15	0.54 × 0.45	1200	130	0	45 ± 2	61 ± 2	45 ± 5	14 ± 2	190 ± 30
9	18 :47 :46.48	-1 :54 :32.54	0.63 × 0.45	1600	110	17	37 ± 2	87 ± 3	50 ± 1	17.8 ± 0.9	97 ± 5
10	18 :47 :46.91	-1 :54 :29.99	0.67 × 0.5	2100	91	24	35 ± 4	78 ± 5	51 ± 2	16 ± 1	43 ± 4
11	18 :47 :46.52	-1 :54 :24.26	0.52 × 0.45	1200	72	60	16 ± 2	21 ± 2	93 ± 11	2.1 ± 0.3	28 ± 5
12	18 :47 :46.57	-1 :54 :32.04	0.72 × 0.45	2000	77	0	30 ± 2	57 ± 2	23 ± 2	31 ± 4	100 ± 10
13	18 :47 :46.92	-1 :54 :28.62	0.69 × 0.45	1900	63	0	22 ± 6	22 ± 6	24 ± 2	11 ± 3	40 ± 10
14	18 :47 :46.97	-1 :54 :29.66	0.72 × 0.45	2000	57	0	23 ± 6	33 ± 6	22 ± 2	19 ± 4	60 ± 10
15	18 :47 :44.77	-1 :54 :45.22	0.66 × 0.54	2200	62	54	9.1 ± 0.8	20 ± 1	50 ± 3	3.9 ± 0.3	8.8 ± 0.8
16	18 :47 :47.02	-1 :54 :30.78	0.78 × 0.45	2200	68	0	25 ± 3	58 ± 4	21 ± 2	36 ± 6	90 ± 10
17	18 :47 :47.10	-1 :54 :27.07	0.51 × 0.45	1200	46	0	16 ± 6	18 ± 6	35 ± 2	6 ± 2	80 ± 30
18	18 :47 :46.25	-1 :54 :33.41	0.93 × 0.45	2600	59	0	22.7 ± 0.8	53 ± 1	23 ± 2	28 ± 4	39 ± 5
19	18 :47 :46.88	-1 :54 :25.74	0.45 × 0.45	1200	45	0	16 ± 5	19 ± 5	24 ± 2	9 ± 3	130 ± 40
20	18 :47 :45.29	-1 :54 :37.04	0.48 × 0.45	1200	47	0	13.2 ± 0.5	16.4 ± 0.6	23 ± 2	8 ± 1	110 ± 20
21	18 :47 :46.79	-1 :54 :16.06	0.47 × 0.45	1200	46	0	15 ± 1	20 ± 1	23 ± 2	10 ± 1	140 ± 20
22	18 :47 :47.05	-1 :54 :32.15	0.45 × 0.45	1200	40	0	13 ± 2	13 ± 2	21 ± 2	8 ± 2	100 ± 20
23	18 :47 :46.90	-1 :54 :24.30	0.63 × 0.45	1600	44	0	15 ± 5	20 ± 5	22 ± 2	11 ± 3	60 ± 20
24	18 :47 :46.97	-1 :54 :32.08	0.63 × 0.45	1600	29	0	10 ± 2	12 ± 2	21 ± 2	7 ± 1	37 ± 8
25	18 :47 :46.87	-1 :54 :14.62	0.45 × 0.45	1200	29	0	8 ± 1	8 ± 1	24 ± 2	4.0 ± 0.7	50 ± 10
26	18 :47 :44.94	-1 :54 :42.84	0.51 × 0.45	1200	28	0	7.1 ± 0.6	10.5 ± 0.7	23 ± 2	5.2 ± 0.7	70 ± 10
27	18 :47 :47.03	-1 :54 :24.91	0.62 × 0.45	1600	25	0	10 ± 5	11 ± 5	26 ± 2	5 ± 2	30 ± 10
28	18 :47 :44.40	-1 :54 :41.80	0.81 × 0.45	2300	22	0	5.8 ± 0.7	11.7 ± 0.8	23 ± 2	5.9 ± 0.9	12 ± 2
29	18 :47 :45.22	-1 :54 :38.81	0.45 × 0.45	1200	20	0	5.5 ± 0.5	6.6 ± 0.6	24 ± 2	3.1 ± 0.5	43 ± 6
30	18 :47 :47.18	-1 :54 :21.56	0.57 × 0.45	1400	19	26	5 ± 2	6 ± 2	62 ± 4	1.0 ± 0.3	10 ± 3
31	18 :47 :46.73	-1 :54 :17.53	0.59 × 0.45	1500	19	0	6.6 ± 0.9	8 ± 1	23 ± 2	4.3 ± 0.7	33 ± 6
32	18 :47 :46.57	-1 :54 :20.84	0.84 × 0.45	2400	20	0	7 ± 2	15 ± 2	28 ± 2	6 ± 1	11 ± 2
33	18 :47 :47.08	-1 :54 :28.80	0.72 × 0.46	2000	24	0	9 ± 4	17 ± 4	22 ± 2	9 ± 3	26 ± 8
34	18 :47 :46.52	-1 :54 :28.87	0.64 × 0.45	1700	18	0	6.9 ± 0.9	15 ± 1	25 ± 2	7 ± 1	35 ± 5
35	18 :47 :46.92	-1 :54 :31.75	0.73 × 0.46	2100	20	0	7 ± 3	15 ± 3	22 ± 2	8 ± 2	23 ± 5
36	18 :47 :46.64	-1 :54 :19.51	0.45 × 0.45	1200	18	0	5.8 ± 0.8	8 ± 1	27 ± 2	3.1 ± 0.5	43 ± 7
37	18 :47 :46.97	-1 :54 :12.96	0.73 × 0.45	2000	20	0	5 ± 1	11 ± 1	23 ± 2	5.2 ± 0.9	15 ± 3
38	18 :47 :47.02	-1 :54 :22.90	0.45 × 0.45	1200	16	0	5 ± 1	5 ± 2	24 ± 2	2.5 ± 0.8	30 ± 10
39	18 :47 :44.61	-1 :54 :42.16	0.47 × 0.45	1200	16	0	3.6 ± 0.6	4.8 ± 0.7	23 ± 2	2.3 ± 0.4	32 ± 6
40	18 :47 :46.35	-1 :54 :29.52	0.53 × 0.45	1200	17	0	5.8 ± 0.8	9.4 ± 0.9	24 ± 2	4.3 ± 0.7	59 ± 9
41	18 :47 :46.96	-1 :54 :23.87	0.68 × 0.45	1800	15	0	5 ± 3	7 ± 3	22 ± 2	4 ± 2	14 ± 7
42	18 :47 :44.78	-1 :54 :38.05	0.45 × 0.45	1200	13	0	3.0 ± 0.4	3.1 ± 0.4	24 ± 2	1.4 ± 0.2	19 ± 3
43	18 :47 :46.84	-1 :54 :31.64	0.64 × 0.46	1700	12	0	4 ± 3	5 ± 3	22 ± 2	2 ± 1	11 ± 7
44	18 :47 :44.76	-1 :54 :46.76	0.56 × 0.45	1300	15	0	3.2 ± 0.4	5.0 ± 0.4	22 ± 2	2.5 ± 0.4	28 ± 4
45	18 :47 :46.87	-1 :54 :36.50	0.45 × 0.45	1200	11	0	4.1 ± 0.9	4.2 ± 0.9	21 ± 2	2.4 ± 0.6	32 ± 8

TABLE III.1. : Caractéristique des cœurs (partie II).

#	RA [J2000]	Dec. [J2000]	Size [" × "]	θ_{source} [AU]	Sig	C^{pic} [%]	S^{pic} [mJy/beam]	S^{int} [mJy]	T_{d} [K]	M_{coeur} [M_{\odot}]	\bar{n}_{H_2} [$\times 10^7 \text{cm}^{-3}$]
46	18 :47 :46.77	-1 :54 :16.85	0.73 × 0.45	2000	12	0	4.7 ± 0.9	8.3 ± 0.9	21 ± 2	4.6 ± 0.8	14 ± 2
47	18 :47 :46.65	-1 :54 :31.90	0.81 × 0.59	2900	21	0	9 ± 2	35 ± 3	22 ± 2	19 ± 3	18 ± 3
48	18 :47 :46.82	-1 :54 :26.10	0.66 × 0.45	1700	12	0	5 ± 2	7 ± 2	23 ± 2	4 ± 1	16 ± 6
49	18 :47 :46.59	-1 :54 :20.48	0.73 × 0.48	2200	14	0	5 ± 1	9 ± 2	28 ± 2	3.7 ± 0.8	9 ± 2
50	18 :47 :46.97	-1 :54 :34.42	0.45 × 0.45	1200	11	0	3 ± 1	3 ± 1	21 ± 2	1.7 ± 0.8	20 ± 10
51	18 :47 :45.27	-1 :54 :40.03	0.96 × 0.52	3000	15	0	4.0 ± 0.7	10.2 ± 0.9	24 ± 2	4.8 ± 0.7	4.3 ± 0.6
52	18 :47 :46.80	-1 :54 :34.34	0.45 × 0.45	1200	10	0	3 ± 1	3 ± 1	21 ± 2	1.8 ± 0.8	20 ± 10
53	18 :47 :47.05	-1 :54 :18.90	0.77 × 0.55	2600	11	0	3.8 ± 0.7	7.5 ± 0.8	22 ± 2	4.0 ± 0.7	5.2 ± 0.9
54	18 :47 :45.06	-1 :54 :42.05	0.79 × 0.45	2200	11	0	2.9 ± 0.4	6.0 ± 0.5	23 ± 2	3.0 ± 0.4	7 ± 1
55	18 :47 :46.96	-1 :54 :35.42	0.63 × 0.45	1600	9.6	0	3 ± 1	3 ± 1	21 ± 2	2.0 ± 0.8	11 ± 4
56	18 :47 :47.00	-1 :54 :20.12	0.58 × 0.45	1400	11	0	3 ± 1	3 ± 1	21 ± 2	1.9 ± 0.9	17 ± 8
57	18 :47 :46.94	-1 :54 :19.37	0.45 × 0.45	1200	9.8	0	3 ± 1	3 ± 1	23 ± 2	1.7 ± 0.5	23 ± 8
58	18 :47 :47.08	-1 :54 :21.28	0.74 × 0.45	2000	11	0	4 ± 2	7 ± 3	25 ± 2	3 ± 1	8 ± 4
59	18 :47 :44.77	-1 :54 :44.17	0.63 × 0.45	1600	9.9	0	2.3 ± 0.9	3 ± 1	23 ± 2	1.4 ± 0.5	8 ± 3
60	18 :47 :44.76	-1 :54 :40.46	0.48 × 0.45	1200	10	0	2.4 ± 0.8	3.2 ± 0.9	23 ± 2	1.6 ± 0.5	22 ± 7
61	18 :47 :46.82	-1 :54 :35.53	0.7 × 0.53	2300	12	0	4 ± 1	10 ± 1	21 ± 2	6 ± 1	11 ± 2
62	18 :47 :45.79	-1 :54 :32.76	0.65 × 0.45	1700	11	0	3.7 ± 0.7	9 ± 1	24 ± 2	4.0 ± 0.6	19 ± 3
63	18 :47 :47.33	-1 :54 :12.82	0.47 × 0.45	1200	9.5	0	3.0 ± 0.7	3.8 ± 0.7	21 ± 2	2.1 ± 0.5	29 ± 7
64	18 :47 :46.99	-1 :54 :16.85	0.83 × 0.49	2600	10	0	3 ± 1	6 ± 1	22 ± 2	3.2 ± 0.7	5 ± 1
65	18 :47 :45.41	-1 :54 :37.44	0.56 × 0.45	1300	8.9	0	2.7 ± 0.6	3.1 ± 0.6	23 ± 2	1.6 ± 0.4	16 ± 4
66	18 :47 :47.00	-1 :54 :21.20	0.68 × 0.45	1800	9.0	0	3 ± 2	4 ± 2	22 ± 2	2.3 ± 0.9	9 ± 3
67	18 :47 :44.09	-1 :54 :48.89	0.66 × 0.47	1900	9.8	0	1.8 ± 0.3	4.7 ± 0.4	23 ± 2	2.2 ± 0.3	8 ± 1
68	18 :47 :47.02	-1 :54 :35.64	0.71 × 0.45	2000	8.7	0	3 ± 1	4 ± 1	21 ± 2	2.2 ± 0.6	7 ± 2
69	18 :47 :47.15	-1 :54 :20.05	0.5 × 0.45	1200	9.1	0	3 ± 1	5 ± 1	25 ± 2	2.1 ± 0.6	29 ± 8
70	18 :47 :47.20	-1 :54 :17.78	0.79 × 0.48	2400	9.1	0	3.3 ± 0.7	6.8 ± 0.8	23 ± 2	3.4 ± 0.6	6 ± 1
71	18 :47 :47.35	-1 :54 :13.46	0.62 × 0.45	1600	8.3	0	2.4 ± 0.6	3.1 ± 0.6	21 ± 2	1.7 ± 0.4	10 ± 2
72	18 :47 :46.65	-1 :54 :35.53	0.74 × 0.45	2100	8.2	0	3 ± 1	4 ± 1	20 ± 2	2.3 ± 0.8	6 ± 2
73	18 :47 :44.84	-1 :54 :42.95	0.63 × 0.53	2100	11	0	2.5 ± 0.8	6 ± 1	23 ± 2	2.8 ± 0.7	8 ± 2
74	18 :47 :45.17	-1 :54 :39.53	0.62 × 0.45	1600	8.0	0	2.2 ± 0.4	2.9 ± 0.5	24 ± 2	1.4 ± 0.3	8 ± 2
75	18 :47 :46.90	-1 :54 :35.10	0.73 × 0.45	2000	8.0	0	2 ± 1	3 ± 1	21 ± 2	1.9 ± 0.7	6 ± 2
76	18 :47 :46.93	-1 :54 :37.87	0.48 × 0.45	1200	8.0	0	2.8 ± 0.9	3 ± 1	21 ± 2	1.6 ± 0.6	22 ± 8
77	18 :47 :47.41	-1 :54 :25.60	0.73 × 0.45	2000	8.9	0	3.3 ± 0.9	6 ± 1	26 ± 2	2.6 ± 0.5	8 ± 2
78	18 :47 :46.43	-1 :54 :29.81	0.79 × 0.45	2200	7.7	0	2.3 ± 0.9	4 ± 1	23 ± 2	2.0 ± 0.6	5 ± 1
79	18 :47 :46.73	-1 :54 :25.63	0.8 × 0.46	2300	11	0	3 ± 1	7 ± 1	26 ± 2	2.8 ± 0.7	5 ± 1
80	18 :47 :47.15	-1 :54 :24.66	0.73 × 0.45	2000	7.2	0	3 ± 1	3 ± 1	22 ± 2	1.6 ± 0.7	5 ± 2
81	18 :47 :47.24	-1 :54 :18.47	0.74 × 0.46	2100	8.4	0	2.9 ± 0.6	5.4 ± 0.7	23 ± 2	2.6 ± 0.5	7 ± 1
82	18 :47 :46.90	-1 :54 :33.98	0.63 × 0.45	1600	7.7	0	3 ± 1	3 ± 1	21 ± 2	1.9 ± 0.6	10 ± 3
83	18 :47 :46.71	-1 :54 :24.19	0.75 × 0.45	2100	7.9	0	3 ± 1	4 ± 1	28 ± 2	1.5 ± 0.6	4 ± 2
84	18 :47 :46.37	-1 :54 :21.28	0.78 × 0.45	2200	9.7	0	3.1 ± 0.8	6 ± 1	26 ± 2	2.7 ± 0.5	6 ± 1
85	18 :47 :46.51	-1 :54 :26.42	0.7 × 0.5	2200	8.3	0	2.5 ± 0.9	5 ± 1	27 ± 2	1.8 ± 0.5	4 ± 1
86	18 :47 :46.74	-1 :54 :20.81	0.58 × 0.45	1400	7.4	0	2.5 ± 0.9	3.1 ± 0.9	26 ± 2	1.3 ± 0.4	11 ± 4
87	18 :47 :47.24	-1 :54 :16.06	0.54 × 0.45	1200	7.5	0	2.3 ± 0.6	2.7 ± 0.7	23 ± 2	1.4 ± 0.4	18 ± 5
88	18 :47 :47.28	-1 :54 :38.27	0.69 × 0.45	1900	7.4	0	2.5 ± 0.8	3.6 ± 0.8	21 ± 2	2.0 ± 0.5	7 ± 2
89	18 :47 :46.30	-1 :54 :28.76	0.68 × 0.45	1800	7.3	0	2.7 ± 0.9	3.6 ± 0.9	26 ± 2	1.5 ± 0.4	6 ± 2
90	18 :47 :46.39	-1 :54 :18.14	0.84 × 0.45	2400	7.2	0	2.7 ± 0.7	4.9 ± 0.8	24 ± 2	2.4 ± 0.5	4.4 ± 0.9

TABLE III.1. : Caractéristique des cœurs (partie III).

#	RA [J2000]	Dec. [J2000]	Size [" × "']	θ_{source} [AU]	Sig	C^{pic} [%]	S^{pic} [mJy/beam]	S^{int} [mJy]	T_{d} [K]	$M_{\text{cœur}}$ [M_{\odot}]	\bar{n}_{H_2} [$\times 10^7 \text{cm}^{-3}$]
91	18 :47 :46.75	-1 :54 :33.30	0.63 × 0.45	1600	7.1	0	3 ± 1	3 ± 1	21 ± 2	1.8 ± 0.8	10 ± 4
92	18 :47 :46.86	-1 :54 :12.13	0.79 × 0.47	2300	7.9	0	2.5 ± 0.5	4.5 ± 0.5	22 ± 2	2.4 ± 0.4	4.7 ± 0.8
93	18 :47 :46.96	-1 :54 :40.86	0.69 × 0.45	1900	7.0	0	2.7 ± 0.7	3.7 ± 0.8	21 ± 2	2.1 ± 0.5	8 ± 2
94	18 :47 :46.74	-1 :54 :37.80	0.67 × 0.45	1800	7.0	0	2.7 ± 0.6	3.9 ± 0.7	21 ± 2	2.2 ± 0.5	9 ± 2
95	18 :47 :46.58	-1 :54 :25.67	0.72 × 0.45	2000	7.1	0	2.7 ± 0.9	3.1 ± 0.9	28 ± 2	1.2 ± 0.4	4 ± 1
96	18 :47 :47.08	-1 :54 :23.54	0.65 × 0.45	1700	7.4	0	3 ± 1	4 ± 1	24 ± 2	2.0 ± 0.6	9 ± 3
97	18 :47 :47.16	-1 :54 :10.15	0.72 × 0.45	2000	7.6	0	1.9 ± 0.4	4.1 ± 0.6	21 ± 2	2.3 ± 0.5	7 ± 1
98	18 :47 :46.40	-1 :54 :28.37	0.68 × 0.52	2200	7.0	0	2.3 ± 0.9	4 ± 1	27 ± 2	1.5 ± 0.4	3 ± 1
99	18 :47 :45.39	-1 :54 :39.13	1.26 × 0.55	3900	8.5	0	1.7 ± 0.6	7.1 ± 0.9	23 ± 2	3.4 ± 0.6	1.4 ± 0.2
100	18 :47 :45.22	-1 :54 :40.46	0.7 × 0.47	2100	6.8	0	2.1 ± 0.5	3.1 ± 0.5	24 ± 2	1.4 ± 0.3	4.1 ± 0.8
101	18 :47 :47.30	-1 :54 :35.03	0.59 × 0.45	1500	6.8	0	2.8 ± 0.7	4.1 ± 0.8	21 ± 2	2.3 ± 0.6	17 ± 4
102	18 :47 :47.15	-1 :54 :33.19	0.7 × 0.45	1900	6.7	0	2 ± 1	2 ± 1	21 ± 2	1.2 ± 0.6	4 ± 2
103	18 :47 :46.74	-1 :54 :19.44	0.51 × 0.45	1200	7.0	0	2 ± 1	2 ± 1	26 ± 2	1.1 ± 0.5	15 ± 6
104	18 :47 :46.80	-1 :54 :18.43	0.61 × 0.45	1500	6.9	0	2.2 ± 0.8	2.9 ± 0.9	24 ± 2	1.3 ± 0.4	9 ± 3
105	18 :47 :46.50	-1 :54 :16.24	0.46 × 0.45	1200	6.9	0	1.9 ± 0.6	1.9 ± 0.6	23 ± 2	1.0 ± 0.3	13 ± 4
106	18 :47 :46.40	-1 :54 :36.61	0.63 × 0.45	1600	6.9	0	2.3 ± 0.6	3.6 ± 0.7	21 ± 2	2.0 ± 0.5	11 ± 3
107	18 :47 :47.24	-1 :54 :35.60	0.57 × 0.47	1500	6.8	0	2.6 ± 0.7	3.9 ± 0.7	21 ± 2	2.2 ± 0.5	15 ± 3
108	18 :47 :45.32	-1 :54 :39.13	0.69 × 0.45	1900	6.6	0	1.9 ± 0.9	2.6 ± 0.9	24 ± 2	1.2 ± 0.5	4 ± 2
109	18 :47 :46.60	-1 :54 :18.00	0.67 × 0.45	1800	6.7	0	2.3 ± 0.9	4 ± 1	25 ± 2	1.7 ± 0.5	7 ± 2
110	18 :47 :47.16	-1 :54 :11.30	0.65 × 0.45	1700	6.8	0	2.1 ± 0.6	3.4 ± 0.6	21 ± 2	1.9 ± 0.4	9 ± 2
111	18 :47 :46.80	-1 :54 :20.16	0.7 × 0.45	1900	6.5	0	2 ± 1	3 ± 1	25 ± 2	1.4 ± 0.6	5 ± 2
112	18 :47 :46.30	-1 :54 :37.37	0.66 × 0.45	1800	6.4	0	2.3 ± 0.5	2.7 ± 0.5	22 ± 2	1.5 ± 0.3	7 ± 2
113	18 :47 :47.03	-1 :54 :10.58	0.64 × 0.47	1800	6.4	0	1.5 ± 0.5	2.2 ± 0.6	21 ± 2	1.2 ± 0.4	5 ± 2
114	18 :47 :46.91	-1 :54 :17.75	0.53 × 0.45	1200	6.4	0	1.9 ± 0.5	2.2 ± 0.5	22 ± 2	1.1 ± 0.3	16 ± 4
115	18 :47 :46.76	-1 :54 :12.64	0.77 × 0.57	2700	6.9	0	2.4 ± 0.2	5.3 ± 0.2	22 ± 2	2.8 ± 0.4	3.5 ± 0.5
116	18 :47 :46.18	-1 :54 :30.92	0.62 × 0.45	1600	6.4	0	2.2 ± 0.6	3.5 ± 0.7	23 ± 2	1.7 ± 0.4	10 ± 2
117	18 :47 :46.67	-1 :54 :23.80	0.97 × 0.47	2800	6.7	0	3 ± 1	6 ± 1	29 ± 2	2.3 ± 0.6	2.6 ± 0.6
118	18 :47 :47.04	-1 :54 :14.90	0.72 × 0.45	2000	6.1	0	1.6 ± 0.7	2.5 ± 0.7	23 ± 2	1.2 ± 0.4	4 ± 1
119	18 :47 :47.37	-1 :54 :11.81	0.54 × 0.45	1200	6.4	0	1.8 ± 0.5	2.4 ± 0.6	21 ± 2	1.4 ± 0.4	18 ± 5
120	18 :47 :46.80	-1 :54 :11.92	0.76 × 0.63	2900	6.2	0	2.5 ± 0.4	5.7 ± 0.4	22 ± 2	3.0 ± 0.5	2.9 ± 0.5
121	18 :47 :47.00	-1 :54 :39.53	0.74 × 0.45	2100	6.3	0	1.7 ± 0.8	2.4 ± 0.9	21 ± 2	1.3 ± 0.5	4 ± 1
122	18 :47 :44.76	-1 :54 :53.14	0.59 × 0.56	2000	6.7	0	1.3 ± 0.4	3.1 ± 0.6	23 ± 2	1.5 ± 0.3	4.4 ± 0.9
123	18 :47 :46.99	-1 :54 :4.90	0.85 × 0.45	2400	6.3	0	1.7 ± 0.4	3.2 ± 0.5	21 ± 2	1.8 ± 0.4	3.3 ± 0.7
124	18 :47 :47.37	-1 :54 :21.38	0.84 × 0.45	2300	5.8	0	2.4 ± 0.7	5.0 ± 0.8	25 ± 2	2.2 ± 0.4	4.1 ± 0.8
125	18 :47 :47.47	-1 :54 :38.09	0.63 × 0.45	1700	6.3	0	2.2 ± 0.5	3.3 ± 0.6	23 ± 2	1.6 ± 0.4	9 ± 2
126	18 :47 :44.57	-1 :54 :39.71	0.83 × 0.53	2700	6.4	0	1.5 ± 0.5	4.3 ± 0.8	23 ± 2	2.1 ± 0.5	2.6 ± 0.6
127	18 :47 :46.25	-1 :54 :22.25	1.02 × 0.55	3300	6.2	0	1.9 ± 0.6	5.8 ± 0.9	27 ± 2	2.4 ± 0.4	1.6 ± 0.3
128	18 :47 :47.29	-1 :54 :26.32	0.88 × 0.57	3000	5.9	0	1.7 ± 0.9	4 ± 1	23 ± 2	2.0 ± 0.6	1.7 ± 0.5
129	18 :47 :46.56	-1 :54 :6.95	0.87 × 0.48	2600	6.1	0	1.5 ± 0.4	3.7 ± 0.5	23 ± 2	1.8 ± 0.3	2.6 ± 0.5
130	18 :47 :46.37	-1 :54 :47.74	0.98 × 0.45	2700	5.7	0	1.9 ± 0.4	4.5 ± 0.5	21 ± 2	2.5 ± 0.5	3.0 ± 0.5
131	18 :47 :46.55	-1 :54 :16.63	1.11 × 0.5	3300	5.8	0	1.6 ± 0.6	5.1 ± 0.8	23 ± 2	2.6 ± 0.5	1.7 ± 0.3

Notes : RA, ascension droite ; Dec., déclinaison ; θ_{source} , taille à mi-hauteur déconvoluée du beam ; Sig, niveau de détection de l'extraction *getsources* ; C^{pic} , ratio de contamination en raie ; S^{pic} et S^{int} , flux pics et intégrés corrigés de la contamination en raie et de l'environnement local ; T_{d} , température moyenne des poussières ; $M_{\text{cœur}}$, masse du cœur ; \bar{n}_{H_2} , densité moyenne

III.3 Compléments

Je développe dans cette section des explications données dans la partie Méthode de l'article, ainsi que dans les suppléments (non reproduits dans ce manuscrit). Elles portent sur les mesures de complétude (Section [iii.3.1](#)) puis sur les différents tests effectués pour tester la robustesse de la CMF (Section [iii.3.2](#)).

III.3.1 Tests pour évaluer la complétude en masse

La sensibilité des cartes continuum limite la détection des cœurs vers les plus faibles masses. Ainsi, le déclin du nombre de cœurs mesuré sur la CMF vers $M \simeq 1 - 2 M_{\odot}$ n'est probablement pas statistique, le pic de la CMF étant attendu vers $m_c \simeq 0.6 M_{\odot}$ (voir Sect. [iii.2.1](#)). Pour évaluer précisément le domaine de validité de la pente de la CMF, j'ai fait plusieurs tests pour déterminer le niveau de complétude. Le principe est de réaliser des extractions avec *getsources* sur des cartes synthétiques, où la position des cœurs est connue, puis de mesurer quelle fraction des cœurs est retrouvée en fonction de leur masse.

J'ai travaillé avec A. Men'shchikov, le concepteur de *getsources*, pour la conception des cartes synthétiques. Deux types de cartes ont servi de base : la carte continuum originelle, et la carte continuum avec l'environnement des cœurs et les filaments, résultant de l'extraction des cœurs. La première m'a servi de référence, la seconde m'a permis de tester l'influence de la confusion (sources proches ou superposées les unes sur les autres). Nous avons placé sur ces cartes le nombre maximum de sources synthétiques possible sans recouvrement, environ 1700. Elles sont construites avec un profil en intensité Gaussien et une température constante de 23 K, seule l'intensité pic de la source variant, directement proportionnelle au flux intégré et donc à la masse. La masse de ces sources peut prendre 7 valeurs dans $[0.9; 7] M_{\odot}$ dans un premier tirage puis $[0.2; 2.5] M_{\odot}$ dans un second, indépendamment de la position, et de sorte que sur toute la carte il y ait 241 sources de chaque masse. Cet intervalle de masse a été choisi pour encadrer largement le niveau de complétude estimé dans les études d'autres régions (voir Sect [1.5.2](#)). Il est à prévoir que l'environnement des sources ait un fort impact sur le niveau de complétude. Or les zones de la carte avec un environnement fort, c'est à dire avec des filaments, couvrent une portion limitée de la carte, en son centre (voir Section [iii.1.1](#)). Afin d'augmenter la statistique de nos estimations, nous avons fait 5 simulations avec la même grille de source translatée dans 4 directions (N, S, E, O) avant d'être appliquée sur la carte. La zone centrale est ainsi couverte par plus de sources synthétiques.

Les cartes synthétiques ainsi obtenues sont ensuite passées par le même processus d'extraction que les cartes originelles, en utilisant *getsources* avec les mêmes paramètres. J'ai alors pu comparer le catalogue des sources extraites avec le catalogue des sources injectées. Cette comparaison se fait en plusieurs étapes : vérifier à la position attendue de la source qu'elle a bien été détectée, vérifier que le flux mesuré est proche de celui attendu. Pour illustrer cette deuxième étape, j'ai représenté sur la Figure [iii.6](#) le rapport entre le flux pic mesuré par *getsources* et celui injecté à l'origine, R^{pic} , en fonction du rapport signal à bruit, SNR . On voit que R^{pic} converge bien vers 1 pour des SNR élevés : $R^{\text{pic}} \in [0.8; 1.15]$ pour $SNR > 12$. En revanche, les sources à faible SNR ont des flux mal mesurés, R^{pic} atteignant 1.5 pour $4 < SNR < 10$. Les sources avec des $SNR < 4$ sont considérées comme non détectées. Une fois ces vérifications effectuées, il suffit de calculer le rapport entre le nombre de sources détectées et le nombre de source injectées pour chaque masse pour obtenir la courbe de complétude. La valeur que nous avons retenue correspond à la complétude à 90%, $C_{90\%}$.

La Figure [iii.7](#) représente le taux de complétude en fonction de la masse dans différents environnements pour la carte *bande étroite*. Les points et barres d'erreur pour chaque masse ont été obtenus en prenant les moyennes et dispersions des 5 extractions réalisées dans chaque configuration (5 positions de la grille de sources). La courbe rouge, prenant en compte toute la carte, est notre

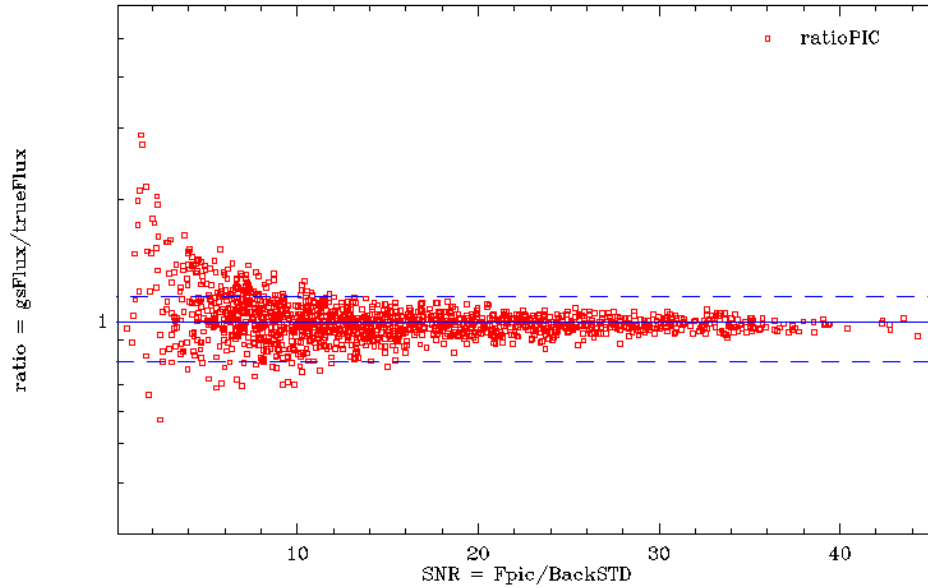


FIGURE III.6. : Ratio du flux injecté sur le flux mesuré en fonction du rapport signal sur bruit pour les cœurs sur la carte continuum *bande étroite* sans confusion.

référence, elle donne la complétude $C_{90\%} = 1.6 \pm 0.1 M_{\odot}$ utilisée dans l'article. La courbe noire donne la complétude dans les parties centrales de la carte où l'environnement est fort, ici > 4 mJy (voir Fig. III.1). Les incertitudes sont élevées à cause du faible nombre de sources placées sur cette portion restreinte de la carte ($\simeq 2\%$). La complétude obtenue, $C_{90\%} \simeq 4.5 \pm 1 M_{\odot}$, donne une borne supérieure utilisée pour les tests sur la CMF (voir section suivante).

J'ai aussi réalisé des tests pour évaluer l'impact de la confusion. J'ai pour cela comparé les courbes de complétude de sources synthétiques proches d'un des cœurs de notre catalogue ($d < 1''$ soit $\simeq 2\theta_{\text{beam}}$, courbes en rouge sur la Figure III.8a) à celles de sources dans les parties externes de la carte, où aucun cœur n'est été détecté (courbes en noir). Cette définition n'a du sens que pour les sources déposées sur la carte originelle (courbe tiretée sur la Figure III.8a), mais pour avoir une courbe témoin j'ai appliqué la même définition aux sources déposées sur la carte d'environnement sans cœur (courbe continue). Conformément à ce qu'on attendait, la complétude (mesurée ici à 80%) arrive pour des masses plus élevées dans les zones confuses : $C_{80\%}$ passe de 1.7 à $2.3 M_{\odot}$. L'effet mesuré sur les courbes témoin est plus faible ($C_{80\%}$ passe de 1.4 à $1.7 M_{\odot}$), il montre les limites de cet exercice de comparaison. La courbe de complétude pour les sources dans un environnement confus est reproduite en bleu sur la Figure III.7.

Le dernier test, présenté Figure III.8b, porte sur le choix des cartes continuum *bande large* (en tirets) ou *bande étroite* (en traits pleins). Ici, les deux courbes en noir correspondent toujours à la partie externe des cartes tandis que les courbes en bleu correspondent aux cœurs sur la partie centrale complémentaire. On retrouve sur ces deux zones la complétude $C_{90\%} = 1.6 M_{\odot}$ pour la carte *bande étroite*. L'amélioration apportée par la meilleure sensibilité de la carte *bande large* est bien visible pour la zone externe : $C_{90\%}$ diminue d'un facteur 2 à $0.8 M_{\odot}$. Cela confirme notre grande capacité à détecter des cœurs jusqu'à $1 M_{\odot}$ dans les parties externes de W43-MM1.

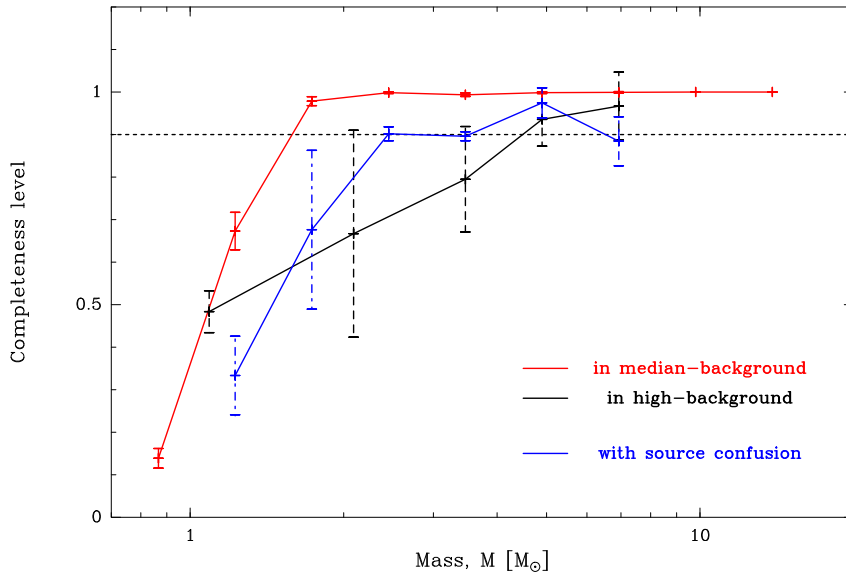


FIGURE III.7. : Courbe de complétude en fonction de la masse pour les cœurs sur la carte continuum *bande étroite* sans confusion (courbes rouge et bleu) et avec confusion (courbe bleu).

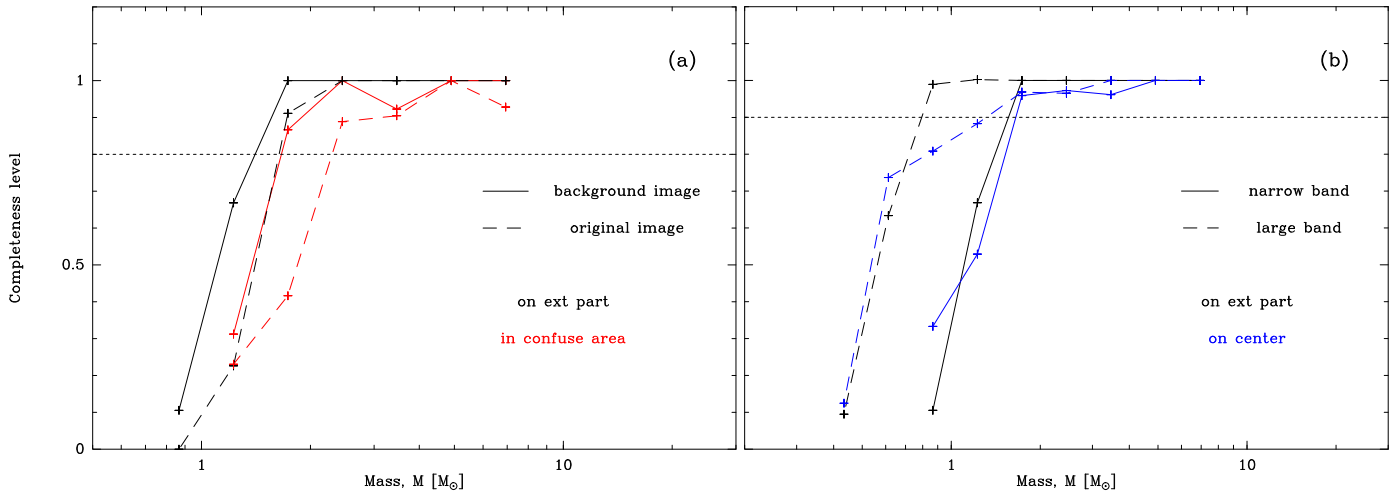


FIGURE III.8. : Courbes de complétude en fonction de la masse pour les cœurs sur la carte *bande étroite* avec et sans confusion (a) et pour les cœurs sur les cartes *bande étroite* et *bande large* sans confusion (b). Les courbes noire et bleue correspondent à des sources déposées dans les parties externe et centrale de la carte resp., les courbes rouge sur des sources déposées dans des zones confuses, à $d < 1''$ de cœurs du catalogue.

La différence est moins nette pour la zone centrale (la complétude passe de $C_{90\%} = 1.6 M_{\odot}$ à $1.3 M_{\odot}$). La raison en est que le gain théorique en signal à bruit est largement modéré dans les zones où l'environnement est la véritable source de bruit.

III.3.2 Tests pour estimer les incertitudes

Nous avons vu Section [iii.2.1](#) que l'histogramme cumulé des masses pour les 106 cœurs de W43-MM1 au dessus du seuil de complétude, $1.6 M_{\odot}$, est bien représenté par une droite, soit

$N(M > \log(M)) \propto M^{\gamma_c}$. Le fit est réalisé avec la fonction *mfit* de *Gildas*, utilisant une méthode de réduction du χ^2 , il donne $\gamma_c = -0.96 \pm 0.02$. A ce stade l'incertitude ne porte que sur la qualité de l'ajustement. J'ai travaillé avec S. Bontemps (LAB, Bordeaux) pour propager l'incertitude en masse en une incertitude sur γ_c . Nous avons pour cela réalisé des simulations de Monte-Carlo en suivant trois étapes :

1. affecter à chaque cœur un intervalle de confiance en masse basé sur son incertitude (liée à l'erreur de mesure des flux *getsources* et l'estimation de température),
2. effectuer de nombreux tirages en prenant aléatoirement pour chaque cœur une masse dans cet intervalle,
3. mesurer la pente de la CMF obtenue à chaque tirage.

La dispersion mesurée sur 10^5 tirages est $\sigma = 0.026$, d'où les $5\sigma = 0.13$ utilisés dans notre article. Si l'on introduit maintenant une erreur portant sur une variation du coefficient d'absorption $\kappa_{1.3\text{mm}}$ d'un facteur 2 pour chaque cœur, la dispersion s'élève à $\sigma = 0.038$. Avec cette incertitude sur $\kappa_{1.3\text{mm}}$, on obtient $\gamma_c - 5\sigma = -1.15$, toujours incompatible avec la pente de Salpeter -1.35.

TABLE III.2. : Tests menés pour évaluer l'incertitude sur l'ajustement de la CMF de référence (forme cumulée, voir Fig. [iii.5](#)).

	Intervalle de masse	γ
CMF sous la forme cumulée avec tous les cœurs extraits par <i>getsources</i>	$> 1.6 M_{\odot}$	-0.96 ± 0.02
régime des faibles masses	$1.6 - 20 M_{\odot}$	-0.93 ± 0.02
avec un niveau de complétude plus élevé	$> 4.5 M_{\odot}$	-0.97 ± 0.03
CMF des 94 cœurs les plus robustes	$> 1.6 M_{\odot}$	-0.90 ± 0.02
CMF sous la forme différentielle avec tous les cœurs et les param. par défaut	$> 1.6 M_{\odot}$	-0.90 ± 0.06
CMF avec les cœurs extraits sur la carte avec le clean classique	$> 1.6 M_{\odot}$	-1.10 ± 0.05
sur la carte 12 m + ACA	$> 1.6 - 5 M_{\odot}$	-1.10 ± 0.04

Pour évaluer la robustesse de notre résultat, j'ai aussi effectué de nombreux tests en ajustant une pente sur la CMF après avoir fait varier différents paramètres. Les pentes obtenues sont récapitulées dans la Table [iii.2](#). J'ai d'abord fait varier l'intervalle de masse sur lequel le fit de la CMF est réalisé. Les pentes obtenues sont proches de la pente de référence, $\gamma_c = -0.96 \pm 0.02$, et compatibles entre elles : $\gamma_c = -0.93 \pm 0.02$ en prenant uniquement les faibles masses, $[1.6-20 M_{\odot}]$, et $\gamma_c = -0.97 \pm 0.03$ en prenant un seuil de complétude plus élevé de $4.5 M_{\odot}$, déterminé dans des régions à fort environnement (voir Section [iii.3.1](#)). J'ai ensuite tracé la CMF pour l'échantillon des 94 cœurs robustes, comprenant 83 coeurs au dessus de $1.6 M_{\odot}$. La distribution devient encore plus plate (ou *top-heavy*), $\gamma_c = -0.90 \pm 0.02$.

Le test suivant dans la Table [iii.2](#) porte sur un paramètres plus fondamental, la représentation de l'histogramme. La forme la plus directe pour un histogramme est la forme différentielle, dN/dM , ou ici $dN/d\log(M)$, où l'on compte simplement le nombre d'objets par intervalle (ou *bin*) de masse. Sous la forme $dN/dM \propto M^{\gamma_d}$, la pente de Salpeter est $\gamma_d = -2.35$ mais avec $dN/d\log(M) \propto M^{\gamma_d}$ elle devient $\gamma_d = \gamma_c = -1.35$.

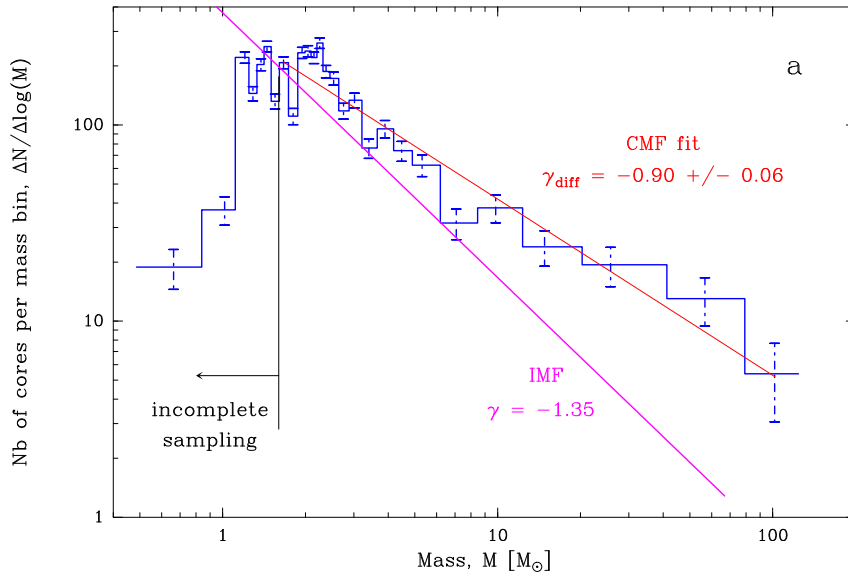


FIGURE III.9. : CMF de W43-MM1 sous la forme différentielle, en bleu, avec en rouge l’ajustement $dN/d\log(M) \propto M^{\gamma_d}$ de pente $\gamma_d = -0.90 \pm 0.06$. Les *bins* sont ici calculés de façon à garder 5 cœur par bins, et les barres d’erreur sont statistiques ($\sqrt{5}$). La complétude à 90%, $1.6 M_{\odot}$, est représentée par le trait noir vertical comme sur la Figure III.5.

La CMF différentielle présente l’avantage d’être plus intuitive, on peut par exemple repérer visuellement la position où le nombre de cœurs par bin diminue. Cependant cette représentation est plus sensible aux variations liées aux petits nombres (changement de masse pour quelques cœurs) et aux choix du *bin*. C’est pourquoi les mesures de références ont été effectuées sur la représentation cumulée avec un cœur par *bin*. Pour la CMF différentielle, j’ai utilisé la méthode proposée par Maíz Apellániz et Úbeda (2005) pour limiter les effets de petits nombres. Au lieu de compter des objets dans un nombre déterminé de *bins* de taille constante - ici constante en log -, on fait varier la taille du *bin* en fixant un nombre d’objet par *bin*. La CMF différentielle représentée Figure III.9 est obtenue pour 5 cœurs par bin. La pente obtenue, $\gamma_d = -0.90 \pm 0.06$, reste compatible avec γ_c mais présente une plus grande incertitude.

J’ai enfin comparé la CMF sur l’extraction de référence (12m, clean multiscale et selfcalibration) avec deux autres extractions antérieures : celles sur les cartes (12m, clean classique) et (12m + 7m, clean *multiscale*). Les pentes obtenues sont similaires, $\gamma_d = -1.10 \pm 0.05$.

IV

CARACTÉRISER LES PHASES PRÉCOCES DE LA FORMATION DES ÉTOILES MASSIVES

Sommaire

1.	Article II sur la détection d'un candidat cœur préstellaire massif	78
1.1.	Présentation de l'article	78
1.2.	Article II : "Detection of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1" (Nony <i>et al.</i> 2018, A&A)	79
2.	Compléments	86
2.1.	Caractériser la chimie du candidat cœur préstellaire massif	86
2.2.	Nature des cœurs massifs de W43-MM1	86

IV.1 Article II sur la détection d'un candidat cœur préstellaire massif

Les phases précoces de la formation des étoiles massives sont encore un sujet très débattu. Dans le modèle du *cœur turbulent* de McKee et Tan (2003) (voir Sect. 1.3.2), les cœurs préstellaires massifs sont les analogues des cœurs préstellaires de faible masse, ils se forment de façon quasi-statique et peuvent accumuler plus de masse avant de s'effondrer grâce à un support turbulent ou magnétique plus important. Pourtant, malgré de nombreuses études, très peu de cœurs préstellaire massifs ont été observés (Motte *et al.*, 2018a, voir aussi Sect. 1.3.3). Dans les modèles plus dynamiques comme l'accrétion compétitive (Smith *et al.*, 2009) ou l'effondrement hiérarchique global (Vázquez-Semadeni *et al.*, 2019), les cœurs préstellaires massifs ne sont pas nécessaires, les étoiles massives se formant à partir de cœurs pré- puis proto-stellaires de faibles masses. Selon leur position dans le proto-amas, certains cœurs protostellaires nourris par des flots d'accrétion plus puissants sont alors capables de croître en masse.

IV.1.1 Présentation de l'article

Dans cette lettre publiée dans A&A, je présente notre découverte d'un candidat cœur préstellaire massif dans W43-MM1, le cœur #6 dans le catalogue que nous avons publié dans Motte *et al.* (2018b) (Table III.1). Il est situé à l'extrémité sud-ouest du filament principal (voir Sect. III.1.1 et Fig. 1 de l'article), une zone où la densité de cœurs est plus faible que dans les parties centrales, ce qui nous permet de mieux le caractériser. Sa masse est estimée à $M_{\text{cœur}} = 56 \pm 9 M_{\odot}$ pour une température $T_{\text{d}} = 23 \pm 2$ K et une taille (déconvoluée du beam) $FWHM = 1300$ ua, cela le place parmi les 4 cœurs les plus massifs de W43-MM1 (voir Table IV.1). La largeur de la raie de $^{13}\text{CS}(5-4)$ que j'ai mesurée sur le cœur #6, $\Delta V_{^{13}\text{CS}} \simeq 3.3 \text{ km s}^{-1}$, nous indique que le cœur est largement dominé par la turbulence (nombre de Mach $\mathcal{M} \sim 4.5$). J'ai alors pu calculer son paramètre de Viriel, $\alpha_{\text{vir}} \sim 0.2 - 0.3$ et vérifier que le cœur est vraisemblablement auto-gravitant ($\alpha_{\text{vir}} \ll 2$). Ceci est cependant à vérifier avec la mesure du support magnétique (projet en cours de F.Louvet).

Pour mieux mettre en évidence la spécificité du cœur #6, nous comparons ses propriétés à celle du cœur #3, de masse similaire ($M_{\text{core}} = 59 \pm 2 M_{\odot}$) et situé à proximité. Les éjections protostellaires sont une des caractéristiques majeures de la phase protostellaire (voir Sect. 1.4 et Chap. v). Le cœur #3 est à l'origine d'éjections bipolaires à haute vitesse détectées à la fois en CO(2-1) et en SiO(5-4), avec pour le jet décalé vers le bleu des vitesses projetées allant jusqu'à 80 km s^{-1} par rapport à la vitesse systémique du cœur. Le contraste est marqué avec le cœur #6 qui ne montre aucun signe d'éjections, ni à haute ou ni basse vitesse (Fig. 2 de l'article).

La détection de fortes raies de molécules organiques complexes (COMs), caractéristiques d'environnements chauds (*hot core*) est un autre indicateur de la présence d'une protoétoile dans un cœur. La comparaison des spectres des cœurs #6 et #3 sur la fenêtre spectrale large dévolue à l'étude du continuum (c'est à dire sans raie intense ou traceurs de gaz dense, voir Sect. II.2.1) est aussi frappante (Fig. 3 de l'article). Tandis que la forêt de raies observée pour le cœur #3 ne laisse aucun doute sur la présence d'un *hot core*, le spectre du cœur #6 ne montre que quelques faibles raies. Le paramètre de contamination, défini à la section III.1.2, est compatible avec l'absence de raies de COMs pour le cœur #6 ($C^{\text{pic}} < 5\%$) tandis que le cœur #3 possède une contamination relativement élevée ($C^{\text{pic}} \simeq 13\%$). Une étude chimique plus détaillée (Molet *et al.*, 2019) confirme que le cœur #6 est un bon candidat cœur préstellaire massif mais ne permet pas de conclure définitivement (voir Sect. IV.2.1).

Le cœur #6 est l'un des candidats cœur préstellaire massif le plus dense ($n_{\text{H}_2} \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$) détecté à ce jour. Si sa nature préstellaire est confirmée, il constituerait un exemple des conditions initiales du modèle de *cœur turbulent* ($56 M_{\odot}$ dans 1300 ua, $\mathcal{M} \sim 4.5$, $T_d \simeq 23 \text{ K}$).

Il est intéressant de noter que les autres cœurs massifs ($M_{\text{core}} \geq 16 M_{\odot}$) de W43-MM1 sont tous protostellaires, de façon certaine ou indéterminée (11 et 1 cœurs respectivement, voir Sect. [iv.2.2](#)). Cela indique une courte durée de vie statistique pour cette phase, comme estimée dans de précédentes études (voir Sect. [i.3.3](#)), alors que le modèle du cœur turbulent suppose que le cœur préstellaire croît en masse sur des durées plus longues. Nos études ne permettent actuellement pas d'écarter la présence d'une protoétoile de faible masse enfouie dans le cœur (Nony *et al.*, 2018; Molet *et al.*, 2019). Si tel était le cas, le cœur #6 se trouverait dans la phase *IR-quiet* de la séquence évolutive proposée par Motte *et al.* (2018a) (étape 4 sur le schéma Fig. [i.6](#)). Seules des observations à plus haute résolution angulaire (projet ALMA en cours) permettront de conclure définitivement.

IV.1.2 Article II : "Detection of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1" (Nony *et al.* 2018, A&A)

LETTER TO THE EDITOR

Detection of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1T. Nony¹, F. Louvet², F. Motte^{1,3}, J. Molet⁴, K. Marsh⁵, E. Chapillon^{6,4}, A. Gusdorf⁷, N. Brouillet⁴, S. Bontemps⁴,
T. Csengeri⁸, D. Despois⁴, Q. Nguyen Luong⁹, A. Duarte-Cabral⁵, and A. Maury³¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
e-mail: thomas.nony@univ-grenoble-alpes.fr² Departamento de Astronomía de Chile, Universidad de Chile, Santiago, Chile³ AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 91191 Gif-sur-Yvette, France⁴ OASU/LAB, Univ. de Bordeaux – CNRS/INSU, 36615 Pessac, France⁵ School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Queens Buildings, The Parade, Cardiff CF24 3AA, UK⁶ Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM), Grenoble, France⁷ LERMA, CNRS, Observatoire de Paris, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France⁸ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany⁹ Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, University of Toronto, 60 St. George Street, Toronto, ON M5S 3H8, Canada

Received 16 July 2018 / Accepted 27 September 2018

ABSTRACT**Aims.** To constrain the physical processes that lead to the birth of high-mass stars it is mandatory to study the very first stages of their formation. We search for high-mass analogs of low-mass prestellar cores in W43-MM1.**Methods.** We conducted a 1.3 mm ALMA mosaic of the complete W43-MM1 cloud, which has revealed numerous cores with ~2000 au FWHM sizes. We investigated the nature of cores located at the tip of the main filament, where the clustering is minimum. We used the continuum emission to measure the core masses and the ¹³CS(5-4) line emission to estimate their turbulence level. We also investigated the prestellar or protostellar nature of these cores by searching for outflow signatures traced by CO(2-1) and SiO(5-4) line emission, and for molecular complexity typical of embedded hot cores.**Results.** Two high-mass cores of ~1300 au diameter and ~60 M_⊙ mass are observed to be turbulent but gravitationally bound. One drives outflows and is associated with a hot core. The other core, W43-MM1#6, does not yet reveal any star formation activity and thus is an excellent high-mass prestellar core candidate.**Key words.** stars: formation – stars: protostars – stars: massive – submillimeter: ISM – ISM: clouds**1. Introduction**

Despite the large efforts made in the past ten years to improve our understanding of the formation of high-mass stars, two competing families of models remain. In the “core-fed” or “core-accretion” models, a high-mass star forms through the monolithic collapse of a massive, turbulent prestellar core that formed quasi-statically (e.g., McKee & Tan 2003). This preassembled core is in virial equilibrium, similar to low-mass prestellar cores, but supported by some magnetic and/or supersonic turbulent pressure that prevents the subfragmentation of this core. A few high-mass prestellar core candidates have been reported (Bontemps et al. 2010; Duarte-Cabral et al. 2013; Wang et al. 2014) but more examples are needed to support this scenario.

On the other hand, the “clump-fed” models involve the gas mass reservoir surrounding individual cores through dynamical processes in their parental cloud. These models propose the rapid growth of cores via competitive accretion of the common cloud mass reservoir (e.g., Bonnell & Bate 2006) or via accretion streams associated with the global hierarchical collapse of clouds (e.g., Smith et al. 2009; Vázquez-Semadeni et al. 2017). Observationally, there is a growing body of evidences in favor of dynamical, clump-fed models (e.g., Schneider et al. 2010; Csengeri et al. 2011; Peretto et al. 2013; Henshaw et al. 2014;

Louvet et al. 2016). In the empirical evolutionary sequence recently proposed for the formation of high-mass stars, the high-mass prestellar core phase does not even exist and high-mass protostellar cores form from low-mass protostellar cores, which accrete further material from their parental massive dense core (MDC; Motte et al. 2018a).

Imaging cold, high-mass star-forming clouds is needed to reach a consensus on the existence of a high-mass prestellar core phase. W43, located at 5.5 kpc from the Sun (Zhang et al. 2014), contains two of the largest groups of molecular clouds in the first Galactic quadrant, among them W43-MM1 (Nguyen Luong et al. 2011, 2013). This 6 pc² ridge has a 2 × 10⁴ M_⊙ mass and qualifies as “mini-starburst” because its star formation activity is reminiscent of that of starburst galaxies (SFR ~ 6000 M_⊙ Myr⁻¹; Motte et al. 2003; Louvet et al. 2014). Imaged with ALMA, W43-MM1 revealed one of the youngest and richest clusters of high-mass cores in the Milky Way (Motte et al. 2018b).

In the present paper, we characterize two high-mass cores located in the least clustered part of W43-MM1 and report on the possible discovery of one high-mass prestellar core. From the observations presented in Sect. 2, we derive the core characteristics using dust continuum (see Sect. 3.1) and investigate their gravitational boundedness and evolutionary status with

A&A 618, L5 (2018)

molecular line observations (see Sects. 3.2 and 3.3). Core properties are then used in Sect. 4 to discuss their prestellar versus protostellar nature and the most probable physical process forming high-mass stars in W43-MM1.

2. Observations and data reduction

Observations were carried out in Cycle 2 between July 2014 and June 2015 (project #2013.1.01365.S), with ALMA 12 m and 7 m (ACA) arrays and baselines ranging from 7.6 m to 1045 m. W43-MM1 was imaged with a $78'' \times 53''$ ($2.1 \text{ pc} \times 1.4 \text{ pc}$) mosaic composed of 33 fields with the 12 m array and 11 fields with ACA. In the 12 m configuration, the primary beam is of $26.7''$ ($45.8''$ with ACA) and the maximum detectable scale is of $12''$ ($21''$ with ACA). Parameters of the four spectral windows used in this study are presented in Table 1. Data were reduced in CASA 4.3.1, applying manual and self-calibration scripts.

We then used the CLEAN algorithm with a robust weight of 0.5 and the multiscale option to minimize interferometric artifacts due to missing short spacings. Core extraction was carried out on the 12 m continuum data providing the best resolution (synthesized beam of $0.37'' \times 0.53''$, $\sim 2400 \text{ au}$ at 5.5 kpc) and the best sensitivity ($0.13 \text{ mJy beam}^{-1}$ on the 1.9 GHz averaged map). For the molecular line studies we used the merged (12 m + 7 m) data with characteristics given in Table 1.

3. Result and analysis

3.1. Core extraction and mass estimation

Compact sources were extracted using getsources (v1.140127), a multiscale, multiwavelength source-extraction algorithm (Men'shchikov et al. 2012). The final getsources catalogs of the W43-MM1 cloud contains 131 reliable sources presented in Motte et al. (2018b). Among these sources, 13 high-mass cores with masses from 16 to $100 M_{\odot}$ are expected to form high-mass stars, assuming a 50% core-to-star efficiency for these very high-density cores. They have diameters ranging from 1200 to 2600 au once deconvolved from the $0.44''$ beam. These cores are outlined with ellipses on the 1.3 mm continuum map of Fig. 1. We chose to focus on cores #3 and #6, two high-mass cores located at the western tip of the main filament (see Fig. 1), where the blending associated with clustering is minimum. Table 2 lists their coordinates, Gaussian full width at half maximum (FWHM) sizes, peak, and integrated fluxes.

The (gas + dust) mass of a core, having uniform opacity throughout its solid angle, is given by

$$M_{\text{core}} = -\frac{\Omega_b d^2}{\kappa_{1.3 \text{ mm}}} \ln \left(1 - \frac{S_{1.3 \text{ mm}}^{\text{peak}}}{\Omega_b B_{1.3 \text{ mm}}(T_{\text{dust}})} \right) \times \frac{S_{1.3 \text{ mm}}^{\text{int}}}{S_{1.3 \text{ mm}}^{\text{peak}}}, \quad (1)$$

where Ω_b is the solid angle of the beam, $d = 5.5 \text{ kpc}$ is the distance to the core, $\kappa_{1.3 \text{ mm}}$ is the dust opacity per unit of (gas + dust) mass at 1.3 mm, $S_{1.3 \text{ mm}}^{\text{int}}$ and $S_{1.3 \text{ mm}}^{\text{peak}}$ are the peak and integrated fluxes of the core and $B_{1.3 \text{ mm}}(T_{\text{dust}})$ is the Planck function at dust temperature T_{dust} .

The 1.3 mm continuum flux of a core arises mainly from thermal dust emission, which is generally optically thin. This is no longer the case for the densest, most massive cores. Equation (1) thus includes a correction for dust opacity, which increases the mass of cores #3 and #6 by 20%. Fluxes given in Table 2 are also corrected for contamination by free-free and line emission (see details in Motte et al. 2018b). The mean dust

Table 1. Parameters of the merged data spectral windows.

Spectral window	ν_{obs} (GHz)	Bandwidth (MHz)	Resolution ($''$) (km s^{-1})		rms ^a
SiO(5-4)	217.033	234	0.48	0.3	2.5
CO(2-1)	230.462	469	0.46	1.3	3.1
¹³ CS(5-4)	231.144	469	0.46	0.3	3.1
Continuum	233.4	1875	0.43	1.3	1.9

Notes. ^(a) 1σ rms in (mJy beam^{-1}). 1 mJy beam^{-1} corresponds to 0.12 K at 233.4 GHz .

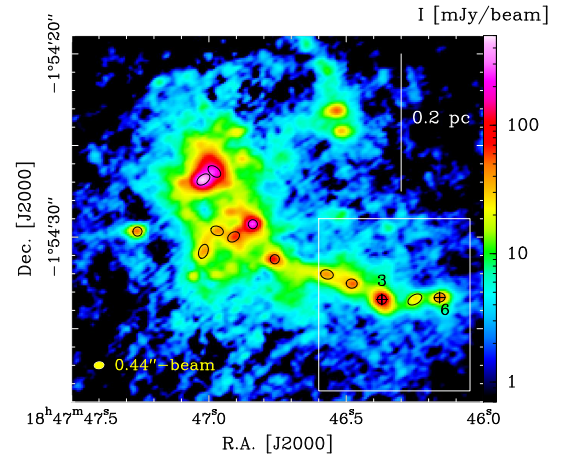


Fig. 1. Thirteen high-mass cores ($M_{\text{core}} > 16 M_{\odot}$, black ellipses) discovered in the W43-MM1 protocluster (see Motte et al. 2018b). The white box outlines the zoom of Figs. 2a,b toward two very massive cores in the least clustered part of the main filament (#3 and #6, black crosses).

temperature of cores was estimated by applying the Bayesian PPMAP procedure (Marsh et al. 2015) to all existing continuum data of W43-MM1 (see Fig. 3 of Motte et al. 2018b). We adopted $\kappa_{1.3 \text{ mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ as being the most appropriate for the high-density, $n_{\text{H}_2} \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$, cool to warm, 20–40 K, cores. The absolute uncertainties on core masses is estimated to be about a factor of two. Table 2 lists the assumed temperatures and derived masses, $M_{\text{core}} = 59 M_{\odot}$ and $56 M_{\odot}$ for cores #3 and #6, respectively.

3.2. Virial mass and gravitational boundedness

To qualify as stellar progenitors, cores must be gravitationally bound. We characterize the isotropic turbulence of cores listed in Table 2 using the $J = 5-4$ transition of ¹³CS, a good tracer of high-density gas (critical density $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$). The ¹³CS emission peaks toward high-mass cores but is also detected along their parental filament and their outflow. We thus subtracted, from each core spectrum, the contribution of the core parental filament and outflow before fitting a Gaussian (see Fig. A.1). The line FWHM given in Table 2 corresponds to the average of the fits before and after this subtraction. The line widths are large, $\Delta V_{13\text{CS}} \sim 4.0 \text{ km s}^{-1}$ and $\sim 3.3 \text{ km s}^{-1}$, for cores #3 and #6, respectively.

The virial mass, M_{vir} , is measured as

$$M_{\text{vir}} = 3 \left(\frac{5 - 2n}{3 - n} \right) \frac{\sigma_{\text{NT}}^2 FWHM}{G}, \quad (2)$$

T. Nony et al.: Detection of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1

Table 2. Cores' main characteristics derived from ALMA observations.

Cores	RA (J2000)	Dec (J2000)	FWHM (au)	$S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}$ (mJy beam $^{-1}$)	$S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}}$ (mJy)	T_{dust} (K)	M_{core} (M_{\odot})	$\Delta V_{13\text{CS}}$ (km s $^{-1}$)	α_{vir}^a	Outflow lobes (pc)
#3	18:47:46.37	-1:54:33.41	1200	109 \pm 2	222 \pm 2	45 \pm 2	59 \pm 4	4.0 \pm 0.3	0.2	0.12
#6	18:47:46.16	-1:54:33.30	1300	46.8 \pm 0.8	94 \pm 1	23 \pm 2	56 \pm 9	3.3 \pm 0.2	0.2–0.3	<0.01

Notes. ^(a)Virial parameter, $\alpha_{\text{vir}} = M_{\text{vir}}/M_{\text{core}}$, calculated with density indexes of $n = 2$ for both cores and $n = 0$ for core #6.

where n is the index of the density profile ($\rho \propto r^{-n}$), σ_{NT} is the 1D nonthermal velocity dispersion, FWHM is the deconvolved size of cores, and G is the gravitational constant. We assume a density index of $n = 2$ (case of a centrally concentrated protostar) for both cores and $n = 0$ (case of a flat starless core) for core #6, whose nature could be prestellar (see Sect. 4). The parameter σ_{NT} is derived by subtracting the thermal component from the total velocity dispersion, $\sigma_{\text{NT}}^2 = \sigma^2 - \sigma_{\text{th}}^2 = \frac{\Delta V_{13\text{CS}}^2}{8 \ln(2)} - \frac{k_B T_{\text{dust}}}{\mu_{13\text{CS}} m_H}$, where $\mu_{13\text{CS}} = 45$ is the ^{13}CS molecular weight, k_B is the Boltzmann constant, and m_H is the hydrogen mass. Given that their virial parameters are well below unity, $\alpha_{\text{vir}} = M_{\text{vir}}/M_{\text{core}} = 0.2\text{--}0.3$, even with a factor of two uncertainty on masses, cores #3 and #6 are gravitationally bound and could be collapsing if no extra support, such as from magnetic fields, prevents it.

3.3. Search for signposts of protostellar activity

Gas outflows associated with accretion are certainly the best, systematic signpost of protostellar activity. We integrated the high-velocity line wings of CO(2-1) and SiO(5-4) around the systemic velocities $V_{\text{LSR}} \approx 96$ km s $^{-1}$ for core #6 and 98 km s $^{-1}$ for core #3. The resulting lobes of bipolar outflows shown in Figs. 2a,b present an excellent agreement between the CO(2-1) and SiO(5-4) line tracers. While core #3 unambiguously drives a well-developed outflow (see Figs. 2a,b and Table 2), the weak blue-shifted emission detected both in CO(2-1) and SiO(5-4) toward core #6 is probably not associated with this core. As shown in Fig. A.2, the SiO(5-4) emission consists of two components. One decreasing from core #18 to location A (see Fig. 2b) is associated with the outflow of core #18. Another component peaking at location B could be associated with low-velocity shocks such as those observed by Louvet et al. (2016). Core #6 thus seems to lack protostellar outflow but more sensitive and higher resolution observations (see Table 1) will be needed to confirm this finding.

The detection of line forests in spectral bands indicates molecular complexity (e.g., Herbst & van Dishoeck 2009) and is often used to pinpoint hot cores. Figure 3 shows the 1.9 GHz spectral band at 233.5 GHz for cores #3 and #6. Very few lines are detected toward core #6: few transition lines associated with methanol and methyl formate are detected at a $\sim 3\sigma$ level in the continuum spectral window of core #6. A careful analysis and modeling of the peculiar chemical complexity toward this core (Molet et al., in prep.) aims to interpret it in terms of protostellar heating, small-scale, or even large-scale shocks. These features are in strong contrast with the line forest observed for core #3 (see Fig. 3). We also performed a quantitative measurement of the richness of the line forest by comparing the flux integrated over a line-free composite band of 65 MHz with the flux integrated over the 1.9 GHz full band, consisting of the sum of the line-free plus line-contamination fluxes. Line contamination, estimated by its ratio to the line-free continuum flux, is >13% for core #3 and $\sim 0\%$ toward core #6 (Motte et al. 2018b).

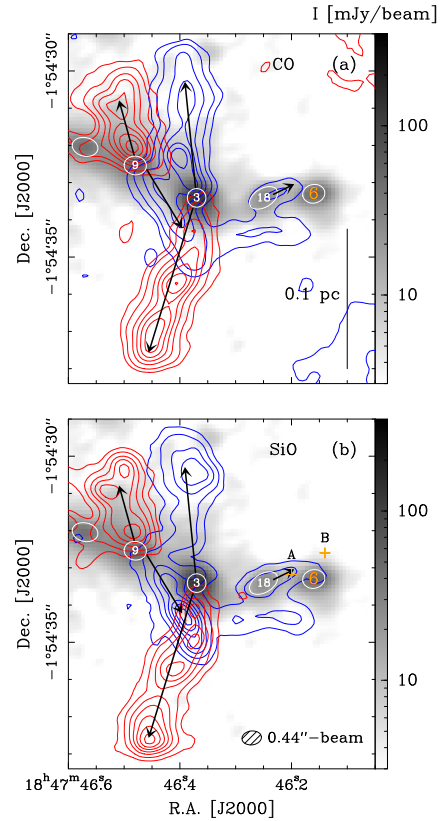


Fig. 2. Outflows driven by cores #3, #9, and #18. Blue and red contours from the CO(2-1) (panel a) and SiO(5-4) (panel b) line wings are overplotted on the 1.3 mm continuum emission in grayscale. Lines are integrated over 38–88 km s $^{-1}$ (60–90 km s $^{-1}$) for the CO (resp. SiO) blue contours, and over 108–158 km s $^{-1}$ (104–134 km s $^{-1}$) for the CO (resp. SiO) red contours. CO contour levels are, in units of $\sigma_{\text{CO}} = 86$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$, 6 and 15–115 by 20 steps. They are for SiO, in unit of $\sigma_{\text{SiO}} = 18.5$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$, 5 and from 15 to 90 by 15 steps. Ellipses represent the FWHM diameter of cores extracted by getsources, crosses indicate locations A and B, and arrows indicate the outflow directions.

These results suggest that core #3 hosts a hot core while core #6 may not yet.

4. Discussion and conclusions

The two cores discussed in this work have remarkably large masses, $\sim 60 M_{\odot}$, given their small diameters, ~ 1300 au (see Table 2), leading to extreme densities, $n_{\text{H}_2} \sim 10^9$ cm $^{-3}$. In Fig. 4, cores #3 and #6 are compared to cores of a few 1000 au sizes found within cold MDCs (0.1 pc). These two cores are among the most massive detected so far at 1000–2000 au scales. They have high turbulent levels, $\sigma \sim 1.5$ km s $^{-1}$ corresponding

A&A 618, L5 (2018)

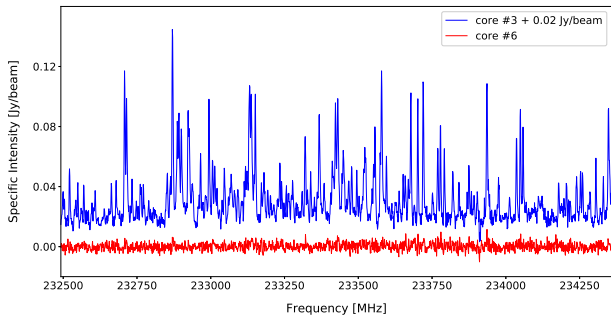


Fig. 3. Continuum-subtracted spectra of the 1.9 GHz band used to estimate the 1.3 mm continuum emission of cores. Core #3 stands out with a rich line forest, whereas very few lines are observed toward core #6.

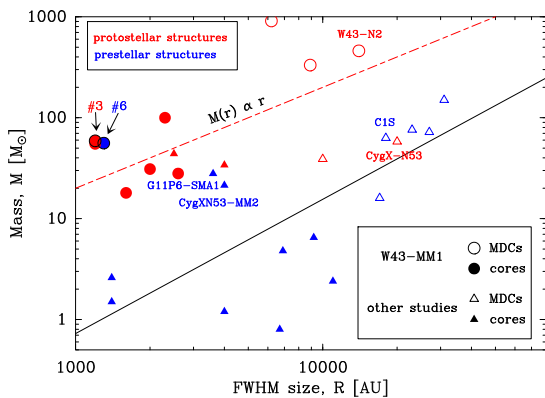


Fig. 4. Extremely massive ~ 1000 au-scale cores #3 and #6 and their parental MDCs in W43-MM1 (circles; Louvet et al. 2014; Motte et al. 2018b), compared to cores and MDCs of references studies (triangles; Bontemps et al. 2010; Tan et al. 2013; Wang et al. 2014; Tigé et al. 2017; Louvet et al. 2017). In these studies, masses are calculated from millimeter continuum with the same assumptions: dust temperature evaluated from large-scale spectral energy distribution fit (except for Wang et al. 2014 which use NH_3), gas-to-dust ratio of 100 (except for Tan et al. 2013 which use 141), and an opacity index of 1.5. Cores #3 and #6 lie well above the empirical massive star formation threshold proposed by Kauffmann & Pillai (2010; black line).

to Mach number ~ 4.5 , which resemble those observed for ten-times larger young MDCs (e.g., Ragan et al. 2012; Kauffmann et al. 2013) and probably testifies to the high dynamics observed in W43-MM1 (e.g., Nguyen Luong et al. 2013; Louvet et al. 2016). Despite that, these cores have low virial parameters, $\alpha_{\text{vir}} = 0.2\text{--}0.3$, which proves they are gravitationally bound and could be collapsing if no extra support such as magnetic field prevents it. Core #3 drives a bipolar outflow (see Figs. 2a,b) and displays molecular complexity possibly associated with hot core emission (see Fig. 3). In contrast, core #6 shows no signs of protostellar activity. We currently cannot rule out the existence of an unresolved outflow and/or a small and embedded hot core, but core #6 is, for now, an excellent high-mass prestellar core candidate.

Core #6 could therefore be among the very few examples representing the initial conditions of the McKee & Tan (2003) model of high-mass star formation. In detail, this turbulent-core accretion model assumes that a $\sim 12\,000$ au core with $\sim 60 M_{\odot}$ and $\sigma \sim 1 \text{ km s}^{-1}$ is quasi-statically assembled. Observationally, however, most of the $10\,000$ au cloud structures subfragment in protostars (Bontemps et al. 2010; Tan et al. 2016) or

dissolve into low-mass cores (Kong et al. 2017; Louvet et al. 2017). In contrast core #6, with its $56 M_{\odot}$ mass within 1300 au, keeps a large fraction, $\sim 12\%$, of its parental MDC mass (W43-N2, Louvet et al. 2014). This gas concentration tends to follow the $M(r) \propto r$ relation predicted for gravitationally bound cores such as Bonnor Ebert spheres (see Fig. 4). Core #6 is also twice more massive than the few other high-mass prestellar core candidates, including CygXN53-MM2 (Bontemps et al. 2010; Duarte-Cabral et al. 2013) and G11P6-SMA1 (Wang et al. 2014).

Given that cores #3 and #6 have the same masses but different evolutionary stages, we use these cores to illustrate the evolutionary sequence proposed by Motte et al. (2018a). Core #3 is a high-mass core, hosting a stellar embryo massive enough to power a hot core. This would then correspond to the IR-quiet or IR-bright protostellar core phases, which are steps 4 and 5 of this scenario. Core #6 itself could either be a high-mass prestellar core or a very young high-mass protostellar core, hosting a very low-mass stellar embryo. While the existence of a high-mass prestellar phase is refuted in Motte et al. (2018a), the second interpretation would put core #6 in the IR-quiet protostellar core phase (step 4).

The mass-to-luminosity ratio, often used as an indicator of the evolutionary stage of cores, complies with core #6 being younger than core #3. Motte et al. (2018b) roughly evaluated the bolometric luminosity of cores from the total luminosity of W43-MM1, $\sim 2 \times 10^4 L_{\odot}$ (Motte et al. 2003), divided between the cores in proportion to their line contamination. These luminosities, $L \sim 10 L_{\odot}$ for cores #6 and $\sim 1000 L_{\odot}$ for cores #3, lead to ratios of $M_{\text{core}}/L_{\text{bol}} \sim 6 M_{\odot} L_{\odot}^{-1}$ and $\sim 0.06 M_{\odot} L_{\odot}^{-1}$ for cores #6 and #3, respectively. These decreasing ratios, for cores of similar sizes, indicates an increasing proportion of gas in the stellar embryo relative to the cold core and thus an evolution in time through the high-mass star-formation process.

We have proposed that core #6 could represent the initial conditions of the turbulent-core monolithic-collapse model (McKee & Tan 2003). However, since W43-MM1 is a very dynamical cloud (Louvet et al. 2016), its cores are expected to simultaneously collapse and grow in mass from their surrounding cloud gas. Therefore, core #6 may be more consistent with the earliest stage of the accretion-stream model of Smith et al. (2009) and Vázquez-Semadeni et al. (2017) than with the quasi-static preassembled core taken for initial conditions in the model of McKee & Tan (2003).

Acknowledgements. We thank A. Men'shchikov for his help on getsources. This paper makes use of the following ALMA data: #2013.1.01365.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA), and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO, and NAOJ. This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation program StarFormMapper under grant agreement No 687528. This work was supported by the Programme National de Physique Stellaire and Physique et Chimie du Milieu Interstellaire (PNPS and PCMI) of CNRS/INSU (with INC/INP/IN2P3) co-funded by CEA and CNES.

References

- Bonnell, I. A., & Bate, M. R. 2006, *MNRAS*, **370**, 488
 Bontemps, S., Motte, F., Csengeri, T., & Schneider, N. 2010, *A&A*, **524**, A18
 Csengeri, T., Bontemps, S., Schneider, N., Motte, F., & Dib, S. 2011, *A&A*, **527**, A135
 Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2013, *A&A*, **558**, A125
 Henshaw, J. D., Caselli, P., Fontani, F., Jiménez-Serra, I., & Tan, J. C. 2014, *MNRAS*, **440**, 2860
 Herbst, E., & van Dishoeck, E. F. 2009, *ARA&A*, **47**, 427
 Kauffmann, J., & Pillai, T. 2010, *AJ*, **723**, L7

T. Nony et al.: Detection of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1

- Kauffmann, J., Pillai, T., & Goldsmith, P. F. 2013, *ApJ*, 779, 185
- Kong, S., Tan, J. C., Caselli, P., et al. 2017, *ApJ*, 834, 193
- Louvet, F., Motte, F., Hennebelle, P., et al. 2014, *A&A*, 570, A15
- Louvet, F., Motte, F., Gusdorf, A., et al. 2016, *A&A*, 595, A122
- Louvet, F., Neupane, S., Motte, F., et al. 2017, *A&A*, submitted
- Marsh, K., Whitworth, A., & Lomax, O. 2015, *MNRAS*, 454, 4282
- McKee, C. F., & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
- Men'shchikov, A., André, P., Didelon, P., et al. 2012, *A&A*, 542, A81
- Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. C. 2003, *ApJ*, 582, 277
- Motte, F., Bontemps, S., & Louvet, F. 2018a, *ARA&A*, 56, 41
- Motte, F., Nony, T., Louvet, F., et al. 2018b, *Nat. Astron.*, 2, 478
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Schuller, F., et al. 2011, *A&A*, 529, A41
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Carlhoff, P., et al. 2013, *ApJ*, 775, 88
- Peretto, N., Fuller, G. A., Duarte-Cabral, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A112
- Ragan, S. E., Heitsch, F., Bergin, E. A., & Wilner, D. 2012, *ApJ*, 746, 174
- Schneider, N., Csengeri, T., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 520, A49
- Smith, R. J., Longmore, S., & Bonnell, I. 2009, *MNRAS*, 400, 1775
- Tan, J. C., Kong, S., Butler, M. J., Caselli, P., & Fontani, F. 2013, *ApJ*, 779, 96
- Tan, J. C., Kong, S., Zhang, Y., et al. 2016, *ApJ*, 821, L3
- Tigé, J., Motte, F., Russeil, D., et al. 2017, *A&A*, 602, A77
- Vázquez-Semadeni, E., González-Samaniego, A., & Colín, P. 2017, *MNRAS*, 467, 1313
- Wang, K., Zhang, Q., Testi, L., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 3275
- Zhang, B., Moscadelli, L., Sato, M., et al. 2014, *ApJ*, 781, 89

A&A 618, L5 (2018)

Appendix A

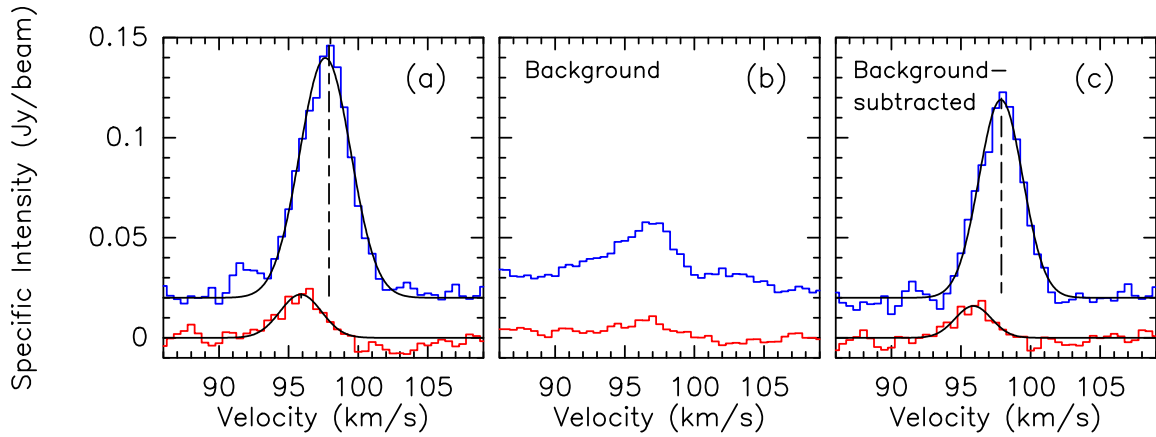


Fig. A.1. Spectra of the ^{13}CS line detected toward the continuum peak of core #3 (in blue with a 0.02 Jy beam^{-1} offset) and core #6 (in red), before (*panel a*) and after (*panel c*) subtraction of their parental filament and outflow emission (*panel b*). Black curves are the Gaussian fits used to measure the line widths of the cores: $\Delta V_{^{13}\text{CS}} = 4.3\text{ km s}^{-1}$ and 3.7 km s^{-1} for core #3, $\Delta V_{^{13}\text{CS}} = 3.5\text{ km s}^{-1}$ and 3.1 km s^{-1} for core #6 before and after background subtraction, respectively.

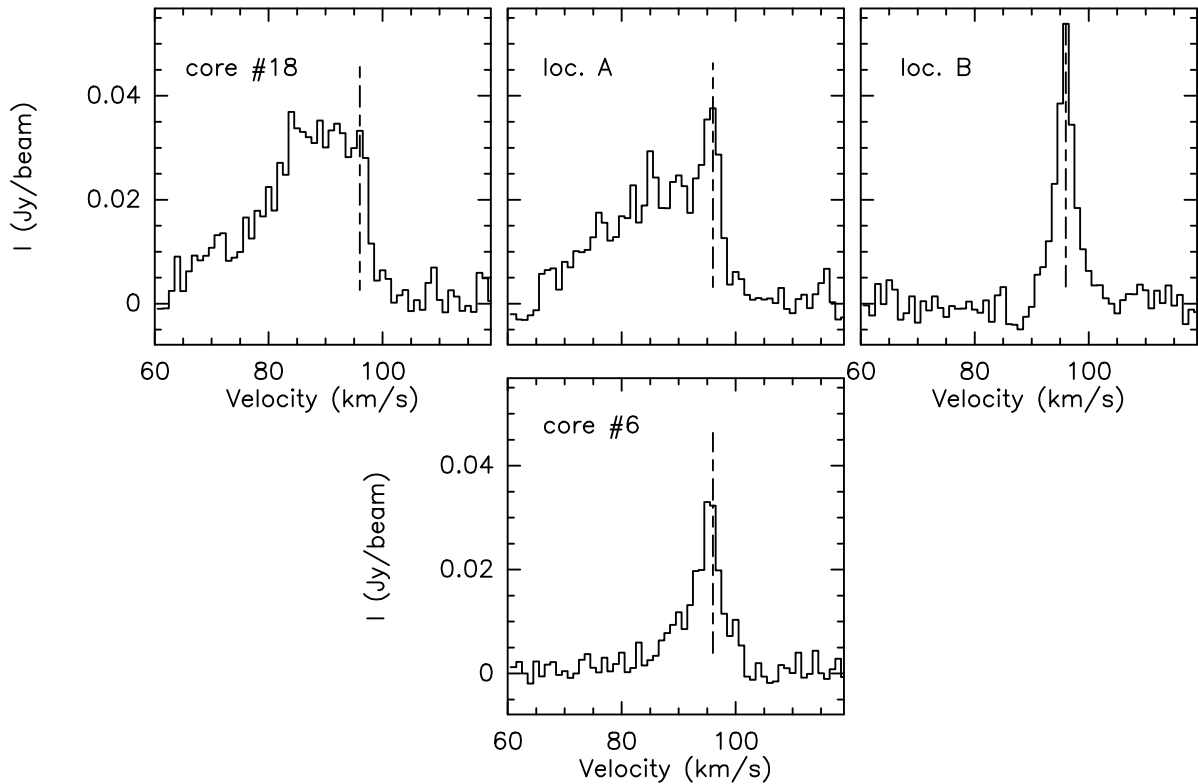


Fig. A.2. Spectra of the SiO(5-4) line toward the continuum peak of cores #6 and #18 and toward locations A and B (see Fig. 2b and Sect. 3.3). The vertical dashed lines indicate the velocity of the SiO line at location B (96 km s^{-1}).

IV.2 Compléments

IV.2.1 Caractériser la chimie du candidat cœur préstellaire massif

Nous avons collaboré avec J. Molet et N. Brouillet (LAB, Bordeaux) pour pousser plus avant la caractérisation du cœur #6, le résultat est publié dans [Molet et al. \(2019\)](#) et reproduit en Annexe B. Comme dans [Nony et al. \(2018\)](#), l'étude de la chimie du cœur #6 est menée en comparaison avec celle du cœur #3, cela permet de guider la détection et l'identification des raies parfois faibles sur le cœur #6. Pour le cœur #3, 25 molécules ont été détectées sur les 9 fenêtres spectrales des données ALMA (les 8 du projet Cycle 2 et une bande observée en supplément durant le Cycle 3, voir Sect. [II.2.1](#)), pour une largeur totale de 4.8 GHz. On retrouve 17 molécules sur le cœur #6, pour un total de 33 transitions. Parmi ces molécules figurent les traceurs de flots mentionnés à la Sect. [IV.1](#), CO et SiO, ainsi que des traceurs de gaz dense comme ^{13}CS , DCN ou OCS. Cinq COMs ont été identifiés sur le cœur #6 : le méthanol et un de ses isotopes (CH_3OH et $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$), de l'acétaldéhyde (CH_3CHO), du diméthyléther (CH_3OCH_3) et du formiate de méthyle (CH_3OCHO). La température d'excitation moyenne du cœur #3, estimée à partir du diagramme rotationnel de 10 molécules, est d'environ 190 K. Pour le cœur #6, seules 3 molécules ont pu être utilisées et les incertitudes sur la température du cœur sont élevées. Les valeurs obtenues, $T_{\text{ex}} \simeq 15 - 90$ K, sont cependant plus basses que pour le cœur #3. En comparant les abondances de plusieurs molécules dans les cœurs #3 et #6 avec des cœurs pré- et proto-stellaires d'autres régions, deux hypothèses sont envisagées selon la taille de la zone émettrice de COMs au sein du cœur :

- Si elle est de la taille du beam, 2400 AU, le cœur #6 est vraisemblablement froid ($T_{\text{d}} \simeq 20$ K) et préstellaire
- Si elle est de l'ordre de 1000 ua, le cœur #6 serait un cœur protostellaire dans ses premières phases d'évolution ($T \sim 20\text{-}30$ K) au sein duquel se trouverait un *hot core* de faible masse (*hot corino*) encore peu développé ($T \sim 80$ K)

La plus petite taille possible pour le *hot corino* est de l'ordre de 500 ua, en deçà l'émission des COMs serait optiquement épaisse ce qui n'est pas observé.

Ainsi, cette analyse confirme que le cœur #6 est moins évolué que le #3, et l'hypothèse d'un cœur préstellaire massif probable. Il n'est cependant pas exclu qu'une protoétoile de faible masse soit présente et contribue à chauffer faiblement le cœur, avec des éjections suffisamment faibles et courtes pour ne pas être détectées. Dans ces conditions, le cœur #6 resterait le cœur massif le moins évolué de W43-MM1, au tout début de la phase préstellaire. Des études de raies plus approfondies avec une meilleure résolution angulaire sont nécessaires pour discriminer les hypothèses présentées ci-dessus.

IV.2.2 Nature des cœurs massifs de W43-MM1

En combinant les informations apportées par mon étude des éjections protostellaires (Chap. [V](#)) et le calcul du taux de contamination F^{raie} (sect. [III.1.2](#)), j'ai pu étendre l'analyse présentée Section [IV.1](#) à l'ensemble des 13 cœurs de W43-MM1 ayant une masse supérieure à $16 M_{\odot}$. En prenant une efficacité de conversion cœur-étoile $\epsilon_{\text{cœur}} = 0.5$, ces cœurs sont susceptibles de former des étoiles massives de $M_{\star} > 8 M_{\odot}$. Le résultat est montré dans la Table [IV.1](#).

Dans la colonne "jet/flot", les cœurs associés à des éjections haute et/ou basse vitesse sont identifiés par un "O" pour les détections certaines ou "O?" pour les détections plus incertaines (voir la Table 2 de l'article III présentée au chapitre [V](#)). Les 3 cœurs pour lesquelles l'identification de flots est incertaine sont situés dans les parties centrales de W43-MM1, une zone où les recouvrements de

flots sont fréquents. Toutes les éjections sont détectées en CO et en SiO. Dans la colonne "hot core", la présence de raies sur la bande continuum est mesurée de façon plus précise que dans [Motte et al. \(2018b\)](#) et [Nony et al. \(2018\)](#). Au lieu de comparer le flux sur toute la bande avec celui sur quelques canaux sélectionnés pour être *globalement* dépourvus de raie, le flux des raies est calculé de façon *indépendante* pour chaque cœur à partir de la méthode d'estimation du continuum présentée dans [Molet et al. \(2019\)](#). On peut considérer que la grande majorité des raies ainsi caractérisées sont des raies de COMs (voir aussi la table A1 de [Molet et al., 2019](#)), le taux de contamination ainsi construit (paramètre C_{raies} , voir Sect. [iii.1.2](#)) est donc un bon indicateur de la présence d'un *hot core*. Les 8 cœurs massifs avec un taux de contamination supérieur au niveau de bruit sur la figure [iii.3](#) sont repérés par des "O", les autres par des "N".

Source	Masse (M_{\odot})	Température (K)	Jet/flot	Hot core	Nature
#1	102	74	O	O	protostellaire
#3	59	45	O	O	
#2	55	59	O	O	
#4	36	88	O?	O	
#16	36	21	O	N	
#12	31	23	O	N	
#7	23	30	O	N	
#18	28	23	O	N	
#9	18	50	O	O	
#10	16	51	O?	O	
#5	18	47	N	O	
#14	19	22	O?	N	protostellaire?
#6	56	23	N	N	préstellaire

TABLE IV.1. : Cœurs massifs ($M_{\text{cœur}} \geq 16 M_{\odot}$) dans W43-MM1. Deux indicateurs sont utilisés pour caractériser les cœurs protostellaires : les jets et flots, des raies de *hot core*. Seul le cœur #6 (en rouge) apparaît préstellaire de façon certaine. Le cœur #3 présenté aussi dans l'article est identifié en bleu.

11 cœurs sont caractérisés protostellaire de façon certaine. Les cœurs #1, #2, #3 et #9 sont associés à la fois à des jets et à un *hot core*. Pour les cœurs #4 et #10 la détection d'éjection est plus incertaine. 4 cœurs sont uniquement caractérisés par leur éjections (#16, #12, #7, #18), 1 autre est uniquement caractérisé par son *hot core* (#5). Le cœur #14 est peut-être protostellaire, un seul lobe confus lui est potentiellement rattaché (confusion avec le cœur voisin, voir la Fig. 3a de l'article III) et nous n'avons pas détecté de raies de *hot core* vers ce cœur. Enfin le cœur #6 est le seul à ne montrer ni raie de *hot core* ni jet/flot.

Le ratio préstellaire/protostellaire pour les cœurs massifs ($M_{\text{cœur}} \geq 16 M_{\odot}$) est donc de 1 contre 11-12. Pour les densités typiques des cœurs massifs de W43-MM1, $n_{\text{H}_2} \sim 10^9 \text{cm}^{-3}$ (voir Table [iii.1](#)), le temps d'effondrement est $t_{\text{ff}} \simeq 10^3$ ans (voir Eq. [i.4](#)). En prenant pour les cœurs protostellaires une durée de vie de l'ordre du temps d'effondrement, la durée de vie statistique de la phase préstellaire massive serait alors de l'ordre d'un 1/10 du temps d'effondrement, soit $\sim 10^2$ ans, ce qui est incompatible avec les modèles de formation (voir Sect [i.3.2](#)).

Il est beaucoup plus difficile d'établir ce ratio pour les cœurs de faibles masses et de masses intermédiaires car d'une part ces cœurs sont moins bien détectés sur le continuum et d'autre part les *hot corino* ne sont probablement pas tous détectables avec une résolution de 2400 ua. De fait, seul un cœur de faible masse possède un taux de contamination significatif, le #11. 16 cœurs avec des masses $M < 16 M_{\odot}$ sont associés à des éjections protostellaires, dont 3 de façon incertaine. Il existe donc au moins 16 cœurs protostellaires, sur un total de 81 cœurs de faible masse robustes ($Sig > 7$, voir Sect. [iii.1.2](#)) ou 118 en incluant aussi les détections incertaines ($Sig > 5$). Le ratio préstellaire/protostellaire pour les cœurs avec $M < 16 M_{\odot}$ est donc de l'ordre de 65-112 contre 16 soit 4-7 contre 1.



CARACTÉRISER LES PROCESSUS D'ÉJECTION DES PHASES PROTOSTELLAIRE

Sommaire

1.	Analyse des cartes CO et SiO	90
1.1.	Etude détaillée de la raie de CO	90
1.2.	Étude d'un diagramme-position vitesse	92
2.	Article III sur les flots et l'accrétion épisodique	96
2.1.	Présentation de l'article	96
2.2.	Article III : "Episodic accretion constrained by a rich clustur of outflows" (Nony <i>et al.</i> 2020, soumis à A&A)	97

V.1 Analyse des cartes CO et SiO

J'ai analysé les éjections protostellaires associées aux cœurs de W43-MM1 avec les raies de CO(2-1) et SiO(5-4). Contrairement au continuum, moyenné sur toute une bande spectrale, les raies conservent le format originel des données, avec un découpage en canaux de fréquence. On parle alors de cube de données, puisqu'aux deux dimensions spatiales s'ajoute une troisième en fréquence. On exprime souvent en vitesse le décalage entre la fréquence mesurée et la fréquence au repos de la raie étudiée, cela permet de comparer facilement la raie émanant de sources différentes.

J'ai étudié ces cubes avec deux logiciels complémentaires. CASA, conçu pour calibrer, imager et analyser les données ALMA, permet de visualiser de façon simultanée plusieurs cubes de données en superposant par exemple une raie en niveau d'intensité, une autre en contours. Il propose une visualisation canal par canal ainsi que de nombreuses mesures statistiques. Je me suis servi de CASA pour l'association cœur/flot et les mesures de vitesses et longueur maximale. Gildas, développé pour les données de l'IRAM, est mieux adapté pour la visualisation de spectres. On peut inspecter la répartition spatiale des différentes composantes présentes sur les spectres et tester l'intégration sur différents intervalles de vitesse. Je m'en suis aussi servi pour créer toutes mes figures.

Dans une première partie (v.1.1), j'explique la façon dont j'ai analysé le spectre du CO afin de caractériser au mieux la contribution des éjections protostellaires. Je consacre la partie suivante (v.1.2) à l'analyse cinématique des éjections que j'ai menée avec des diagrammes position-vitesse.

V.1.1 Etude détaillée de la raie de CO

CO, molécule la plus abondante dans le milieu interstellaire après H_2 , est le meilleur traceur de la phase froide et moléculaire des éjections (voir Section i.4.1). L'ensemble du nuage moléculaire émet à des vitesses dites systémique. A basse vitesse, l'émission CO est directement associée à la cavité du flot tandis qu'à haute vitesse elle trace le jet¹. Cependant plusieurs nuages situés dans des bras galactiques en avant plan de W43-MM1 sont susceptibles d'apparaître en émission ou en absorption selon le rapport entre la température d'excitation de la raie et l'intensité du continuum. Il est donc important de bien caractériser ces émissions "parasites" pour pouvoir étudier les éjections protostellaires.

Le spectre du CO moyenné sur la mosaïque entière de W43-MM1 ($\sim 2 \times 1$ pc) est représenté sur le panneau du haut de la Figure v.1. On remarque d'abord que dans la partie centrale du spectre, entre 91 et 103 km s^{-1} , l'intensité décroît jusqu'à un minimum à la vitesse systémique du nuage, $V_{LSR} = 98 \text{ km s}^{-1}$. Ce phénomène est d'abord causé par des effets de transfert radiatif, quand le gaz atteint une densité critique il devient optiquement épais et peut s'auto-écranter (on parle de raie auto-absorbée). Ici cet effet se cumule à des effets interférométriques dus au fait que les grandes échelles spatiales, émettant proches de la V_{LSR} , sont filtrées par le réseau (voir Sect. ii.1.2 et ii.2.1). La partie du spectre à plus grande vitesse que la V_{LSR} (décalée vers le rouge par effet Doppler) présente peu d'émissions parasites, seule une structure en émission est visible autour de 113 km s^{-1} . Sur la partie du spectre décalée vers le bleu en revanche de nombreux canaux sont concernés. On repère d'abord une absorption forte autour de 80 km s^{-1} , puis un motif absorption-émission à 65 km s^{-1} . En deçà de 60 km s^{-1} , le profil de la raie n'est plus visible et les émissions parasites touchent des portions plus vaste du spectre. Entre 55 et 30 km s^{-1} , une structure en émission apparait morcelée en 3 pics principaux à 30, 36 et 49 km s^{-1} . Enfin, un motif en absorption-émission est visible entre 15 et 5 km s^{-1} .

¹ dans la suite, je parlerai de *jet* pour désigner la composante moléculaire, haute vitesse et fortement collimatée des éjections protostellaires

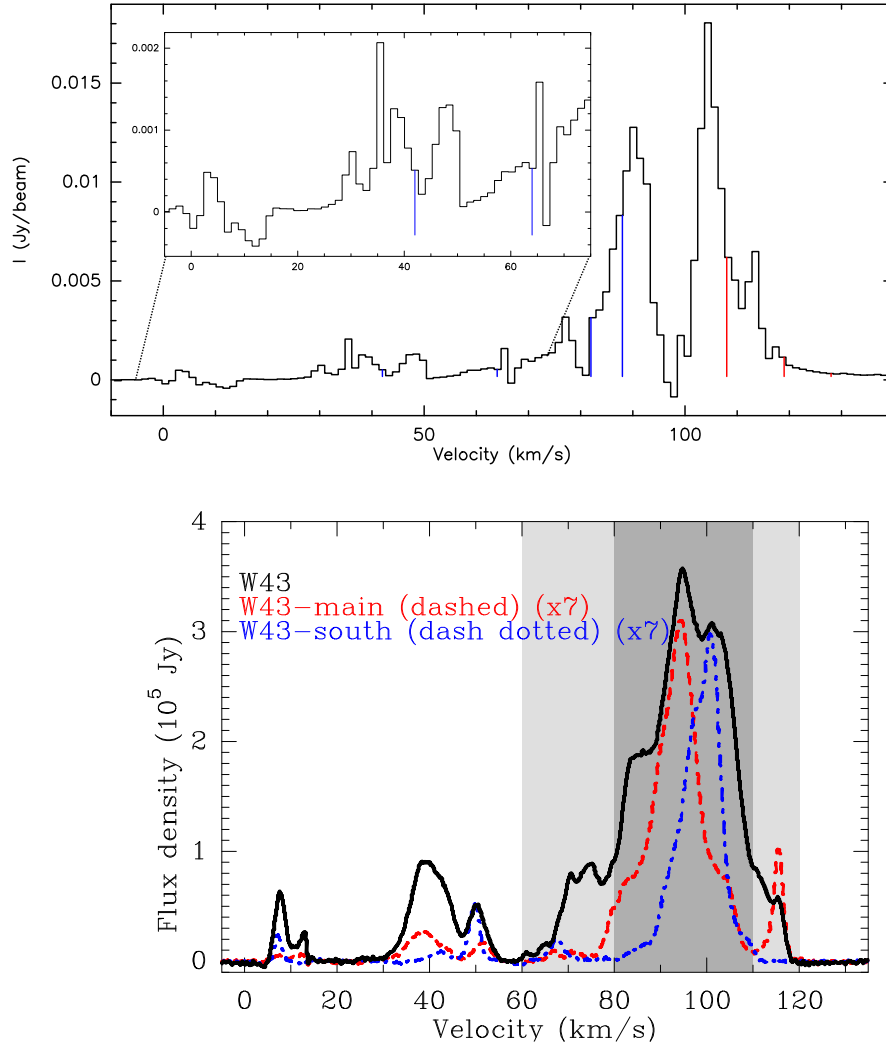


FIGURE v.1. : Spectres CO de W43.

Panneau du haut : spectre CO(2-1) moyenné sur l'ensemble de la mosaïque ALMA couvrant W43-MM1, $\sim 2 \times 1$ pc. Ce nuage de W43 a une vitesse systémique V_{LSR} de 98 km s^{-1} qui correspond au canal où la raie est la plus absorbée. Les intervalles de vitesse utilisés pour intégrer à haute et basse vitesse la raie sont délimités par des traits bleu et rouge. L'encart montre un zoom sur la partie $-5 - 75 \text{ km s}^{-1}$.

Panneau du bas : spectre ¹³CO(1-0) intégré sur tout le complexe W43, $\sim 180 \times 80$ pc. Celui-ci est constitué de deux nauges principaux, W43-Main (spectre bleu, pic à 94 km s^{-1}) et W43-South (spectre rouge, pic à 99 km s^{-1}). Les zones en gris pâle représentent l'émission associée à l'enveloppe de W43, tandis que la zone en gris foncé entre 80 et 110 km s^{-1} représente le centre de W43. Figure tirée de [Nguyen Luong et al. \(2011\)](#).

La comparaison avec un spectre de CO intégré sur l'ensemble du complexe W43 (180×80 pc) permet de mieux comprendre ces émissions parasites. Sur le panneau du bas de la Figure v.1 est reproduit le spectre de $^{13}\text{CO}(1-0)$ obtenu par [Nguyen Luong *et al.* \(2011\)](#). La raie n'est pas auto-absorbée parce qu'elle émane d'un isotope du CO moins abondant, avec des transitions de plus faible épaisseur optique, et qu'elle est mesurée sur une aire de plus faible densité de colonne. De plus, ces observations avec une antenne unique (BU-FCRAO, 14 m de diamètre), ne souffrent aucun effet de filtrage interférométrique. On retrouve en émission les deux composantes entre 60 et 0 km s^{-1} décrites précédemment. Elles se divisent chacune en deux pic, à 40 et 50 km s^{-1} pour la première, à 8 et 12 km s^{-1} pour la deuxième et sont interprétées comme de l'émission de nuages diffus sur la ligne de visée de W43 (voir [Carlhoff *et al.*, 2013](#)). Les composantes à 65, 80 et 113 km s^{-1} ne sont pas visibles sur le spectre $^{13}\text{CO}(1-0)$ mais leur vitesse les place dans la portion du spectre attribuée à l'enveloppe de W43 (zone en gris clair).

Ces différentes composantes sur la ligne de visée ont un impact sur l'analyse des éjections en CO. En premier lieu elles limitent la détermination des vitesses maximales de certains jets (ΔV_{max} , voir la Table 2 dans l'article III). Du côté bleu, l'absorption entre 7 et 15 km s^{-1} rend indétectables les ΔV_{max} entre 83 et 91 km s^{-1} . Les jets des cœurs #3 et #11 atteignent 15 km s^{-1} mais ne sont plus visibles à 7 km s^{-1} , d'où l'intervalle donné dans la table. De même pour les flots peu intenses apparaissant uniquement à basse vitesse comme ceux des cœurs #31 et #36, mal caractérisés à cause de l'absorption à 80 km s^{-1} et de l'émission à 113 km s^{-1} . J'ai aussi dû tenir compte de ces contraintes pour construire les intervalles de vitesses sur lesquels intégrer la raie de CO. Pour l'aile bleue j'ai pu intégrer sur deux portions du spectre peu contaminées : 42-64 km s^{-1} et 82-88 km s^{-1} pour la haute et basse vitesse respectivement. Pour l'aile rouge en revanche, j'ai choisi d'intégrer à basse vitesses une portion du spectre comprenant l'émission à 113 km s^{-1} (108-119 km s^{-1} , voir Fig. v.1). Cela permet de mieux détecter la majorité des flots, seules quelques portions de la carte sont contaminées par cette émission externe.

Choisir des intervalles d'intégration adéquats m'a permis de montrer sur une même carte des flots et des jets nombreux, se recouvrant parfois, et couvrant des vitesses et intensités très différentes (voir les Fig. 3 et 4 de l'article). Les cartes intégrées en vitesse sont indispensables pour établir la correspondance entre les cœurs et les éjections protostellaires, elle ne permettent toutefois pas de montrer la structure en vitesse de ces éjections. Dans la section suivante, je décris comment j'ai construit et interprété les diagrammes Position-Vitesse.

V.1.2 Étude d'un diagramme-position vitesse

L'étude du diagramme Position-Vitesse (PV) permet une vision synthétique de la structure en vitesse des éjections protostellaires, elle est complémentaire de l'inspection canal par canal. Pour obtenir ces diagrammes il faut d'abord choisir une direction selon laquelle prélever les spectres. Pour ce qui est des éjections protostellaires de W43-MM1, j'ai suivi une succession de segments plutôt qu'une ligne droite. Cela est utile pour les cas où le jet est fortement défléchi, ainsi que pour les cas où les jets bleus et rouges ne sont pas parfaitement alignés. Les jets sont très collimatés, et la résolution de nos observations ($\theta_{\text{FWHM}} = 0.46''$ soit 2500 ua) n'est probablement pas suffisante pour résoudre leur structure radiale. Cependant, plusieurs éjections présentent une variabilité de la direction d'éjection avec la vitesse (voir le cas du cœur #8 au paragraphe suivant). J'ai donc utilisé une méthode fréquemment employée consistant à moyennner les spectres sur une certaine largeur le long de la direction d'éjection. J'ai choisi une largeur de 6 pixels correspondant à la largeur typique des jets, $0.6''$, soit environ $1.5 \times \theta_{\text{FWHM}}$. En contrepartie, l'émission du jet mesurée est plus faible que

sur des diagrammes PV réalisés en prenant les spectres sur un seul pixel sans moyenner.

L'éjection protostellaire du cœur #8 ($M_{\text{cœur}} = 14 M_{\odot}$) est le cas le plus emblématique et le plus complexe de tout l'amas, je vais m'appuyer sur cet exemple pour expliquer comment j'ai interprété les diagrammes PV dans W43-MM1. J'ai utilisé 4 intervalles de vitesses pour intégrer la raie de CO (voir Sect. v.1.1), un intervalle hautes et basses vitesses pour les ailes bleus et rouges. Sur la Figure v.2, l'émission CO intégrée est représentée en contours bleu et cyan, rouge et orange. Le jet décalé vers le rouge se propage sur $5''$ (soit 0.13 pc) en direction du centre de W43-MM1 et atteint la plus haute vitesse mesurée en CO sur tout l'amas, 101 km s^{-1} par rapport à la V_{LSR} du cœur. Le jet décalé vers le bleu se propage vers l'extérieur sur $17''$ (soit 0.44 pc), la plus grande longueur mesurée, et présente deux parties aux morphologies distinctes. La première partie jusqu'à $7''$ apparaît brillante ($I_{\text{CO}} > 100\sigma$) et relativement continue sur la carte intégrée tandis que la deuxième partie est morcelée en plusieurs nœuds dont le flux ne dépasse pas les 20σ (numérotés B4 à B8 sur la Fig. v.2). A plus basse vitesse, le flot suit la même morphologie sur le lobe rouge et sur la première partie du lobe bleu. Sur la deuxième partie en revanche, le flot basse vitesse forme une cavité nettement visible autour des hautes vitesses, une structure rarement détectée dans W43-MM1.

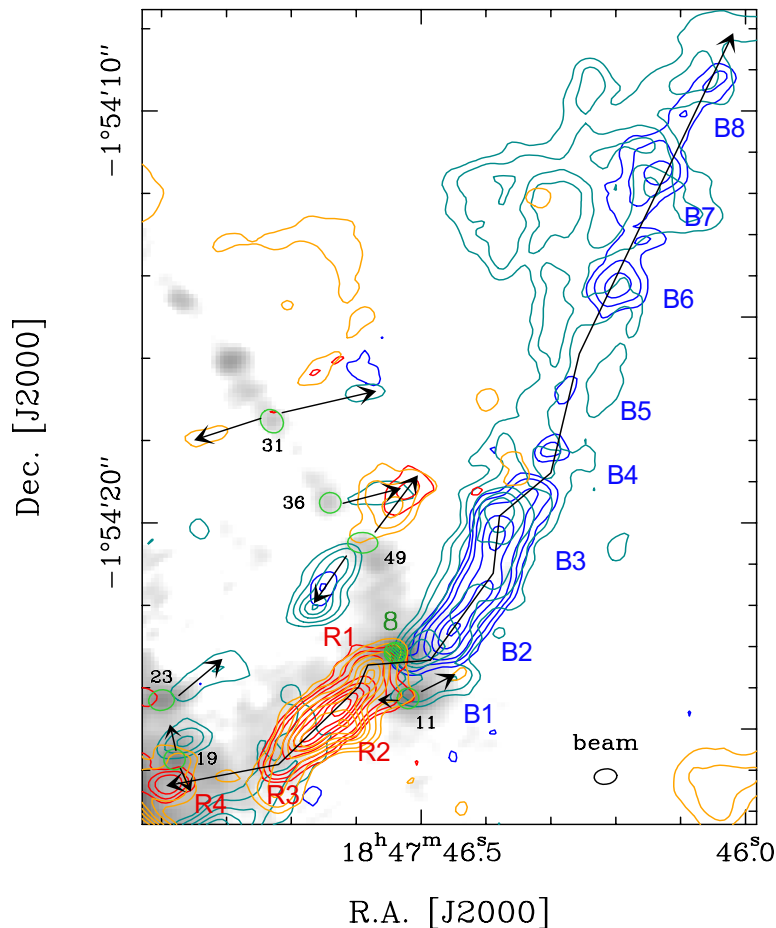


FIGURE v.2. : Flots bipolaires du cœur #8 vus en CO(2-1) et représentés en contours bleus et rouges sur le continuum à 1.3 mm en niveau de gris. Pour le lobe bleu la raie de CO est intégrée sur $42 - 64 \text{ km s}^{-1}$ (contours bleus) et $82 - 88 \text{ km s}^{-1}$ (contours cyans), pour le lobe rouge sur $108 - 119 \text{ km s}^{-1}$ (contours oranges) et $128 - 158 \text{ km s}^{-1}$ (contours rouges). Les nœuds associés aux éjecta identifiés sur la Fig. v.3 sont numérotés de R1 à R4 pour le lobe rouge, B1 à B8 pour le lobe bleu. Voir Figure. 3 de l'article ci-après.

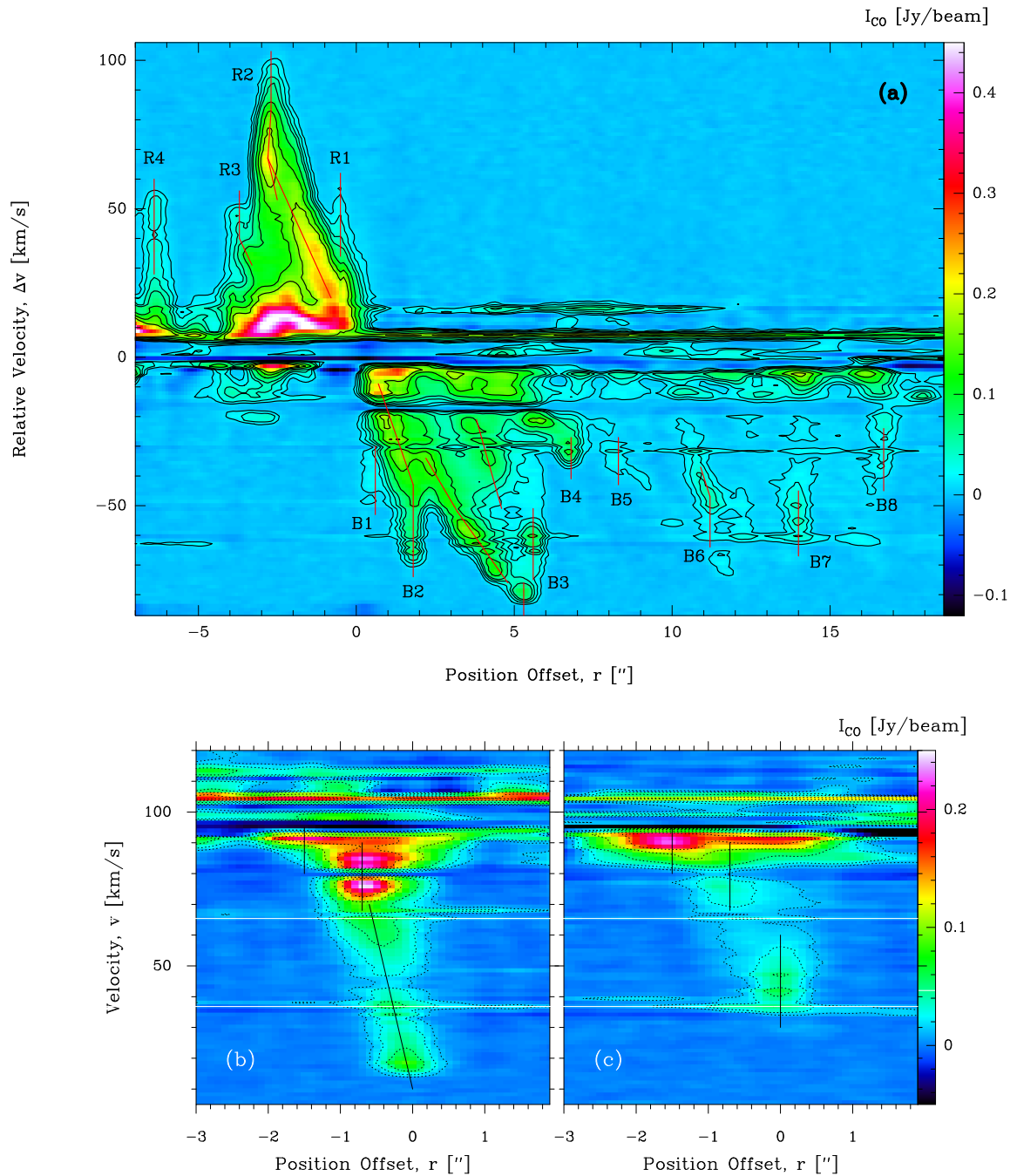


FIGURE 3.3 : Diagrammes position-vitesse pour l'éjection CO du cœur #8. Les spectres sont moyennés sur 6 pixels (soit $0.6''$). Le diagramme PV dans la direction du jet (a) est réalisé le long de sept segments joints représentés Figure v.2. Le premier contour est à $5\sigma = 10 \text{ mJy beam}^{-1}$, les suivants à 10, 16, 22 à 67σ par pas de 15σ . Les jets rouge et bleu présentent 8 et 4 éjecta respectivement, mis en évidence par des traits rouges et numérotés de R1 à R4 et B1 à B8. On remarquera les phases d'accélération des éjecta R2, B2 et B3 et les structures de *bow-shocks* de R4 et B7. Les diagrammes PV transverses pour les nœuds B3 (b) et B7 (c) sont réalisés perpendiculairement à la direction du jet. Le premier contour est à 5σ , les suivants à 10, 20, 40 et 60σ . La largeur du jet varie sur environ $0.6''$

Plusieurs éléments, dont la présence d'un nœud bleu près de cœur #8 symétrique d'un nœud rouge (B1 et R1 sur la Fig. v.2), rendent plus probable l'attribution de l'ensemble du lobe bleu à la source #8 plutôt qu'à la source #11. Le nœud rouge situé à proximité du cœur #19 peut être lui aussi être rattaché au cœur #8, notamment de par la similarité de sa structure en vitesse avec celle des autres nœuds rouges du cœur #8 (comparer R4 avec R1 et R3 et R4 sur le diagramme PV Fig. v.3). Ainsi sur les deux lobes les changements dans la direction de propagation du jet sont interprétés comme des signes de précession. Pour le jet du cœur #8, 7 segments ont été nécessaires pour construire le diagramme PV en suivant au mieux les changements de direction.

Pour mettre en évidence la structure latérale de l'éjection du cœur #8, j'ai réalisé deux diagrammes PV dans la direction transverse au jet bleu du cœur #8 (Figures v.3b et c). Dans les deux parties de l'éjection, le jet à haute vitesse ($V < 50 \text{ km s}^{-1}$) est décalé d'environ $0.6''$ par rapport au flot basse vitesse ($V > 70 \text{ km s}^{-1}$). Dans la première partie de l'éjection (Figure v.3b), un gradient de vitesse latéral (environ $0.6''$ sur 60 km s^{-1}) est aussi visible pour le jet. J'ai utilisé cette largeur de $0.6''$ pour construire le diagramme PV dans la direction de l'éjection (voir plus haut).

Le diagramme PV obtenu le long du jet par le cœur #8 (voir Figure v.3a) présente le décalage en vitesse par rapport au cœur ($V_{LSR} = 97 \text{ km s}^{-1}$), ΔV , en fonction de la distance par rapport au cœur, r . Ce diagramme met en évidence la grande complexité de l'émission du jet derrière son apparente continuité sur la carte intégrée. Dans sa première partie, le jet bleu est en fait constitué de plusieurs éjections (voir Sect. i.4.2) superposées sur une émission plus continue pour $|\Delta V| < 50 \text{ km s}^{-1}$. Dans un premier temps, il faut identifier et séparer les différentes éjections. Pour cela, plusieurs démarches peuvent être suivies. On peut se focaliser sur les plus hautes vitesses de chaque éjection, en suivant le premier contour d'intensité (la "crête") pour identifier les structures qui se démarquent. On en trouve 4 sur la première partie du lobe bleu : B1(0.6; -50), B2(1.8; -70), B3(5.3; -80) et B4(6.8; -35), exprimés en (r'' ; $\Delta V[\text{km s}^{-1}]$), puis 4 dans la deuxième partie : B5(8.3; -40), B6(11.2; -60), B7(14.0; -60), B8(16.7; -40). 4 autres structures sont visibles sur le lobe rouge : R1(-0.8; 55), R2(-3.0; 100), R3(-3.9; 50), R4(-6.2; 55).

Toutefois, une lecture plus globale du diagramme est nécessaire pour comprendre la structure du jet. Afin de m'assurer de la continuité spatiale des éjections, j'ai suivi dans le cube CO l'évolution des nœuds associés à ces crêtes. Cela m'a permis de représenter chaque éjection en traits continus sur la Figure v.3a, des crêtes à haute vitesse jusqu'aux basses vitesses. Deux régimes de vitesse apparaissent alors. Un premier régime où la vitesse de l'éjecta, ou plutôt du gaz entraîné, augmente avec la distance (phase d'accélération), un deuxième où la vitesse augmente sur une position quasiment constante (phase de décélération). Alors que le premier régime rappelle les *Hubble law*, le second peut être expliqué par des *bow-shocks* (voir Sect. i.4.2). Les phases d'accélération les plus longues sont celles de R2, B2 et B3, avec des intervalles de vitesse différents : $\Delta V = 10\text{-}50 \text{ km s}^{-1}$ pour R2 et B2, $\Delta V = 40 - 80 \text{ km s}^{-1}$ pour B3. Dans le cube, B2 et B3 sont indiscernables pour $\Delta V < 40 \text{ km s}^{-1}$. R3, B4 et B6 ne montrent qu'une courte phase d'accélération tandis que R4, R1, B1, et B7 n'en montrent aucune. Le régime de *bow-shock* est significativement différent d'un nœud à l'autre, avec des intervalles de vitesse allant de 10 km s^{-1} pour B4 ou B5 à 40 km s^{-1} pour R4 et R2.

Pour ce dernier, un léger gradient de position de $0.2''$ apparaît entre $\Delta V = 65$ et 100 km s^{-1} , rappelant les profils inversés ("*slow head, fast tail*", les plus grandes vitesses sont le plus proches de la source) mis en évidence notamment par [Santiago-Garcia et al. \(2009\)](#). Ces structures sont encore mal comprises, mais plusieurs modèles font appel à des effets de projection. La vitesse projetée sur la ligne de visée est en effet plus grande pour du gaz vu avec un angle plus petit, (voir Section i.4.1) comme par exemple pour du gaz éjecté latéralement lors d'un *bow-shock* (voir Fig. i.8 de l'introduction). D'autres cas de profils inversés sont présentés dans l'article, pour le jet du cœur #67

en particulier (voir Fig. 6f).

Malgré les structures cinématiques complexes, on peut dresser plusieurs constats généraux. La majorité des éjections observées pour le cœur #8 atteignent sensiblement la même vitesse, $\Delta V \simeq 50 \text{ km s}^{-1}$. A ce titre, R4 semble tout à fait en accord avec le reste du flot. Deux éjections plus puissantes se distinguent, R2 et B3, caractérisées par des longues phases d'accélération ($>3''$) et $\Delta V_{\text{max}} > 80 \text{ km s}^{-1}$. Pouvant être le symétrique l'une de l'autre, ces éjections puissantes pourraient témoigner d'une flambée d'accrétion. Les nœuds de la deuxième partie du lobe bleu (B5 à B8) se distinguent des autres par l'absence d'une composante continue à des vitesses intermédiaires ($\Delta V \simeq 20 - 40 \text{ km s}^{-1}$). Etant les plus éloignés de la source, ils peuvent correspondre à un régime dans lequel la partie basse vitesse a été fortement décélérée et s'est fondue dans l'environnement.

L'éjection protostellaire du cœur #8 donne un excellent aperçu de la richesse et de la complexité des flots dans W43-MM1. Long de 0.4 pc, son lobe bleu est le plus riche en nœud de tout le proto-amas et motive en partie l'étude détaillée sur la variabilité des éjections que nous menons dans l'article. L'évolution de la morphologie du lobe bleu cœur #8, marquée par une transition au niveau du nœud B4, et la différence de longueur entre les deux lobes constituent des arguments en faveur de l'influence de l'environnement sur les éjections. Enfin, le diagramme PV des lobes illustre bien les deux types de structures que nous avons identifiées dans les flots de W43-MM1.

V.2 Article III sur les flots et l'accrétion épisodique

V.2.1 Présentation de l'article

W43-MM1 s'est révélé être un amas riche de 131 cœurs avec un excès de cœurs massifs par rapport à la distribution en masse canonique (Motte *et al.*, 2018b, voir Chap. III). Nous présentons dans cet article l'analyse morphologique et cinématique des éjections protostellaires de ces cœurs. Nos deux résultats principaux portent sur la forte variabilité spatiale et temporelle de ces éjections et sur le rôle déterminant de l'environnement dans leur propagation.

Nous avons détecté 45 lobes de flots sur l'ensemble de la carte en utilisant les raies de CO(2-1) et SiO(5-4) (voir Fig. 1 de l'article). Les masses des 27 cœurs associés à ces éjections couvrent deux ordres de grandeur, de $1 M_{\odot}$ jusqu'à $\simeq 100 M_{\odot}$. Un seul cœur est associé à plus de deux lobes et dans la majorité des cas (17/28) nous détectons une éjection bipolaire par cœur. La composante à haute vitesse des éjections, fréquemment détectée jusqu'à 50 km s^{-1} de la vitesse du cœur, atteint $\Delta V = 100 \text{ km s}^{-1}$ sur un lobe. Elle se présente sous la forme d'un jet collimaté constitué d'une succession de "nœuds", des maxima d'intensité locaux. A plus basse vitesse, les flots présentent une morphologie similaire. Un cas de cavité avec un angle d'ouverture d'au moins 16° est rapporté. Environ 1/3 des lobes ne sont détectés qu'à basse vitesse, ($\Delta V < 20 - 30 \text{ km s}^{-1}$).

Le grand nombre de lobes détecté nous permet de faire des mesures statistiques sur les paramètres des éjections. La masse des cœurs ne semble influencer ni la vitesse maximale ni la longueur maximale des jets. En revanche cette dernière est anti-corrélée à la densité locale du nuage. Les plus longs jets se propagent sur des distances de 0.1 à 0.4 pc vers les parties externes de W43-MM1, tandis que dans les parties centrales les plus denses les lobes sont typiquement de l'ordre de 0.05 pc. Cette différence pourrait d'un freinage dû au gaz dense, et/ou des mouvements de gaz plus forts dans les parties centrales. Nous suggérons par ailleurs que la très bonne concordance entre CO et SiO (43 lobes sur 45 sont détectés avec ces deux traceurs) est un effet de l'environnement, possiblement en lien avec les chocs basse vitesse associés à la formation du nuage (voir Sect. I.1.2).

L'analyse des diagrammes Position-Vitesse (PV) révèle une grande diversité d'éjections protostellaires mais avons identifié quelques motifs généraux. En partant de la position et de la vitesse du

cœur, des structures linéaires se dégagent, caractérisées par une augmentation de la vitesse avec la distance au cœur, ce sont des motifs de type *Hubble Law* (voir Sect. 1.4.2 et Fig. v.3). Nous interprétons ces structures comme la trace du gaz moléculaire entraîné par le jet atomique. A l'apex de ces *Hubble Law*, la vitesse augmente à position constante, une caractéristique des *bow-shocks*. Sur la carte intégrée en vitesse, ces apex sont associés aux nœuds, chacun caractérisant un épisode d'éjection plus intense. Sur les jets les plus long nous détectons plusieurs nœuds, typiquement 3 ou 4, et jusqu'à 8 (voir Fig. v.2). Nous avons estimé le temps écoulé entre deux éjecta en mesurant la séparation spatiale des nœuds et leur vitesse moyenne. La distribution des intervalles de temps, comprenant 48 mesures dans 22 lobes, donne une valeur typique de $\Delta t \simeq 800$ ans, soit une variabilité temporelle d'environ 500 ans après une correction statistique de l'angle d'inclinaison des jets. Cette valeur est comparée avec quelques autres publiées dans la littérature ainsi qu'avec la variabilité des processus d'accrétion mesurés dans les FU Orionis.

V.2.2 Article III : "Episodic accretion constrained by a rich cluster of outflows" (Nony *et al.* 2020, soumis à A&A)

Episodic accretion constrained by a rich cluster of outflows

T. Nony¹, F. Motte¹, F. Louvet^{2,3,4}, A. Plunkett⁵, A. Gusdorf^{4,6}, S. Fechtenbaum¹, Y. Pouteau¹, B. Lefloch¹, S. Bontemps⁷, J. Molet⁷, and J.-F. Robitaille¹

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

² Departamento de Astronomia de Chile, Universidad de Chile, Santiago, Chile

³ AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 91191 Gif-sur-Yvette, France

⁴ Observatoire de Paris, PSL University, Sorbonne Université, LERMA, 75014 Paris, France

⁵ National Radio Astronomy Observatory, Charlottesville, VA 22903, USA

⁶ Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris, France

⁷ Laboratoire d'astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France

ABSTRACT

Context. The accretion history of protostars remains widely mysterious even though it represents one of the best ways to understand the protostellar collapse that leads to the formation of stars.

Aims. Molecular outflows, which are easier to detect than the direct accretion onto the protostellar embryo, are here used to characterize the protostellar accretion phase in W43-MM1.

Methods. The W43-MM1 protocluster host a sufficient number of protostars to statistically investigate molecular outflows in a single, homogeneous region. We used the CO(2-1) and SiO(5-4) line datacubes, taken as part of an ALMA mosaic with a 2000 AU resolution, to search for protostellar outflows, evaluate the influence that the environment has on these outflows' characteristics and put constraints on outflow variability in W43-MM1.

Results. We discovered a rich cluster of 46 outflow lobes, driven by 27 protostars with masses of 1–100 M_{\odot} . The complex environment inside which these outflow lobes develop has a definite influence on their length, limiting the validity of using outflows' dynamical timescales as a proxy of the ejection timescale in clouds with high dynamics and varying conditions. We performed a detailed study of Position-Velocity (PV) diagrams of outflows that revealed clear events of episodic ejection. The time variability of W43-MM1 outflows is a general trend and is more generally observed than in nearby, low- to intermediate-mass star-forming regions. The typical timescale found between two ejecta, ~ 500 yr, is consistent with that found in nearby protostars.

Conclusions. If ejection episodocity reflects variability in the accretion process, either protostellar accretion is more variable or episodocity is easier to detect in high-mass star-forming regions than in nearby clouds. The timescale found between accretion events could be resulting from instabilities, associated with bursts of inflowing gas arising from the close dynamical environment of high-mass star-forming cores.

Key words. stars: formation – stars: protostars – stars: massive – ISM: clouds – ISM: jets and outflows – submillimeter: ISM

1. Introduction

It is now common knowledge that gas accretion during star formation is not a continuous process (see, e.g., Audard et al. 2014). The temporal variability of accretion has recently been statistically studied for young low-mass stars in the final phase of star formation. Variability timescales from weeks to years were found in the light curves of young stars observed in the near-IR wavelength range (e.g., Parks et al. 2014; Cody & Hillenbrand 2018). Events of much greater variability on larger timescales have also been found in the light curves of FU Orionis-type stars. Luminosity variability could probe a wide variety of processes with different timescales. When associated with variable accretion rates, this variability could trace instabilities developing within the disk, tidal interactions between the disk and a companion, or even inflowing gas streams arising from the stellar environment (e.g., Zhu et al. 2009; Lodato & Clarke 2004; Alves et al. 2019).

Unfortunately, much less is known about the variability of accretion during the initial phase of star formation, whereas it is during this phase that most of the final stellar mass accumulates from the gas mass reservoir. Jets and outflows develop as

protostellar accretion occurs and they possibly evacuate the angular momentum of the collapsing protostellar core. The morphology and kinematics of molecular outflows could thus provide fossil records of the accretion history of a protostar (see, e.g., the reviews by Arce et al. 2007; Bally 2016). The link between the outflow power and the accretion rate is far from direct, however. It could even be loose due to the still-unknown, physical mechanism that is at the origin of jets and outflows and because of the density and kinematic structure of the protostar's environment. Despite these caveats, outflow studies have already given very valuable constraints on the protostellar accretion mechanisms. They revealed that accretion rates are stronger at the beginning of the protostellar accretion phase of low-mass stars (e.g., Bontemps et al. 1996) and that they are stronger in high-mass ($> 8 M_{\odot}$), compared to low-mass, protostars (e.g., Beuther et al. 2002; Duarte-Cabral et al. 2013; Maud et al. 2015). Detailed studies of molecular outflows driven by low-mass stars also suggested that the accretion could be episodic (e.g., Cernicharo & Reipurth 1996; Arce & Goodman 2001; Plunkett et al. 2015; Jhan & Lee 2016). A statistical study of bipolar outflows driven by high-mass protostars of Cygnus X also favored a sce-

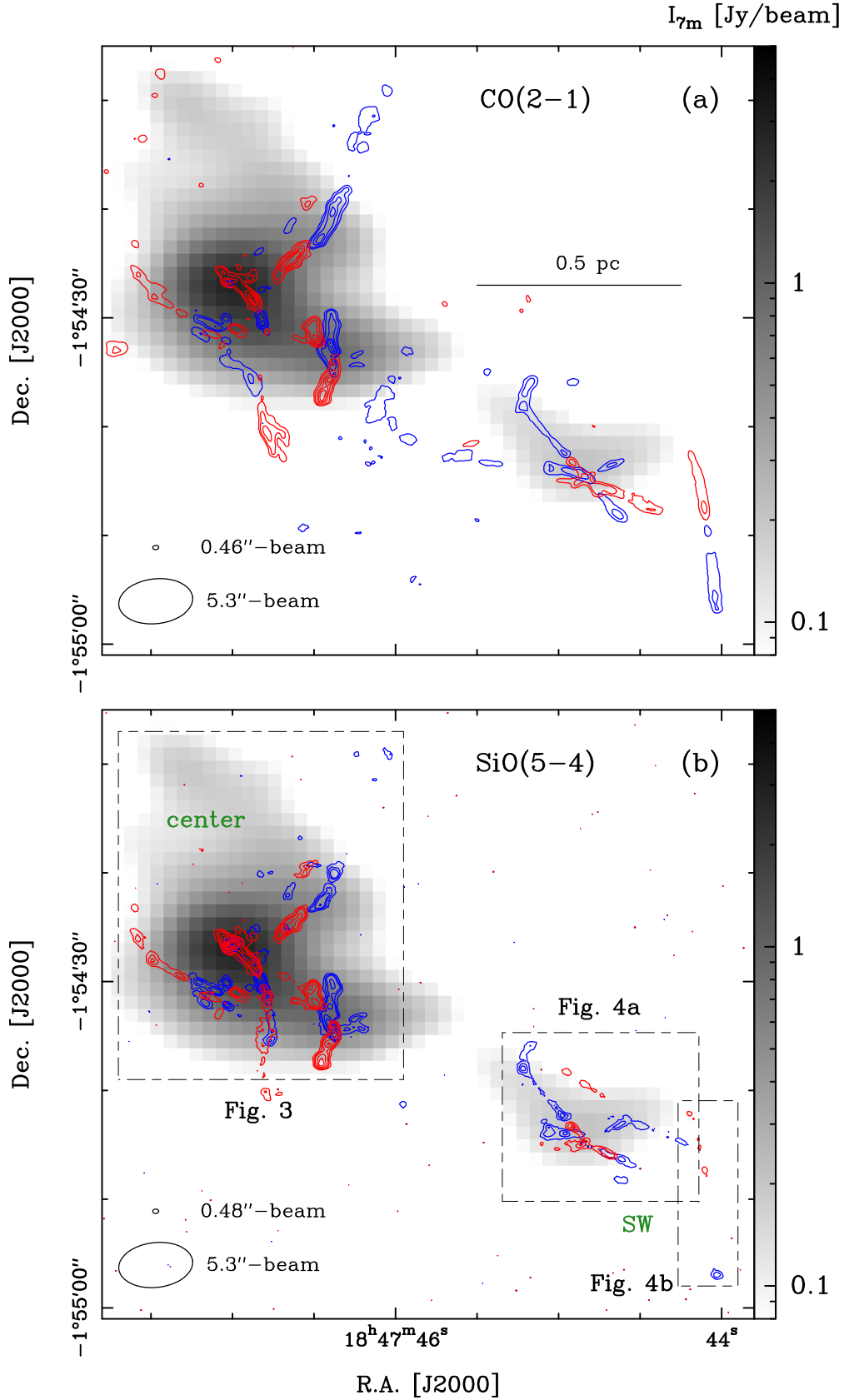


Fig. 1. Cluster of molecular outflows in the W43-MM1 massive protocluster. Contours of the integrated blue- and red-shifted emission of the CO(2-1) (in **a**) and SiO(5-4) (in **b**) line wings are overlaid on the 1.3 mm continuum emission of the 7 m array (gray scale, with a 5.3'' beam and 10 mJy/beam rms). **(a)** The CO line is integrated over 42 – 85 km s⁻¹ for blue lobes and 111 – 154 km s⁻¹ for red lobes. Contours are 15, 35 to 235 by steps of 50 in unit of $\sigma_{\text{blue}} = 33 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ and $\sigma_{\text{red}} = 42 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. **(b)** The SiO line is integrated over 43 – 93 km s⁻¹ for blue lobes and 103 – 153 km s⁻¹ for red lobes. Contours are 8, 18, 28 to 203 in unit of $\sigma = 23 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. Ellipses in the lower-left corner represent the angular resolutions of each image and a scale bar is shown on the top panel to indicate the size in physical units. Boxes outline the zooms-ins of Figs. 3-4.

nario with intermittent accretion rates (e.g., Duarte-Cabral et al. 2013).

Several theoretical models have been proposed to explain how molecular outflows are formed and driven in the cloud (see the review by Frank et al. 2014). The two most compelling ones invoke either a wind launched from the whole surface of the protostellar disk (disk-wind model by, e.g., Konigl & Pudritz 2000) or a jet + wind initiated at the innermost region of this disk (X-wind model by, e.g., Shu et al. 2000). Whatever the launching mechanism, these winds could easily recollimate along magnetic-field lines and become jet-like. Outflows could then develop from this collimated jet when it crosses the envelope, creates internal shocks and a terminal bow shock, and sweeps the ambient gas. A wide-angle wind would itself drive shells through the surrounding envelope. Given the large variety of length, opening angle, mass, and velocity structure observed for protostellar outflows, both X-winds and disk-winds physical mechanisms may be acting. Each model predicts different relations in diagrams, such as the Position-Velocity (PV), mass-velocity, and position-magnetic field diagrams, that thus could be used to differentiate between them (e.g., Arce et al. 2007). A couple of models have shown PV diagrams associated with episodic ejection (e.g., Rohde et al. 2019; Vorobyov et al. 2018) but they strongly depend on the structure adopted for the protostellar envelope.

From an observational point of view, young, low-mass protostars referred to as Class 0s have molecular outflows extending up to a few ~ 0.1 pc, with collimation angles of a few degrees only, and velocities up to 100 km s^{-1} (Bally 2016). These molecular outflows are often composed of a collimated jet at high velocity, referred to as the 'EHV' component (extremely high-velocity), plus a shell-like wind tracing gas at lower speeds, referred to as the 'LV' or sometimes 'SHV' component (low-velocity or standard high-velocity). Besides, collimated jets frequently appear as chains of knots interpreted as internal shocks produced by episodic variations in the protostar mass-loss rate and/or the ejection velocity. PV diagrams of these jets often display velocity spurs referred to as 'Hubble laws', since the gas velocity of these ejection phenomena increases with the distance to the protostar (case of, e.g., the HH211 Class 0, Gueth & Guilloteau 1999). A series of these velocity spurs composes a jagged profile sometimes called 'Hubble wedge' (Arce & Goodman 2001). These complex PV diagrams have been investigated in about a dozen of low-mass Class 0 protostars so far including L1448-C(N) (Bachiller et al. 1990), HH111 (Cernicharo & Reipurth 1996), L1551 (Bachiller et al. 1994), L1157 (Gueth et al. 1998), IRAS 04166 (Tafalla et al. 2004), HH212 (Lee et al. 2006), HH46-47 (Arce et al. 2013), and CARMA-7 in Serpens South (Plunkett et al. 2015).

As for high-mass protostars, current outflow studies often are limited by their angular resolution (Beuther et al. 2007; Maud et al. 2015; Cunningham et al. 2016) or are focused on a handful of objects only (Duarte-Cabral et al. 2013; Cheng et al. 2019). Surveys with high-angular resolution in high-mass star-forming regions are thus unavoidable to characterize high-mass protostellar outflows and finally constrain the mass-loss or even accretion history of high-mass protostars. Interferometric mosaics at (sub)millimeter wavelengths currently are the best way to image a large and homogeneous sample of outflows driven by protostars forming within the same cloud. W43-MM1 has been imaged with ALMA and represents one of the richest protocluster forming massive stars found to date (Motte et al. 2018b). It is located at 5.5 kpc from the Sun (Zhang et al. 2014) at the tip of the Galactic bar (Nguyen Luong et al. 2011). This 6 pc^2 cloud ridge

has a $2 \times 10^4 M_{\odot}$ mass and qualifies as 'mini-starburst' because its star-formation activity is reminiscent of that of starburst galaxies (SFR $\sim 6000 M_{\odot} \text{ Myr}^{-1}$, Motte et al. 2003; Louvet et al. 2014). Motte et al. (2018b) detected 131 cores in W43-MM1, and among them 13 high-mass cores. With masses from 16 to $100 M_{\odot}$ within their ~ 2000 AU diameters, these cores are expected to form high-mass stars in the near future.

Here, we present an ALMA mosaic of the W43-MM1 cloud at ~ 230 GHz, which reveals a cluster of molecular outflows driven by high- to intermediate-mass protostars. From observations presented in Sect. 2, we identify 46 molecular outflow lobes and characterize their morphology (see Sect. 3). In Sect. 4, we discuss the ejection events found in molecular jets and interpret them as reflecting some accretion bursts, and in Sect. 5 we summarize our findings.

2. Observations

Observations were carried out in Cycle 2 between July 2014 and June 2015 (project #2013.1.01365.S), with ALMA 12 m and 7 m (ACA) arrays and baselines ranging from 7.6 m to 1045 m. W43-MM1 was imaged with a $78'' \times 53''$ ($2.1 \text{ pc} \times 1.4 \text{ pc}$) mosaic composed of 33 fields with the 12 m array and 11 fields with ACA. In the 12 m configuration, the primary beam is of $26.7''$ ($45.8''$ with ACA) and the maximum detectable scale is of $\sim 12''$ ($\sim 21''$ with ACA). Data were reduced in CASA 4.7, applying manual and selfcalibration scripts. We ran the CLEAN algorithm with CASA 5.4 using a robust weight of 0.5 and the *multiscale* (with 0, 1, 3, 9 and 17 beams) option in order to minimize interferometric artefacts due to missing short spacings. Line data were imaged using the merged (12 m + 7 m) configurations while the continuum was imaged with the 12 m and 7 m arrays separately. The 12 m-only data provide the best sensitivity image chosen to identify compact cores (Motte et al. 2018b) while the 7 m only map is the best to probe the column density background of these cores. Parameters of the four line spectral windows used in this study are presented in Table 1. The 1.3 mm continuum images themselves have $0.44''$ and $5.3''$ angular resolutions and 1σ rms noise levels of $\sim 0.13 \text{ mJy beam}^{-1}$ and $\sim 9.1 \text{ mJy beam}^{-1}$ (0.015 K and 0.007 K).

Table 1. Parameters of the merged data for the spectral windows used here.

Spectral window	ν_{obs} [GHz]	Bandwidth [MHz]	Resolution [']	Resolution [km s $^{-1}$]	rms ^a
SiO(5-4)	217.033	234	0.48	0.5	3.3
O 13 CS(18-17)	218.125	234	0.46	0.25	3.2
CO(2-1)	230.462	469	0.46	1.3	2.3
13 CS(5-4)	231.144	469	0.46	0.5	2.9

(^a) 1σ rms in unit of mJy beam^{-1} . 1 mJy beam^{-1} corresponds to 0.12 K at 230 GHz .

3. Results and analysis

Using the CO(2-1) and SiO(5-4) lines, we have conducted a systematic search for outflows driven by the cores that have been detected at $0.44''$ angular resolution (or 2400 AU at 5.5 kpc) in the 1.3 mm continuum image by Motte et al. (2018b).

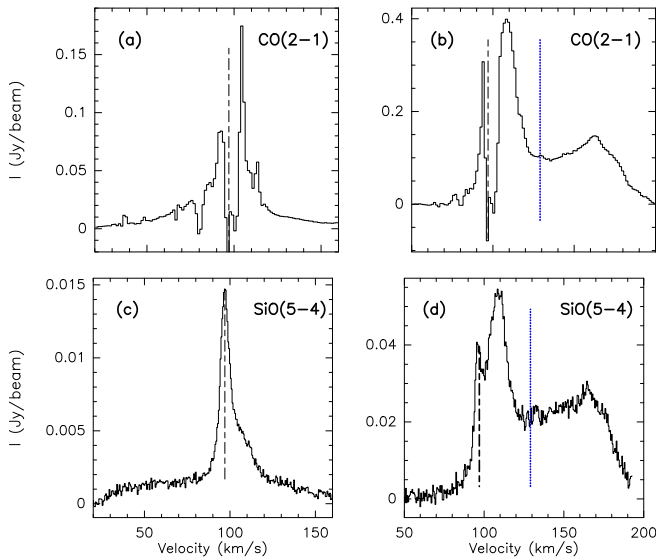


Fig. 2. Typical CO(2-1) (in **a** and **b**) and SiO(5-4) (in **c** and **d**) lines toward molecular outflows, here that of core #8. (**a**, **c**) Lines averaged over the complete extent of the outflow, thus including both the blue and red lobes. (**b**, **d**) Lines averaged over one high-velocity knot, here knot R2 of core #8. Line absorption around the velocity at rest, indicated by a dashed line, is due to missing short spacings and optical thickness. The transition between the low- and high-velocity components of the molecular outflows is indicated in panels **b** and **d** with a blue dotted line.

3.1. Discovery of a rich cluster of outflows

Figures 1a-b provide an overview of the cluster of molecular outflows found in W43-MM1. The blue- and red-shifted wings of the CO(2-1) and SiO(5-4) lines centered at the cloud velocity at rest, $V_{\text{LSR}} \sim 98 \text{ km s}^{-1}$, were there integrated over the entire velocity range that we observed for the line wings. In the following, we took the same velocity range for all outflows: $42 - 85 \text{ km s}^{-1}$ and $111 - 154 \text{ km s}^{-1}$ for CO(2-1); $43 - 93 \text{ km s}^{-1}$ and $103 - 153 \text{ km s}^{-1}$ for SiO(5-4) (see Fig. 2). These velocity ranges are different because CO lines present effects of self-absorption and missing short spacings close to their central velocity (see Fig. 2a). The CO(2-1) line also exhibits emission and absorption features associated with low-density clouds located along the line of sight of W43, which have been identified by Nguyen Luong et al. (2011) and Carlhoff et al. (2013). These features have a negligible impact on our wide-band integrations except for the absorption observed at $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$, which we excluded by ignoring a handful of channels.

In Figs. 1a-b, we discovered several tens of outflow lobes, whose existence was confirmed by investigating the velocity cubes of both CO(2-1) and SiO(5-4) lines (see Sect. 3.3). Table 2 lists the 27 cores that drive these outflows, gives their core masses, M_{core} , their velocity at rest, V_{LSR} , and characterize each of their associated outflow lobes. Table 2 separates cores according to their location in W43-MM1: 20 are located within its center and 7 in its south-western part (Center and SW in Fig. 1b).

A channel map analysis revealed that most of the CO outflows of W43-MM1 protostars present two distinct velocity components: a collimated *jet*-like structure at high velocity ($|\Delta V| > 30 \text{ km s}^{-1}$ from the cloud velocity at rest, $V_{\text{LSR}} \sim 98 \text{ km s}^{-1}$) plus a broader and more intense *outflow* at lower velocity. Molecular jets generally exhibit a series of knots that correspond to bumps in the CO(2-1) and SiO(5-4) spectra (see Figs. 2b-d). Similar features have been observed in the spectra of out-

flows driven by low-mass protostars (e.g., Santiago-Garcia et al. 2009; Lefloch et al. 2015). We therefore integrated the wings of the CO line in two separated ranges, hereafter called the low- and high-velocity (LV and HV) ranges, recalling the standard and extremely high-velocity ranges used by, e.g., Tafalla et al. (2004). For the blue- and red-shifted wings, they correspond to $\Delta V = -16; -10 \text{ km s}^{-1}$ (resp. $10; 21 \text{ km s}^{-1}$) and $\Delta V = -56; -34 \text{ km s}^{-1}$ (resp. $30; 60 \text{ km s}^{-1}$) from the V_{LSR} . Figures 3-4 present the outflows driven by the protostars listed in Table 2 and highlight their ejection direction and length. Isolated contours in Figs. 3-4 outline diffuse gas observed along the same line of sight as W43-MM1 but not strictly associated to it. These diffuse structures could lie within the outskirts of the W43 complex (Nguyen Luong et al. 2011).

3.2. Association with dust cores

The $^{13}\text{CS}(5-4)$ line was chosen to estimate the cores' velocity because it traces high-density gas (critical density of $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$). The ^{13}CS emission is strong in the central region of W43-MM1 but weaker in its less dense regions like its southwestern and northern parts. It is clearly detected toward cores or their close surrounding in the central region (see Fig. A1a), while only half of the cores are detected in the south-western part of W43-MM1 (see Fig. A1b). We used the velocities of a Gaussian fitted to the $^{13}\text{CS}(5-4)$ line integrated over the core, except for cores #1, #2, and #4 for which we used the $\text{O}^{13}\text{CS}(18-17)$ line. This line traces extremely-dense and warm gas and is thus less confused than $^{13}\text{CS}(5-4)$ by the complex environment of the most central part of W43-MM1, while still being strong enough for a fit (Pouteau et al. in prep.). For the cores neither detected in ^{13}CS nor in $\text{O}^{13}\text{CS}(18-17)$, we assumed that their velocity at rest would be close to that of their neighboring cores and used 95 km s^{-1} for undetected cores in the south-westernmost part and 96 km s^{-1} for core #31. In W43-MM1, the cores' velocities at rest range from 95 to 102 km s^{-1} with a gradient from north-east to south-west and a median of $\sim 97.7 \text{ km s}^{-1}$ over the whole cloud and $\sim 98.6 \text{ km s}^{-1}$ in the central region (see Fig. A1). Given that the $^{13}\text{CS}(5-4)$ lines were fitted without subtracting any emission from the core's foreground and background, their velocities at rest, V_{LSR} , are estimated to be uncertain by up to 1 km s^{-1} . These V_{LSR} values and gradient are consistent with the ones measured at large scales ($28''$ or $\sim 0.7 \text{ pc}$) by Nguyen Luong et al. (2013).

The association between cores and molecular outflows was mostly done using the high-velocity jet component of CO(2-1) which is the most collimated and the easiest to distinguish from the cloud emission (see Figs. 3a-d). However the low-velocity component was necessary to identify one third of the 46 outflow lobes because their high-velocity component is either missing or too weak (see Table 2). SiO(5-4) was used as a secondary outflow tracer, as in Nony et al. (2018), since it is detected along each of the CO outflow lobes (compare Figs. 1a and 1b, Figs. 3 and 9, Figs. 4 and A2), but four (from cores #11, #23, #31, see Table 2). The association between cores and outflows is considered reliable for 19 cores and more tentative for 8 cores (see Table 2). The latter consist of outflows developing in confused environments, with several lobes overlapping (cores #4, #10, #13, #14, red lobes of cores #11 and #14); outflows only detected in CO (cores #23, #11, red lobe of core #31); and/or outflows only detected at low velocities ($\Delta V_{\text{max}} \leq 20 \text{ km s}^{-1}$, cores #4, #13, #31, blue lobes of cores #11 and #36).

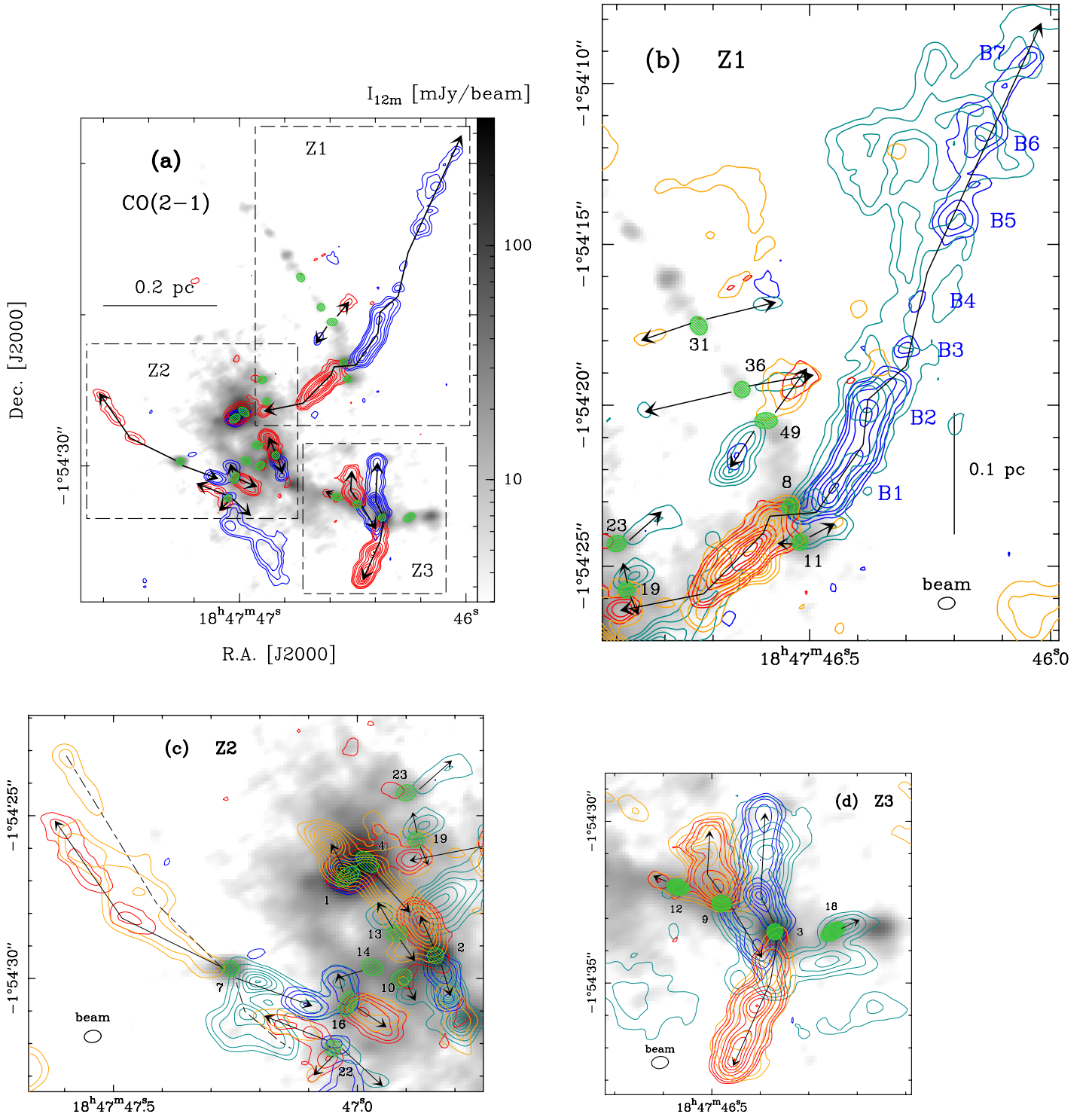


Fig. 3. Molecular outflows driven by cores in the central region of the W43-MM1 ridge. Outflows detected at high velocity (in **a**) are shown in detail with their low- and high-velocity components in zooms **b**, **c**, and **d**. Contours of the integrated blue- and red-shifted emission of the CO(2-1) line wings are overlaid on the 1.3 mm continuum emission of the 12 m array (gray scale). For blue lobes, emission is integrated over 42–64 km s⁻¹ (HV, blue contours) and 82–88 km s⁻¹ (LV, cyan contours). For red lobes, emission is integrated over 108–119 km s⁻¹ (LV, orange contours) and 128–158 km s⁻¹ (HV, red contours). For blue lobes, contours are 7, 15, 30 to 230 by steps of 40 (HV) and 7, 15 to 120 by steps of 15 (LV), in unit of $\sigma = 20$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹. For red lobes, contours are 10, 20 to 160 by steps of 20, in unit of $\sigma_{LV,R} = 37$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ (LV) and 7, 15, 30 to 280 by steps of 50, in unit of σ (HV). Green ellipses locate the W43-MM1 cores, arrows (sometimes broken) indicate the direction of their outflows, dashed line outline the best developed outflow cavities. Knots of the blue lobe of core #8 are labelled B1 to B7 in zoom **b** (the first knot B0 is not visible on this integrated map). Ellipses in the lower corners represent the angular resolutions of the images and a scale bar is shown in **a** and **b** to indicate the size in physical units (same physical units in **c-d** and Fig. 4 than in **b**). Some isolated features, like those outlined by the blue contours below the Z2 box in **a**, correspond to diffuse gas not associated with the W43-MM1 outflows.

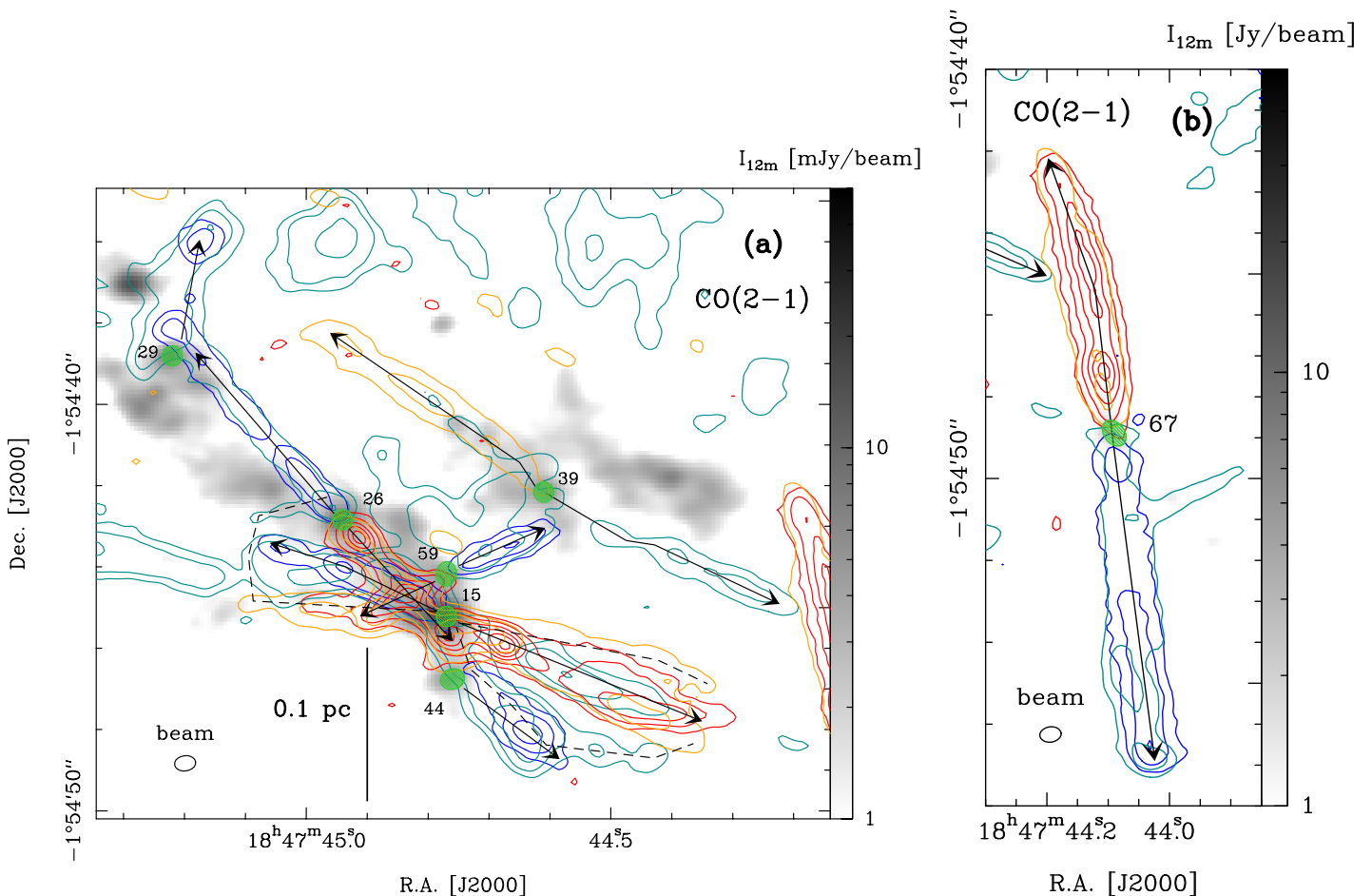


Fig. 4. Molecular outflows driven by cores of the south-western part of W43-MM1. Contours correspond to the integrated blue- and red-shifted emission of the CO(2-1) line shown with the same color code as in Fig. 3. They are overlaid on the 1.3 mm continuum emission of the 12 m array (gray scale). For blue lobes, contours are 5, 15, 30 by steps of 15 (HV) and 10, 20, 40, 60 (LV), in unit of $\sigma = 20 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. For red lobes, contours are 5, 15, 25, 35, in unit of $\sigma_{\text{LV,R}} = 37 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ (LV) and 5, 15 to 75 by steps of 15, in unit of σ (HV). Same physical units and same convention as in Figs. 3 for lines, arrows, and ellipses. Isolated features, like those outlined by the cyan contours at the top of panel **a**, correspond to diffuse gas not associated with the W43-MM1 outflows.

3.3. Main characteristics of outflow lobes

Among the main characteristics of outflows, one can estimate their maximum velocities and lengths. For this purpose, we investigated the channel maps of CO(2-1) using a $5\sigma = 12.5 \text{ mJy beam}^{-1}$ threshold. For each outflow, we measured its maximum velocity projected along the line of sight and relative to the core velocity at rest, $\Delta V_{\text{max}} = |V_{\text{max}} - V_{\text{LSR}}|$, and its maximum length projected on the plane of the sky, L_{max} (see Table 2). In a handful of cases, these values are lower limits because their estimates are confused by other outflows or line-of-sight features that dominate over the CO wings (see Figs. 3-4 and Fig. 2a). We estimated that these velocity and size estimates are uncertain by up to 2 km s^{-1} (twice the precision of our velocity measurements) and $0.2''$ (about half our resolution element, 0.005 pc at 5.5 kpc), respectively. Measured velocities range from 11 to 101 km s^{-1} , with a median value of $\sim 47 \text{ km s}^{-1}$, and measured lengths range from 0.02 pc to 0.4 pc .

Figures 3b-d and 4a-b display the directions of the molecular jets associated with each lobe of the 28 detected outflows. Molecular jets are generally well collimated, keeping a constant width close to our resolution limit, of about 0.04 pc (or 8400 AU) all along their length. The longest molecular jets, $\geq 0.1 \text{ pc}$ without any correction for the plane-of-the-sky projection, frequently

show direction variations, outlined by broken segments and arrows in Figs. 3-4. Table 2 lists the position angles of molecular jets, defined as the angle of the line passing through the furthest knot of the molecular jet before it undergoes any jet deflection. We thus characterized the closest, and thus youngest, ejections from the core, connecting at best the blue and red lobes. In most of the cases this comes down to taking the core center as reference. However a couple of jets are offset by $\sim 0.3''$ with respect to the core center (cores #8 and #9 especially, see Figs. 3b and 3d). The angle uncertainty relies on the precision of the knots' location, corresponding to our ability to connect one beam element at a typical distance of $\sim 2''$. It generally is $0.5^\circ - 1^\circ$ but reaches 4° for the shortest lobes.

The majority (18 out of 28) of the molecular outflows we discovered are bipolar (see Table 2). Three of the monopolar outflows could have their blue or red counterparts confused by other outflows (#10 and #14) or disregarded at low velocity (#4). In total, we thus evaluate the number of monopolar outflows to correspond to about 25% of the complete sample of outflows in W43-MM1.

For most of the molecular outflow lobes, the low-velocity ($|\Delta V| \sim 10 - 20 \text{ km s}^{-1}$) emission presents a wider morphology but is similar to that of the high-velocity jet (see flows driven by cores #3, #7, #8, #9, and #26 in Figs. 3b-d and 4a).

Table 2. Main characteristics of each outflow lobe driven by W43-MM1 protostars located in its center (top rows) and south-western (bottom rows) part.

Name	Associated core				Blue lobe				Red lobe				Comment ^f
	RA ^a [J2000]	Dec ^a [J2000]	M _{core} ^a [M _⊙]	V _{LSR} ^b [km s ⁻¹]	ΔV _{max} ^c [km s ⁻¹]	L _{max} ^c [×10 ⁻² pc]	PA ^d [deg]	A _V ^e [×10 ³ mag]	ΔV _{max} ^c [km s ⁻¹]	L _{max} ^c [×10 ⁻² pc]	PA ^d [deg]	A _V ^e [×10 ³ mag]	
#1	18:47:47.02	-1:54:26.86	102 ± 5	98	-	-	-	-	34	5.3	121.5 ± 0.5	2.5	
#2	18:47:46.84	-1:54:29.30	55 ± 5	99	57	5.0	-74.5 ± 0.8	1.7	48	6.1	114.6 ± 0.9	2.4	
#3	18:47:46.37	-1:54:33.41	59 ± 4	98	83*-91	11	115 ± 0.5	0.78 (0.53)	60	13	-105.5 ± 0.9	0.52 (0.28)	
#4	18:47:46.98	-1:54:26.42	36 ± 3	102	-	-	-	-	19*-25	6.9*-9.6	-50 ± 1	2.4	Conf
#7	18:47:47.26	-1:54:29.70	23 ± 2	99	50	8.3	-25.1* ± 0.5	1.2	43	18	154* ± 1	0.39 (0.25)	
#8	18:47:46.54	-1:54:23.15	14 ± 2	97	82*-90	44	18* ± 3	0.22 (0.13)	101	13	-171* ± 2	1.4 (2.5)	
#9	18:47:46.48	-1:54:32.54	17.8 ± 0.9	97	61	9.6	-56* ± 1	0.83 (0.68)	64	7.2	127.0* ± 0.5	0.99	
#10	18:47:46.91	-1:54:29.99	16 ± 1	101	29	2.7	-66.2 ± 0.5	1.7	-	-	-	-	Conf
#11	18:47:46.52	-1:54:24.26	2.1 ± 0.3	95	20	4.8	-25.9 ± 0.5	0.55	52*-65	1.9*-6.1	173 ± 4	0.63	CO, Conf(R)
#12	18:47:46.57	-1:54:32.04	31 ± 4	98	27	-	-	-	42	2.9	157.5 ± 0.5	1.2	
#13	18:47:46.92	-1:54:28.62	11 ± 3	99	27	2.9	131 ± 4	2.6	18	2.9	-52 ± 3	2.0	Conf
#14	18:47:46.97	-1:54:29.66	19 ± 4	100	45	4.2	-165.8 ± 0.5	1.8	-	-	-	-	Conf
#16	18:47:47.02	-1:54:30.78	36 ± 6	100	60	3.7	110.2 ± 0.5	1.8	62	4.8	-33 ± 1	1.5	
#18	18:47:46.25	-1:54:33.41	28 ± 4	96	25	2.9	24.7 ± 0.5	0.69	-	-	-	-	
#19	18:47:46.88	-1:54:25.74	9 ± 3	100	27	2.1	107 ± 4	1.5	30	2.9	-68 ± 1	2.0	
#22-a	18:47:47.05	-1:54:32.15	8 ± 2	100	45	6.1	-35.4 ± 0.5	0.91	46	7.2	159 ± 2	0.83	
#22-b					-	-	-	-	58	4.0	-127.5 ± 0.5	0.70	
#23	18:47:46.90	-1:54:24.30	11 ± 3	101	39	5.1	22 ± 1	1.1	-	-	-	-	CO
#31	18:47:46.73	-1:54:17.53	4.3 ± 0.7	96*	11*-14	7.7	17.2* ± 1	0.31	16*-20	5.9	-169.3* ± 1	0.36	CO(R)
#36	18:47:46.64	-1:54:19.51	3.1 ± 0.5	96	11*-14	8.5	-165 ± 2	0.45	27	6.3	14.6 ± 0.6	0.32	Conf(R)
#49	18:47:46.59	-1:54:20.48	3.7 ± 0.8	96	49	6.1	-120.1* ± 0.5	0.85	50	5.9	44.8* ± 0.5	0.33	
#15	18:47:44.77	-1:54:45.22	3.9 ± 0.3	95	78	13	152 ± 2	0.31	68	18	-24.6 ± 0.5	0.17 (0.14)	
#26	18:47:44.94	-1:54:42.84	5.2 ± 0.7	95*	45	18	131.1 ± 0.5	0.24	71	12	-48.5 ± 0.5	0.31 (0.23)	
#29	18:47:45.22	-1:54:38.81	3.1 ± 0.5	95	39	9.3	78 ± 1	0.24	-	-	-	-	
#39	18:47:44.61	-1:54:42.16	2.3 ± 0.4	95*	23	19	-30.1 ± 0.9	0.21	24	19	133 ± 4	0.28	
#44	18:47:44.76	-1:54:46.76	2.5 ± 0.3	97	50	9.3	-36.2 ± 0.5	0.19	-	-	-	-	
#59	18:47:44.77	-1:54:44.17	1.4 ± 0.5	95*	62	7.5	24.9 ± 0.5	0.32	64	6.7	-150.8 ± 0.5	0.31	
#67	18:47:44.09	-1:54:48.89	2.2 ± 0.3	95*	74	22	-83.8 ± 0.5	0.14	67	19	101.5 ± 1.5	0.16	

^(a) Values taken from Motte et al. (2018b).^(b) Velocity at rest estimated with the ¹³CS(5-4) line, except for cores #1, #2, and #4, for which the O¹³CS(18-17) line was used instead. A star marker indicates the velocity of the neighboring core that is used for cores neither detected in ¹³CS(5-4) nor in O¹³CS(18-17).^(c) Maximum velocity offset and length, uncertain by 2 km s⁻¹ and 0.2'' (0.005 pc), respectively. A star marker indicates lower limits used in our calculations when measurements are confused by line absorption features or neighboring outflows.^(d) Position angle of the molecular jet, measured from West to North. A star marker indicates molecular jets that are offset by more than 0.2'' from their core center.^(e) Visual extinction measured over the complete extent of the outflow lobe, uncertain by 30%. A second measure at the tip of the molecular jet is given in parenthesis for lobes covered by more than 3 pixels in the 7 m array continuum map (i.e., with L_{max} ≥ 9.6 × 10⁻² pc) and when it differs by more than 20%.^(f) Less reliable outflow lobes are pinpointed by mentioning their confused environments (denoted with 'Conf') or their non-detection in SiO(5-4) but in CO(2-1) (denoted with 'CO'). '(R)' means that the note applies to the red lobe only.

For the longest outflows the observed cavity however tends not to be symmetric around the jet axis (case of cores #7 and #8, see Figs. 3b-c). In marked contrast, core #15 developed outflow lobes with wider-open angle, 30°, cavities, and varying velocities when projected on the line-of-sight (see Fig. 4a). To give more general trends is however difficult because our observation limitations (effect of self-absorption and missing short spacings) preclude the detection of the outflow cavities developing close to the systemic velocity ($|\Delta V| < 10 \text{ km s}^{-1}$).

3.4. Cloud environment crossed by outflow lobes

We characterized the cloud density within which each outflow lobe develops by estimating the mean column density, or equivalently the visual extinction, of the cloud over the complete extent of each outflow lobe. The (filtered) column density along any given line of sight may be derived from $I_{7\text{m}}$, the 1.3 mm flux density measured in the 7 m-array continuum image in a 5.3''-beam, by:

$$\begin{aligned} N_{\text{H}_{2,\text{f}}} &= \frac{I_{7\text{m}}}{\Omega_{\text{beam}} \mu m_{\text{H}} \kappa_{1.3\text{mm}} B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}})} \\ &= 9.4 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} \left(\frac{I_{7\text{m}}}{\text{Jy beam}^{-1}} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

where Ω_{beam} is the beam solid angle, $\mu = 2.8$ is the mean molecular weight, m_{H} is the mass of atomic hydrogen, $\kappa_{1.3\text{mm}}$ is the dust opacity per unit mass column density at 1.3 mm, and $B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}})$ is the Planck function for a dust temperature T_{dust} . Because W43-MM1 is a warm and dense cloud, we assumed $T_{\text{dust}} = 23 \text{ K}$ and $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ (see arguments in Motte et al. 2018b). Since, due to interferometer filtering, scales larger than $\sim 21''$ are missing, we added a $A_{\text{V}}=130 \text{ mag}$ level measured at the outskirts of the W43-MM1 cloud ridge on the *Herschel* column density image, with 25'' resolution, by Nguyen Luong et al. (2013).

Equation 1 then leads to the following equation for the visual extinction, A_{V} :

$$A_{\text{V}} = \left(\frac{N_{\text{H}_2}}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \approx 130 \text{ mag} + 940 \text{ mag} \times \left(\frac{I_{7\text{m}}}{\text{Jy beam}^{-1}} \right). \quad (2)$$

A_{V} values span more than one order of magnitude, from 140 to 2600 mag (see Table 2). Since the median core environments should have rather homogeneous temperature and dust opacity, we estimate the relative uncertainty of our A_{V} values to be about 30% or less. Similarly, the large-scale filtered cloud structures have A_{V} values uncertain by up to 30%, $A_{\text{V}} = 130 \pm 40 \text{ mag}$. As for the absolute values of the visual extinction, they could be uncertain by up to a factor of two due to opacities which are generally badly constrained.

3.5. Knots in jets

Most of the molecular jets observed both in CO(2-1) and SiO(5-4) integrated maps consist of a continuous emission plus a succession of knots, which are emission peaks aligned along the outflow axis (see Figs. 3b-d, 4a-b and Figs. 9a-b, A2a-c). In order to validate the velocity coherence of these knots initially identified in space (see, e.g., Figs. 3b-d and 4a-b) and to characterize their velocity and intensity structure, we built Position-Velocity (PV) diagrams along the axis of each jet as defined in Sect. 3.3 and displayed in Figs. 3-4. In order to smooth local variations and gain in signal-to-noise level, we averaged the PV diagrams

over the mean width of molecular jets detected in W43-MM1, 0.6''. A smaller averaging width was taken when needed to avoid confusion from neighboring outflows. In Figs. 3-4, directions of molecular jets are indicated by arrows which follow the jet deflections when they exist. For the few molecular jets with strong deflection, the PV diagram is the juxtaposition of the ones built along each segment of the jet.

Figures 5a-c, 6a-f and 7a-b show the PV diagrams of the outflows that display several knots and are not too confused by other outflows. For a given core with a bipolar outflow, we chose to give negative position offsets to its red lobe and positive offsets to its blue lobe. PV diagrams present a very complex structure that varies from core to core and often, for a single core, from its red lobe to its blue lobe. As a general trend, the PV diagram of an outflow lobe is constituted of an intense emission at very low velocity plus several linear features/fingers that develop from these low velocities up to the highest velocities of the outflow. The low-velocity part of the outflow is not properly constrained by present observations as it corresponds to absorbed zones at the cloud velocity at rest (see Sect. 3.1). As for the fingers, most of them have velocities that increase approximately linearly with their positional offsets, and thus their distance, from the core. This distance-to-velocity relation, generally qualified as 'Hubble law' (see, e.g., review by Arce et al. 2007), is outlined by segments in Figs. 5-7. The best examples of fingers with Hubble law gas distribution can be found in the outflow lobes of core #8 and core #7 (see Figs. 5a and 5c). The tip, at high velocity, of these linear features are labelled with 'R' or 'B' plus their ordered number, because they correspond to the spatial knots observed along the jets (see Figs. 3b-c and 4a-b). We stress that this numbering does not indicate the pairs of (red and blue) knots that would have been simultaneously ejected by the protostar.

In total, we discovered 86 knots in the integrated maps and PV diagrams of CO(2-1), contributing to 38 out of 46 outflow lobes driven by 22 cores in W43-MM1. The mean number of jet knots per outflow lobe with at least one knot thus is ~ 2.3 . Interestingly enough, outflows that do not display any jet knot are low-velocity ($< 15 \text{ km s}^{-1}$, for cores #31 and #36) or are confused by the overlap with other outflows (cores #4, #11, and #14) (see Table 2 and Figs. 3b-c).

Table 3 lists each of the detected knots with the distance to their associated protostellar core or the connecting point between red and blue lobes, r_{knot} , and their velocity relative to the core velocity at rest, $\Delta V_{\text{knot}} = |V_{\text{knot}} - V_{\text{LSR}}|$. Velocities are measured on the high-velocity vertical segments associated to every knot, either at its local maximum or at half the segment when no clear maximum is observed (see Figs. 5-7). The uncertainties of knot velocities and positions were estimated to be $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$ and $\sim 0.2''$ ($\sim 0.005 \text{ pc}$), respectively.

Table 3 also lists the mean velocity offset of knots detected in each lobe, calculated as $\Delta V_{\text{lobe}} = \overline{\Delta V_{\text{knot}}}_{\text{lobe}}$. The uncertainty on ΔV_{lobe} is taken to be the dispersion between all the (1 to 8) measurements of V_{knot} with a minimum value of 3 km s^{-1} . While the dispersion is relatively small, typically $\sim 4-5 \text{ km s}^{-1}$ (see, e.g. Figs. 5b or 6a), four lobes have a dispersion larger than 10 km s^{-1} , among which the blue lobe of cores #8 and #15. The first one is the longest lobe in the sample and could display velocity wiggling like those found by Lee et al. (2015) or Choi et al. (2017). The second atypical lobe propagates in a complex environment. The velocity offsets measured for the blue and red lobes of the 15 bipolar outflows of Table 3 are similar to within $\sim 15\%$ or $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$, with the highest asymmetry measured for the high-mass cores #3, #7, and #16. Over the complete sample

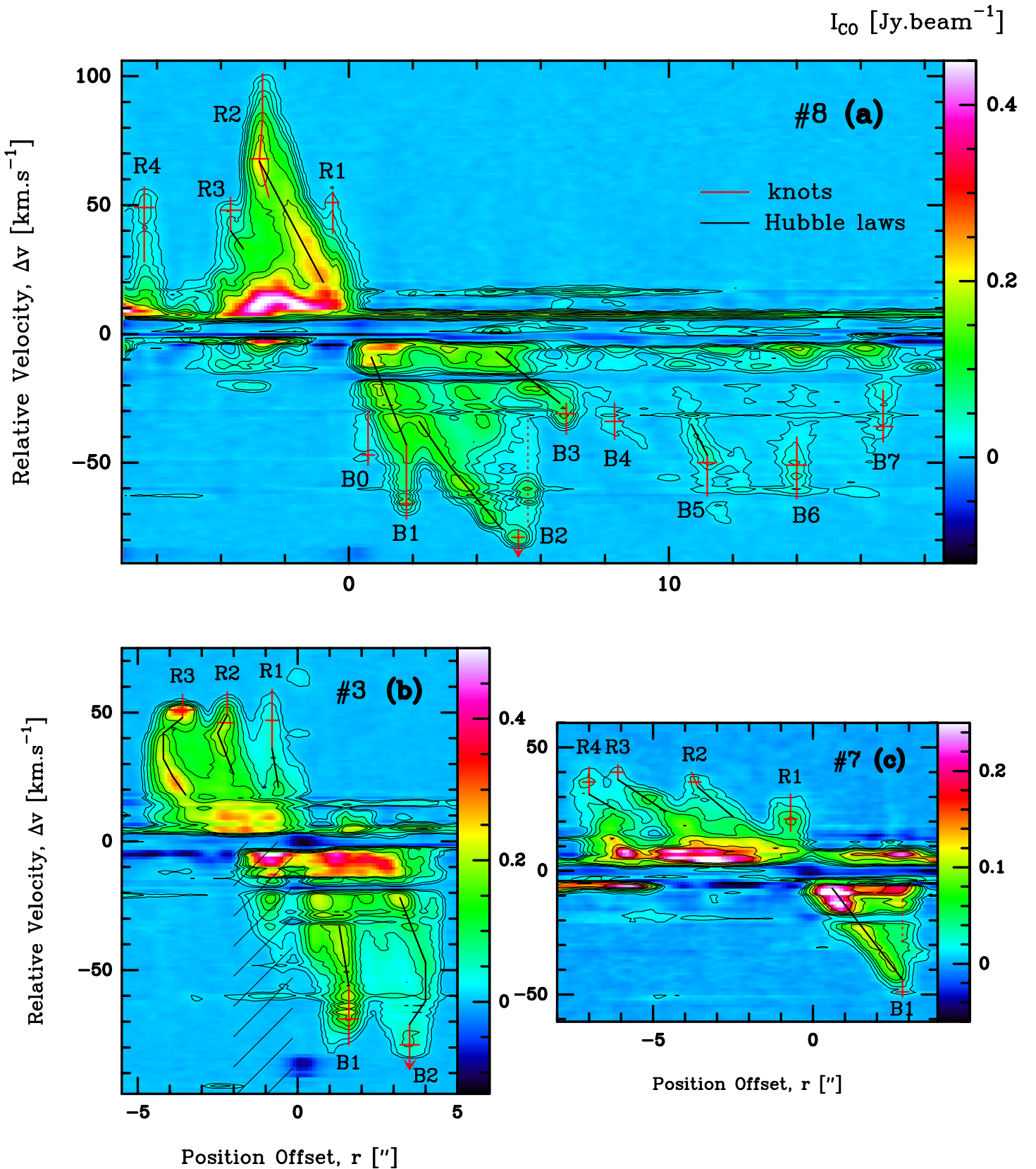


Fig. 5. PV diagrams along the molecular outflows of cores #8 (in **a**), #3 (in **b**), and #7 (in **c**). Position offsets, r on the X axis, are given with respect to the core center or the connecting point between the red and blue lobes. Negative and positive position offsets correspond to the red and blue lobes, respectively. Each figure has the same physical scales on the X axis and on the Y axis. Contours are 5, 10, 22 to 67 by 15 steps in unit of $\sigma_{\text{CO}} = 2.5 \text{ mJy beam}^{-1}$. Additional $16\sigma_{\text{CO}}$ contours are drawn in **a** and **c**. Vertical and horizontal segments in red locate the detected knots (at r_{knot} in Table 3) and outline their associated velocity range from which V_{knot} was measured. Segments with arrows in **a** and **c** indicate the knots whose velocity range is limited by absorption features. Fingers, with Hubble-law gas distributions connecting the knots with lower-velocity structures, are indicated with continuous black lines, gas layers possibly associated with lateral forward shocks are indicated with dotted red lines. The PV area confused by another outflow is hatched in **b**.

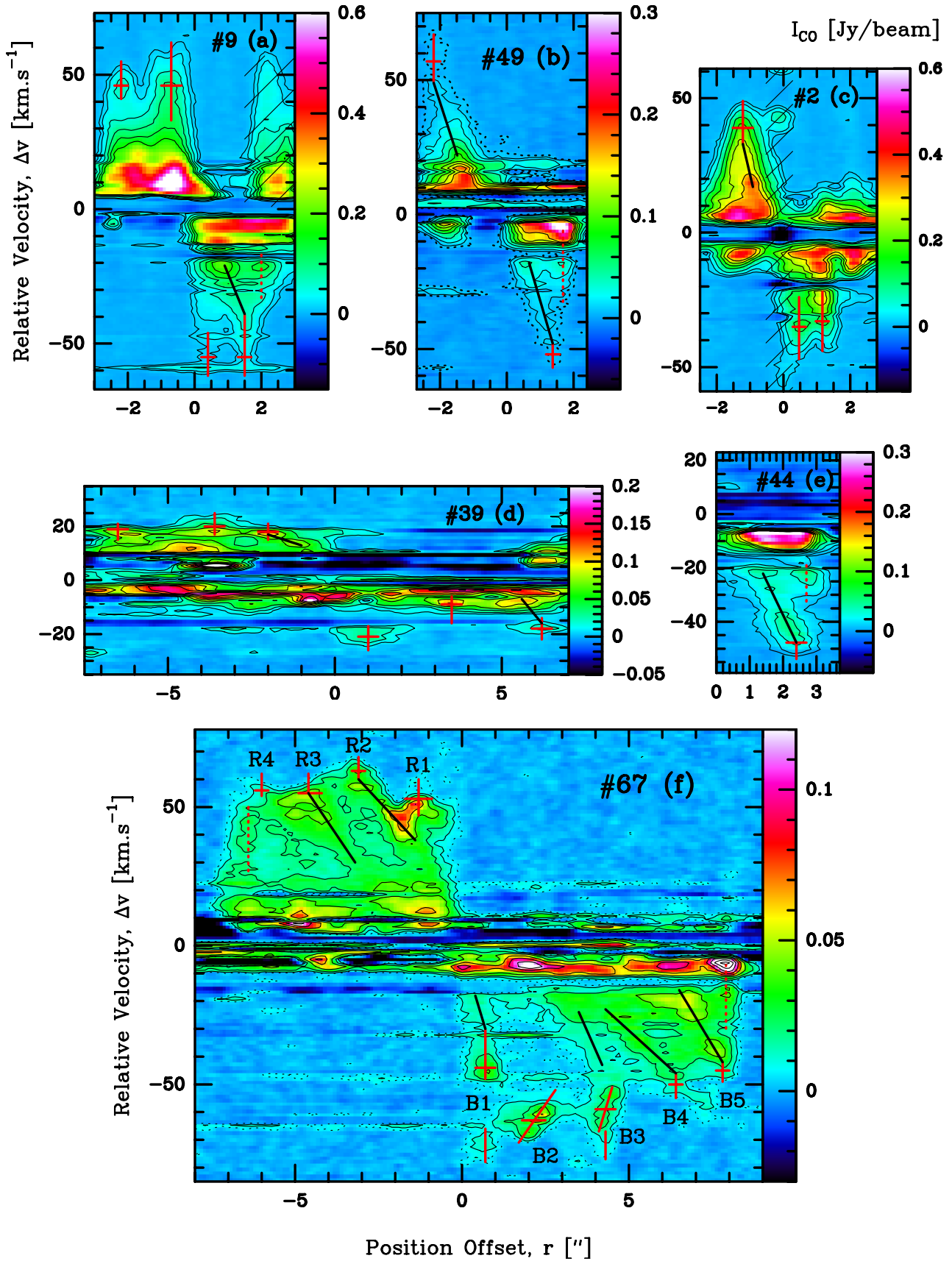


Fig. 6. PV diagrams along the molecular outflows of cores #9 (in **a**), #49 (in **b**), #2 (in **c**), #39 (in **d**), #44 (in **e**), and #67 (in **f**). Same convention of position offsets, segments, and lines as in Fig. 5. Contours are 5, 10, 22 to 67 by steps of 15 in **a**, 4, 8, 15 to 65 by steps of 10 in **b** and **d-f**, 5, 10, 22 to 122 by steps of 25 in **c**, in unit of $\sigma_{\text{CO}} = 2.5 \text{ mJy beam}^{-1}$. Additional $2\sigma_{\text{CO}}$ contours are drawn in dotted line in **b** and **f** to highlight weaker emission. PV areas confused by another outflow in **a** and hot core lines in **c** are hatched.

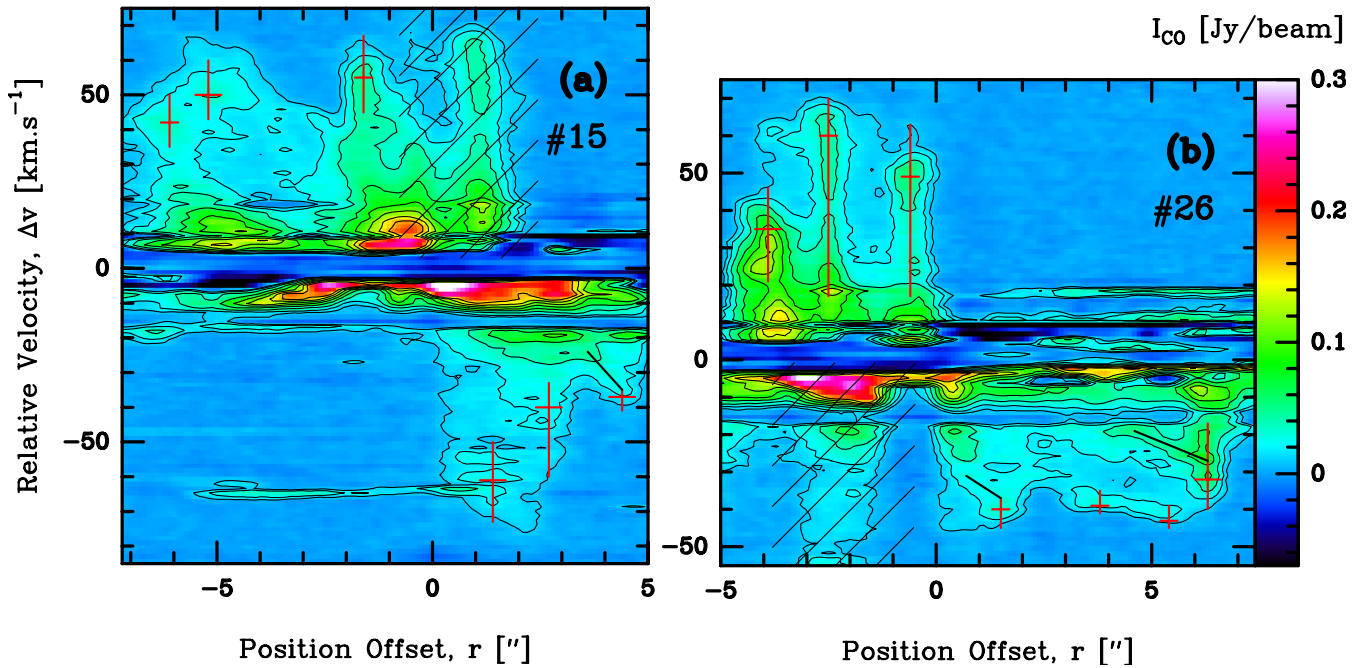


Fig. 7. PV diagrams along the outflows of cores #15 (in a) and #26 (in b). Same convention of position offsets, segments, and lines as in Fig. 5. Contours are 4, 8, 15 to 65 by steps of 10 in unit of $\sigma_{\text{CO}} = 2.5 \text{ mJy beam}^{-1}$. PV areas with confusion between the blue lobe of core #15 and the red lobe of core #26 are hatched.

of 46 lobes, the blue and red lobes have the same median value,
 $\frac{\Delta V_{\text{knot}}^{\text{blue lobe}}}{\Delta V_{\text{knot}}} \simeq \frac{\Delta V_{\text{knot}}^{\text{red lobe}}}{\Delta V_{\text{knot}}} \sim 42 \text{ km s}^{-1}$.

4. Discussion

With 46 outflow lobes detected, corresponding to 36 bipolar and 10 monopolar outflows, W43-MM1 is one of the richest protocluster found to date, in terms of outflows per area. In particular, it is twice richer than the nearby protocluster called NGC 1333 (Plunkett et al. 2013), over a similar spatial area, $\sim 1 \text{ pc}$. Our discovery is due to a combination of cluster characteristics – with a close-packed cluster of cores (Motte et al. 2018b) –, suitable angular resolution (2000 AU) to disentangle outflow lobes, and the detailed study in velocity cubes (see Sect. 3.1) allowed by the 1.3 km s^{-1} resolution. This sample of 46 outflow lobes, ejected by 27 individual cores from a single protocluster at an early stage of evolution, uniquely provides us with the opportunity to make meaningful statistical studies of outflow properties. We hereafter investigate the influence of the core mass and cloud environment on the main characteristics of outflows (see Sect. 4.1) and discuss the history of ejection events in W43-MM1 (see Sect. 4.2).

4.1. Outflows characteristics in a dynamical environment

The protostars that drive the outflow lobes listed in Table 2 have core masses spanning 2 orders of magnitude, $1.4 M_{\odot}$ to $102 M_{\odot}$ (Motte et al. 2018b). They could be the precursors of stars with masses ranging from $\sim 0.5 M_{\odot}$ to $\sim 80 M_{\odot}$, assuming a gas-to-star conversion factor of 30% – 80% (Alves et al. 2007; Bontemps et al. 2010; Louvet et al. 2014). Since the W43-MM1 protostellar population is young (Motte et al. 2003, 2018b), in agreement with the strong outflow collimation found in Sect. 3.3, we expect protostellar outflows to develop in a relatively pristine cloud, devoid of stellar feedback effects. The cloud regions crossed by

outflows have different densities, with visual extinctions varying from 140 mag to 2600 mag (see Table 2).

4.1.1. Outflow maximum length and velocity

Figures 8a-b compare the main characteristics of molecular outflows, its maximum length, with the mass of the launching cores and the extinction level, that is used as a proxy for the density in which the outflows propagate. While no relation is seen between the outflow length and the core mass in Fig. 8a, a clear anti-correlation of the length of outflow lobes projected on the plane of the sky with the visual extinction appears in Fig. 8b. A linear regression gives the relation $L_{\text{max}} \propto A_V^{\alpha}$ with $\alpha = -0.5 \pm 0.1$, with a Pearson correlation coefficient of -0.70 and a p-value of 7×10^{-8} . This anti-correlation is consistent with the asymmetry in size of the blue and red lobes driven by cores #7 and #8: 0.08 pc versus 0.18 pc and 0.44 pc versus 0.13 pc, respectively. Their longest outflow lobe indeed propagates away from the cluster and their shortest lobe toward the inner part of the cluster (see Figs. 3b-c).

We also compared the maximal velocity, ΔV_{max} , of the molecular jets with both the mass of the driving core and the background cloud extinction (see Figs. A3a-b). The large scatters of the observed points do not suggest any correlation. Note, however, that the unknown inclination of the individual lobes introduces errors on the length and velocity measurements, which we recall are projected on the plane of the sight and along the line of sight, respectively. As shown for dynamical times in Sect. 4.2.3, this should introduce a scatter when plotting observed length and velocity characteristics for the complete sample of 46 outflow lobes. This scatter could hide real physical trends, like those expected between the mass of the launching core and the outflow characteristics, in particular the correlation observed with the outflow momentum flux (e.g., Bontemps et al.

Table 3. Characteristics of the series of knots detected in the molecular jets driven by W43-MM1 protostars located in its center (top rows) and south-western (bottom rows) part.

Cores	Blue lobe					Red lobe				
	r_{knot}^a ['']	ΔV_{knot}^a [km s ⁻¹]	ΔV_{lobe} [km s ⁻¹]	t_{knot} [kyr]	Δt^b [kyr]	r_{knot}^a ['']	ΔV_{knot}^a [km s ⁻¹]	ΔV_{lobe} [km s ⁻¹]	t_{knot} [kyr]	Δt^b [kyr]
#1	0.4	35		0.3 ± 0.2		0.8	20	20 ± 3	1.0 ± 0.4	
#2	1.4	33	34 ± 3	1.0 ± 0.2	0.7 ± 0.4	1.2	39	39 ± 3	0.8 ± 0.2	
#3	1.6	69		0.5 ± 0.1		0.8	47		0.4 ± 0.1	
	3.5	79	74 ± 5	1.2 ± 0.2	0.7 ± 0.3	2.2	46	48 ± 3	1.2 ± 0.2	0.7 ± 0.3
#7						3.6	51		1.9 ± 0.2	0.7 ± 0.3
	2.8	49	49 ± 3	1.5 ± 200		0.7	21		0.5 ± 0.3	
#8				0.3 ± 0.2		3.8	36	33 ± 7	2.9 ± 0.8	2.4 ± 0.8
	0.6	47		0.9 ± 0.4	0.6 ± 0.4	6.1	40		4.7 ± 1.2	1.8 ± 0.7
	1.8	66		2.7 ± 1.0	1.8 ± 0.8	7.0	36		5.4 ± 1.3	0.7 ± 0.5
	5.3	79		3.5 ± 1.2	0.8 ± 0.5					
	6.8	31	49 ± 16	4.3 ± 1.4	0.8 ± 0.5					
	8.3	34		5.8 ± 1.9	1.5 ± 0.7					
	11.2	50		7.2 ± 2.4	1.4 ± 0.7					
	14.0	51		8.6 ± 2.8	1.4 ± 0.6					
#9	0.4	55		0.2 ± 0.1		0.8	51		0.4 ± 0.1	
	1.5	55	55 ± 3	0.7 ± 0.1	0.5 ± 0.2	2.2	46	46 ± 3	1.2 ± 0.2	0.8 ± 0.3
#10	0.6	27	27 ± 3	0.6 ± 0.3						
#12						0.7	39	39 ± 3	0.5 ± 0.2	
#13	0.7	26	26 ± 3	0.7 ± 0.3		0.5	22	22 ± 3	0.6 ± 0.3	
#16	0.4	56		0.2 ± 0.2						
	0.9	33	45 ± 12	0.5 ± 0.3	0.3 ± 0.3	0.9	58	58 ± 3	0.4 ± 0.1	
#18	0.8	26	26 ± 3	0.8 ± 0.3						
#19	0.4	23	23 ± 3	0.4 ± 0.3		0.3	22	22 ± 3	0.4 ± 0.3	
#22-a	0.3	36	36 ± 3	0.2 ± 0.2		0.6	36	40 ± 4	0.4 ± 0.2	
						1.8	44		1.1 ± 0.2	0.8 ± 0.3
#22-b						0.3	51	41 ± 11	0.2 ± 0.2	
						1.2	30		0.8 ± 0.3	0.6 ± 0.4
#23	0.9	36	36 ± 3	0.6 ± 0.2						
#49	1.4	53	53 ± 3	0.7 ± 0.1		2.1	56	56 ± 3	1.0 ± 0.1	
#15	1.4	61		0.8 ± 0.3		1.6	55		0.8 ± 0.2	
	2.7	40	47 ± 11	1.5 ± 0.5	0.7 ± 0.4	5.2	50	49 ± 6	2.7 ± 0.5	1.9 ± 0.4
	4.4	37		2.4 ± 0.7	0.9 ± 0.4	6.1	42		3.2 ± 0.5	0.5 ± 0.3
#26	1.5	40		1.0 ± 0.2		0.6	49		0.4 ± 0.2	
	3.8	39		2.5 ± 0.4	1.5 ± 0.4	2.5	60 ^b		1.5 ± 0.4	1.1 ± 0.4
	5.4	43	39 ± 4	3.6 ± 0.5	1.1 ± 0.4	3.9	35	42 ± 7	2.4 ± 0.4	0.8 ± 0.4
	6.3	32		4.1 ± 0.6	0.6 ± 0.2					
#29	1.5	31		1.2 ± 0.3						
	2.9	35	33 ± 3	2.2 ± 0.4	1.1 ± 0.4					
#44	2.4	46	46 ± 3	1.3 ± 0.2						
#39	1.0	21		1.6 ± 0.8		2.0	113		2.7 ± 0.7	
	3.5	9	16 ± 5	5.5 ± 2.1	4 ± 1	3.6	115	19 ± 3	4.8 ± 1.0	2.1 ± 0.9
	6.2	18		9.8 ± 3.4	4 ± 1	6.5	114		8.7 ± 1.6	4 ± 1
#59	0.8	50		0.5 ± 0.1		0.5	50		0.3 ± 0.2	
	2.0	45	45 ± 4	1.1 ± 0.2	0.7 ± 0.3	1.1	60 ^c	43 ± 7	0.6 ± 0.3	0.4 ± 0.3
	2.5	41		1.4 ± 0.2	0.3 ± 0.3	1.7	45		1.0 ± 0.3	0.4 ± 0.3
						2.3	33		1.4 ± 0.3	0.4 ± 0.3
#67	0.8	44		0.4 ± 0.2		1.3	53		0.6 ± 0.1	
	2.3	63		1.1 ± 0.3	0.7 ± 0.3	3.1	63		1.3 ± 0.2	0.8 ± 0.2
	4.3	59	52 ± 8	2.1 ± 0.4	1.0 ± 0.3	4.6	55	57 ± 4	2.1 ± 0.2	0.7 ± 0.2
	6.4	50		3.1 ± 0.6	1.0 ± 0.3	6.0	56		2.7 ± 0.3	0.6 ± 0.2
	7.8	45		3.8 ± 0.7	0.7 ± 0.3					

^(a) Distance and velocity offset of knots with respect to the core, uncertain by up to 0.2'' (0.005 pc) and 3 km s⁻¹ respectively.

^(b) Difference between dynamical timescales t_{knot} of successive knots.

^(c) This knot is part of the blue lobe of both core #26 and core #59. Because of this confusion, it is not used for ΔV_{lobe} calculations.

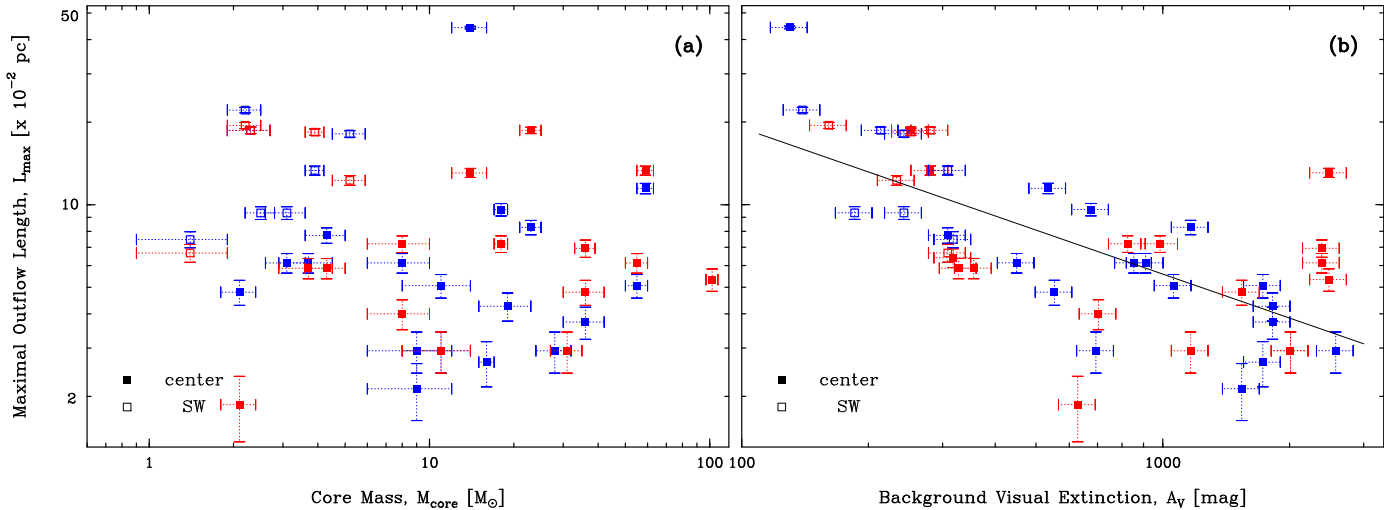


Fig. 8. Maximal outflow length observed projected on the plane of the sky, L_{\max} , vs. the mass of the launching core, M_{core} , (in **a**) and the visual extinction of the cloud background crossed by the outflow, A_V , (in **b**). For the longest outflows, measurements at their tip (in parenthesis in Table 2) are used instead of that averaged over their complete extent. Filled and empty squares pinpoint outflow lobes developing in the central and southwestern parts of W43-MM1, respectively. Blue and red colors show the blue- and red-shifted lobes, respectively. The anti-correlation found in **b** (best fit line $L_{\max} \propto A_V^\alpha$ with $\alpha = -0.5 \pm 0.1$) suggests that molecular outflows are shorter in denser environments.

1996; Duarte-Cabral et al. 2013; Maud et al. 2015).

Regardless the correlations or non-correlations discussed above, they are all obviously limited by our ability to detect protostellar outflows in the central part of W43-MM1. This ridge contains extremely-dense, $10^4 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (see Sect. 3.4, Nguyen Luong et al. 2013; Louvet et al. 2014, 2016), material that should slow down the propagation of molecular outflows. While no global slowing down is observed in Fig. A3b, the inspection of the PV diagrams of the asymmetric outflows of cores #8 and #7 possibly give some insights (see Figs. 5a and 5c). For core #8, the velocity of knots, when they remain observable, are not much impacted, with the velocity offsets, ΔV_{knot} , of R3 and R4 similar to that of R1 (see Fig. 5a) and to the mean velocity of the blue knots, $\overline{\Delta V_{\text{knot}}^{\text{blue lobe}}}$ (see Table 3). In contrast, the series of nested shock structures, seen in the PV diagram of Fig. 5a as a continuous emission plateau over $\Delta V \approx 20-40 \text{ km s}^{-1}$ connecting knots, is less extended in the X axis for the red lobe (containing R1 to R3) than for its blue counterpart (containing B0 to B3): $\sim 0.1 \text{ pc}$ vs. $\sim 0.19 \text{ pc}$. It also gets more intense at low velocity, reaching $I_{\text{CO}} = 0.5 \text{ Jy/beam}$ vs. $I_{\text{CO}} = 0.3 \text{ Jy/beam}$. These two last elements suggest quenching/containment of the outflowing gas by the denser gas of the globally infalling cloud structure inside which outflows develop. A similar trend is observed in Fig. 5c, where the complete red lobe of core #7 is twice less extended than its blue lobe.

Besides the increased pressure expected for an increased density, the complex kinematics of W43-MM1 should be considered. The W43-MM1 ridge is indeed a highly dynamical cloud with $5 - 10 \text{ km s}^{-1}$ gradients (Nguyen Luong et al. 2013; Louvet et al. 2016) and inflowing gas at several tens of km s^{-1} (Louvet 2015). These complex gas dynamics result in a blurring effect along the velocity axis that prevents the identification of molecular outflows with velocities lower than $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$. Other processes, such as the global infall that was reported in W43-MM1 by Motte et al. (2005) and Cortes et al. (2010), could also slow down or even disperse the gas contained within protostellar outflows. This global infall is probably neither spherical nor con-

tinuous in time but it would rather consist of sporadic accretion flows along filaments thus following privileged directions (e.g., Schneider et al. 2010; Peretto et al. 2013; Motte et al. 2018a). The most massive protostars #1 and #4 are the best sites where this scenario could apply since they are located at the center of gravity of the infalling protocluster (Herpin et al. 2012; Cortes et al. 2010) and they only developed small, low-velocity monopolar (red) outflows (see Fig. 3c). Interestingly, both their missing lobes and the largest gas inflow observed toward the clump hosting cores #1 and #4 are from the blue-shifted part of the spectrum (Pouteau et al. in prep.). Therefore one can expect this inflow of material to partly quench and disperse the outflowing gas, thus preventing the development of well-organized blue lobes. The general lack of cavity shells developing around each molecular jet could as well be explained by the dispersal of these moderate-velocity outflow components by infalling gas. Numerical simulations of protostellar outflows interacting with a dense and dynamical environment are definitively needed to go beyond the qualitative hints given above. They could use the shape in PV diagrams of both the high-velocity part of the plateau and the low-velocity arch observed in, e.g., Fig. 5a, to distinguish the passive quenching of density from the active dispersion of a complex gas inflow.

4.1.2. Outflow chemistry through CO versus SiO tracers

Another argument for the large impact of the cloud kinematics on W43-MM1 outflows arises from the comparison of SiO(5-4) and CO(2-1) tracers. SiO has indeed proven to give insights on the cloud chemistry and, as a result, on the cloud dynamics (e.g., Louvet et al. 2016).

In total 42 out of the 46 outflow lobes (i.e. 91%) are detected both in CO(2-1) and SiO(5-4) (see Figs. 9a-b and A2a-c). Such a high detection rate of the molecular outflows in SiO is frequent in high-mass star-forming regions (see however Widmann et al. 2016). Low-angular resolution surveys of the SiO(2-1), (3-2) or (5-4) emission lines toward 50-400 high-mass molecular clumps indeed reported detection rates as high as $\sim 60\%-90\%$ (López-Sepulcre et al. 2011; Csengeri et al. 2016; Li et al. 2019).

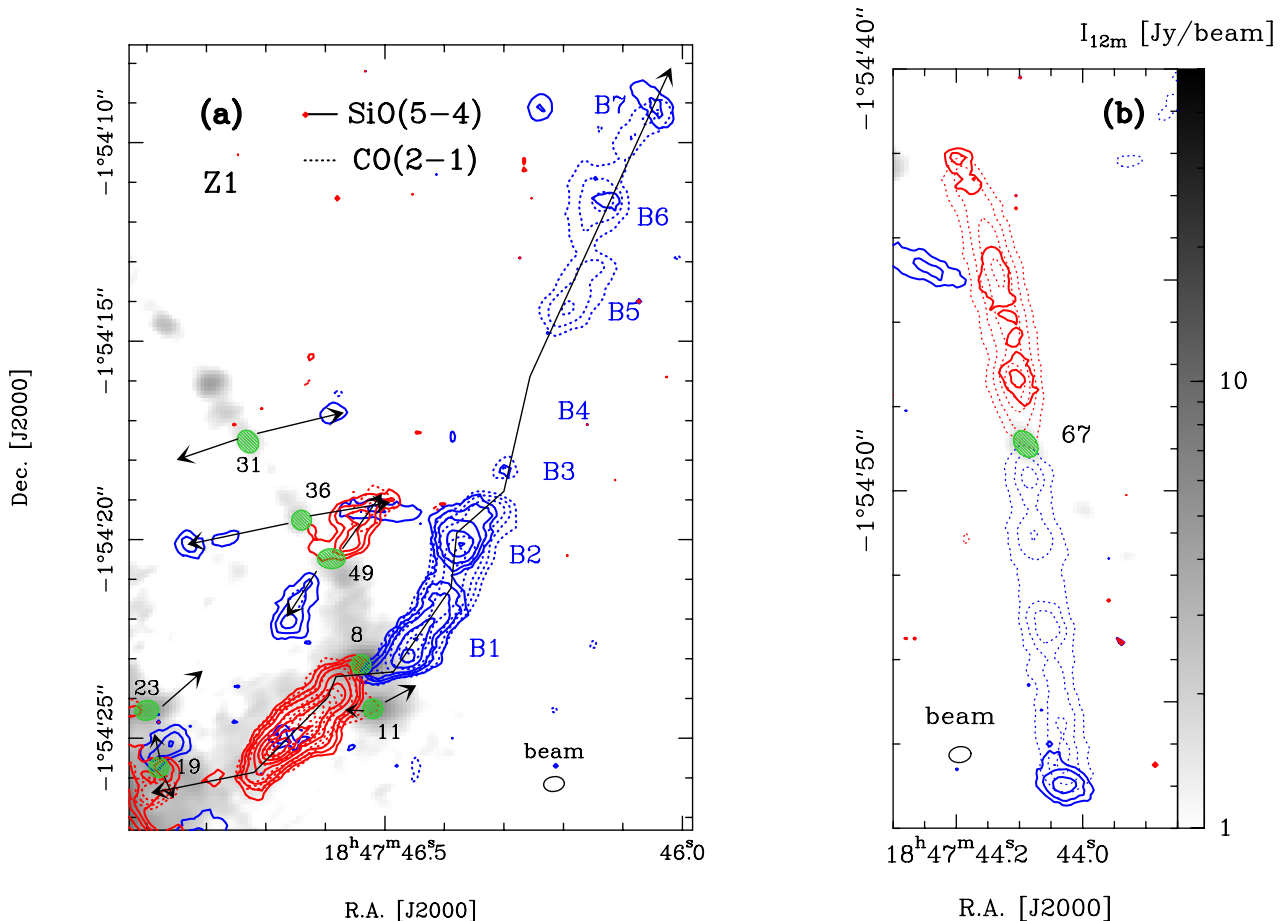


Fig. 9. Molecular outflows observed in SiO(5-4) compared with their CO(2-1) emission in the central region (in **a**, Z1 field of Fig. 3a) and in the surrounding of core #67 (in **b**). The SiO line is integrated over $43 - 93 \text{ km s}^{-1}$ (continuous blue contours) and $103 - 153 \text{ km s}^{-1}$ (continuous red contours), with contours of 6, 11, 18 to 198 by steps of 15 (in **a**) and 5, 10, 20 (in **b**), in unit of $\sigma_{\text{SiO}} = 23 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. The CO line is integrated over $21 - 64 \text{ km s}^{-1}$ (dotted blue contours), with contours 7, 15, 30 to 270 by steps of 40 (in **a**) and 5, 12, 19 (in **b**), in unit of $\sigma_{\text{CO,B}} = 32 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$; and $128 - 158 \text{ km s}^{-1}$ (dotted red contours), with contours of 7, 15, 30 to 280 by steps of 50 (in **a**) and 5, 15, 30, 45 (in **b**), in unit of $\sigma_{\text{CO,R}} = 22 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. Contours are overlaid on the 1.3 mm continuum emission of the 12 m array (gray scale). Green ellipses locate the W43-MM1 cores, arrows (sometimes broken) indicate the direction of their outflows. Knots of the molecular outflow of core #8 are labelled B1 to B7.

These rates are in marked contrast with the rare detection of the SiO(5-4) emission line toward low-mass star-forming regions. For instance, less than 30% of the ~ 20 best-known outflows arising from low-mass protostars have been detected by Chandler & Richer (1997) and Gibb et al. (2004). This discrepancy is most likely due to the excitation conditions of the SiO(5-4) emission line, that has a high critical density of $(5 - 10) \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Such high densities are more easily reached in high-mass than in low-mass star-forming regions.

Beyond the detection rate of the molecular outflows in the SiO(5-4) emission, the important new result here is that the morphologies of SiO outflows are very similar to those of the CO outflows (see Figs. 9a and A2a-c). The high-angular resolution studies by Duarte-Cabral et al. (2014) and Zhang et al. (2015) reported a similarity, but less striking, for 10–20 outflow lobes in Cygnus X and IRDC G28.34+0.06P1, respectively. This excellent correlation between CO and SiO probably stems from the peculiar chemistry of SiO in W43. We recall that the most efficient path for the SiO formation is a gas phase reaction between O_2 and Si (Le Picard et al. 2001). Getting Si in the gas phase generally requires high-velocity shocks that will erode the core of the dust grain ($\geq 25 \text{ km s}^{-1}$, Schilke et al. 1997; Gusdorf et al. 2008). In W43-MM1, Louvet et al. (2016) have how-

ever shown that a wide-spread SiO emission was associated with low-velocity shocks ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$). They explained this atypical association by the presence of a fraction of the total Si abundance (1% to 10%) in the form of SiO located in the mantle of the dust grain. Such hypothesis can be explained if a first event of high-velocity shocks formed the SiO that got depleted onto the mantle of dust grain. This proposed peculiarity would permit that SiO emits over a large range of shock velocities within the outflows of W43-MM1, and not only where high-velocity ($> 25 \text{ km s}^{-1}$) shocks are present.

In this respect, the case of core #67, the most isolated core of the W43-MM1 protocluster, is enlightening. It drives a bipolar outflow that is nicely traced in CO(2-1) whereas SiO(5-4) is only detected at the terminal bow shocks, plus a few locations along the red-shifted lobe (see Fig. 9b). The core #67 is located in a background cloud with visual extinction four times lower than the median $A_V = 600 \text{ mag}$ value. We speculate that along the outflow of core #67 the volume density is not enough to reach the critical density of the SiO(5-4) emission line, except at the terminal bow shocks. The blue lobe of core #8 shows another good example of the impact of the cloud density on the SiO detection in outflows. While the first part of the jet develops in gas column densities typical of the central region, $A_V \approx 400 \text{ mag}$,

its second part is characterized by a lower background level, $A_v \approx 150$ mag. The first knots, labeled B0 to B2, propagating in high-density gas are strongly detected in SiO ($>20\sigma_{\text{SiO}}$, see Fig. 9a), while the knots further away, labeled B3 to B6, are not or barely detected ($\leq 6\sigma_{\text{SiO}}$). Finally, the furthest knot, labelled B7, is itself detected; it probably corresponds to the terminal bow shock of the outflow lobe, which presents a stronger density.

4.1.3. Angle of ejection versus the direction of outflow lobes

A last argument for the influence of cloud kinematics on W43-MM1 molecular outflows comes from the study of outflow propagation directions. As shown in Figs. 3b-d and 4a-b, we observed changes of directions for the longest molecular jets. Most of them are consistent with ‘wiggling’, periodic oscillation of the atomic and/or molecular jet position (see outflows ejected by cores #8, #3, #9, and #39 in Figs. 3b-d and Fig. 4a). This pattern could be a signature of jet precession, associated with the misalignment of the rotation and magnetic-field axes or orbital motion due to the presence of close multiple protostars (e.g., Terquem et al. 1999).

When the separation of protostellar multiples is large, one could expect multiples to have formed from the fragmentation of the envelope rather than from that of the disk. Their outflow would then have a greater probability of being misaligned, which would facilitate the detection of multiple outflows driven by multiple protostars hosted in a single core. The only clear-cut case of ejections from multiple systems is observed for core #22. It drives a first bipolar outflow along the NE-SW direction (#22a in Table 2) and a single red lobe (#22b) almost perpendicular to #22a (see Fig. 3c). This small detection number of multiple outflows (1 out of 27 cores) could be understood if secondary outflows tend to be weaker and/or lower velocity or if multiples would generally have small separations. The first interpretation would point to uneven mass binaries, which is amiss for a cluster dominated by high-mass protostars (Duchêne & Kraus 2013). The second interpretation recalls results obtained for young Class 0s (Maury et al. 2010) and agrees with the youth of the W43-MM1 protostars, inferred from their low luminosity (Motte et al. 2003, 2018b) and strong outflow collimation (see Sect. 3.3 and Figs. 3-4).

In a few cases, long portions of the molecular jets are deflected, a pattern sometimes inconsistent with jet wiggling. In particular, the red lobes of cores #7 and #67 show, at their mid-length, a bend of $\sim 30^\circ$ and $\sim 10^\circ$, respectively (see Figs. 3c and 4b). For core #67, the gradual bend of its red lobe is in marked contrast with the blue counter-jet that stays straight and narrow along its whole length. In the case of core #7, one cannot directly compare the red bent lobe to its blue counterpart because the latter develops in an environment confused by other outflows. Since these two bends are obvious and occur locally, three interpretations are possible. These outflows could have encountered an obstacle, as for instance a dense core although none were yet detected at the location of these bends. These deflections could also trace density inhomogeneities in the surrounding medium, assuming molecular outflow consists of entrained gas loosely associated with the jet – as gas forming the cavity shell. Otherwise, if outflows, and especially jet-like outflows, are constituted of both ejected and dragged molecular gas, outflow deflection would indicate that outflows propagate in a gas stream with varying velocities. This third interpretation seems to be the most likely since the W43-MM1 cloud consists of several layers of gas, which all host cores and move at several km s^{-1} relative to each others and thus relative to some of the cores (Louv

2015). Similar outflow bends have been observed for a few protostars, including IRAS 4A and IRAS 18162-2048 (Choi 2005; Fernández-López et al. 2013).

Another deflection could also explain the peculiar behavior of the blue lobe of core #8. At high velocities ($\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$), its blue jet is not aligned with the core center and points toward core #11, located $0.8''$ away. At lower velocities however, it connects with core #8, following a direction similar to the last ejection (first knot) of the red outflow lobe. This strong global deflection, with an angle of $\sim 40^\circ$ and the velocity gradient ($\sim 3500 \text{ AU}$ over 60 km s^{-1}) observed perpendicular to the jet suggest that the blue outflow lobe of core #8 strongly interacted with the surrounding gas, at the location of this bend, $\sim 0.08 \text{ pc}$ east from the core. We cannot exclude that similar deflections happened in other molecular outflows (especially those of cores #3 and #9) since they generally are smaller in size and/or more confused by nearby outflows. Further investigations of the cloud structure and kinematics are necessary to properly conclude on the main reason for the outflow deflections observed here.

The three elements presented in Sects. 4.1.1–4.1.3 argue for a large impact of the dynamical environment of molecular outflows on their characteristics. While the maximum velocity of outflows may not strongly be influenced, their length, chemistry, and direction angle are.

4.2. History of outflow ejections and protostellar accretion

Molecular outflows have been widely used to trace the history of protostellar accretion. Here, we measure the dynamical timescale of the 28 protostellar outflows developing in W43-MM1 (Sect. 4.2.1) and use PV diagrams (Sects. 4.2.2-4.2.3) to constrain the history of outflow ejection and protostellar accretion in this region (Sect. 4.2.4).

4.2.1. Dynamical timescales

Determining protostellar ages is far from trivial. Estimations are obtained from various indirect measurements such as the protostar location in envelope mass vs. luminosity diagrams, spectral energy distribution (SED) slopes, chemical ages, or the dynamical timescale of outflows. We here estimated the dynamical timescale of outflows using two different methods. The first one classically estimates it as the ratio between the maximum length and maximum velocity of outflows, $t_{\text{dyn}} = L_{\text{max}}/\Delta V_{\text{max}}$. Since these maximum values, listed in Table 2, are independently measured in the CO cube, length and velocity do not necessarily correspond to the same gas element and, even less, to the furthest knot corresponding to the oldest ejection event. We therefore adopted as second estimation of t_{dyn} the maximum value of the dynamical timescales of knots. They were estimated as the ratio of the distance from the knot to the core and the velocity (offset) of the outflow lobe in which it formed, $t_{\text{knot}} = r_{\text{knot}}/\Delta V_{\text{lobe}}$ (see Table 3 and Sect. 3.5). The uncertainty of this dynamical timescale depends on the dispersion of V_{knot} and on the angular resolution used to identify knots in each PV diagram, here half of the beam ($\sim 0.2''$ or $\sim 0.005 \text{ pc}$). We consider that this second method provides the most reliable estimates of the ejection timescale. The two timescale estimates given above are consistent to within the uncertainties for 19 out of the 23 cores or multiples (see Fig. 10a). The dynamical timescales of outflows in W43-MM1, before any correction of projection effects, range from 400 yr to 10^4 yr , with a median value of $\sim 1500 \text{ yr}$.

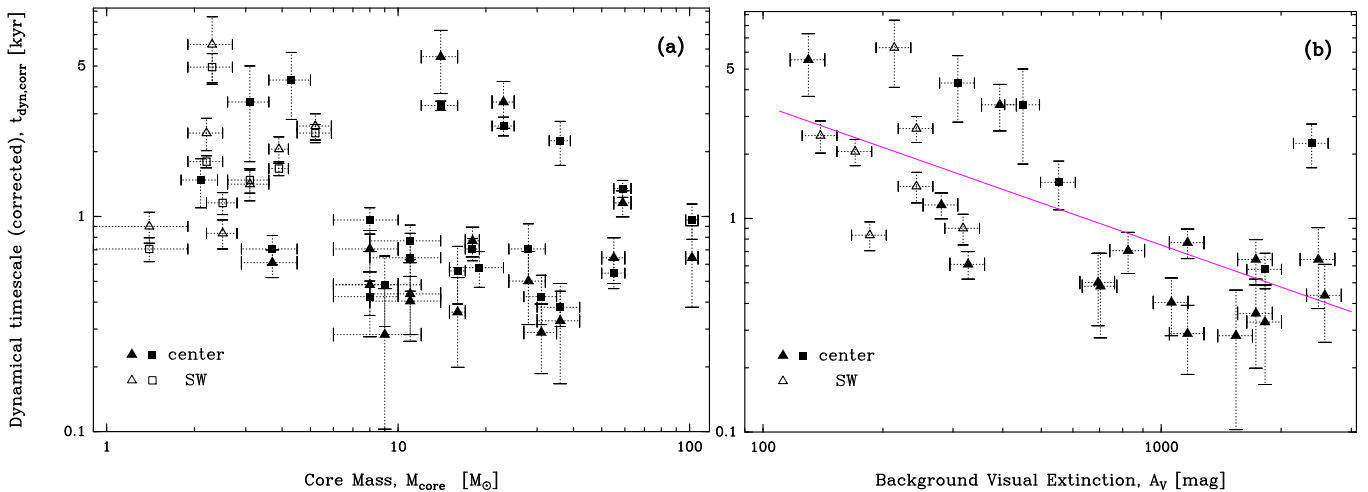


Fig. 10. Outflow dynamical timescale corrected for a mean projection angle of 57.3° , $t_{\text{dyn,corr}}$, vs. the mass of the launching core, M_{core} , (in **a**) and the visual extinction of the cloud background crossed by the outflow, A_V , (in **b**). The dynamical timescale of a given core is evaluated in two ways: as the oldest ejection event (triangles) and as the $L_{\text{max}}/\Delta V_{\text{max}}$ ratio (squares). Both dynamical timescales are plotted in **a**, showing that they generally are consistent within errorbars. A single estimate is used in **b**, that corresponds to the oldest ejection event (triangles) when it can be measured and the $L_{\text{max}}/\Delta V_{\text{max}}$ ratio otherwise (squares). No significant correlation is observed in **a**. The anti-correlation between t_{dyn} and A_V in **b**, $t_{\text{dyn}} \propto A_V^\alpha$ with $\alpha = -0.7 \pm 0.1$ (magenta line) and a Pearson correlation coefficient of -0.67 , recalls that between L_{max} and A_V in Fig. 8b.

To estimate the real values of dynamical timescales, one needs to correct for projection effects, process which is hazardous when the inclination angle remains unknown (see however Sect. 4.2.3). Measured velocities and lengths in fact are velocities projected along the line of sight, $\Delta V_{\text{max}} = \Delta V_{\text{real}} \times \cos(i)$, where i is the angle to the line of sight, and lengths projected on the plane of the sky, $L_{\text{max}} = L_{\text{real}} \times \sin(i)$. The dynamical timescales corrected for the projection angle would then be $t_{\text{dyn,corr}} = t_{\text{dyn}} / \tan(i)$. Assuming a random distribution of inclination angles, the mean value is given by $\bar{i} = \int_0^{\pi/2} i \sin(i) di = 1 \text{ rad} = 57.3^\circ$. This leads to dynamical timescales that, once statistically corrected for homogeneous projection effects, range from $t_{\text{dyn,corr}} = 280 \text{ yr}$ to 6300 yr (see Fig. 11).

Figures 10a–b display the dynamical timescale of protostellar outflows as a function of the mass of the launching core and as a function of the visual extinction of the background cloud. While no correlation is observed with the core’s mass (see Fig. 10a), an anti-correlation is found between the dynamical timescale of outflows and the visual extinction of the background they cross (see Fig. 10b). As shown in Figs. 10a–b, the dynamical timescale of outflows in the central part of W43-MM1 (filled symbols) seems on average – but not systematically – a couple of times shorter than the dynamical timescale of protostellar outflows in the south-westernmost part of W43-MM1 (empty symbols). At face value and, assuming that this dynamical time is representative of the complete ejection history and thus of the true protostellar lifetime, this would imply that cores in the central region are twice younger than those in the south-west. This would suggest that cloud and subsequent star formation would have started in the south-western part of W43-MM1 first. This fits in the framework of recent cloud formation models (e.g., Lee & Hennebelle 2016; Vázquez-Semadeni et al. 2019), where several cloud and star formation events sum up to form the final population of stars. That said, the anti-correlation observed in Fig. 10b recalls the one found in Fig. 8b between L_{max} and A_V . We recall that outflows in the central part of W43-MM1 generally arise from massive protostars and develop in dense environments (Motte et al. 2018b, and Table 2). Therefore, the trend ob-

served here could be completely environmental (see Sect. 4.1). In any case we stress that outflow dynamical timescales should only be considered as rough estimates of the protostellar lifetimes. A first reason is that outflows very likely get missed or dispersed in the cloud, if they do not simply fall below our detection limit. A second important reason is that our angular resolution does not allow to measure the velocity of the atomic and/or molecular jet directly ejected by the protostar, but only the velocity of the entrained molecular layer that could be a factor of a few to ten times slower.

4.2.2. PV diagrams as open books on ejection variability

To go beyond the global characterization of outflow lobes and study the evolution of the ejection process, PV diagrams are among the most powerful tools. The PV diagrams of Figs. 5a–c, 6a–f, and 7a–b display fingers that generally have velocities that increase, approximately linearly, with their positional offsets, and thus with their distance, from the core. This is nicely illustrated by the handful of linear features found in the outflow lobes of core #8 (connected to knots R2, B1, B2 in Fig. 5a), of core #7 (connected to knots R2, R3, B1 in Fig. 5c), of core #49 (see Fig. 6b), and of core #44 (see Fig. 6e). Interestingly, the slope of these fingers tends to be steeper or even vertical close to the core and shallower afterwards (see B1, B2, and B3 in Fig. 5a and R1, R2, and R3 in Fig. 5c). In a ballistic scenario, this behavior could indicate that the molecular ejecta plus the gas layer at its immediate interface, both lying within our spatial resolution unit, are initially all located at close distances from the core with various velocities. Then after propagation, the ejecta, roughly corresponding to the knot, reaches further distances than the entrained gas layer that now draws a finger in the PV diagram. Similar changes of slopes have been predicted by models of variable ejections (e.g., Rohde et al. 2019). The distance-velocity relations of these fingers are frequently referred to as ‘Hubble laws’. We here interpret them as the sum of 1/ molecular gas ejected by the protostar and ballistically propagating plus 2/ ambient gas dragged and accelerated by the jet (see also Arce et al. 2007;

Rohde et al. 2019). In our case, fingers with Hubble-law gas distributions represent traces of enhanced ejection events that add to a more continuous average ejection level.

At the tip of these fingers observed in PV diagrams (see particularly Figs. 5a-c and Figs. 6b-c, 6f), vertical segments appear that correspond to knots. These knots, also called internal shocks, mark enhanced velocity and density spots of the forward shock where the ejecta and/or its accompanying accelerated gas catches up with slower material from previous ejections (e.g., Jhan & Lee 2016). In some PV diagrams, a gas layer/structure presents a vertical or strongly declining slope that connects the knot to the V_{LSR} , recalling the features seen in simulations (e.g., Lee et al. 2001). This gas layer could correspond to the lateral forward shocks.

In our general case, fingers with increasing velocities, knots, and layers with decreasing velocities create triangular-shape structures in the PV diagrams (see Figs. 5a, 5c, Figs. 6a-b and 6e-f). Several of these triangular shape structures add up forming nested shocks that appear like a continuous emission plateau in the PV diagrams (see, e.g., Figs. 5a, 5c). At large offsets, most of the low- to intermediate-velocity ($<30 \text{ km s}^{-1}$) emission disappears from PV diagrams, leaving the high-velocity vertical segments relatively isolated (case of B5 to B7 in Fig. 5a). For a couple of knots, their highest velocity appears upstream, drawing a ‘slow-head, fast-tail’ profile (see B2 and B3 of core #67 in Fig. 6f). Santiago-Garcia et al. (2009) and more recently Jhan & Lee (2016) attributed these ‘inverse-Hubble laws’ to projection effects of internal shocks, in agreement with the pulsed jet simulations of Stone & Norman (1993).

Most of the PV diagrams observed for outflow lobes of W43-MM1 protostars display several knots (see, e.g., Figs. 5a-c and 6f). This probably is the signature of episodic ejection, with variation of the velocity and/or of the mass of the gas ejected, which could be related to episodic accretion. When observed with lower spatial and/or spectral resolutions or lower sensitivity, only the high-velocity part of the PV diagram stands out. These velocity peaks, corresponding to internal shocks, are then the only structures that can clearly be identified. When several velocity peaks appear, PV diagrams present a jagged profile sometimes called ‘Hubble wedge’ (Arce & Goodman 2001; Stojimirović et al. 2006; Arce et al. 2013; Plunkett et al. 2015), that should resemble to a smoothed version of, e.g., Fig. 5a.

4.2.3. Time span between consecutive ejection events and projection effects

Despite the fact that most of the lobes in the central region seem limited by the environment (see Sect. 4.1), 22 lobes from 14 cores or multiples display two knots or more. For those, we measured the timescale difference between knots, Δt (see Table 3), suggesting it could be an estimate, within the limit of projection effects, of the time between two successive ejection events. The distribution of the 48 Δt values between these 72 knots varies from 290 yr to 4300 yr, with a median of ~ 780 yr (before correction for projection effect). Since, for each lobe, we used the same velocity to calculate all t_{knot} values, the Δt measurements mostly relate to the distance between consecutive knots, Δr , through the equation $\Delta t = \Delta r / \Delta V_{\text{lobe}}$. Uncertainties of about 200 yr have been calculated using those set for ΔV_{lobe} (see Table 3) and a constant uncertainty of $0.4''$ for Δr . Figure 11 displays the distribution of timescale differences between knots. Our Δt sample should be complete as long as the referred two knots can be separated in the PV diagrams. This will be the case when their relative distance exceeds the spatial resolution

of the CO cube, $\text{FWHM} = 0.013 \text{ pc}$, and their velocity offset the first quartile from which Δt values are measured in our sample, $\Delta V_{\text{lobe}} \sim 33 \text{ km s}^{-1}$ (see Sect. 3.3 and Table 3). When corrected for an average projection angle of 57.3° , the median time span between ejection events and the 75% completeness limit of our sample are ~ 500 yr and ~ 250 yr. The histogram of Fig. 11 clearly peaks at ~ 500 yr, well above the completeness level, suggesting that a typical timescale between two ejecta exists in W43-MM1.

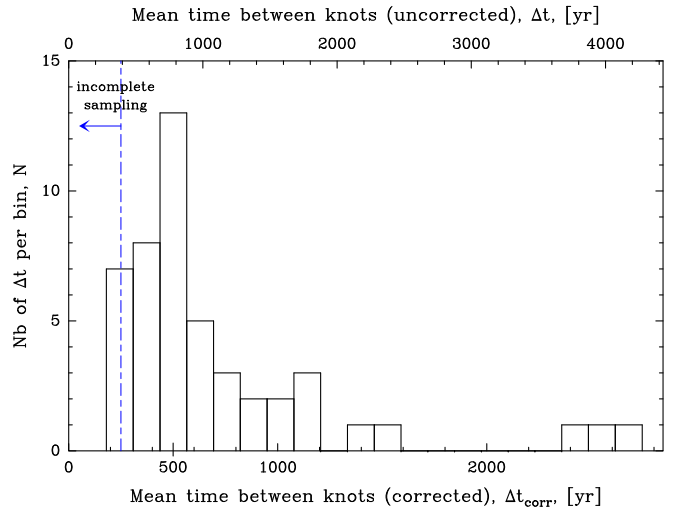


Fig. 11. Distribution of the timescale differences between successive ejection events. The top and bottom axes show the timescales before and after the correction by an homogeneous inclination angle of 57.3° , Δt_{corr} and Δt respectively. The 75% completeness limit, ~ 250 yr after deprojection, is represented with a dashed line. Outflows display a variability with a typical timescale, corrected for projection effects, of $\overline{\Delta t_{\text{corr}}} \sim 500$ yr.

We evaluated the projection effects of Δt measurements by considering two extreme configurations presented in Figs. 12a-b. First, we assumed that ejections in W43-MM1 have the same periodicity throughout the whole cluster and that the observed dispersion is entirely due to projection effects. We recall that measured distances and velocities are projected on the plane of the sky and on the line of sight, respectively: $\Delta r = \Delta r_{\text{corr}} \times \sin(i)$ and $\Delta V_{\text{lobe}} = \Delta V_{\text{lobe,corr}} \times \cos(i)$. In order to look for strong projection effects, we plotted the mean distance between knots of a given lobe, $\overline{\Delta r}^{\text{lobe}}$, against the mean velocity of knots relative to the V_{LSR} , ΔV_{lobe} (see Fig. 12a). We assumed that the most probable inclination angle, 57.3° , is associated to lobes in the median mode of our sample, which means those that present a median distance between knots of $\overline{\Delta r}^{\text{lobe}} = 1.5''$ (or 8300 AU) and a median velocity of $\Delta V_{\text{lobe}} = 45 \text{ km s}^{-1}$. A configuration with a single periodicity implies inclination angles varying from 29° to 81° to cover the full dispersion in our sample. In Fig. 12a, we plotted the $\overline{\Delta r}^{\text{lobe}}$ vs. ΔV_{lobe} linear relations expected for the most probable inclination angle of $i = 57.3^\circ$ and for the first and last quartile angles, $i = 41^\circ$ and $i = 75^\circ$. Most lobes of our sample lie within this 50% percentile zone, with striking outliers being lobes driven by core #39 (see Fig. 12a). The low-velocity, long outflow lobes (see Figs. 4a and 6d) driven by core #39 could be lying close to the plane of the sky, $i \geq 80^\circ$. If however the low-velocity outflow is intrinsic to the core, the latter could be more evolved than the typical cores of W43-MM1. On the other hand, the high-velocity, short outflow lobes driven by core #59, and to a lesser extent the blue lobe of core #16 (see Figs. 3c and 4a)

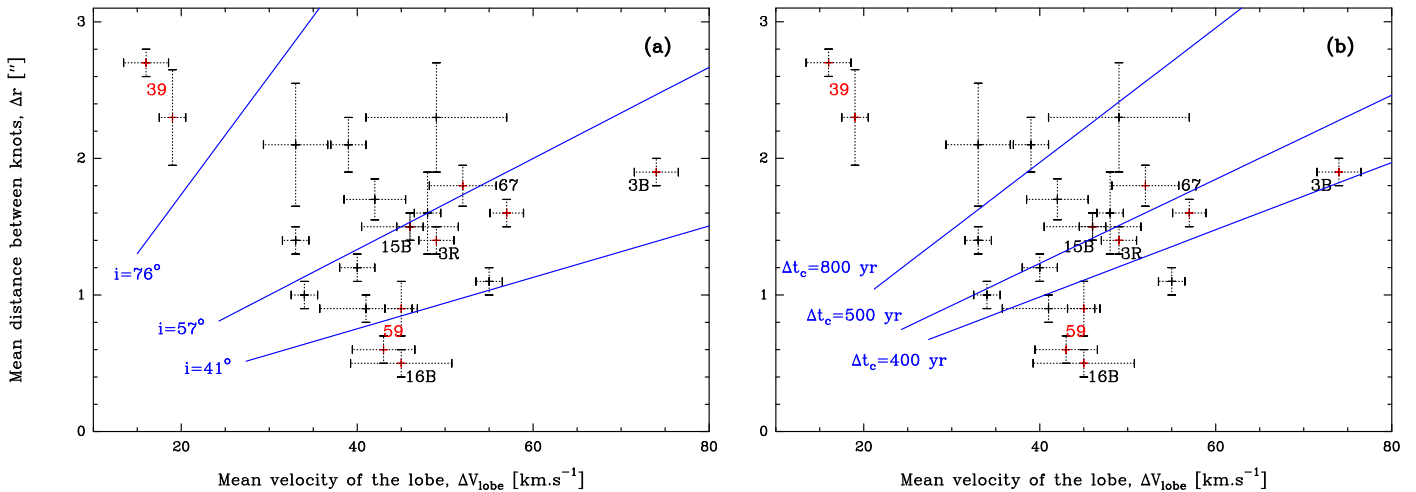


Fig. 12. Mean projected distance between knots, $\overline{\Delta r}^{\text{lobe}}$, vs. the mean velocity of knots, ΔV_{lobe} , for 21 outflow lobes with at least 2 knots. Error bars represent the $\pm 1\sigma$ dispersion. Measurements and core numbers are indicated in red for outflow lobes discussed below. In **a**, blue lines locate the measurements for the mean inclination angle of a random distribution of outflows (57.3°) and for the inclination angles of the first and last quartiles (41° , 76°), assuming a constant variability timescale of $\Delta t_{\text{corr}} = 500$ yr. In **b**, blue lines locate the measurements for the median timescale difference between knots, $\Delta t_{\text{corr}} = 500$ yr, and the first and last quartiles ($\Delta t_{\text{corr}} = 400$ and 800 yr), assuming a constant inclination angle of 57.3° .

argue for them to lie closer to the line of sight than the average, $i \lesssim 30^\circ$. Given that these cores lie in a confused environment, their peculiarity needs to be confirmed to reinforce this interpretation.

In the second configuration, we once again assumed that each lobe is seen with the same inclination angle, 57.3° , and thus that the observed dispersion of the timescale differences between knots, Δt , is caused by an intrinsic dispersion of time variability in outflows. In that case, the timescale difference between two knots, corrected for projection effects, directly is $\Delta t_{\text{corr}} = \Delta t / \tan(57.3^\circ)$ and thus has a median value of ~ 500 yr (see Fig. 11). The distribution of timescale differences clearly peaks at ~ 500 yr, but ten Δt_{corr} values are above ~ 1000 yr. Four out of the five outliers above ~ 1200 yr correspond to knots of the #39 outflow, which would thus correspond to the most particular outflow of our sample. In this configuration, timescale variations $\Delta t_{\text{corr}} = 400 - 800$ yr can account for the dispersion of half of the sample (see Fig. 12b).

The last method we used to infer the inclination angle of observed outflows uses the morphology of the ejection in integrated images and/or PV diagrams. In our sample, this is most likely the case of cores #15, #3 and #67. The bipolar outflow of core #15 indeed displays a unique morphology in our sample, with an ejection both blue- and red-shifted, both in its eastern and western lobes (see Fig. 4a). The western jet and the western and eastern cavities contain both blue- and red-shifted gas, with the blue-shifted emission more pronounced east of the core and the red-shifted emission west of it. The outflow cavity, though not centered on the jet direction has a maximum opening angle from its axis of $\theta_m = 16^\circ$. This configuration suggests that the outflow of core #15 is observed in the third geometrical configuration of Cabrit & Bertout (1986), a bipolar lobe seen close to the plane of the sky: $i \geq 90 - \theta_m \simeq 74^\circ$. As for core #3, its PV diagram presents curved fingers (see Fig. 5b) that resemble the arc-like structures observed by Lee et al. (2015). This study suggests that carved gas layers could come from sideways ejections from an internal bow shock observed with large inclination angles, which means close to the plane of the sky, $i \sim 90^\circ$. With similar arguments and following the interpretation of Santiago-Garcia et al. (2009) for the IRAS 04166 protostar, core #67,

which presents internal shocks with ‘slow-head, fast-tail’ profiles (see Sect. 4.2.2), would be seen with an inclination angle of about 45° .

Since the three indirect methods (statistical, morphology, and PV diagrams arguments) do not converge toward the same objects that should lie on the plane of the sky or on the line of sight, we chose not to individually correct outflow characteristics but to keep the most probable angle, 57.3° , for homogeneously de-projecting timescales.

4.2.4. Episodic ejection constraining variable accretion

Our study revealed the existence of a typical timescale for the molecular outflow episodicity in W43-MM1, $\overline{\Delta t_{\text{corr}}} \sim 500 \pm_{100}^{300}$ yr, with a dispersion that can partly be attributed to projection effects (see Figs. 11-12 and Sect. 4.2.3). If this timescale is not induced by propagation instabilities along the outflow, but is rather associated with ejection events, it could characterize episodic accretion.

Constraining the origin, within the close environment of the outflowing protostar, of the instabilities creating this episodicity requires the comparison with dedicated models. Unfortunately, very few models have so far attempted to link the ejection and accretion processes using their temporal variability. Among the most recent, the model of Vorobyov et al. (2018) describes the accretion instabilities in the disk of low-mass protostars, like the one whose outflow variability has been studied by Plunkett et al. (2015). This model revealed luminosity bursts with a bi-modal distribution constituted by one major and one minor mode with $10^3 - 10^4$ yr and $10 - 100$ yr timescales, respectively. The first mode would be associated with the accretion of disk cloudlets that remain unique entities, the second one would correspond to cloudlets that undergo tidal torques and fragment into a series of smaller cloudlets. The Vorobyov et al. (2018) model is likely not suitable for describing the intermittent accretion expected for intermediate- to high-mass protostars in W43-MM1. Indeed, this model does not consider irregular feeding of the disk from the envelope and possibly its environment, while intermittent inflows are expected from a dynamical cloud like W43-MM1 (e.g., Louvet et al. 2016). Moreover, as mentioned by Vorobyov et al.

(2018), accretion from a more massive disk, like the ones surrounding more massive protostars, would lead to more intense luminosity bursts and possibly longer delays between bursts. We therefore refrain from comparing the episodicity timescale we obtained in W43-MM1 with the timescales found for the minor and major modes of accretion variability modeled by Vorobyov et al. (2018).

Discrete emission peaks have, for long, been observed along the axis of outflows driven by low-mass protostars (see the reviews of, e.g., Arce et al. 2007; Bally 2016). Very few published studies have however quantified the time span between knots, even taking into account studies done 20 years ago (Bachiller et al. 1990; Cernicharo & Reipurth 1996; Arce & Goodman 2001) and more recent studies (Arce et al. 2013; Plunkett et al. 2015; Chen et al. 2016). These handful of measurements also have low statistical value since they were obtained for a single source and they are, except for Plunkett et al. (2015), limited by the small number of observed ejecta, typically 3–5 (22 in Plunkett et al. 2015). In marked contrast, present study measured a statistically-robust characteristic timescale using 72 knots, detected in a cluster of outflows driven by low- to high-mass protostars. The timescale measured here, $\sim 500 \pm_{100}^{300}$ yr, is broadly consistent with the 300 – 1000 yr range of values obtained by the handful of studies mentioned above. If we limit our comparison to the statistically-robust study of Plunkett et al. (2015), our estimated timescale is slightly larger: $\sim 500 \pm_{100}^{300}$ yr vs. $\sim 310 \pm 150$ yr¹. A word of caution needs to be added on the relevance of direct comparisons with the previously-published timescales. While some measurements are computed using velocities typical of atomic jets (200–300 km s⁻¹, Arce & Goodman 2001; Arce et al. 2013), our study and others assume the measured, probably lower, velocity of knots (10–50 km s⁻¹, Cernicharo & Reipurth 1996; Plunkett et al. 2015). As for the inclination angles, Cernicharo & Reipurth (1996); Arce et al. (2013); Chen et al. (2016) had a precise measurement derived from proper motions but others (Bachiller et al. 1990; Arce & Goodman 2001; Plunkett et al. 2015) only roughly estimated it based on strong, and often unverifiable, assumptions. Our study itself uses a sample of 22 lobes to circumvent the bias associated with unknown inclination angles. Interestingly, outflows observed at increasing angular resolutions generally present several spatial – and thus temporal – characteristic scales. L1448 has for instance been studied with 3000 AU and 250 AU resolutions by Bachiller et al. (1990) and Hirano et al. (2010), revealing timescales of ~ 400 yr² and ~ 20 yr, that could correspond to several modes of accretion episodicity. Our timescale estimate also recalls the 100–200 yr timescales found for jet wiggling (e.g., Choi 2001; Lee et al. 2015) but it is not obvious that similar instabilities would be at the origin of both accretion episodicity and jet wiggling. In addition to the absolute value of the measured variability timescales, one can compare the number of molecular knots found in various studies. We have discovered more knots along the molecular outflows of W43-MM1 protostars than those reported for low-mass protostars, even though the latter have been studied for already three decades. If ejection episodicity reflects variability in the accretion process, protostellar accretion could be more variable or episodicity is simply easier to detect in W43-MM1 than in nearby clouds.

¹ This timescale would become smaller if corrected for the inclination angle proposed by Vorobyov et al. (2018).

² The published timescale of 1000 yr is here corrected for the inclination angle of $i \simeq 21^\circ$ with respect to the plane of the sky, which was later determined by proper motions (Girart & Acord 2001).

To conclude, we argue that studying protostellar clusters is an efficient method to statistically constrain the episodicity of the ejection, and possibly the accretion, processes. It allows to circumvent the difficulty to measure inclination angles in very embedded protostars where proper motions are difficult to study. Interpreting the outflow time variability, measured to have a $\Delta t_{\text{corr}} \sim 500 \pm_{100}^{300}$ yr typical timescale, will require dedicated models of the accretion episodicity and its link to outflow variability. We emphasize that complete physical ingredients should be implemented into these models to fully represent the complex environment of massive disk surrounding the intermediate- to high-mass protostars of W43-MM1.

5. Conclusion

We used ALMA to investigate, at high-spatial, 2600 AU, resolution and with CO(2-1) and SiO(5-4) molecular line tracers, the molecular outflows developing in W43-MM1. Our main conclusions can be summarized as follows:

1. We discovered a rich cluster of 46 outflow lobes driven by 27 protostars (see Fig. 1 and Figs. 3-4). They are typically ~ 0.1 pc long, strongly collimated jet-like structures with high-velocity components reaching typical velocities of $\Delta V \sim 50$ km s⁻¹ (see Table 2).
2. The protostellar cores driving these molecular outflows span a large mass range, from 1 to 100 M_\odot , yet no significant variation of the maximal length and maximal velocity of outflows with the cores' mass is observed. 18 out of the 28 molecular outflows are bipolar and only one core is associated with two outflows.
3. We showed a clear anti-correlation between the outflow maximal length and the visual extinction of the crossed background cloud (see Fig. 8b). We propose that the high-density, dynamical cloud of the central region (up to $A_V = 3000$ mag and ~ 10 km s⁻¹) limits the propagation of protostellar outflows.
4. The SiO(5-4) emission of protostellar outflows presents a remarkable morphological and kinematical coincidence with the CO(2-1) emission (see Figs. 9 and A2). This excellent correspondence, which remains unusual, is explained by the fact that the SiO(5-4) critical density is easily reached in the background crossed by the W43-MM1 outflows (see Sect. 4.1.2).
5. The jet-like component of molecular outflows consists of a continuous emission plus a series of knots (see Figs. 3-4). Observed in the CO(2-1) and SiO(5-4) integrated maps as local maxima, knots are typically separated by $1.5''$, or ~ 8000 AU. These knots appear in PV diagrams at constant distances from the core (see Figs. 5-7) and are interpreted as internal bow shocks (see Sect. 4.2.2). They could be created by the temporal variations of the velocity and/or the mass flux of the protostellar ejection. The large number of knots detected, 86 along 38 outflow lobes, suggests that W43-MM1 protostars undergo accretion bursts.
6. The detailed study made for numerous PV diagrams revealed complex kinematic structures, including fingers with velocities increasing approximately linearly with the distance from the core (see, e.g., Figs. 5a and 5c). These structures, sometimes referred as Hubble laws, could be due to CO gas of the envelope dragged and accelerated by the fast atomic and/or molecular jet.
7. We estimated the timescales associated to each knot and discovered, thanks to the large statistics achieved in W43-MM1,

a typical timescale between ejecta. Once corrected with a uniform inclination angle of 57.3° , the ejection episodicity timescale in W43-MM1 is $\sim 500 \pm_{100}^{300}$ yr. This timescale is consistent with the few variability timescales observed for low-mass protostars. The physical interpretation of this typical timescale, in terms of instabilities in the close environment of the protostars, remains unclear.

Acknowledgements. We are grateful to Paolo Cortes, Catherine Dougados, and Jonathan Ferreira for useful discussions. This paper makes use of the following ALMA data: #2013.1.01365.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. This work was supported by the Programme National de Physique Stellaire and Physique et Chimie du Milieu Interstellaire (PNPS and PCMI) of CNRS/INSU (with INC/INP/IN2P3) co-funded by CEA and CNES. This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme StarFormMapper under grant agreement No 687528.

References

- Alves, F. O., Caselli, P., Girart, J. M., et al. 2019, *Science*, 366, 90
- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, *A&A*, 462, L17
- Arce, H. G. & Goodman, A. A. 2001, *ApJ*, 551, L171
- Arce, H. G., Mardones, D., Corder, S. A., et al. 2013, *ApJ*, 774, 39
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 245
- Audard, M., Ábrahám, P., Dunham, M. M., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, 387
- Bachiller, R., Cernicharo, J., Martín-Pintado, J., Tafalla, M., & Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174
- Bachiller, R., Tafalla, M., & Cernicharo, J. 1994, *ApJ*, 425, L93
- Bally, J. 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 491
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., & Tan, J. C. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 165
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., et al. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 383, 892
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Bontemps, S., Motte, F., Csengeri, T., & Schneider, N. 2010, *A&A*, 524
- Cabrit, S. & Bertout, C. 1986, *The Astrophysical Journal*, 307, 313
- Carlhoff, P., Nguyen Luong, Q., Schilke, P., et al. 2013, *A&A*, 560, A24
- Cernicharo, J. & Reipurth, B. 1996, *ApJ*, 460, L57
- Chandler, C. J. & Richer, J. S. 1997, in *IAU Symposium*, Vol. 182, Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 76
- Chen, X., Arce, H. G., Zhang, Q., Launhardt, R., & Henning, T. 2016, *ApJ*, 824, 72
- Cheng, Y., Qiu, K., Zhang, Q., et al. 2019, *ApJ*, 877, 112
- Choi, M. 2001, *ApJ*, 553, 219
- Choi, M. 2005, *ApJ*, 630, 976
- Choi, M., Kang, M., Lee, J.-E., et al. 2017, *ApJS*, 232, 24
- Cody, A. M. & Hillenbrand, L. A. 2018, *AJ*, 156, 71
- Cortes, P. C., Parra, R., Cortes, J. R., & Hardy, E. 2010, *A&A*, 519, A35
- Csengeri, T., Leurini, S., Wyrowski, F., et al. 2016, *A&A*, 586, A149
- Cunningham, N., Lumsden, S. L., Cyganowski, C. J., Maud, L. T., & Purcell, C. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 458
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2014, *A&A*, 570, A1
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2013, *A&A*, 558, A125
- Duchêne, G. & Kraus, A. 2013, *ARA&A*, 51, 269
- Fernández-López, M., Girart, J. M., Curiel, S., et al. 2013, *ApJ*, 778, 72
- Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 451
- Gibb, A. G., Richer, J. S., Chandler, C. J., & Davis, C. J. 2004, *ApJ*, 603, 198
- Girart, J. M. & Acord, J. M. P. 2001, *ApJ*, 552, L63
- Gueth, F. & Guilloteau, S. 1999, *A&A*, 343, 571
- Gueth, F., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1998, *A&A*, 333, 287
- Gusdorf, A., Cabrit, S., Flower, D. R., & Pineau Des Forêts, G. 2008, *A&A*, 482, 809
- Herpin, F., Chavarría, L., van der Tak, F., et al. 2012, *A&A*, 542, A76
- Hirano, N., Ho, P. T. P., Liu, S.-Y., et al. 2010, *ApJ*, 717, 58
- Jhan, K.-S. & Lee, C.-F. 2016, *ApJ*, 816, 32
- Konigl, A. & Pudritz, R. E. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 759
- Le Picard, S. D., Canosa, A., Pineau des Forêts, G., Rebrion-Rowe, C., & Rowe, B. R. 2001, *A&A*, 372, 1064
- Lee, C.-F., Hirano, N., Zhang, Q., et al. 2015, *ApJ*, 805, 186
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Beuther, H., et al. 2006, *ApJ*, 639, 292
- Lee, C.-F., Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 429
- Lee, Y.-N. & Hennebelle, P. 2016, *A&A*, 591, A30
- Lefloch, B., Gusdorf, A., Codella, C., et al. 2015, *A&A*, 581, A4
- Li, S., Wang, J., Fang, M., et al. 2019, *ApJ*, 878, 29
- Lodato, G. & Clarke, C. J. 2004, *MNRAS*, 353, 841
- López-Sepulcre, A., Walmsley, C. M., Cesaroni, R., et al. 2011, *A&A*, 526, L2
- Louvet, F. 2015, PhD thesis, Université Paris Sud
- Louvet, F., Motte, F., Gusdorf, A., et al. 2016, *A&A*, 595, A122
- Louvet, F., Motte, F., Hennebelle, P., et al. 2014, *A&A*, 570, A15
- Maud, L. T., Moore, T. J. T., Lumsden, S. L., et al. 2015, *MNRAS*, 453, 645
- Maurly, A. J., André, P., Hennebelle, P., et al. 2010, *A&A*, 512, A40
- Motte, F., Bontemps, S., & Louvet, F. 2018a, *ARA&A*, 56, 41
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., et al. 2005, in *IAU Symposium*, Vol. 227, Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 151–156
- Motte, F., Nony, T., Louvet, F., et al. 2018b, *Nature Astronomy*, 2, 478
- Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. C. 2003, *ApJ*, 582, 277
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Carlhoff, P., et al. 2013, *ApJ*, 775, 88
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Schuller, F., et al. 2011, *A&A*, 529, A41
- Nony, T., Louvet, F., Motte, F., et al. 2018, *A&A*, 618, L5
- Parks, J. R., Plavchan, P., White, R. J., & Gee, A. H. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 211, 3
- Peretto, N., Fuller, G. A., Duarte-Cabral, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A112
- Plunkett, A. L., Arce, H. G., Corder, S. A., et al. 2013, *ApJ*, 774, 22
- Plunkett, A. L., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2015, *Nature*, 527, 70
- Rohde, P. F., Walch, S., Seifried, D., et al. 2019, *MNRAS*, 483, 2563
- Santiago-García, J., Tafalla, M., Johnstone, D., & Bachiller, R. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 495, 169
- Schilke, P., Walmsley, C. M., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1997, *A&A*, 321, 293
- Schneider, N., Csengeri, T., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 520, A49+
- Shu, F. H., Najita, J. R., Shang, H., & Li, Z. Y. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 789–814
- Stojimirović, I., Narayanan, G., Snell, R. L., & Bally, J. 2006, *ApJ*, 649, 280
- Stone, J. M. & Norman, M. L. 1993, *ApJ*, 413, 210
- Tafalla, M., Santiago, J., Johnstone, D., & Bachiller, R. 2004, *A&A*, 423, L21
- Terquem, C., Eislöffel, J., Papaloizou, J. C. B., & Nelson, R. P. 1999, *ApJ*, 512, L131
- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., & Zamora-Avilés, M. 2019, *MNRAS*, 2348
- Vorobyov, E. I., Elbakyan, V. G., Plunkett, A. L., et al. 2018, *A&A*, 613, A18
- Widmann, F., Beuther, H., Schilke, P., & Stanke, T. 2016, *A&A*, 589, A29
- Zhang, B., Moscadelli, L., Sato, M., et al. 2014, *ApJ*, 781, 89
- Zhang, Q., Wang, K., Lu, X., & Jiménez-Serra, I. 2015, *ApJ*, 804, 141
- Zhu, Z., Hartmann, L., & Gammie, C. 2009, *ApJ*, 694, 1045

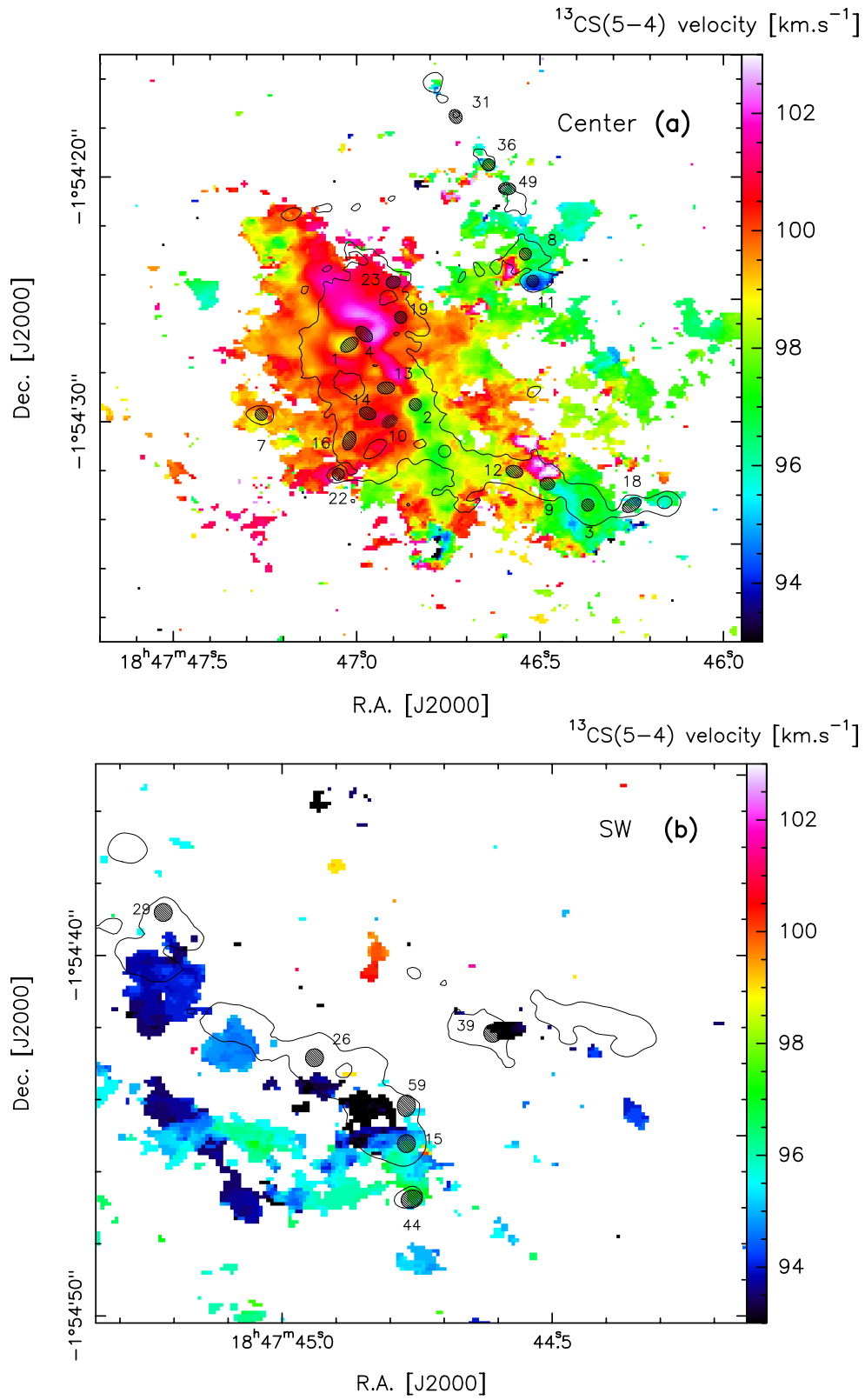


Fig. A1. Moment 1 – velocity field – map of the $^{13}\text{CS}(5-4)$ line in the central region (in **a**) and the south-western region (in **b**). Hatched ellipses locate the cores with detected molecular outflows, black contours at 3 mJy beam^{-1} (in **a**) and 7 mJy beam^{-1} (in **b**) outline the continuum 1.3 mm emission of the 12 m array.

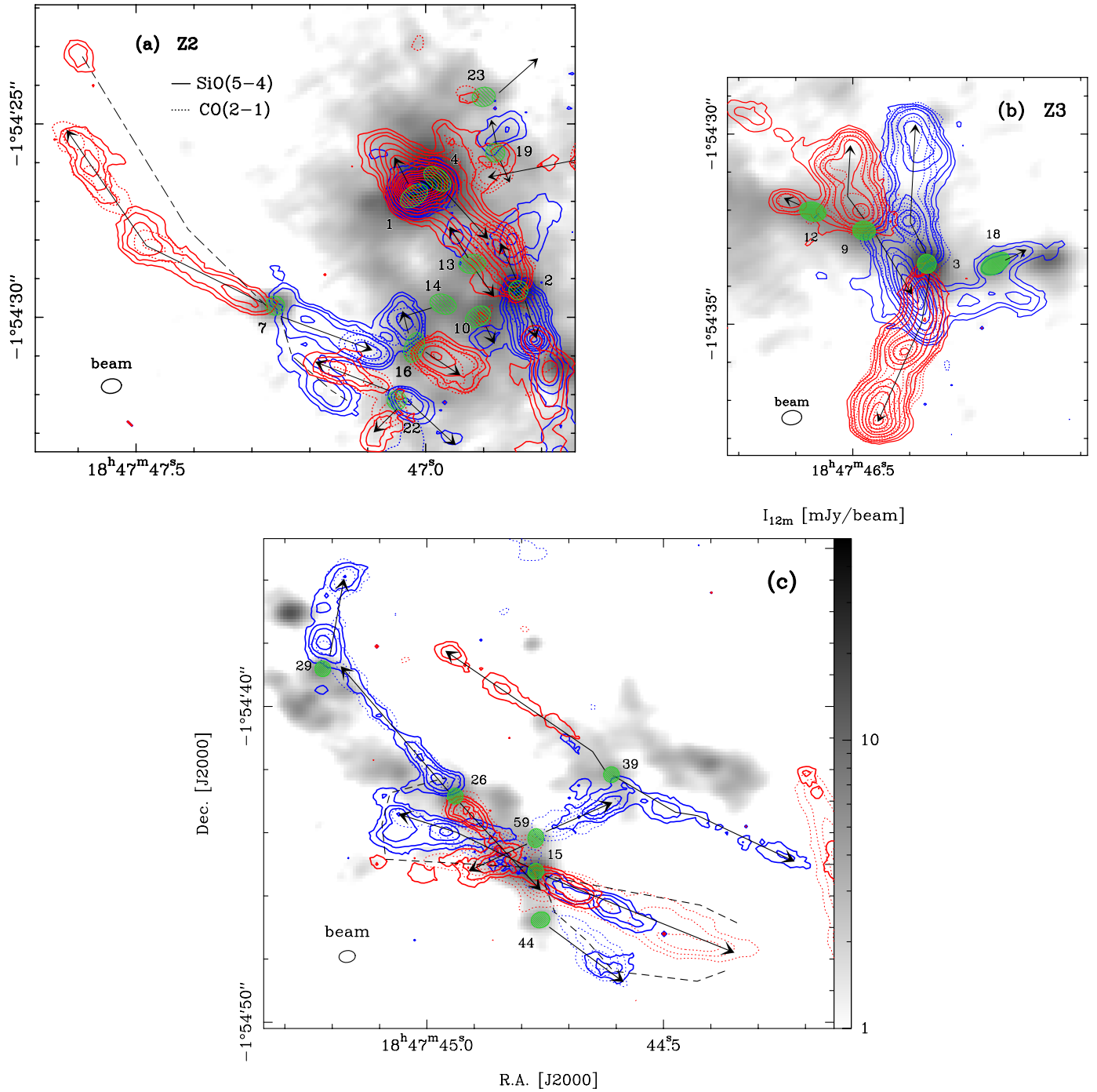


Fig. A2. Molecular outflows observed in SiO(5-4) compared with their CO(2-1) emission in the central region (in **a** and **b**, Z2 and Z3 fields of Fig. 3a) and in the south-western region (in **c**). The SiO line is integrated over $43 - 93 \text{ km s}^{-1}$ (continuous blue contours) and $103 - 153 \text{ km s}^{-1}$ (continuous red contours), with contours of 6, 11, 18 to 198 by steps of 15 (in **a** and **b**) and 6, 11, 18, 28 (in **c**), in unit of $\sigma_{\text{SiO}} = 23 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. The CO line is integrated over $21 - 64 \text{ km s}^{-1}$ (dotted blue contours), with contours 7, 15, 30 to 270 by steps of 40 (in **a** and **b**) and 5, 12, 20, 30 (in **c**), in unit of $\sigma_{\text{CO,B}} = 32 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. It is integrated over $128 - 158 \text{ km s}^{-1}$ (dotted red contours), with contours of 7, 15, 30 to 280 by steps of 50 (in **a** and **b**) and 5, 15, 30, 45 (in **c**), in unit of $\sigma_{\text{CO,R}} = 22 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. Contours are overlaid on the 1.3 mm continuum emission of the 12 m array (gray scale). Green ellipses locate the W43-MM1 cores, arrows (sometimes broken) indicate the direction of their outflows, dashed lines outline the best-developed outflow cavities.

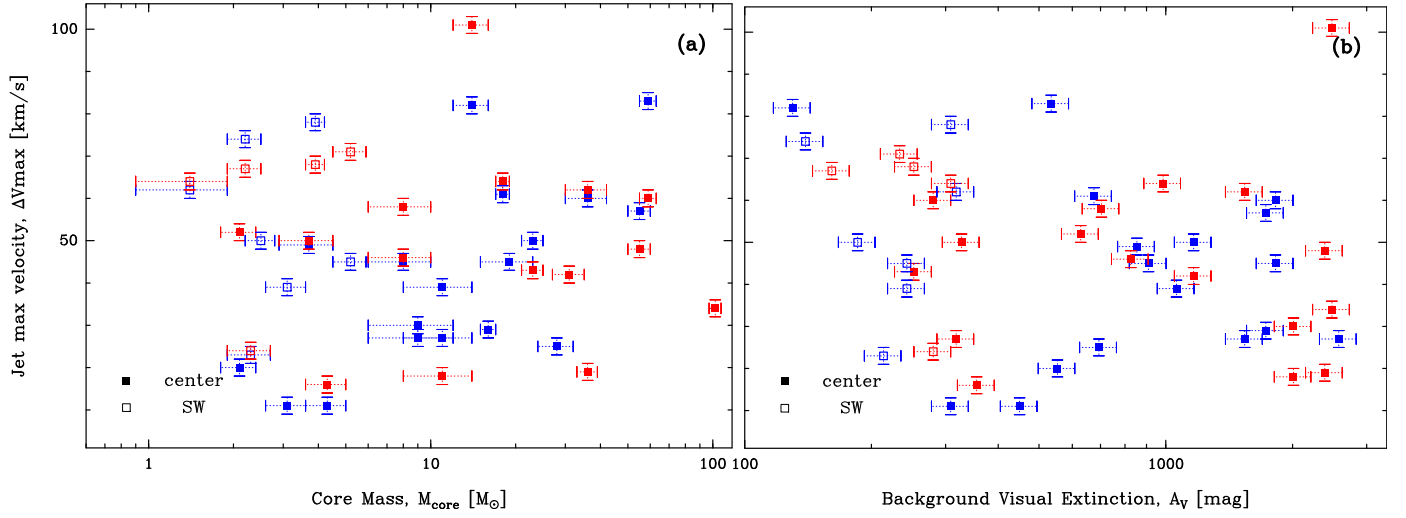


Fig. A3. Jet maximal velocity, ΔV_{\max} vs. the mass of the launching core, M_{core} , (in **a**) and the visual extinction of the cloud background crossed by the outflow, A_V , (in **b**). Filled and empty squares pinpoint outflow lobes developing in the central and south-western part of W43-MM1, respectively. Blue and red colors show the blue- and red-shifted lobes, respectively. No clear correlation is revealed.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Sommaire

1. Conclusions	122
2. Perspectives	124

VI.1 Conclusions

Les étoiles massives jouent un rôle crucial dans l'évolution des nuages moléculaires et le cycle de la matière interstellaire galactique pourtant leur formation reste encore bien méconnue. Peut-on adapter les modèles de formation des étoiles de type solaire pour expliquer celle des étoiles massives, comme le propose les modèles de type *cœur turbulent*? Ou faut-il faire appel à des processus fondamentalement différents impliquant des interactions entre le cœur et le nuage (type accrétion compétitive) et des mouvements organisés (type effondrements hiérarchiques)?

Nos connaissances en formation stellaire reposent essentiellement sur des observations de l'environnement solaire proche, la *Gould Belt*. Pour répondre aux nombreuses questions ouvertes, il est nécessaire d'étendre nos observations à des régions situées dans d'autres parties de la Voie Lactée voire d'autres galaxies. Le complexe moléculaire W43 est intéressant à plusieurs titres, dont le fait qu'il constitue :

- 1- un environnement de formation stellaire dynamique en relation avec sa position très particulière dans la Voie Lactée et donc sa formation au croisement de grands flots d'accrétion,
- 2 - un site idéal pour comprendre la formation des étoiles massives, grâce à une grande concentration de gaz (forte densité et masse importante) et des taux de formation stellaire suggérant qu'il subit une flambée de formation d'étoiles.

Mon travail de thèse est basé sur des observations ALMA à 1.3 mm de la zone la plus dense de W43 nommée W43-MM1. J'ai étudié la carte continuum et mis en évidence un riche amas de 131 cœurs avec des masses variant de 1 à 100 M_{\odot} (chapitre III). Étant donné leur taille typique de 2000 ua, ces cœurs représentent vraisemblablement les progéniteurs directs des étoiles ou systèmes stellaires. La distribution en masse des cœurs (CMF) est plus plate que celle attendue pour les étoiles, l'IMF dite canonique de Salpeter. Ce résultat, publié dans [Motte et al. \(2018b\)](#), est en contradiction avec le paradigme bien établi selon lequel la forme de l'IMF est déterminée par celle de la CMF. Plusieurs questions se posent alors :

- est-il pertinent de comparer la CMF de W43-MM1 avec une IMF canonique? Quelques observations d'amas jeunes très massifs pourraient remettre en question l'universalité de l'IMF (voir Sect. 1.5.1)?
- est-il pertinent de comparer la distribution en masse des cœurs à celle des étoiles sachant que les cœurs ne constituent généralement l'unique réservoir de masse des étoiles individuelles (voir Sect. 1.5.3)?

On peut séparer en deux catégories les processus qui pourraient faire évoluer et rapprocher la pente de la CMF de W43-MM1 vers celle de Salpeter.

- D'un côté, il faudrait que les cœurs massifs forment statistiquement moins d'étoiles que les cœurs de faibles masses. Cela serait possible à condition qu'ils aient une efficacité de transformation de la masse du cœur en étoile réduite, un temps de vie plus long ou une sous fragmentation plus forte. Les deux premières hypothèses sont peu réalistes dans l'état actuel de nos connaissances, tandis que le troisième serait à investiguer.
- De l'autre côté, il faudrait qu'une nouvelle génération d'étoiles se forme et qu'elle soit uniquement de faibles masses. Cela implique que la formation d'étoiles n'est pas uniforme dans le temps et dans l'espace. On peut alors imaginer une histoire de formation d'étoiles en deux temps pour W43-MM1. Un premier événement dominé par des cœurs massifs situés au centre du proto-amas, produisant la CMF *top-heavy* que nous observons. Un deuxième événement dominé par la formation de cœurs de faibles masses situés majoritairement en périphérie (comme la région sud-ouest ou le filament secondaire de W43-MM1), qui produirait une

CMF *bottom-heavy*. Le cumul de ces deux distributions, et l'IMF en résultant, se rapprocheraient alors de la forme de l'IMF canonique.

Dans un cas comme dans l'autre, l'évolution de la CMF dans le temps et/ou dans l'espace invaliderait les modèles de type *cœur turbulent* où le réservoir de masse des étoiles est fixé dès la fragmentation du nuage dans des structures appelées cœurs.

Dans une seconde partie de ma thèse, j'ai cherché à évaluer le stade évolutif des cœurs (massifs) de W43-MM1. La comparaison CMF/IMF n'a de sens que si l'essentiel de la masse des cœurs est encore dans l'enveloppe, c'est à dire que les cœurs sont soit préstellaires soit de classe 0 (ou *IR-quiet*, son équivalent pour les hautes masses). Le stade évolutif des cœurs est difficile à établir car aucune observation dans l'IR lointain à haute résolution n'est disponible mais plusieurs indices suggèrent que les cœurs sont jeunes, à commencer par la faible luminosité totale de la région et l'absence de régions H_{II} connue à proximité immédiate de W43-MM1. Ce dernier point devra cependant être confirmé (voir section suivante).

Pour distinguer les cœurs protostellaires des cœurs préstellaires, j'ai utilisé deux indicateurs : la présence de flots, détectés en CO(2-1) et en SiO(5-4), et la présence de *hot core/corino* suggérée par des raies fortes de COMs. Je me suis concentré sur la caractérisation des 13 cœurs que l'on considère capables de former des étoiles massives (voir chap. iv). Onze d'entre eux sont associés à au moins un des deux indicateurs ci-dessus et sont donc protostellaires. Un autre cœur, le #6 ($M=56 M_{\odot}$) ne montre pas de flot et semble dépourvu de *hot core*. Il constitue donc un excellent candidat cœur préstellaire massif (Nony *et al.*, 2018), un des rares exemples des conditions initiales du modèle de *cœur turbulent*. Cependant, la durée de vie statistique correspondant à notre échantillon pour la phase préstellaire des cœurs massifs (11 protostellaires, 1 préstellaire, 1 incertain) est sans doute trop courte pour ce modèle. Par ailleurs, une étude chimique plus détaillée (Molet *et al.*, 2019, voir Annexe B) n'a pas permis d'écarter la présence d'un *hot corino* dans le cœur #6, ce qui pourrait le placer lui aussi parmi les cœurs protostellaires, le plus jeune de W43-MM1.

En parallèle, j'ai mené une étude détaillée des éjections protostellaires dans W43-MM1 avec les raies de CO et SiO (chap. v, Nony *et al.* soumis). 27 cœurs avec des masses de 1 à $100 M_{\odot}$ sont associés à des flots, en majorité bipolaires. La plupart de ces éjections apparaît jusqu'à des grandes vitesses sous la forme de jets (moléculaires) collimatés détectés à la fois en CO et en SiO. La longueur de ces éjections apparaît réduite dans les parties centrales du proto-amas où la densité et les mouvements de gaz associés à l'effondrement globale de W43-MM1 sont les forts. Par ailleurs, la corrélation CO/SiO est un peu moins bonne dans les parties externes les moins denses. Nous interprétons ces deux éléments comme le signe de l'influence de l'environnement (sa densité et sa dynamique) sur la propagation des éjections. La masse des cœurs a en revanche une faible influence sur la morphologie des éjections, alors qu'elle pourrait déterminer la force du flot. Tous les jets suffisamment longs montrent une variabilité spatiale, sous la forme de maxima locaux d'intensité (les nœuds). En analysant ces jets à l'aide de diagrammes position-vitesse, j'ai pu relier ces nœuds à des structures de *bow-shock*, cela implique que la vitesse d'éjection connaît des variations épisodiques. L'intervalle de temps associé à ces variations, estimée à 500 ans, rappelle les temps entre deux flambées d'accrétion des FU-Orionis. Les mécanismes à l'origine de la variabilité des phénomènes d'accrétion/éjection peuvent être très variés. Nous suggérons que dans W43-MM1 il pourraient être liés à des flots de gaz alimentant les cœurs à partir des plus grande échelle.

En considérant l'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit, il ressort que dans W43-MM1 la formation des étoiles massives à l'échelle des cœurs est un processus dépendant de l'évolution du proto-amas. La formation d'étoiles vue comme un processus local, uniforme et continu ne permet pas d'expliquer la distribution en masse des cœurs et la morphologie des éjections pro-

tostellaires. Nous avons aussi montré que la phase préstellaire massive peut exister mais ne saurait constituer la condition initiale pour tous les cœurs protostellaires massifs.

VI.2 Perspectives

- **Sur les variations de la CMF**

Quinze régions de formation d'étoiles massives ont été observées dans le cadre d'un grand programme ALMA nommé ALMA-IMF (Cycle 5, PIs : Motte, Ginsburg, Louvet, Sanhueza, voir la demande d'observations en Annexe C) dont les données sont en cours de réduction. Un des objectifs principaux du projet est de déterminer si les régions très massives et jeunes ont une CMF *top-heavy* comme W43-MM1 puis d'étudier les variations de la CMF avec l'état évolutif de la région. Dans l'année à venir, je compte construire la CMF de deux nuages adjacents dans le complexe W43, MM2 et MM3 (voir Fig. vi.1). Selon le rapport entre leur luminosité et leur masse, parfois utilisé comme un indicateur d'évolution, ces nuages seraient tous deux plus évolués que MM1 ($L_{\text{bol}}/M = 11$ et 30 contre $3.9 L_{\odot}/M_{\odot}$ pour MM1). Ensuite, je mettrai à jour la spécificité de chaque région en tentant d'expliquer les variations des CMF potentiellement observées.

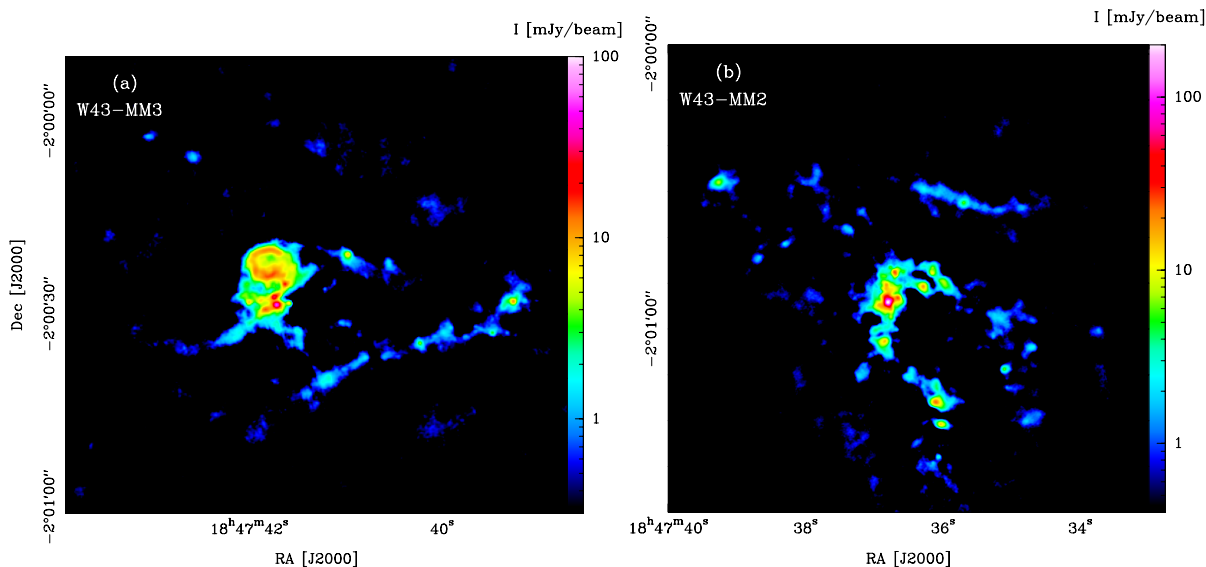


FIGURE VI.1. : Carte continuum à 1.3 mm de deux proto-amas adjacents dans le complexe W43, W43-MM3 (a) et MM2 (b), que l'on estime plus évolués que W43-MM1.

Je souhaite aussi tester le lien entre la pente *hautes-masses* de la CMF et la ségrégation en masse. J'ai décrit de façon qualitative à la Sect. iii.1.1 la distribution spatiale du gaz, et mis en avant le fait que les cœurs les plus brillants se situent sur filament central. La ségrégation en masse dans W43-MM1 a été mesurée par Dib et Henning (2019) et s'est avérée plus importante que dans des régions de formation d'étoiles moins massives et surtout moins organisées en amas (Taureau, Aquila). Cela pourrait être lié à l'excès de cœurs massifs que la CMF *top-heavy* de W43-MM1 suggère. Pour le vérifier, il faut mesurer la CMF dans des sous-régions de W43-MM1. Pour aller plus loin, j'ai l'intention de quantifier la ségrégation en masse dans W43-MM1, W43-MM2 et W43-MM3 et chercher une corrélation avec la pente *hautes-masses* de la CMF. Les premières images de ces deux derniers nuages (voir Fig. vi.1) semblent indiquer une répartition spatiale du gaz beaucoup moins concentrée que dans W43-MM1, ce qui pourrait donner une CMF plus proche de l'IMF canonique de Salpeter.

- **Sur l'état évolutif des cœurs** Les données ALMA-IMF permettront de vérifier l'absence de régions H_{II} dans W43-MM1 grâce au continuum à 3 mm et aux raies de recombinaison (H41 α). Des observations à haute résolution dans le domaine cm avec le VLA pourraient être utilisées en complément (PI : Svoboda, observations en cours). Nous pourrions aussi préciser les mesures de températures en utilisant les observations de plusieurs transitions du NH₃ avec le VLA.
- **Sur la fragmentation des cœurs** De nouvelles observations ALMA à plus haute résolution angulaire de W43-MM1 sont programmées pour le Cycle 7 pour étudier la sous fragmentation des cœurs les plus massifs, en particulier du candidat cœur préstellaire massif (#6) (PI Louvet).
- **Sur la caractérisation de la phase protostellaire**

Je compte prochainement rédiger un article sur la caractérisation des cœurs protostellaires massifs de W43-MM1, suivant les premiers résultats présentés au chapitre [iv](#).

A moyen terme, je souhaite aussi quantifier les propriétés énergétiques des éjections protostellaires. La corrélation entre la force des flots, généralement mesurée en CO, et la masse et la luminosité des cœurs est maintenant bien établie dans le régime des faibles masses ([Bon-temps et al., 1996](#), voir Sect. [1.1.1](#)). Les études similaires sur les régions de formation d'étoiles massives sont souvent biaisées par des problèmes de résolution angulaire (voir par ex. [Maud et al., 2015](#)). Si une telle corrélation était observée dans W43-MM1, elle confirmerait que les processus d'éjection sont universels, quelles que soient les caractéristiques du cœur ou de l'environnement. Si tel n'était pas le cas, nous pourrions montrer que l'environnement joue un rôle plus important dans les mécanismes d'accrétion/éjection, par exemple en imposant une variabilité de l'accrétion comme le suggèrent Nony et al. (soumis). Je pourrai ainsi quantifier la variabilité mesurée dans les diagrammes Position-Vitesse et interprétée comme des épisodes d'éjections plus intenses (nœuds dans Nony et al. soumis). En détail, je compte comparer le taux d'éjection énergétique et massique associé à ces "salves" d'éjection à celui moyenné sur l'ensemble du flot. Le taux d'éjection massique mesuré et sa variation dans le temps permettront une meilleure comparaison avec la variabilité de l'accrétion mesurée dans les protoétoiles de faible masse et dans les FU Orionis. Enfin, quantifier les propriétés des flots pourrait aussi permettre d'étudier leur contribution aux effets de *feedback* à l'échelle du proto-amas.

Pour finir, il serait intéressant de travailler avec des théoriciens sur la modélisation des diagrammes PV des éjections, afin de mieux comprendre les motifs observés (*Hubble law*, *bow-shocks*) et le temps caractéristique entre deux éjections mesuré.

- **Sur le rôle du champ magnétique** Deux études liées à mon travail sur W43-MM1 et portant sur le champ magnétique sont en cours. Il s'agit d'une part de comparer l'orientation du champ magnétique (déterminé en polarisation avec ALMA) avec l'orientation des éjections protostellaires (Arce-Tord en prép.), d'autre part de mesurer le support magnétique des cœurs pour vérifier l'équipartition avec le support turbulent (Louvet en prép.). Des observations sur de plus grandes échelles spatiales avec les données de NIKA2 en polarisation pourraient compléter les observations ALMA existantes.

ANNEXES

LUMINOSITÉS DES PROTOÉTOILES ET ESTIMATION DE MASSE DES CŒURS

Nous détaillons dans cette partie la méthode pour estimer les températures des cœurs que nous avons employé dans [Motte *et al.* \(2018b\)](#), résumée à la Section [iii.1.2](#). Nous prévoyons de présenter cette méthode dans l'article que nous préparons sur la nature des cœurs de W43-MM1.

A.1 Hypothèses de la méthode proposée

Nous proposons ici une nouvelle méthode pour estimer la température des cœurs qui basée sur 1/ la distribution de la luminosité globale de W43-MM1 entre ses différentes protoétoiles, 2/ une relation approchée de la masse de gaz chauffée en fonction du flux des raies détectées vers chaque protoétoile et 3/ la relation classique entre la luminosité d'une protoétoile et la température moyenne de son envelope/cœur.

A.1.1 Distribution de la luminosité globale et carte de température

Pour ce qui est du premier point, l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie de W43-MM1, avec des flux intégrés sur $0.6 \text{ pc} \times 0.4 \text{ pc}$ donne une luminosité de $2.3 \times 10^4 L_{\odot}$ ([Motte *et al.*, 2003](#)). L'aire associée couvre la partie centrale de la mosaïque ALMA qui abrite les trois quart des protoétoiles connues de W43-MM1 (20 sur 28 d'après Nony *et al.* soumis, voir Sect. [v.2](#) et Fig. 3 de l'article III) et notamment celles qui sont les plus massives (voir la Table 1 de Motte, Nony, Louvet *et al.* 2018). Une partie de la luminosité provient du gaz, de température moyenne 23 K ([Motte *et al.*, 2003, 2018b](#)), structuré en filaments mais la majorité doit émaner des quelques protoétoiles les plus massives.

Une carte de température de W43-MM1 pondérée par la densité de colonne de H_2 , a été construite à partir du cube de densité de colonne, N_{H_2} , décrit en fonction de 3 dimensions, RA, Dec et T_d (voire 4 avec β_d), obtenu par la procédure PPMAP ([Marsh *et al.*, 2015](#)). Chaque pixel de ce cube résulte de l'ajustement Bayésien de modèles de corps noirs modifiés sur des mesures de flux tirées de données NOEMA, ALMA, LABOCA, SABOCA et *Herschel* à 3 mm, 1 mm, 870 μm , 350 μm et 500-70 μm . La procédure PPMAP conserve au mieux l'information fournie par les cartes à haute résolution angulaire mais la carte de température moyenne en résultant n'a une résolution que de $2.5''$. Il faudra donc extrapoler cette information au diamètre de chaque cœur correspondant à environ $0.44''$ (voir Sect. [A.1.3](#)). La carte de température présente trois points chauds (voir Fig. [iii.4](#)) dont deux sont partagés par 2 sources : un pic à 34 K pointant sur les sources #1 et #4, un autre à 30 K pointant sur les sources #8 et #11 et un dernier à 26 K pointant sur la source #9. Nous avons identifié un quatrième pic potentiellement associé à la source #30 mais les études ultérieures de contamination de la bande continuum par les raies (manuscrit de thèse de Jordan Molet, voir aussi Sect. [iii.1.2](#) et de recherche de flots moléculaires (Nony *et al.* soumis, voir Sect. [v](#)) tendent à l'infirmer.

A.1.2 Masse de gaz chauffé

Le deuxième point est basé sur l'idée prise ici comme hypothèse que, statistiquement, les protoétoiles devraient présenter une masse de gaz chauffée au dessus de 100 K proportionnelle au flux des raies de hot cores/hot corino détectées dans une large bande de fréquence.

Dans le cas de l'amas W43-MM1, les protoétoiles émanent d'une seule et même région, le ridge W43-MM1, supposément formé par un évènement de collision de nuages et d'effondrement global sur quelques parsec cubes. Cette région est relativement jeune, moins de 10^6 ans puisqu'aucune région H α n'y est détectée. Elle devrait donc être constituée d'un gaz homogène chimiquement puisque peu impacté encore (*pristine* diraient certains) par les effets de rétro-action (*feedback*) des étoiles qui s'y forment. Toutes les protoétoiles de W43-MM1 se formeraient donc à partir d'un mélange de gaz et de poussière de même composition. Dans ces conditions, le flux provenant des molécules, et notamment des molécules organiques complexes (COMs) excitées au dessus de 100 K ne devraient dépendre, à l'ordre zéro, que de la luminosité de la protoétoile et de la densité de son enveloppe protostellaire.

L'intensité intégrée d'une raie moléculaire ne donne pas directement accès à la densité de colonne des molécules émettrices. Lorsque la densité est suffisante pour atteindre l'équilibre thermodynamique local ('LTE'), comme c'est le cas ici, la densité de colonne d'une molécule dépend de sa fonction de partition à la température d'excitation, $Q(T_{ex})$, et de caractéristiques de la transition moléculaire considérée telles que la fréquence, les coefficients d'Einstein, l'énergie et la dégénérescence (voir par exemple l'Eq. 3 de [Molet et al., 2019](#), reproduis en Annexe B).

- Dans les régions hot cores/hot corinos, comme c'est le cas autour des protoétoiles de W43-MM1, la plupart des raies sont associées à des COMs avec des températures d'excitation variant de 100 à 300 K. Pour une forêt de raies correspondant à des transitions moléculaires majoritairement associées à des COMs, la température d'excitation médiane est donc statistiquement proche de 100 K. Dans ces régions denses la température d'excitation peut être aussi considérée comme égale à la température des poussières.
- Dans nos observations ALMA, la bande dite du continuum couvre 2 GHz et ne contient aucune raie traçant le gaz dense (tels les isotopologues de CO, CS...). Vers les protoétoiles massives de W43-MM1, on détecte un grand nombre de raies (près de 60 pour le cœur #3, voir [Molet et al., 2019](#)) qui sont pour la plupart associées à des COMs (beaucoup de transitions de CH₃OH, CH₃OCHO, CH₃CN, C₂H₅CN...). Étant donné le grand nombre de raies détectées vers chacune des protoétoiles massives de W43-MM1 et suivant l'idée selon laquelle elles se sont formées à partir d'un gaz homogène chimiquement, nous faisons l'hypothèse que la contribution relative des raies est statistiquement proche d'une protoétoile à l'autre.

Avec ces deux hypothèses, l'intensité intégrée de l'ensemble de ces raies peut être considérée comme proportionnelle à la masse de gaz chauffé au dessus de 100 K au sein des enveloppes protostellaires, $M_{\text{enveloppe}}^{>100\text{ K}}$.

$$\sum I_{\text{raies}} \propto M_{\text{enveloppe}}^{>100\text{ K}}.$$

Je rappelle que l'intensité intégrée de l'ensemble des raies détectées dans la bande continuum pour ces cœurs est directement associée au pourcentage de contamination par les raies, introduit en Sect. [III.1.2](#), via l'équation $C_{\text{raies}} = \frac{\sum I_{\text{raies}}}{F_{\text{tot}}}$, où $F_{\text{tot}} = \int I$ est le flux *intégré* (sommé) sur tous les canaux de la bande continuum, relié au flux mesuré sur la carte (*moyennée* sur la bande continuum) par $S^{\text{pic}} = F_{\text{tot}}/N_{\text{canaux}}$. **Il s'ensuit la relation de proportionnalité suivante que nous utiliserons par la suite :**

$$C_{\text{raies}} \times S^{\text{pic}} \propto M_{\text{enveloppe}}^{>100\text{ K}}. \quad (\text{A.1})$$

Cet ensemble d'hypothèses est considéré comme statistiquement valable dans W43-MM1. Il serait dangereux de l'extrapoler à une région plus évoluée dans laquelle le gaz a chimiquement été davantage modifié et/ou au cas de protoétoiles de régions différentes. Ces hypothèses fournissent des contraintes sur la masse de gaz chauffé au dessus de 100 K d'une protoétoile relativement à une autre. En aucun cas, elles ne donnent de valeur absolue de masse de gaz chauffée qui ne peut être fournie que par une étude détaillée des transitions de certaines molécules (comme celle de [Molet et al., 2019](#)).

A.1.3 Loi de température des enveloppes protostellaires

Lorsqu'une enveloppe protostellaire est optiquement mince au rayonnement infrarouge, une loi de température s'établit qui ne dépend que de la luminosité de la protoétoile, ici appelée L_* et que l'on peut approcher par L_{bol} . Originellement proposée par [Terebey et al. \(1993\)](#), nous modifions cette relation pour l'adapter à la température attendue à l'extérieur du beam de diamètre complet $\simeq 2 \times 2400$ AU pour une protoétoile de $1000 L_{\odot}$:

$$T_d(r, L_*) \simeq 42 \text{ K} \times \left(\frac{r}{2400 \text{ ua}} \right)^{-0.4} \times \left(\frac{L_*}{1000 L_{\odot}} \right)^{0.2}. \quad (\text{A.2})$$

En inversant cette équation, on peut calculer les rayons, $R_{23 \text{ K}}$ et $R_{100 \text{ K}}$, auxquels la température de l'enveloppe protostellaire atteint la température du nuage de ~ 23 K :

$$R_{23 \text{ K}}(L_*) \simeq 11000 \text{ ua} \times \left(\frac{L_*}{1000 L_{\odot}} \right)^{0.5}, \quad (\text{A.3})$$

et la température du hot core/hot corino associé aux protoétoiles de W43-MM1, ~ 100 K :

$$R_{100 \text{ K}}(L_*) \simeq 290 \text{ ua} \times \left(\frac{L_*}{1000 L_{\odot}} \right)^{0.5}. \quad (\text{A.4})$$

Nous déduisons de l'Eq. A.2, la relation suivante pour la température pondérée par la masse d'une enveloppe de densité $\rho(r) \propto r^{-2}$:

$$\overline{T_d(r, L_*)}[R] = \frac{\int_{r=0}^{r=R} T_d(r, L_*) \times \rho(r) \times 4\pi r^2 dr}{\int_{r=0}^{r=R} \rho(r) \times 4\pi r^2 dr} = \frac{T_d(R, L_*)}{0.6} \quad (\text{A.5})$$

soit

$$\begin{aligned} \overline{T_d(r, L_*)}[R] &\simeq 71 \text{ K} \times \left(\frac{R}{2400 \text{ ua}} \right)^{-0.4} \times \left(\frac{L_*}{1000 L_{\odot}} \right)^{0.2}, \text{ ou} \\ &\simeq 23 \text{ K} \times \left(\frac{R}{14000 \text{ ua}} \right)^{-0.4} \times \left(\frac{L_*}{125 L_{\odot}} \right)^{0.2}. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Il est intéressant de constater que dans l'Eq. A.3, le rayon 11000 AU est proche du diamètre complet du beam de la carte de température PPMAP : $2.5''$ à 5.5 kpc donnant ~ 14000 AU. **Une extrapolation de la température mesurée sur la carte PPMAP sur un diamètre de $2.5''$, $\overline{T_d^{\text{PPMAP}}}[2.5'']$, à la résolution de la carte ALMA, $\overline{T_d^{\text{PPMAP}}}[\theta_{\text{beam}}]$, fournit une première estimation de la température de chaque cœur pondérée par sa masse (voir Table A.1).** Cette extrapolation de l'extérieur vers l'intérieur (de $2.5''$ à $0.44''$) n'a de sens que si l'enveloppe reste optiquement mince au rayonnement infrarouge (probable mais non vérifié), si le profil en densité $\rho(r) \propto r^{-2}$ est adéquat et si la

protoétoile est suffisamment lumineuse ($>125 L_{\odot}$) pour chauffer l'enveloppe au dessus de 23 K jusqu'à 14000 ua. Lorsque le chauffage n'est pas observé sur la carte PPMAP par un point chaud (voir Sect. [iii.1.2](#)), cette extrapolation ne donne donc qu'une limite supérieure de l'estimation de température. Pour la plupart des protoétoiles, cette limite supérieure reste haute, $\overline{T_d^{\text{PPMAP}}}[\theta_{\text{beam}}] < 44\text{-}48$ K. Nous verrons ci-dessous que la deuxième méthode donne elle aussi une limite supérieure assez haute, $\overline{T_d^{\text{raies}}}[\theta_{\text{source}}] < 36$ K. Par simplicité, nous avons choisi pour ces sources de garder comme température la valeur directement mesurée sur la carte PPMAP et qui se trouve entre 21 et 24 K. Pour ces protoétoiles, les estimations de masses peuvent donc être sur-évaluée jusqu'à un facteur 70%.

TABLE A.1. : Extrapolations de température

Cœur #	$\overline{T_d^{\text{PPMAP}}}[2.5'']$ [K]	$\overline{T_d^{\text{PPMAP}}}[\theta_{\text{beam}}]$ [K]	θ_{source}^1 [$\times 10^3$ ua]	$S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}}$ [mJy]	C_{raies}^2 [%]	L_{\star} [L_{\odot}]	$\overline{T_d^{\text{raies}}}[\theta_{\text{source}}]^1$ [K]	$\overline{T_d}^{\pm 1\sigma}$ [K]
1	34	68	2.5 (2.3)	277	45	2100	81(83)	74 ± 2
2	23	< 46	1.3(1.2)	192	26	340	73(76)	59 ± 4
3	22	< 44	1.3(1.2)	109	13	30	46(48)	45 ± 1
4	34	68	2.8(2.5)	109	74	11000	108(112)	88 ± 7
5	22	< 44	1.3	52	15	50	51	47 ± 1
7	21	< 42	1.3 (1.2)	47	< 10	< 10	< 39(40)	30 ± 2
8	30	60	1.3 (1.2)	45	< 10	< 10	< 39(40)	45 ± 5
9	26	52	1.8 (1.6)	37	17	80	48(51)	50 ± 1
10	23 ou 21	< 46 ou 42	2.2 (2.1)	35	24	250	56(58)	51 ± 2
11	30	60	1.3 (1.2)	16	60	5500	130	93 ± 11
15	24	< 48	2.2	9	21-54*	170-3800*	50-96*	45 ± 2
17	23	< 46	1.3 (1.2)	16	< 10	< 10	< 39(40)	35 ± 3
30	26	52?	1.8 (1.4)	6.3	26**	330	64(70)**	$62 \pm 2^{**}$
autres protoétoiles	22 – 24	-	-	16 – 60	< 10	< 10	< 39(40)	22 – 24
cœurs préstellaires	22 – 24	15 – 17	-	-	-	-	-	15 – 17

¹ Les températures $\overline{T_d^{\text{raies}}}$ servant pour calculées les valeurs $\overline{T_d}$ ont été calculées à partir de tailles de sources θ_{source} incorrectes. Entre parenthèses sont indiquées les tailles correctes (voir Table [iv.1](#)) et les températures corrigées.

² Les valeurs de contamination données dans cette colonne sont celles mesurées avec C^{pic} que nous avons utilisées pour les estimations de température de l'article I (voir Sect. [iii.1.2](#)). Cas particuliers :

*La contamination pic du cœur #15 (54%) est très élevée par rapport à sa contamination en flux intégrée (21%), nous donnons ici les valeurs pour ces deux estimateurs. La présence d'un *hot corino* dans ce cœur est incertaine.

**Le contamination en raies évaluée par le paramètre C_{raies} (voir Sect. [iii.1.2](#) et thèse de J. Molet) n'est pas apparue comme significative pour le cœur #30.

A.2 Méthode approchée pour estimer la température de poussière des cœurs

A.2.1 Masse de gaz chauffé au dessus de 100 K

Dans le cas d'une enveloppe sphérique de densité décrite par un profil radial $\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-2}$, la masse de gaz chauffé au dessus de 100 K sera :

$$\begin{aligned} M_{\text{enveloppe}}^{>100 \text{ K}} &= \int_{r=0}^{r=R_{100 \text{ K}}} \rho_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-2} \times 4\pi r^2 dr \\ &= 4\pi \rho_0 r_0^2 \times R_{100 \text{ K}} \end{aligned}$$

Poursuivons en utilisant l'Eq. A.4 pour expliciter $R_{100 \text{ K}}$ et en introduisant la variable $M^{\text{pic}} = 4\pi \rho_0 r_0^2 \theta_{\text{beam}}$ qui est la masse de l'enveloppe protostellaire mesurée dans un beam de rayon $\theta_{\text{beam}} = 1200 \text{ AU}$. Il s'ensuit une relation directe entre la masse de gaz chauffé au dessus de 100 K, la luminosité de la protoétoile et la masse de son enveloppe protostellaire :

$$\begin{aligned} M_{\text{enveloppe}}^{>100 \text{ K}} &= 4\pi \rho_0 r_0^2 \theta_{\text{beam}} \times \left(\frac{290 \text{ ua}}{\theta_{\text{beam}}}\right) \times \left(\frac{L_{\star}}{1000 L_{\odot}}\right)^{0.5} \\ &\simeq 0.24 \times M^{\text{pic}} \times \left(\frac{L_{\star}}{1000 L_{\odot}}\right)^{0.5} \\ &\propto M^{\text{pic}} \times \sqrt{L_{\star}} \end{aligned} \tag{A.7}$$

A.2.2 Relation approchée entre luminosité et contamination

En repartant des relations de proportionnalité de l'Eq. A.1 et l'Eq. A.7,

$$C_{\text{raies}} \times S^{\text{pic}} \propto M_{\text{enveloppe}}^{>100 \text{ K}},$$

$$M_{\text{enveloppe}}^{>100 \text{ K}} \propto M^{\text{pic}} \times \sqrt{L_{\star}}$$

et en introduisant celle qui découle de l'Eq. III.3 entre le flux du continuum dans un beam et sa masse M^{pic} , dans le cas qui nous occupe ici d'une émission optiquement mince observée dans le domaine Rayleigh-Jeans :

$$M^{\text{pic}} \propto \frac{S^{\text{pic}}}{\overline{T_{\text{d}}}[\theta_{\text{beam}}]}, \tag{A.8}$$

on obtient la relation de proportionnalité suivante entre quantité chacune mesurée sur un beam de $0.44''$:

$$C_{\text{raies}} \times S^{\text{pic}} \propto \frac{S^{\text{pic}}}{\overline{T_{\text{d}}}[\theta_{\text{beam}}]} \times \sqrt{L_{\star}}. \tag{A.9}$$

En simplifiant et en utilisant l'Eq. A.6 pour exprimer la dépendance de $\overline{T_{\text{d}}}[\text{beam}]$ avec la luminosité, soit $\overline{T_{\text{d}}}[\text{beam}] \propto (L_{\star})^{0.2}$, on obtient

$$C_{\text{raies}} \propto \frac{(L_{\star})^{0.5}}{(L_{\star})^{0.2}} \propto (L_{\star})^{0.3},$$

soit en l'inversant

$$L_{\star} \propto (C_{\text{raies}})^{10/3}. \quad (\text{A.10})$$

La protoétoile #4 étant la plus lumineuse de W43-MM1, nous lui avons attribué la moitié de la luminosité totale de W43-MM1 (voir Sect. A.1.1), soit une fois arrondi $L_{\star}(\text{protoétoile \#4}) = 11000 L_{\odot}$. **Nous avons ensuite estimé la luminosité de chacune des protoétoiles de W43-MM1 en utilisant l'équation suivante, relativement aux caractéristiques, pourcentage de contamination par les raies et luminosité, de la protoétoile #4 :**

$$\begin{aligned} L_{\star}(\text{protoétoile}) &= L_{\star}(\text{protoétoile \#4}) \times \left(\frac{C_{\text{raies}}}{C_{\text{raies}}(\text{protoétoile \#4})} \right)^{10/3}, \\ &= 11000 L_{\odot} \times \left(\frac{C_{\text{raies}}}{74\%} \right)^{10/3}. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

La somme des luminosités déduites par cette relation (voir Table A.1) pour l'ensemble des protoétoiles de W43-MM1 donne 85% de la luminosité totale. Les températures des cœurs moyennées sur leur masse à l'échelle de leur taille, $\overline{T_{\text{d}}^{\text{raies}}}[\theta_{\text{source}}]$, sont ensuite estimées en utilisant l'Eq. A.6 (voir Table A.1). La Table A.1 donne donc le résultat des deux types d'extrapolation et en prend la moyenne lorsqu'il y a lieu.

Nous sommes conscients que cette méthode n'est qu'un premier pas vers la contrainte plus fine de température de poussière par les raies. En l'absence d'une telle étude faite sur toutes les protoétoiles de W43-MM1 (avec le problème que le volume de gaz qui émet les raies considérées est rarement bien contraint) et en l'absence d'une méthode statistique fiable utilisant une forêt de raies, nous nous en tenons ici à cette méthode approchée. Nous espérons que ce premier pas amènera des spécialistes COMs à se pencher sur la question.

ARTICLE : "MOLECULAR ANALYSIS OF A
HIGH-MASS PRESTELLAR CORE CANDIDATE IN
W43-MM1" (MOLET, BROUILLET, NONY *ET AL.*
2019, A&A)

Molecular analysis of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1

J. Molet¹, N. Brouillet¹, T. Nony², A. Gusdorf^{3,4}, F. Motte^{2,5}, D. Despois¹, F. Louvet⁶, S. Bontemps¹, and F. Herpin¹

¹ Laboratoire d'astrophysique de Bordeaux, Université de Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France
 e-mail: jordan.molet@u-bordeaux.fr

² Université Grenoble Alpes, CNRS, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, 38000 Grenoble, France

³ Laboratoire de Physique de l'École normale supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université Paris-Diderot, Sorbonne Paris Cité, Paris, France

⁴ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Université Paris 06, 75231 Paris, France

⁵ AIM Paris-Saclay Département d'Astrophysique, CEA, CNRS, Univ. Paris Diderot, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁶ Departamento de Astronomía de Chile, Universidad de Chile, Santiago, Chile

Received 19 March 2019 / Accepted 11 May 2019

ABSTRACT

Context. High-mass analogues of low-mass prestellar cores are searched for to constrain the models of high-mass star formation. Several high-mass cores, at various evolutionary stages, have been recently identified towards the massive star-forming region W43-MM1 and amongst them a high-mass prestellar core candidate.

Aims. We aim to characterise the chemistry in this high-mass prestellar core candidate, referred to as W43-MM1 core #6, and its environment.

Methods. Using ALMA high-spatial resolution data of W43-MM1, we have studied the molecular content of core #6 and a neighbouring high-mass protostellar core, referred to as #3, which is similar in size and mass to core #6. We first subtracted the continuum emission using a method based on the density distribution of the intensities on each pixel. Then, from the distribution of detected molecules, we identified the molecules centred on the prestellar core candidate (core #6) and those associated to shocks related to outflows and filament formation. Then we constrained the column densities and temperatures of the molecules detected towards the two cores.

Results. While core #3 appears to contain a hot core with a temperature of about 190 K, core #6 seems to have a lower temperature in the range from 20 to 90 K from a rotational diagram analysis. We have considered different source sizes for core #6 and the comparison of the abundances of the detected molecules towards the core with various interstellar sources shows that it is compatible with a core of size 1000 au with $T = 20\text{--}90$ K or a core of size 500 au with $T \sim 80$ K.

Conclusions. Core #6 of W43-MM1 remains one of the best high-mass prestellar core candidates even if we cannot exclude that it is at the very beginning of the protostellar phase of high-mass star formation.

Key words. stars: formation – stars: massive – ISM: abundances – ISM: molecules – radio lines: ISM

1. Introduction

Understanding high-mass stars ($M > 8 M_{\odot}$) is crucial in modern astrophysics since their energy budget towards the interstellar medium is the most important contribution coming from stars. They form in massive dense cores of $\sim 100 M_{\odot}$ within ~ 0.1 pc (Motte et al. 2007; Bontemps et al. 2010), by processes far less understood than for low-mass stars. Whereas low-mass stars have clear distinct phases of evolution from prestellar cores to young stars, we do not know if a prestellar core phase also exists for high-mass stars. While the UV radiation pressure problem (Wolfire & Cassinelli 1987) is mostly solved in most recent 3D modelling, two competitive models remain: the “core-fed” model (e.g. McKee & Tan 2003) and the “clump-fed” model (e.g. Bonnell & Bate 2006; Smith et al. 2009; Vázquez-Semadeni et al. 2017). The first model supposes the existence of starless massive dense cores, whereas, for the second one, low-mass prestellar cores can become high-mass protostars by collecting surrounding gas. The observation of a high-mass prestellar core is challenging due to the lower number of high-mass stars

compared to the number of low-mass stars (only $\sim 1\%$ of the Galactic stellar population) and the short duration of the hypothetical prestellar phase ($\sim 10^4\text{--}10^5$ yr; Tigé et al. 2017, and references therein). Motte et al. (2018a) and Louvet (2018) list the current high-mass prestellar core candidates: CygX-N53-MM2 (Duarte-Cabral et al. 2014), G11.92-0.61-MM2 (Cyganowski et al. 2014), G11.11-P6-SMA1 (Wang et al. 2014), G028CA9 (Kong et al. 2017), and W43-MM1#6 (Nony et al. 2018). No detailed study about their molecular content has been done so far. We investigate here the latter one, W43-MM1#6.

The W43-MM1 ridge is a massive molecular cloud of $2 \times 10^4 M_{\odot}$ contained in 6 pc^2 . It is the main submillimeter fragment of the W43 complex (Motte et al. 2003; Nguyen-Luong et al. 2013), located at the end of the Galactic bar at a distance of 5.5 kpc from the Sun (Nguyen Luong et al. 2011; Zhang et al. 2014). W43-MM1 is associated to OH, CH₃OH, and H₂O masers (respectively Braz & Epchtein 1983; Walsh et al. 1998; Valdetaro et al. 2001), which are high-mass stellar activity signposts (Motte et al. 2003). At 0.05 pc resolution, W43-MM1 appears as a mini-starburst cluster with a high star formation

rate of $6000 M_{\odot} \text{ Myr}^{-1}$ and N1a as the most massive dense core (Louvet et al. 2014). Louvet et al. (2016) identified a large-scale shock (~ 5 pc) along the filament, consistent with numerical models of a collision of two giant molecular clouds (e.g. Wu et al. 2017), and intermediate-scale shocks (~ 0.2 pc) tracing protostellar outflows. The presence of small-scale shocks due to the collision of gas inflows on the cores has been suggested but not observed yet probably because of the limited sensitivity and/or angular resolution. More recently, Motte et al. (2018b) identified a large population of cores with ~ 2000 au typical sizes, and numerous high-mass cores. This suggests that W43-MM1 is one of the youngest and richest clusters of high-mass cores in the Milky Way. This sample is thus excellent to search for a high-mass prestellar core (Nony et al. 2018).

Two neighbouring cores with the same size and mass have been studied by Nony et al. (2018). The first core, identified as core #3, has clear outflows traced by SiO(5–4) and CO(2–1) transitions and a line forest seen over the continuum band, which qualifies it as a protostellar object. Core #6 in contrast does not show any outflow and just a few lines are seen in the continuum band; it is thus a good high-mass prestellar core candidate. During the evolution from the molecular cloud to the formation of the protostar, the composition of the gas evolves (e.g. Gerner et al. 2014). The formation and destruction of molecules depend on the density of the environment, temperature, time, and dynamics. A rise in temperature will allow molecules to desorb from the grain mantles to the gas phase and thus to be detectable by rotational spectroscopy. Complex organic molecules (COMs) have already been detected in both high-mass and low-mass star-forming regions. The typical radius of hot corinos, where the dust temperature is 100 K, is <100 au, while it is a few thousands au for hot cores (e.g. Herbst & van Dishoeck 2009). We propose here to determine the nature of the W43-MM1 high-mass core #6, constraining the physical and chemical conditions of the core from the observed abundances and excitation temperatures of the detected molecules.

The article is organised as follows. We present the data and the method used to subtract the continuum in Sect. 2. In Sect. 3, we analyse the molecular content of cores #3 and #6. We study the distribution of the molecules to select those that are directly related to core #6 and we estimate their temperature and column densities. In Sect. 4 we compare our results with other star-forming regions and discuss the nature of cores #3 and #6.

2. Observations and data reduction

2.1. Data set

Observations were carried out in Cycle 2 (project #2013.1.01365.S) and Cycle 3 (#2015.1.01273.S), with the ALMA 12 m and ACA 7 m arrays. W43-MM1 was imaged in band 6 (between 216 and 234 GHz) with a $78'' \times 53''$ ($2.1 \text{ pc} \times 1.4 \text{ pc}$) mosaic composed of 33 fields with the 12 m array and 11 fields with ACA. The total bandwidth is 4.8 GHz made of two continuum bands and seven narrow bands centred on lines of interest, with a spectral resolution ranging from 122 to 976 kHz (0.17 to 1.26 km s^{-1}) and a spatial resolution of $\sim 0.44''$ (~ 2400 au) (see Table 1). The continuum band centred on 232.4 GHz is taken from Cycle 3 data and has a lower spatial resolution ($\sim 0.57''$ or ~ 3200 au). Data reduction was made with CASA 4.7.2. (McMullin et al. 2007). The cleaning was performed with a 0.5 Briggs robustness weighting, using the multiscale option and with a threshold of $\sim 1\sigma$ cropped on a

Table 1. Parameters of the ALMA spectral windows.

Spectral windows	ν_{obs} (GHz)	Bandwidth (MHz)	Resolution		rms (K)
			(" × ")	(km s^{-1})	
OC ³³ S	216.076	234	0.55×0.40	0.17	0.37
SiO	217.033	234	0.54×0.39	0.34	0.42
H ₂ CO	218.150	234	0.54×0.39	0.17	0.38
C ¹⁸ O	219.488	117	0.53×0.39	0.17	0.49
SO	219.877	117	0.54×0.39	0.33	0.44
CO	230.462	469	0.52×0.38	1.27	0.25
¹³ CS	231.144	469	0.52×0.37	0.32	0.28
Cont. 1 ^(a)	232.4	1875	0.66×0.50	1.26	0.12
Cont. 2	233.4	1875	0.51×0.36	1.26	0.22

Notes. ^(a)Spectral window observed in Cycle 3. The other windows were observed in Cycle 2.

region excluding the borders of the mosaic to avoid problems of divergence.

2.2. Continuum subtraction

Because of the sensitivity of the current instruments, it is now difficult to find channels with no emission line over all the map to subtract the continuum in a data cube. In W43-MM1, Motte et al. (2018b) identify 131 continuum cores with masses ranging from $\sim 1 M_{\odot}$ to $\sim 100 M_{\odot}$ and line contamination between 0% and 74%. The analysis of the four bright methyl formate (CH₃OCHO) lines detected in the 216 GHz band gives a velocity ranging from 94 to 102 km s^{-1} for the 11 main continuum cores. Due to the numerous lines in the various cores and the different velocities of the cores, line emission is present in almost all channels. It is thus necessary to use a method of continuum subtraction that handles each pixel independently. We developed a method similar to the one presented in Jørgensen et al. (2016), using the density distribution of the channel intensities on each pixel. The profile of the distribution is composed of a Gaussian part due to the noise, and a tail towards high intensities associated with the molecular emission. The Gaussian noise distribution peaks on the true continuum value, but the peak of the observed distribution can be displaced due to the contribution of the tail. The best way to obtain a correct continuum value with the density profile method is discussed in Sanchez-Monge et al. (2017), and the corrected sigma-clipping method (cSCM) seems to be the most effective using their STATCONT algorithm. To properly treat the statistical behaviour of the tail, we use the exponentially modified Gaussian (EMG) function (Grushka 1972), which is the convolution between a Gaussian and an exponential decay,

$$f_{\text{EMG}}(x) = A\sigma\lambda \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left[\lambda \frac{2\mu + \lambda\sigma^2 - 2x}{2}\right] \text{erfc}\left(\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma}\right), \quad (1)$$

where A is the peak amplitude, σ the variance of the Gaussian, λ the relaxation rate of the exponential modifier, μ the centre of the Gaussian, and erfc the complementary error function.

We compared our EMG method with the cSCM from STATCONT, using synthetic spectra with parameters comparable to our data. Our method is about 20 times faster than STATCONT and we estimated a relative error on the continuum of $\pm 2\%$ with the EMG method fit versus $\pm 5\%$ for the cSCM. Figure 1

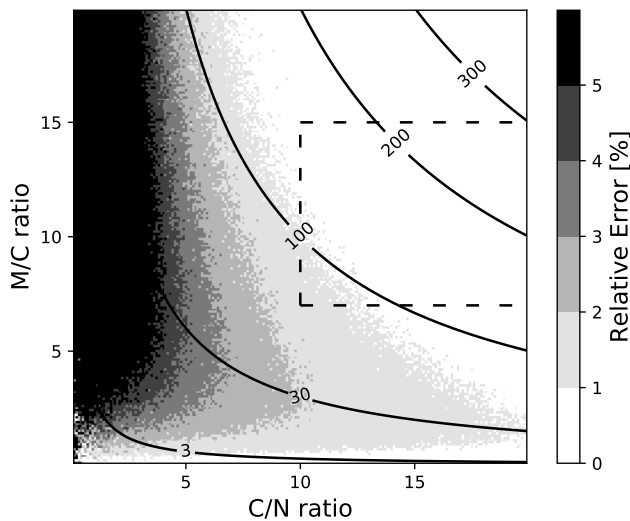


Fig. 1. Estimation of the relative error on the continuum level determination, depending on the molecular/continuum (M/C) ratio and continuum/noise (C/N) ratio. The black lines represent the M/N ratio. The typical ratios from the core #3 pixels are included in the dashed box. Each pixel is the average of the errors obtained from 20 synthetic spectra of 1000 channels with 100 random molecular Gaussian lines that follow a power law comparable to the observed data.

presents the estimation of the error depending on the following parameters: the continuum level, the maximum of the molecular emission and the noise level. We find that the EMG method is well adapted for this kind of molecular distribution. Part of the derived continuum map is presented in Fig. 2. Comparing with the line-contaminated continuum map of Motte et al. (2018b), derived from the integration of the full continuum band without getting rid of molecular lines, the positions of the cores are the same but the signal on their map is overestimated on average by $\sim 20\%$ on continuum cores and up to 60% for cores #1 and #4. As for the line-free continuum map of Motte et al. (2018b), it is consistent, within 10%, with the EMG continuum image but it is 1.2 times noisier.

3. Results and analysis

Out of the 13 high-mass cores with $M > 16 M_{\odot}$, identified at 1.3 mm by Motte et al. (2018b) in the W43-MM1 protocluster, we focus in this paper on the high-mass cores at the south-western tip of the main filament (see Fig. 1 of Nony et al. 2018) and we follow the same nomenclature. Table 2 lists the main characteristics of the four high-mass cores identified in the continuum map (lower right panel in Fig. 2). The sizes and shapes of the cores are the same as in Motte et al. (2018b) and Nony et al. (2018) and do not change in this frequency range. We are interested in particular in the comparison of cores #3 and #6, which are close (0.08 pc, 16 000 au), with a similar size of 1200 au and mass of $\sim 60 M_{\odot}$. We study here their spectra, averaged spatially over the size of the continuum cores.

3.1. Molecular content of cores #3 and #6

Whereas core #3 displays a forest of lines, much fewer lines are observed towards core #6 (see Figs. A.1 and A.2, respectively). We first studied the molecular content of core #3. The 25 molecules that we identified in this core, including isotopologues, are listed in Table 3, and the line parameters

of all detected transitions are given in Table A.1. Out of these molecules, 17 are identified in core #6. The line parameters of the 33 detected transitions towards core #6 are listed in Table A.2.

Complex molecules are clearly present in core #6 with the detection of methanol (CH_3OH) and its isotopologue ($^{13}\text{CH}_3\text{OH}$), acetaldehyde (CH_3CHO), dimethyl ether (CH_3OCH_3), and methyl formate (CH_3OCHO). There is no clear evidence of the presence of other COMs in core #6, except a tentative detection of the methanol isotopologue $\text{CH}_3^{18}\text{OH}$ and of formamide (NH_2CHO) that only appear when the corresponding lines are stacked. For $\text{CH}_3^{18}\text{OH}$, eight lines are considered as not contaminated by other species in core #3 and were selected for core #6. In the same way, five lines were selected for NH_2CHO . Some of the molecules detected towards core #6 seem to be directly associated with the continuum core, whereas the others do not peak at the centre of the core and are being interpreted as part of the large-scale features.

Molecules not directly associated to core #6. For seven of the species detected in core #6, the large-scale view shows that the distribution of these molecules is not only centred on the continuum cores (see Fig. 2). On small scales, those molecules clearly peak at the north of core #6 (e.g. SiO) or belong to the environment (see DCN map). On large scales, CO and SiO mainly trace the outflows from core #3 and #9, which have been already analysed by Nony et al. (2018). SO, H_2^{13}CO , and DCN follow the filament observed in continuum emission.

Molecules centred on core #6. The other ten identified species are clearly centred on the continuum core (see Fig. 3). This suggests that part of the emission of these molecules is not associated to the large-scale shocks expected in a cloud forming though collision or along protostellar outflows, but is directly linked to the presence of the core. The distribution of these molecules in the neighbouring core #3 is also centred on the continuum peak as shown in Fig. 4. We used a Gaussian fit to derive a deconvolved size of the molecular emission, which appears to be typically close to the size of the beam for all ten molecules observed in core #6. The results are comparable for the two cores (see Table 3), except for the C^{18}O emission, which is three times more extended than the continuum extension of core #3. We note a recurrent small offset ($< 0.2''$, i.e. less than half of the beam) of the molecular emission with respect to the continuum peak, towards the south for core #3 and towards the east for core #6 (see Fig. 5).

3.2. Critical density and opacity

The critical densities are estimated as $n_{\text{crit}} = A_{ij}/q_{ij}$ with A_{ij} the Einstein coefficient and q_{ij} the collision rate coefficient. The values of the critical densities for the individual transitions of the molecules, available in the Leiden Atomic and Molecular Database¹ (Schöier et al. 2005), are indicated in Tables A.1 and A.2. We find values between $\sim 10^4$ and 10^7 cm^{-3} for our lines, which are lower than the obtained n_{H_2} values of the cores ($\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$, see Table 2). In the following we will hence assume that local thermodynamical equilibrium (LTE) conditions are verified.

In general, isotopologues are less likely to be optically thick than their main isotopologue because of their lower abundances. Considering a distance of W43-MM1 from the Galactic centre of 4.5 kpc (Zhang et al. 2014), we take for the isotopic ratios:

¹ <https://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/>

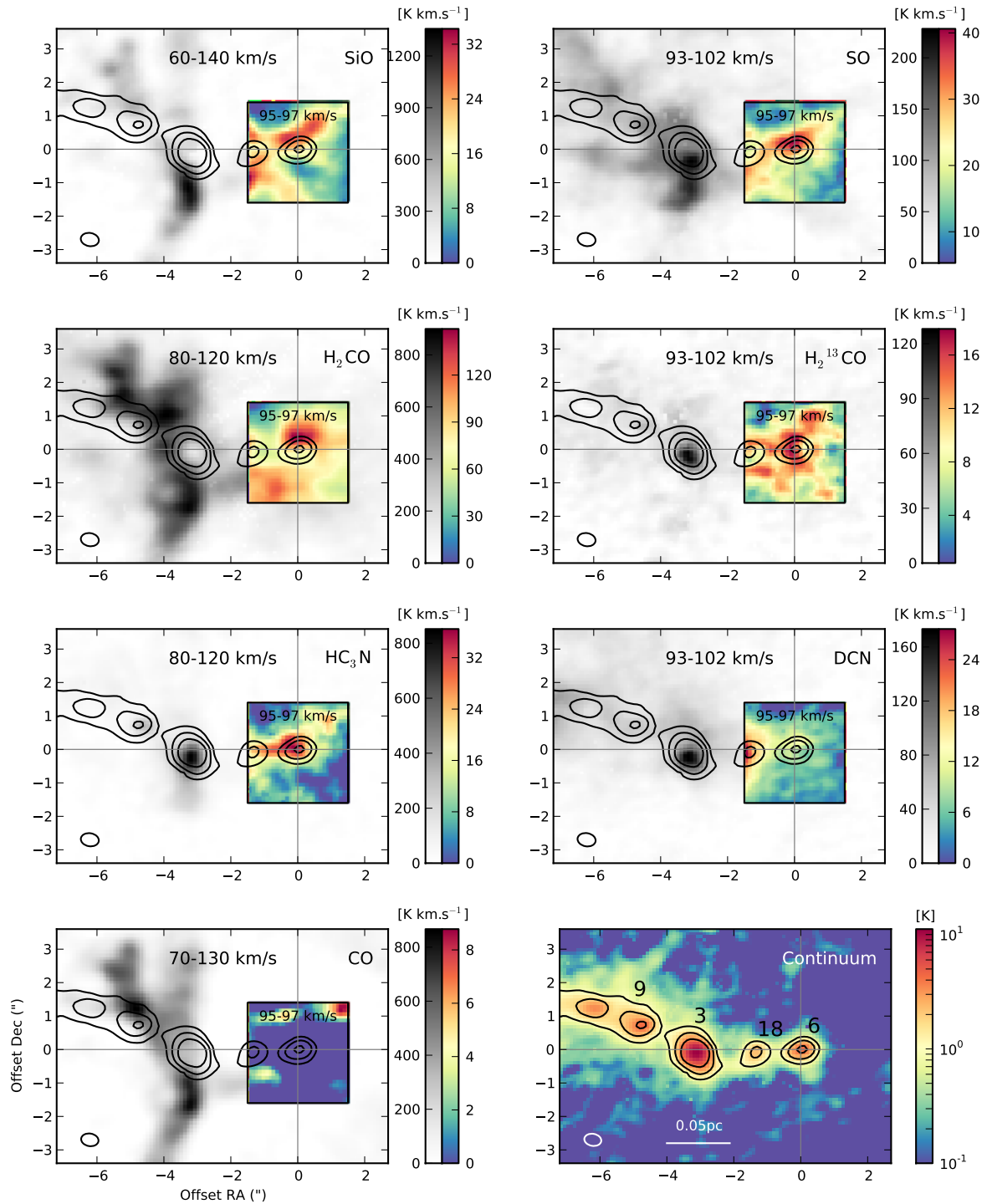


Fig. 2. Velocity integrated maps of the molecules that do not peak on core #6. The velocity range is indicated on the top of each box. For each molecule, grey scale images correspond to the large-scale map with large dynamics in intensity, while the colour maps focus on a narrower region around core #6 with smaller dynamics in intensity (as indicated by the two wedges on the right side of each panel). Temperature is the main beam brightness temperature T_{mb} . The continuum map obtained from the Cont. 2 spectral window data is plotted in the bottom right panel. The contours represent the 5–10–20 σ continuum emission, with $5\sigma \approx 9\text{mJy beam}^{-1}$. The position is relative to the centre of the continuum core #6. The beam is represented in the bottom left corner of each map. The CO emission is completely filtered in the 95–97 km s^{-1} velocity range around core #6 (see Fig. A.2), but its presence is confirmed by the C^{18}O emission.

$^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 45 \pm 13$ (Milam et al. 2005), $^{32}\text{S}/^{33}\text{S} = 90 \pm 30$ (Chin et al. 1996), and $^{18}\text{O}/^{16}\text{O} = 327 \pm 32$ (Wilson & Rood 1994). The detection of $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ in core #6 is important since the

methanol is optically thick. We also preferred to use the available isotopologues of CS and OCS to avoid some underestimations of abundances.

J. Molet et al.: Molecular analysis of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1

Table 2. Characteristics of the cores located at the tip of the main filament (from Motte et al. 2018b).

Core #	RA (J2000)	Dec (J2000)	Size ("×")	FWHM (au)	M_{core} (M_{\odot})	n_{H_2} ($\times 10^9 \text{cm}^{-3}$)	T_{dust} (K)
3	18 ^h 47 ^m 46 ^s .37	−1°54′33″.41	0.52 × 0.47	1200	59 ± 2	7.6 ± 0.3	45 ± 1
6	18 ^h 47 ^m 46 ^s .16	−1°54′33″.30	0.55 × 0.45	1300	56 ± 9	6.6 ± 0.1	23 ± 2
9	18 ^h 47 ^m 46 ^s .48	−1°54′32″.54	0.63 × 0.45	1600	17.8 ± 0.9	1.0 ± 0.1	50 ± 1
18	18 ^h 47 ^m 46 ^s .25	−1°54′33″.41	0.93 × 0.45	2600	28 ± 4	0.4 ± 0.1	23 ± 2

Table 3. Excitation temperatures and column densities of the detected molecules towards cores #3 and #6 derived for a core of the beam size.

Molecule	Core #3					Core #6				
	\bar{v} (km s ^{−1})	$\overline{\Delta v}$ (km s ^{−1})	N_{tot} (cm ^{−2})	T_{ex} (K)	Size (" × ")	\bar{v} (km s ^{−1})	$\overline{\Delta v}$ (km s ^{−1})	N_{tot} (cm ^{−2})	T_{ex} (K)	Size (" × ")
C ¹⁸ O	–	–	>1.8(17) ^(a)	190	2.36 × 1.17	–	–	–	–	0.53 × 0.18
CH ₃ OH	97.1 ± 0.1	5.9 ± 0.3	4.7 ± 0.4(17)	320 ± 80	0.55 × 0.35	95.8 ± 0.2	3.3 ± 0.4	4.2 ± 4.0(17)	55 ± 35	0.54 × 0.52
¹³ CH ₃ OH	97.0 ± 0.1	5.3 ± 0.3	9.8 ± 2.1(16)	210 ± 40	0.52 × 0.36	96.5 ± 0.2	5.2 ± 0.5	–	–	<0.55 × 0.45
CH ₃ CHO	96.6 ± 0.2	5.6 ± 0.7	5.7 ± 0.1(15)	150 ± 40	0.68 × 0.46	95.6 ± 0.1	2.6 ± 0.4	2.6 ± 1.9(15)	30 ± 15	0.71 × 0.54
¹³ CS	97.0 ± 0.1	5.0 ± 0.1	8.9(14)	190	0.94 × 0.86	95.4 ± 0.1	3.4 ± 0.3	–	–	0.73 × 0.48
CH ₃ OCH ₃	96.3 ± 0.1	6.7 ± 0.3	9.3 ± 1.4(16)	140 ± 25	0.61 × 0.53	95.9 ± 0.2	2.3 ± 0.7	–	–	–
CH ₃ OCHO	97.3 ± 0.3	4.7 ± 0.8	1.0 ± 0.3(17)	250 ± 50	0.51 × 0.28	95.7 ± 0.2	3.0 ± 0.3	7.0 ± 4.0(15)	50 ± 30	0.62 × 0.22
OCS	96.5 ± 0.1	5.7 ± 0.1	2.2(16)	190	0.70 × 0.55	95.7 ± 0.1	3.7 ± 0.2	–	–	0.78 × 0.56
O ¹³ CS	97.1 ± 0.1	4.0 ± 0.1	3.3(15)	190	0.43 × 0.34	95.1 ± 0.2	2.1 ± 0.4	–	–	<0.55 × 0.45
OC ³³ S	96.6 ± 0.1	3.7 ± 0.2	1.4(15)	190	0.49 × 0.24	95.4 ± 0.3	2.1 ± 0.6	–	–	<2.1 × 0.22
SiO $v=0$	–	–	>5.6(14) ^(a)	190	–	95.8 ± 0.3	5.1 ± 0.7	–	–	–
SO	97.0 ± 0.1	5.6 ± 0.2	4.1(15)	190	–	96.1 ± 0.1	3.2 ± 0.3	–	–	–
H ₂ CO	–	–	>1.0(16) ^(a)	190	–	–	–	–	–	–
H ₂ ¹³ CO	97.2 ± 0.1	4.6 ± 0.2	2.1(15)	190	–	96.0 ± 0.2	2.4 ± 0.6	–	–	Not centred
HC ₃ N	96.6 ± 0.1	5.3 ± 0.1	5.8(14)	190	–	96.3 ± 0.2	4.4 ± 0.5	–	–	–
DCN	96.8 ± 0.1	5.8 ± 0.3	3.6(14)	190	–	95.6 ± 0.1	1.7 ± 0.3	–	–	–
CO	–	–	>3.0(18) ^(a)	190	–	–	–	–	–	–
CH ₃ ¹⁸ OH	97.3 ± 0.7	4.8 ± 1.1	1.6 ± 0.8(16)	170 ± 60	–	–	–	–	–	–
¹³ CH ₃ CN	97.1 ± 0.3	5.1 ± 0.7	5.7 ± 1.3(14)	130 ± 60	–	–	–	–	–	–
HC(O)NH ₂	97.3 ± 0.4	6.2 ± 0.9	1.7 ± 0.7(15)	260 ± 120	–	–	–	–	–	–
C ₂ H ₅ OH	97.3 ± 0.4	5.0 ± 1.0	2.4 ± 0.5(16)	85 ± 20	–	–	–	–	–	–
H ₂ C ³⁴ S	96.8 ± 0.3	4.9 ± 0.6	1.4(15)	190	–	–	–	–	–	Not detected
CH ₃ COCH ₃	97.4 ± 0.5	4.7 ± 0.6	2.0(16)	190	–	–	–	–	–	–
C ₂ H ₃ CN	96.2 ± 0.3	7.2 ± 0.7	2.9(15)	190	–	–	–	–	–	–
C ₂ H ₅ CN	97.2 ± 0.1	4.9 ± 0.4	4.5 ± 1.5(15)	170 ± 70	–	–	–	–	–	–

Notes. $a(b) = a \times 10^b$. ^(a)Only a lower limit of the column density can be derived for the molecules where the emission is self-absorbed or filtered by the interferometer.

3.3. Temperatures and abundances

The total column density N_{tot} and the excitation temperature T_{ex} can be obtained in LTE and optically thin conditions using the relation

$$\ln \frac{N_u}{g_u} = \ln N_{\text{tot}} - \ln Q(T_{\text{ex}}) - \frac{E_u}{k_B T_{\text{ex}}}, \quad (2)$$

with N_u the upper level column density, g_u the degeneracy of the upper state, $Q(T_{\text{ex}})$ the partition function, and E_u the upper state energy. We assume here that the filling factor is equal to 1. In LTE conditions, the excitation temperature is identical to the kinetic temperature.

For core #3, we could derive the column density and the excitation temperature for ten molecules out of the 25 molecules

detected using rotational diagrams since we detected more than two transitions for these ten molecules. For core #6, it was only possible for methanol, acetaldehyde, and methyl formate, which have enough detected transitions to build a rotational diagram. The rotational diagrams were performed using the CASSIS² software (Vastel et al. 2015). The derived values are displayed in Table 3. Despite the significant uncertainties, the temperature seems to be lower for core #6 (15–90 K) than for core #3 (~190 K).

The local density is high enough to reach LTE conditions, so that we could use the equation (Tielens 2005)

$$N_{\text{tot}} = \frac{1.94 \times 10^3}{A_{ij}} v_{ij}^2 \int T_{\text{mb}} dv \frac{Q(T_{\text{ex}})}{g_u \exp(-E_u/k_B T_{\text{ex}})}, \quad (3)$$

² <http://cassis.irap.omp.eu>

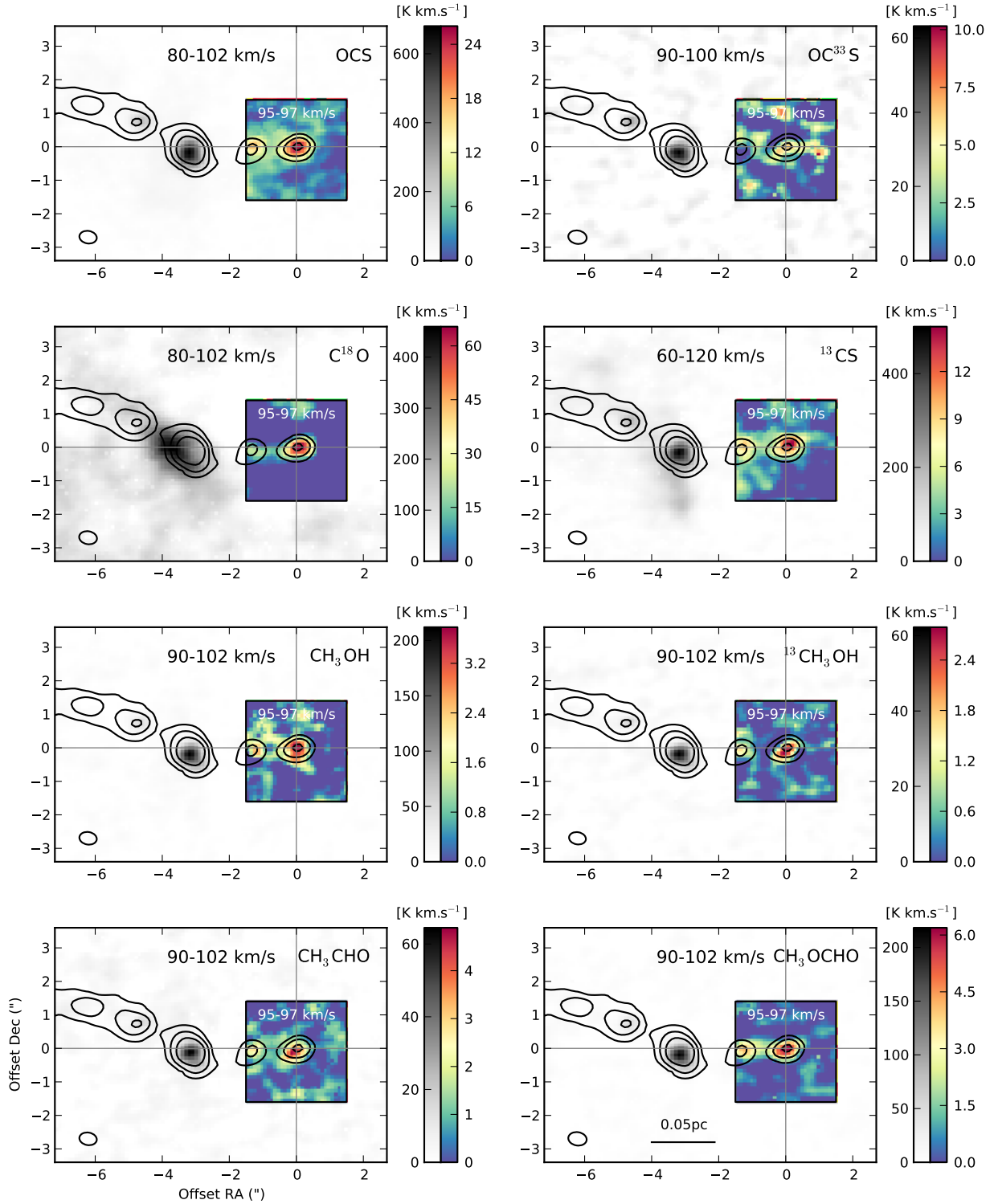


Fig. 3. Same as Fig. 2 but for molecules centred on core #6.

where N_{tot} is in cm^{-2} , ν_{ij} is the rest frequency in GHz, and the only parameter coming from the observations is the integrated intensity $\int T_{\text{mb}} d\nu$ in K km s^{-1} . The spectroscopic parameters come from the Cologne Database for Molecular Spectroscopy (CDMS³) and the Jet Propulsion Laboratory (JPL⁴) catalogue

³ <https://cdms.astro.uni-koeln.de>

⁴ <http://spec.jpl.nasa.gov/>

depending on the molecules (see Tables A.1 and A.2). When it was not possible to use a rotational diagram, we assumed an excitation temperature of 190K for core #3 to derive a column density with Eq. (3). These results are the inputs for the synthetic spectra in Figs. A.1 and A.2. Residuals show that only a few lines are unidentified towards core #3. Since H_2CO and C^{18}O are self-absorbed and SiO and CO are filtered, only lower limits can be obtained and no correct synthetic spectra can be

J. Molet et al.: Molecular analysis of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1

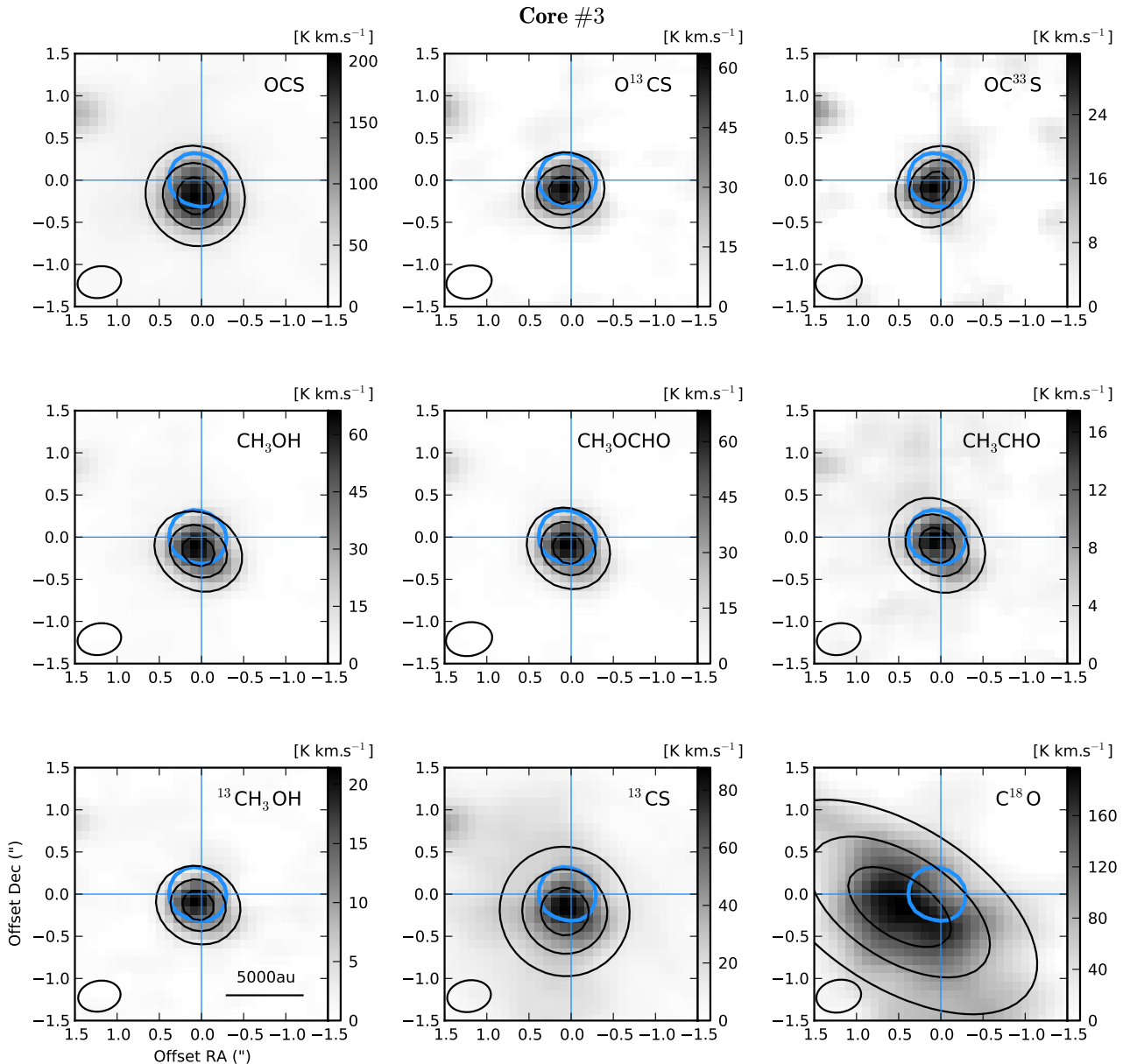


Fig. 4. Velocity integrated intensity map (grey scale) around core #3 for the molecules centred on the continuum core. The velocity range chosen for the integration is $95\text{--}97\text{ km s}^{-1}$, which corresponds to the central emission peak. Temperature is the main beam brightness temperature T_{mb} . The black contours represent the result of a Gaussian fit to the emission; the levels are 20, 50, and 80% of the maximum. The maps are centred on the continuum core represented in blue contours (50% of the maximum). The beam is represented on the bottom left corner of each map.

performed for these molecules. For the optically thick molecules, a correction of the column density is made with their observed isotopologues; the corrected values are in Table 5 for core #3 and in Table 6 for core #6. The $\text{O}^{13}\text{CS}/\text{OC}^{33}\text{S}$ ratio for core #6 and the $\text{O}^{13}\text{CS}/\text{OC}^{33}\text{S}$ and $^{13}\text{CH}_3\text{OH}/\text{CH}_3^{18}\text{OH}$ ratios for core #3 are consistent with the elemental isotopic ratios mentioned in Sect. 3.2.

The obtained abundances relative to H_2 are displayed in Fig. 6. We consider that the depth of the molecular distribution along the line of sight is equal to the size of the continuum cores, hence we use column density values $N_{\text{H}_2} = (2.6 \pm 0.1) \times 10^{25}\text{ cm}^{-2}$ and $N_{\text{H}_2} = (1.9 \pm 0.3) \times 10^{25}\text{ cm}^{-2}$ (for core #3 and #6, respectively) from n_{H_2} densities in Table 2 for a source size equal to the size of the beam. Only the molecules centred on the cores are selected because they are more likely to be

directly associated to the core. We chose to take all the abundances derived at the mean temperature $T_{\text{ex}} = 190\text{ K}$ for core #3. To investigate the nature of core #6, we have derived the abundances in the typical range of temperature for star-forming regions ($T_{\text{ex}} = 10\text{--}200\text{ K}$). The values observed for various star-forming regions (see Table 4) are plotted for comparison and the nature of the cores are discussed in the next section.

4. Discussion

When considering the distribution of the molecules around core #6, the high density component observed at the north-east of core #6 may be associated to the heating of the outer envelope of the core by the interaction with a shock. Core #6 appears to be in a large-scale shock, traced by the SiO distribution in Fig. 2, and

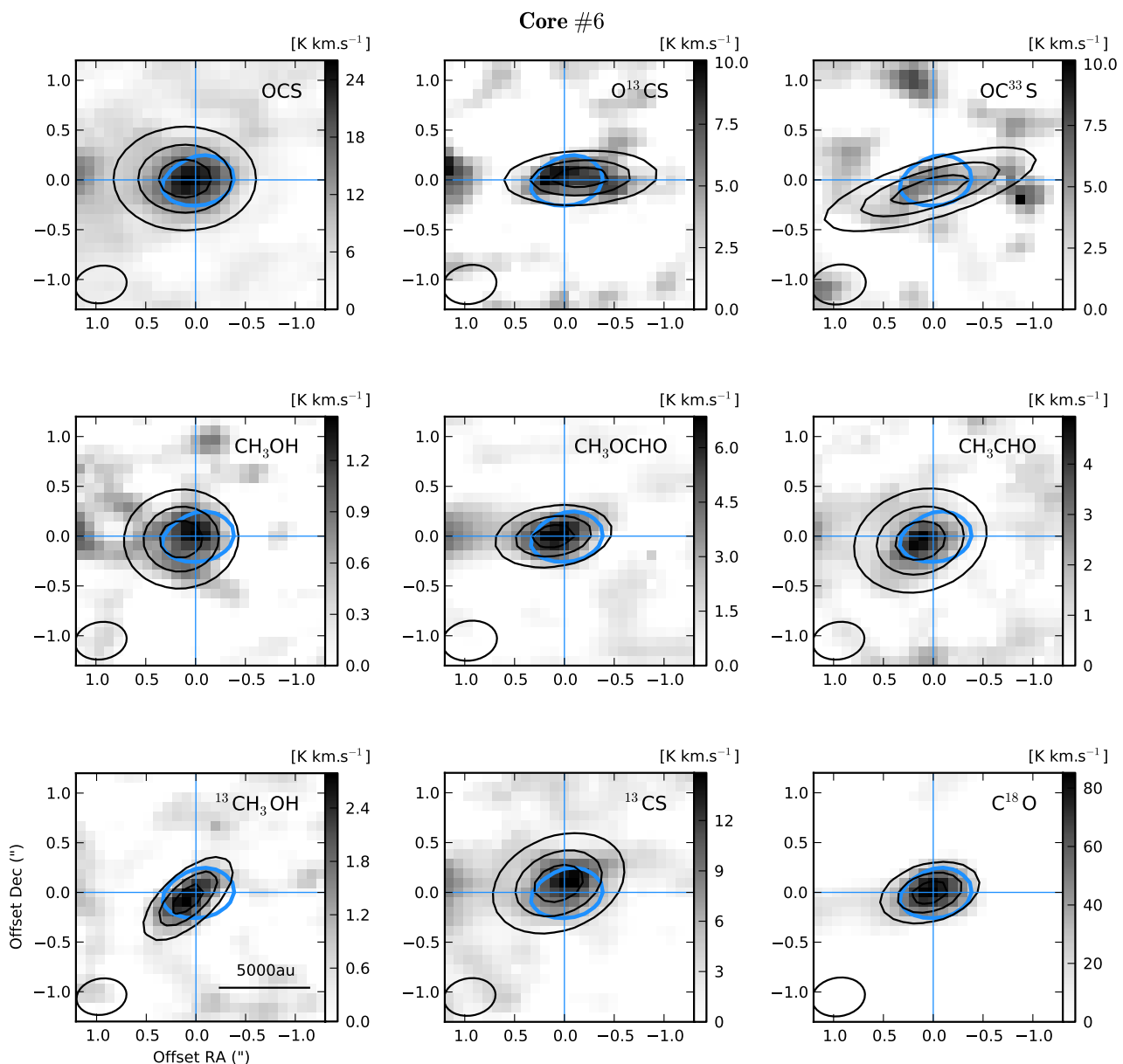


Fig. 5. Same as Fig. 4 but for core #6.

Louvet et al. (2016) showed that the narrow component of the SiO emission comes from the low-velocity shock spread along the length of the ridge. We note also that Nony et al. (2018) showed that an outflow seen in SiO and CO emission comes from core #18 in this direction.

The lines detected towards core #6 are narrower than towards core #3, with a mean line width of $3.2 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ against $5.2 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$. Narrower lines for core #6 are a first clue to propose that it is less active and thus less evolved than its protostellar neighbour. The difference in state of evolution cannot be due to the W-R/OB stars association of W43, which is located $\sim 5 \text{ pc}$ away, as the cores are out of the ionisation front caused by their UV radiation (Motte et al. 2003; Nguyen-Luong et al. 2017). Furthermore the cores do not show any inner velocity gradient at the spatial and spectral resolutions of our observations.

The COMs detected in core #6 are usually detected in hot cores, where they are formed on grain mantles and then

desorbed during the warm-up phase. However, the detection of these molecules in low-mass prestellar cores (Bacmann et al. 2012; Cernicharo et al. 2012; Vastel et al. 2014) shows that their presence is not sufficient to determine the nature of the core. Also, lower abundances of COMs in this core with respect to core #3 is not a direct proof of a prestellar signature since other sources, like warm carbon chain chemistry sources, are poor in COMs (Sakai et al. 2008).

Hereafter we compare the abundances observed in core #3 and #6 to those in other sources considering two scenarios. In the first one, the size of the region emitting the detected molecules is taken as equal to the beam; in the second one, we consider that they are unresolved. The abundances taken in the literature for the other sources correspond to different source sizes and are not corrected by the filling factor or the H_2 column density. Nonetheless the trends remain the same: the molecules are more abundant in the high-mass hot cores than in hot corinos and even

J. Molet et al.: Molecular analysis of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1

Table 4. Sources used for comparison with cores #3 and #6.

Source	Name in Fig. 6	Nature of the core	Hot core/ corino	Distance (kpc)	Size (au)	Mass	L_{bol} (L_{\odot})	Reference
L134N	L134N	Prestellar	–	0.2	1500	LM	10^{-2}	Ohishi et al. (1992)
B1b-S	B1b-S	Young protostar	Hot corino	0.2	80	LM	10^{-1}	Marcelino et al. (2018)
B1b-N	B1b-N	FHSC candidate	–	0.2	500	LM	10^{-1}	Gerin et al. (2015)
L1544	L1544	Prestellar	–	0.1	>4000	LM	10^0	Vastel et al. (2014, 2018)
L1689B	L1689B	Prestellar	–	0.1	3500	LM	10^0	Bacmann et al. (2012)
NGC 1333 IRAS 4 A2	IRAS 4A2	Protostellar	Hot corino	0.2	250	LM	10^1	López-Sepulcre et al. (2017)
IRAS 16 293-2442	IRAS 16293	Protostellar	Hot corino	0.1	150	LM	10^1	Cazaux et al. (2003)
W43-MM1 #6	Core 6	Prestellar?	?	5.5	1300	HM	10^1	Nony et al. (2018)
CepE-A	CepE-A	Protostellar	Hot corino	0.7	510	IM	10^2	Ospina-Zamudio et al. (2018)
NGC 7129 FIRS2	FIRS2	Protostellar	Hot core	1.2	1900	IM	10^2	Fuente et al. (2014)
NGC 2264 CMM3A	CMM3A	Protostellar	Hot core	0.7	200	IM	10^2	Watanabe et al. (2017)
NGC 7538S MM3	MM3	Prestellar?	?		1100	IM		
	MM2	Protostellar	Hot core	2.6	1100	IM	10^4 ^(a)	Feng et al. (2016)
	MM1	Protostellar	Hot core		1100	HM		
CygX-N63 hot core lukewarm region	N63hc N63lw	Young protostar	Hot core	1.4	500 2100	HM HM	10^2 ^(a)	Fechtenbaum (2015)
W43-MM1 #3	Core 3	Protostellar	Hot core	5.5	1200	HM	10^3	Nony et al. (2018)
G35.20-0.74N A	G35.20	Protostellar	Hot core	2.2	1300	HM	10^4	Allen et al. (2017)
G35.03+0.35 A	G35.03	Protostellar	Hot core	2.3	1100	HM	10^4	Allen et al. (2017)
G34.26+015	G34.26	Protostellar	Hot core	3.7	3500	HM	10^4	Mookerjee et al. (2007)
Orion KL	KL	Protostellar	Hot core	0.4	4000	HM	10^5	Sutton et al. (1995)
Sgr B2(N2)	SgrB2	Protostellar	Hot core	8.3	12 000	HM	10^6	Crockett et al. (2014) Belloche et al. (2016)

Notes. The distance is from the Sun. LM, IM, and HM stand for low-mass ($M < 2 M_{\odot}$), intermediate-mass ($2 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$), and high-mass ($M > 8 M_{\odot}$), respectively. The third column indicates if the protostellar cores harbour a hot core or a hot corino. ^(a)Total value from all the sources mentioned.

Table 5. Column densities in core #3 estimated from isotopologues.

Molecule	$N(\text{cm}^{-2})$
CH ₃ OH	$5.1 \pm 2.7(18)$
CS	$4.0 \pm 1.2(16)$
OCS	$1.4 \pm 0.5(17)$
H ₂ CO	$9.4 \pm 2.7(16)$
CO	$>5.3(19)$

Notes. $a(b) = a \times 10^b$. The methanol density is derived from the rotational diagrams of its isotopologues. For the other molecules, the densities are obtained using isotopologue column densities at 190 K. The source size is assumed to be equal to the beam.

more than in low-mass prestellar cores. Thus it does not impact the qualitative discussion that follows.

4.1. Cores sizes similar to the beam

In this case, we consider no beam dilution. The observed abundances towards core #3 are represented in Fig. 6 by red filled squares and those towards core #6 by blue solid lines. First of all, the observed abundances are globally lower than for the other sources. Indeed we find column densities of the same order as for other sources but the local densities ($\sim 7 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$) are huge compared to the usual $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 - 10^8 \text{cm}^{-3}$ observed in star-forming regions. Core #3 abundances are at least an order of magnitude below for OCS and CH₃OCHO compared to the other high-mass protostellar cores. However, for CH₃OH and

CH₃OCH₃, the core #3 results are more consistent with some hot cores (G35.20-0.74N A and G35.03+0.35 A). All abundances derived for core #6 are much lower than other sources at hot core and hot corino temperatures, except the CH₃OH value compatible with NGC 2264 CMM3A.

The only sources comparable are cold low-mass prestellar cores (L1544, L1689B) and the very young low-mass protostar B1b-N, suggesting a temperature of about 20 K. The envelope on a 2400 au scale would be at the same temperature as the dust, whose temperature is around 23 K. This means that there is no internal source of heating (in other terms a protostar), since such a source would unbalance the two temperatures. At this low temperature, bright emission of the $J=3-2$ line of N₂D+ ($\nu=231.32183 \text{GHz}$, $E_{\text{up}}=22.2 \text{K}$) could be expected (Tobin et al. 2019) but it is not detected, suggesting that the core is hotter than estimated in this scenario.

4.2. Unresolved cores

We suppose now that the size of the molecular emission is smaller than the beam size. The molecular column densities are corrected by the filling factor assuming a r^{-2} density model for n_{H_2} . When considering core sizes smaller than 500 au, all lines become optically thick in our temperature range and their profiles no longer match with our observations. With a core size of 500 au, $n_{\text{H}_2} = 1.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ($N_{\text{H}_2} = 9.0 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$) and $n_{\text{H}_2} = 1.3 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ($N_{\text{H}_2} = 7.0 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$) for cores #3 and #6, respectively. The abundances are thus enhanced by a factor of 12 with a source size of 500 au compared to a source size of 2400 au. It is also a way to mimic results from a source with the size of

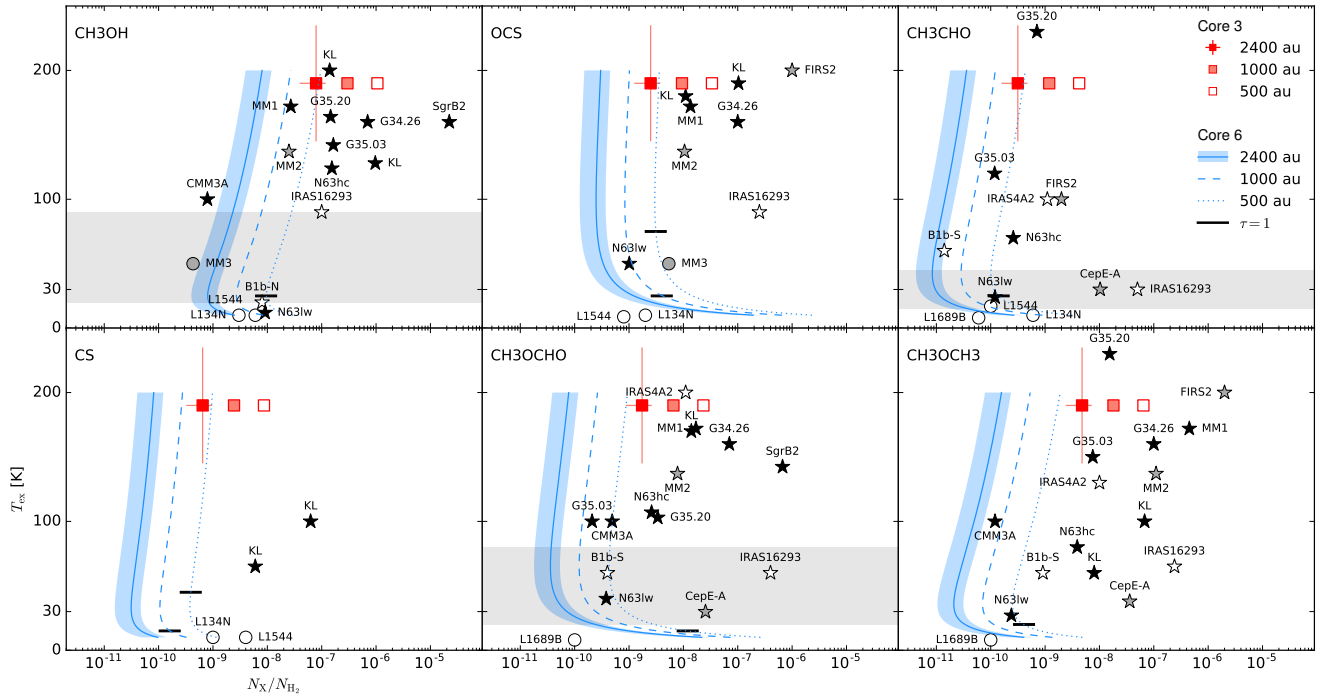


Fig. 6. Abundances with respect to H_2 for selected molecules. Results for core #3 (red squares) and core #6 (blue lines) considering different source sizes (see legend) are from LTE modelling. The temperature $T_{\text{ex}} = 190$ K is fixed for core #3, it varies from 10 to 200 K for core #6. The blue area represents an error of 50% on the estimation of the abundance, which includes the error on the line area and on the value of N_{H_2} . The grey area is the temperature range estimated for core #6 from the rotational diagrams. For a given size, a molecule becomes optically thick below the black line. The sources listed in Table 4 are represented by a dot for prestellar cores or a star for protostellar cores. The colour code is white for low-mass, grey for intermediate-mass, and black for high-mass cores. The names refer to Col. 2 of Table 4.

Table 6. Column densities in core #6 estimated for different scenarios.

Size	2400 au	1000 au	1000 au	500 au
T_{ex}	20 K	30 K	80 K	80 K
Molecule	N (cm^{-2})			
$C^{18}O$	1.3(16)	4.9(16)	9.4(16)	3.4(17)
CH_3OH	2.9(17)	1.4(17)	3.0(16)	1.1(17)
$^{13}CH_3OH$	1.4(15)	4.6(15)	1.1(16)	4.0(16)
CH_3CHO	9.4(14)	1.8(15)	2.1(15)	7.6(15)
^{13}CS	4.5(13)	1.3(14)	1.7(14)	6.2(14)
CH_3OCH_3	3.8(15)	8.3(15)	1.4(16)	5.0(16)
CH_3OCHO	1.3(16)	1.4(16)	7.0(15)	2.5(16)
OCS	2.9(16)	2.3(16)	6.1(15)	2.2(16)
$O^{13}CS$	3.2(15)	3.1(15)	1.0(15)	3.7(15)
$OC^{33}S$	1.8(15)	1.7(15)	5.9(14)	2.1(15)
Column densities estimated from the isotopologues				
CH_3OH	6.3(16)	2.1(17)	5.0(17)	1.8(18)
CS	1.9(15)	5.9(15)	7.7(15)	2.8(16)
OCS	1.5(17)	1.5(17)	4.9(16)	1.8(17)
CO	4.3(18)	1.6(19)	3.1(19)	1.1(20)

Notes. $a(b) = a \times 10^b$.

the beam but with a local density of $\sim 10^8 \text{cm}^{-3}$ compatible with young protostellar cores.

With a size of 500 au, results from core #3 are more consistent with high-mass protostellar cores for OCS and CH_3OCHO (see red empty squares on Fig. 6). However, the brightest lines

become optically thick. Considering a size of 1000 au for core #3 (pale red filled squares on Fig. 6) seems a better compromise to match with the observed line profiles and the other core abundances at the same time. The corresponding column densities are listed in Table A.3.

For core #6, with a size of 500 au (blue dotted lines on Fig. 6) the results are comparable to cores at various evolutionary stages between 20 and 90 K. However, some of the main lines are optically thick (e.g. ^{13}CS and OCS) for temperatures lower than 75 K excluding the scenario of a compact cold core. This leaves the possibility of a compact core at a high temperature of 80 K, included in the temperature range given by the rotational diagrams and consistent with sources like the hot corino B1b-S and the protostellar core NGC 2264 CMM3A. By adjusting the size of core #6 to 1000 au (blue dashed lines on Fig. 6), most of the lines become optically thin and low temperatures are possible. In particular, the CH_3OH and CH_3CHO abundances match with L134N values at 20 K with a comparable size. The observed abundances for core #6 with sizes 500–1000 au are also comparable to the lukewarm region of the young high-mass protostellar core CygX-N63 (2100 au, Fechtenbaum 2015), but still at least an order of magnitude below the 500 au N63 hot core values.

NGC 7538 S MM1 is a high-mass protostellar object, more evolved than the hot molecular core NGC 7538 S MM2 and NGC 7538 S MM3, which is comparable to prestellar objects because it only exhibits emission of lower excitation lines. While the core #3 results match with NGC 7538 S MM1, core #6 is more likely to be similar to NGC 7538 S MM3. Also, B1b-S displays a spectrum as rich in lines as core #3, and the B1b-N molecular emission shown in Marcelino et al. (2018) is as poor as core #6. However, the CH_3OH emission in B1b-N is associated to a

nascent outflow of size 1300 au (Gerin et al. 2015), unresolved at our beam size, but with abundances comparable to core #6.

5. Conclusion

The study of the molecular content of core #6 is challenging because of the few and weakly observed lines. We have identified 17 molecules in core #6 based on the analysis of its line-rich neighbour core #3. The distribution of these molecules reveals that ten are directly associated to core #6 and the others can be associated to the interaction between its envelope and the low-velocity shock of the ridge. The determination of the column densities and the temperatures from rotational diagrams was only possible for three molecules, methanol (CH₃OH), methyl formate (CH₃OCHO), and acetaldehyde (CH₃CHO). Because of the low signal-to-noise ratio (S/N) and the range of upper energy levels, there is a huge uncertainty on the temperature (15–90 K) obtained by this method. To better constrain the temperature and core nature, we have compared our observations to the abundances of different sources including prestellar cores, hot corinos, and hot cores. The conclusion about the nature of core #6 clearly depends on the estimated size of the core:

- at the size of the beam, 2400 au, the core is cold ($T_{\text{ex}} \approx T_{\text{dust}}$) and may be prestellar or in a transition phase to a protostellar core; however, the non detection of the N₂D⁺ emission suggests that the temperature is greater than 20 K.
- if the core size is 1000 au, it could be at the very beginning of the protostellar phase at 20–30 K or a young protostellar core at ~80 K not active enough to display large outflows;
- considering a size of 500 au, the core still cannot be comparable to hot cores but only to a hot corino with a temperature of ~80 K.
- the source size is not less than 500 au because the lines would be optically thick, which is not observed.

Core #6 is not as evolved as core #3, the absence of outflows in CO and SiO suggests that it does not contain a protostar. From the molecular study it appears as a good high-mass prestellar core candidate and deep dedicated line surveys with a higher spatial resolution are still necessary to investigate whether it harbours a hot corino, like those found towards low-mass class 0 protostars.

Acknowledgements. This paper makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA#2013.1.01365.S, ADS/JAO.ALMA#2015.1.01273.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA), and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO, and NAOJ. This work was supported by the Programme National de Physique Stellaire and Physique et Chimie du Milieu Interstellaire (PNPS and PCMI) of CNRS/INSU (with INC/INP/IN2P3).

References

- Allen, V., van der Tak, F. F. S., Sánchez-Monge, Á., Cesaroni, R., & Beltrán, M. T. 2017, *A&A*, **603**, A133
- Bacmann, A., Taquet, V., Faure, A., Kahane, C., & Ceccarelli, C. 2012, *A&A*, **541**, L12
- Belloche, A., Müller, H. S. P., Garrod, R. T., & Menten, K. M. 2016, *A&A*, **587**, A91
- Bonnell, I. A., & Bate, M. R. 2006, *MNRAS*, **370**, 488
- Bontemps, S., Motte, F., Csengeri, T., & Schneider, N. 2010, *A&A*, **524**, A18
- Braz, M. A., & Epchtein, N. 1983, *A&AS*, **54**, 167
- Cazaux, S., Tielens, A. G. G. M., Ceccarelli, C., et al. 2003, *ApJ*, **593**, L51
- Cernicharo, J., Marcelino, N., Roueff, E., et al. 2012, *ApJ*, **759**, L43
- Chin, Y.-N., Henkel, C., Whiteoak, J. B., Langer, N., & Churchwell, E. B. 1996, *A&A*, **305**, 960
- Crockett, N. R., Bergin, E. A., Neill, J. L., et al. 2014, *ApJ*, **787**, L12
- Cyganowski, C. J., Brogan, C. L., Hunter, T. R., et al. 2014, *ApJ*, **796**, L2
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2014, *A&A*, **570**, A1
- Fechtenbaum, S. 2015, Ph.D. Thesis, University of Bordeaux, France
- Feng, S., Beuther, H., Semenov, D., et al. 2016, *A&A*, **593**, A46
- Fuente, A., Cernicharo, J., Caselli, P., et al. 2014, *A&A*, **568**, A65
- Gerin, M., Pety, J., Fuente, A., et al. 2015, *A&A*, **577**, L2
- Gerner, T., Beuther, H., Semenov, D., et al. 2014, *A&A*, **563**, A97
- Grushka, E. 1972, *Anal. Chem.*, **44**, 1733
- Herbst, E., & van Dishoeck, E. F. 2009, *ARA&A*, **47**, 427
- Jørgensen, J. K., van der Wiel, M. H. D., Coutens, A., et al. 2016, *A&A*, **595**, A117
- Kong, S., Tan, J. C., Caselli, P., et al. 2017, *ApJ*, **834**, 193
- López-Sepulcre, A., Sakai, N., Neri, R., et al. 2017, *A&A*, **606**, A121
- Louvet, F. 2018, in *SF2A-2018: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, 311
- Louvet, F., Motte, F., Hennebelle, P., et al. 2014, *A&A*, **570**, A15
- Louvet, F., Motte, F., Gusdorf, A., et al. 2016, *A&A*, **595**, A122
- Marcelino, N., Gerin, M., Cernicharo, J., et al. 2018, *A&A*, **620**, A80
- McKee, C. F., & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, **585**, 850
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, eds. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell, *ASP Conf. Ser.*, **376**, 127
- Milam, S. N., Savage, C., Brewster, M. A., Ziurys, L. M., & Wyckoff, S. 2005, *ApJ*, **634**, 1126
- Mookerjee, B., Casper, E., Mundy, L. G., & Looney, L. W. 2007, *ApJ*, **659**, 447
- Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. C. 2003, *ApJ*, **582**, 277
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., et al. 2007, *A&A*, **476**, 1243
- Motte, F., Bontemps, S., & Louvet, F. 2018a, *ARA&A*, **56**, 41
- Motte, F., Nony, T., Louvet, F., et al. 2018b, *Nat. Astron.*, **2**, 478
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Hennemann, M., et al. 2011, *A&A*, **535**, A76
- Nguyen-Luong, Q., Motte, F., Carlhoff, P., et al. 2013, *ApJ*, **775**, 88
- Nguyen-Luong, Q., Anderson, L. D., Motte, F., et al. 2017, *ApJ*, **844**, L25
- Nony, T., Louvet, F., Motte, F., et al. 2018, *A&A*, **618**, L5
- Ohishi, M., Irvine, W. M., & Kaifu, N. 1992, in *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, ed. P. D. Singh, *IAU Symp.*, **150**, 171
- Ospina-Zamudio, J., Lefloch, B., Ceccarelli, C., et al. 2018, *A&A*, **618**, A145
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., & Yamamoto, S. 2008, *ApJ*, **672**, 371
- Sanchez-Monge, A., Schilke, P., Ginsburg, A., Cesaroni, R., & Schmieedeke, A. 2017, *Astrophysics Source Code Library* [record ascl:1704.004]
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, *A&A*, **432**, 369
- Smith, R. J., Longmore, S., & Bonnell, I. 2009, *MNRAS*, **400**, 1775
- Sutton, E. C., Peng, R., Danchi, W. C., et al. 1995, *ApJS*, **97**, 455
- Tielens, A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium* (Cambridge: Cambridge University Press.)
- Tigé, J., Motte, F., Russeil, D., et al. 2017, *A&A*, **602**, A77
- Tobin, J. J., Bourke, T. L., Mader, S., et al. 2019, *ApJ*, **870**, 81
- Valdettaro, R., Palla, F., Brand, J., et al. 2001, *A&A*, **368**, 845
- Vastel, C., Ceccarelli, C., Lefloch, B., & Bachiller, R. 2014, *ApJ*, **795**, L2
- Vastel, C., Bottinelli, S., Caux, E., Glorian, J.-M., & Boiziot, M. 2015, in *SF2A-2015: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, eds. F. Martins, S. Boissier, V. Buat, L. Cambrésy, & P. Petit, 313
- Vastel, C., Quénard, D., Le Gal, R., et al. 2018, *MNRAS*, **478**, 5514
- Vázquez-Semadeni, E., González-Samaniego, A., & Colín, P. 2017, *MNRAS*, **467**, 1313
- Walsh, A. J., Burton, M. G., Hyland, A. R., & Robinson, G. 1998, *MNRAS*, **301**, 640
- Wang, K., Zhang, Q., Testi, L., et al. 2014, *MNRAS*, **439**, 3275
- Watanabe, Y., Sakai, N., López-Sepulcre, A., et al. 2017, *ApJ*, **847**, 108
- Wilson, T. L., & Rood, R. 1994, *ARA&A*, **32**, 191
- Wolfire, M. G., & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, **319**, 850
- Wu, B., Tan, J. C., Christie, D., et al. 2017, *ApJ*, **841**, 88
- Zhang, B., Moscadelli, L., Sato, M., et al. 2014, *ApJ*, **781**, 89

Appendix A: Additional material

Table A.1. Spectroscopic parameters of the transitions detected towards core #3 and observed line parameters.

Frequency (MHz)	Molecule	Transition $J=$	E_{up} (K)	$S\mu^2$ (D ²)	$\log(A_{ij})$ (s ⁻¹)	n_{crit} (cm ⁻³)	Database	Line width (km s ⁻¹)	Velocity (km s ⁻¹)	$\int T_{\text{mb}} dv$ (K km s ⁻¹)
216 109.78	CH ₃ OCHO	19 _{2,18} – 18 _{2,17} E	109.3	49.4	-3.83	–	JPL	3.9 ± 0.1	97.2 ± 0.1	33.6 ± 1.2
216 115.57	CH ₃ OCHO	19 _{2,18} – 18 _{2,17} A	109.3	49.4	-3.83	–	JPL	4.9 ± 0.1	97.3 ± 0.1	41.3 ± 1.4
216 147.36	OC ³³ S	18 – 17	98.6	9.2	-4.04	1.3(6) ^(a)	CDMS	3.7 ± 0.2	96.6 ± 0.1	8.0 ± 0.8
216 210.91	CH ₃ OCHO	19 _{1,18} – 18 _{1,17} E	109.3	49.4	-3.83	–	JPL	4.4 ± 0.1	97.2 ± 0.1	37.4 ± 1.4
216 216.54	CH ₃ OCHO	19 _{1,18} – 18 _{1,17} A	109.3	49.4	-3.83	–	JPL	5.1 ± 0.2	97.4 ± 0.1	40.4 ± 2.8
217 044.62	¹³ CH ₃ OH	14 _{1,13} – 13 _{2,12} –	254.3	5.8	-4.62	1.2(7) ^(a)	CDMS	3.1 ± 0.2	97.6 ± 0.1	15.8 ± 2.1
217 104.98	SiO v=0	5–4	31.3	48.0	-3.28	4.8(6)	CDMS	65 ^(b)	91.3 ^(b)	>86 ^(b)
217 191.40	CH ₃ OCH ₃	22 _{4,19} – 22 _{3,20}	253.4	327.7	-4.27	–	CDMS	6.5 ± 0.2	96.9 ± 0.1	42.9 ± 2.0
217 238.54	DCN	3–2	20.9	80.5	-3.34	–	CDMS	5.8 ± 0.3	96.8 ± 0.1	51.4 ± 4.5
218 127.21	CH ₃ COCH ₃	20 _{2,18} –19 _{3,17} EE	119.1	1200.4	-3.66	–	JPL	5.6 ± 0.2	97.0 ± 0.1	16.1 ± 1.2
218 199.00	O ¹³ CS	18 – 17	99.5	9.2	-4.52	4.1(5) ^(a)	CDMS	4.0 ± 0.1	97.1 ± 0.1	19.1 ± 0.9
218 222.19	H ₂ CO	3 _{0,3} – 2 _{0,2}	21.0	16.3	-3.55	2.6(6)	CDMS	17 ^(b)	98.0 ^(b)	>52 ^(b)
218 280.90	CH ₃ OCHO	17 _{3,14} – 16 _{3,13} E	99.7	43.6	-3.82	–	JPL	4.2 ± 0.1	97.2 ± 0.1	34.5 ± 1.1
218 297.89	CH ₃ OCHO	17 _{3,14} – 16 _{3,13} A	99.7	43.6	-3.82	–	JPL	4.2 ± 0.1	97.1 ± 0.1	32.9 ± 1.3
218 324.72	HC ₃ N	24 – 23	131.0	334.2	-3.08	1.7(7)	CDMS	5.3 ± 0.1	96.6 ± 0.1	73.0 ± 2.0
219 505.59	C ₂ H ₅ CN	24 _{2,22} – 23 _{2,21}	135.6	353.2	-3.05	–	JPL	4.7 ± 0.1	96.9 ± 0.1	36.0 ± 1.3
219 560.35	C ¹⁸ O	2 – 1	15.8	0.02	-6.22	9.9(3) ^(a)	CDMS	4 ^(b)	96.0 ^(b)	>37 ^(b)
219 908.53	H ₂ ¹³ CO	3 _{1,2} – 2 _{1,1}	32.9	43.5	-3.59	2.3(6) ^(a)	CDMS	4.6 ± 0.2	97.2 ± 0.1	35.7 ± 2.5
219 949.44	SO	6 ₅ – 5 ₄	35.0	14.0	-3.87	2.3(6)	CDMS	5.6 ± 0.2	97.0 ± 0.1	56.0 ± 2.2
219 983.68	CH ₃ OH	25 ₃ – 24 ₄ E1	802.2	8.4	-4.70	–	JPL	4.4 ± 0.2	97.3 ± 0.1	18.4 ± 1.5
219 993.66	CH ₃ OH	23 ₅ – 22 ₆ E1	775.9	6.6	-4.76	–	JPL	4.2 ± 0.3	97.6 ± 0.1	16.9 ± 1.8
230 315.79	CH ₃ CHO	12 _{2,11} – 11 _{2,10} E	81.1	147.4	-3.38	–	JPL	5.8 ± 0.3	95.6 ± 0.1	36.5 ± 2.6
230 368.76	CH ₃ OH	22 ₄ – 21 ₅ E1	682.8	6.6	-4.68	–	JPL	5.0 ± 0.2	97.6 ± 0.1	30.2 ± 2.2
230 487.94	C ₂ H ₃ CN	24 ₁ – 23 ₁	141.2	1045.0	-2.50	–	CDMS	8.0 ± 0.6	96.2 ± 0.2	20.4 ± 2.4
230 538.00	CO	2–1	16.6	0.02	-6.16	1.1(4)	CDMS	85 ^(b)	89.5 ^(b)	>550 ^(b)
230 672.55	C ₂ H ₅ OH	13 _{2,11} – 12 _{2,10}	138.6	20.3	-3.97	–	JPL	4.5 ± 0.3	97.1 ± 0.1	12.4 ± 1.8
230 738.56	C ₂ H ₃ CN	25 ₀ – 24 ₀	145.5	1089.8	-2.53	–	CDMS	4.9 ± 0.4	96.2 ± 0.3	16.9 ± 4.3
231 060.99	OCS	19 – 18	110.9	9.7	-4.45	4.9(5)	CDMS	5.7 ± 0.1	96.5 ± 0.1	129.2 ± 3.5
231 220.68	¹³ CS	5 – 4	33.3	38.3	-3.60	4.3(6) ^(a)	JPL	5.0 ± 0.1	97.0 ± 0.1	78.9 ± 2.8
231 269.90	CH ₃ CHO	12 _{6,7} – 11 _{6,6} E	153.4	113.9	-3.48	–	JPL	5.0 ± 0.2	97.3 ± 0.1	15.4 ± 1.1
231 281.11	CH ₃ OH	10 ₂ – 9 ₃ –	165.3	2.68	-4.73	2.5(7)	JPL	5.4 ± 0.1	97.2 ± 0.1	74.5 ± 2.1
231 310.42	C ₂ H ₅ CN	26 _{1,25} – 25 _{1,24}	153.4	383.1	-2.98	–	JPL	4.9 ± 0.1	96.7 ± 0.1	48.0 ± 1.5
231 467.50	CH ₃ CHO	12 _{4,8} – 11 _{4,7} E	108.4	135.0	-3.41	–	JPL	5.3 ± 0.3	96.2 ± 0.1	11.6 ± 1.0
231 506.29	CH ₃ CHO	12 _{4,9} – 11 _{4,8} E	108.2	135.0	-3.41	–	JPL	6.0 ± 0.6	97.3 ± 0.2	17.2 ± 2.7
231 595.27	CH ₃ CHO	12 _{3,10} – 11 _{3,9} E	92.6	142.3	-3.39	–	JPL	7.0 ± 1.0	95.7 ± 0.3	9.8 ± 2.3
231 686.68	CH ¹⁸ OH	5 _{-0,5} – 4 _{-0,4} E	46.2	16.2	-4.27	4.5(5) ^(a)	CDMS	4.6 ± 0.4	97.4 ± 0.1	7.8 ± 1.2
231 724.16	CH ₃ OCHO	18 _{4,14} – 17 _{4,13} E	300.8	45.8	-3.75	–	JPL	4.0 ± 0.3	97.3 ± 0.1	7.6 ± 1.0
231 735.83	CH ¹⁸ OH	5 _{-1,5} – 4 _{-1,4} E	39.0	15.6	-4.29	5.8(5) ^(a)	CDMS	5.2 ± 0.3	96.5 ± 0.1	11.6 ± 1.2
231 748.72	CH ₃ CHO	12 _{3,10} – 11 _{3,9} E	92.5	141.1	-3.39	–	JPL	5.7 ± 0.2	96.5 ± 0.1	12.3 ± 0.9
231 758.45	CH ¹⁸ OH	5 _{0,5} – 4 _{0,4} A	33.4	16.2	-4.27	4.5(5) ^(a)	CDMS	4.7 ± 0.3	97.1 ± 0.1	9.0 ± 1.1
231 796.52	CH ¹⁸ OH	5 _{3,2} – 4 _{3,1} A	83.5	10.3	-4.47	4.2(5) ^(a)	CDMS	5.4 ± 1.4	97.8 ± 0.4	8.6 ± 3.4
231 801.47	CH ¹⁸ OH	5 _{2,4} – 4 _{2,3} A	70.8	13.8	-4.34	5.4(5) ^(a)	CDMS	4.2 ± 0.5	96.8 ± 0.1	8.0 ± 1.4
231 826.74	CH ¹⁸ OH	5 _{1,4} – 4 _{1,3} E	54.1	16.2	-4.27	5.6(5) ^(a)	CDMS	4.5 ± 0.5	97.1 ± 0.2	6.7 ± 1.2
231 840.93	CH ¹⁸ OH	5 _{2,3} – 4 _{2,2} A	70.9	13.8	-4.34	5.4(5) ^(a)	CDMS	4.2 ± 0.7	97.4 ± 0.2	6.3 ± 1.5
231 847.58	CH ₃ CHO	12 _{3,9} – 11 _{3,8} E	92.6	141.2	-3.39	–	JPL	6.2 ± 0.8	97.1 ± 0.2	13.3 ± 2.7
231 864.50	CH ¹⁸ OH	5 _{2,3} – 4 _{2,2} E	55.8	13.4	-4.36	5.2(5) ^(a)	CDMS	4.0 ± 0.2	97.3 ± 0.1	6.0 ± 0.7
231 896.06	CH ₃ OCHO	19 _{4,16} – 18 _{4,15} E	309.7	48.14	-3.75	–	JPL	4.5 ± 0.2	97.2 ± 0.1	8.5 ± 0.7
231 903.90	CH ₃ OCHO	19 _{12,7} – 18 _{12,6} A	395.1	30.46	-3.95	–	JPL	6.4 ± 0.5	97.5 ± 0.2	8.2 ± 1.1
231 968.39	CH ₃ CHO	12 _{3,9} – 11 _{3,8} A	92.6	142.3	-3.38	–	JPL	4.8 ± 0.3	96.9 ± 0.1	12.1 ± 1.3
231 987.93	CH ₃ OCH ₃	13 _{0,13} – 12 _{1,12}	80.9	271.8	-4.04	–	CDMS	6.8 ± 0.3	96.2 ± 0.1	57.1 ± 4.7
232 034.63	C ₂ H ₅ OH	18 _{5,14} – 18 _{4,15}	175.3	18.6	-4.13	–	JPL	5.4 ± 0.5	96.8 ± 0.2	6.3 ± 1.2
232 160.19	CH ₃ OCHO	19 _{9,10} – 18 _{9,9} E	353.3	39.3	-3.83	–	JPL	4.7 ± 0.9	97.2 ± 0.2	9.6 ± 2.8
232 164.44	CH ₃ OCHO	19 _{10,10} – 18 _{10,9} A	365.7	36.6	-3.86	–	JPL	4.6 ± 0.7	97.5 ± 0.3	12.7 ± 3.0
232 194.91	¹³ CH ₃ CN	13 ₃ – 12 ₃	142.4	757.2	-2.99	5.2(6) ^(a)	JPL	5.1 ± 0.3	97.1 ± 0.1	17.4 ± 2.1

Notes. All observational values are integrated over the continuum core. ^(a)Collision rate value from the main isotopologue. ^(b)The line is self-absorbed or filtered. The values correspond to the zero-base line width, the velocity of the line maximum, and the integration of the positive T_{mb} values.

Table A.1. continued.

Frequency (MHz)	Molecule	Transition $J=$	E_{up} (K)	$S\mu^2$ (D ²)	$\log(A_{ij})$ (s ⁻¹)	n_{crit} (cm ⁻³)	Database	Line width (km s ⁻¹)	Velocity (km s ⁻¹)	$\int T_{\text{mb}} dv$ (K km s ⁻¹)
232 216.73	¹³ CH ₃ CN	13 ₂ – 12 ₂	106.7	390.4	-2.98	5.2(6) ^(a)	JPL	4.9 ± 0.3	97.2 ± 0.2	14.6 ± 1.9
232 229.82	¹³ CH ₃ CN	13 ₁ – 12 ₁	85.2	397.6	-2.97	5.2(6) ^(a)	JPL	4.2 ± 0.5	97.2 ± 0.2	13.9 ± 2.5
232 234.19	¹³ CH ₃ CN	13 ₀ – 12 ₀	78.0	399.9	-2.97	5.2(6) ^(a)	JPL	5.2 ± 0.5	97.1 ± 0.2	17.1 ± 2.8
232 273.65	HC(O)NH ₂	11 _{2,10} – 10 _{2,9}	78.9	139.0	-3.05	–	CDMS	7.3 ± 0.2	97.5 ± 0.1	13.2 ± 1.1
232 404.81	C ₂ H ₅ OH	17 _{5,13} – 17 _{4,14}	160.1	17.5	-4.14	–	JPL	4.5 ± 0.5	97.0 ± 0.2	6.7 ± 1.2
232 418.52	CH ₃ OH	10 ₂₊₉ + ₃₊	165.4	2.68	-4.73	2.2(7)	JPL	5.4 ± 0.4	97.1 ± 0.1	38.8 ± 3.5
232 683.93	CH ₃ OCHO	19 _{10,10} -18 _{10,9} E	365.5	36.7	-3.86	–	JPL	4.2 ± 0.3	97.6 ± 0.1	7.8 ± 1.1
232 738.62	CH ₃ OCHO	19 _{8,11} – 18 _{8,10} E	342.0	41.6	-3.80	–	JPL	4.5 ± 0.2	97.2 ± 0.1	11.0 ± 0.8
232 754.71	H ₂ C ³⁴ S	7 _{1,7} – 6 _{1,6}	57.9	55.9	-3.74	2.0(6) ^(a)	CDMS	4.9 ± 0.6	96.8 ± 0.3	12.0 ± 2.0
232 783.45	CH ₃ OH	18 ₃ + -17 ₄ +	446.54	5.46	-4.66	–	JPL	4.9 ± 0.2	97.1 ± 0.1	50.4 ± 3.3
232 790.02	C ₂ H ₅ CN	26 _{3,24} – 25 _{3,25}	161.0	380.0	-2.98	–	JPL	5.6 ± 0.4	97.0 ± 0.1	46.5 ± 5.1
232 836.17	CH ₃ OCHO	19 _{8,12} – 18 _{8,11} A	341.8	41.6	-3.81	–	JPL	3.5 ± 0.2	97.0 ± 0.1	8.5 ± 0.7
232 839.68	CH ₃ OCHO	19 _{8,11} – 18 _{8,10} A	341.8	41.6	-3.80	–	JPL	4.2 ± 0.7	97.5 ± 0.3	9.5 ± 2.2
232 865.05	CH ₃ COCH ₃	17 _{8,10} – 16 _{7,9} EE	114.8	1121.9	-3.53	–	JPL	4.7 ± 0.6	97.4 ± 0.5	5.0 ± 1.1
232 945.80	CH ₃ OH	10 ₋₃ – 11 ₋₂ E2	190.4	3.0	-4.67	1.6(7)	JPL	5.8 ± 0.3	97.0 ± 0.1	78.7 ± 6.3
232 962.32	C ₂ H ₅ CN	26 ₁₀ – 25 ₁₀	261.6	328.4	-3.04	–	JPL	5.4 ± 0.3	97.3 ± 0.1	37.3 ± 3.2
232 967.57	C ₂ H ₅ CN	26 ₉ – 25 ₉	240.9	339.2	-3.03	–	JPL	6.2 ± 0.8	97.0 ± 0.3	44.2 ± 8.3
232 975.51	C ₂ H ₅ CN	26 ₁₁ – 25 ₁₁	285.2	316.4	-3.06	–	JPL	5.3 ± 0.1	96.8 ± 0.1	34.4 ± 1.2
232 998.74	C ₂ H ₅ CN	26 ₈ – 25 ₈	222.0	348.9	-3.01	–	JPL	4.6 ± 0.5	97.3 ± 0.2	36.7 ± 5.9
233 002.70	C ₂ H ₅ CN	26 ₁₂ -25 ₁₂	310.7	303.3	-3.07	–	JPL	5.0 ± 0.3	97.3 ± 0.1	30.3 ± 2.4
233 041.09	C ₂ H ₅ CN	26 ₁₃ – 25 ₁₃	338.3	289.1	-3.09	–	JPL	5.1 ± 0.3	97.3 ± 0.1	22.8 ± 2.4
233 069.37	C ₂ H ₅ CN	26 ₇ – 25 ₇	205.4	357.5	-3.00	–	JPL	5.0 ± 0.2	96.9 ± 0.1	42.6 ± 3.3
233 088.86	C ₂ H ₅ CN	26 ₁₄ -25 ₁₄	368.2	273.6	-3.12	–	JPL	5.8 ± 0.2	97.0 ± 0.1	21.0 ± 1.3
233 193.36	CH ₃ OCH ₃	22 _{2,21} – 22 _{1,22}	232.9	135.6	-4.56	–	CDMS	4.6 ± 0.6	96.8 ± 0.2	17.1 ± 3.7
233 226.79	CH ₃ OCHO	19 _{4,16} – 18 _{4,15} A	123.2	48.0	-3.74	–	JPL	4.9 ± 0.4	97.3 ± 0.2	41.1 ± 5.7
233 246.79	CH ₃ OCHO	19 _{16,3} – 18 _{16,2} A	281.8	14.8	-4.25	–	JPL	4.6 ± 0.4	96.5 ± 0.2	11.0 ± 1.6
233 268.59	CH ₃ OCHO	19 _{16,4} – 18 _{16,3} E	281.8	14.8	-4.25	–	JPL	5.5 ± 0.3	97.2 ± 0.1	11.4 ± 1.1
233 277.94	C ₂ H ₅ CN	26 ₁₇ – 25 ₁₇	470.6	220.7	-3.21	–	JPL	4.5 ± 0.6	97.3 ± 0.2	7.7 ± 2.0
233 310.12	CH ₃ OCHO	19 _{15,5} – 18 _{15,4} A	261.3	19.1	-4.14	–	JPL	5.0 ± 0.1	97.4 ± 0.1	20.1 ± 0.6
233 315.78	CH ₃ OCHO	19 _{15,4} – 18 _{15,3} E	261.3	19.1	-4.14	–	JPL	5.8 ± 0.6	97.0 ± 0.2	13.2 ± 2.1
233 331.21	CH ₃ OCHO	19 _{15,5} – 18 _{15,4} E	261.3	19.1	-4.14	–	JPL	4.6 ± 0.7	97.0 ± 0.3	10.1 ± 2.6
233 394.66	CH ₃ OCHO	19 _{14,6} – 18 _{14,5} A	242.1	23.2	-4.06	–	JPL	6.0 ± 0.3	98.5 ± 0.1	34.9 ± 3.1
233 414.43	CH ₃ OCHO	19 _{14,6} – 18 _{14,5} E	242.1	23.2	-4.06	–	JPL	5.2 ± 0.4	97.1 ± 0.1	15.7 ± 1.9
233 443.10	C ₂ H ₅ CN	26 _{5,22} – 25 _{5,21}	178.8	371.1	-2.98	–	JPL	5.7 ± 0.4	97.3 ± 0.1	42.4 ± 4.8
233 498.30	C ₂ H ₅ CN	26 _{5,21} – 25 _{5,20}	178.9	371.1	-2.98	–	JPL	5.2 ± 0.2	97.2 ± 0.1	41.5 ± 2.7
233 553.24	CH ₃ OCHO	19 _{7,12} – 18 _{7,11} A	332.0	43.7	-3.78	–	JPL	5.8 ± 0.4	97.1 ± 0.1	20.1 ± 2.2
233 571.02	C ₂ H ₅ OH	13 _{5,8} – 13 _{4,9}	107.9	12.8	-4.15	–	JPL	5.2 ± 0.5	97.5 ± 0.2	15.5 ± 2.6
233 632.27	CH ₃ OCH ₃	25 _{5,20} – 25 _{4,21}	331.9	402.9	-4.13	–	CDMS	5.5 ± 0.2	97.3 ± 0.1	35.1 ± 1.9
233 649.88	CH ₃ OCHO	19 _{12,7} – 18 _{12,6} E	207.6	30.5	-3.94	–	JPL	4.0 ± 0.1	97.2 ± 0.1	19.6 ± 0.7
233 655.34	CH ₃ OCHO	19 _{12,7} – 18 _{12,6} A	207.6	30.5	-3.94	–	JPL	6.6 ± 0.8	97.8 ± 0.4	64.6 ± 11.3
233 670.98	CH ₃ OCHO	19 _{12,8} – 18 _{12,7} E	207.6	30.5	-3.94	–	JPL	4.6 ± 0.3	97.1 ± 0.1	19.5 ± 2.2
233 727.94	CH ¹⁸ O	5 _{1,4} – 4 _{1,3} A	48.0	15.6	-4.28	5.5(5) ^(a)	CDMS	4.5 ± 0.4	97.3 ± 0.2	14.8 ± 2.3
233 734.72	HC(O)NH ₂	11 _{4,8} – 10 _{4,7}	114.9	124.8	-3.03	–	CDMS	6.8 ± 0.3	96.6 ± 0.1	17.4 ± 1.5
233 745.61	HC(O)NH ₂	11 _{4,7} – 10 _{4,6}	114.9	124.8	-3.03	–	CDMS	5.3 ± 0.4	97.5 ± 0.1	13.5 ± 1.6
233 753.96	CH ₃ OCHO	18 _{4,14} – 17 _{4,13} E	114.4	45.8	-3.74	–	JPL	5.4 ± 0.3	97.3 ± 0.1	45.4 ± 4.2
233 777.52	CH ₃ OCHO	18 _{4,14} – 17 _{4,13} A	114.4	45.8	-3.74	–	JPL	4.2 ± 0.2	97.1 ± 0.1	35.3 ± 3.0
233 795.67	CH ₃ OH	18 ₃ – -17 ₄ -	446.59	5.5	-4.66	–	JPL	5.0 ± 0.3	96.9 ± 0.1	49.2 ± 5.9
233 845.23	CH ₃ OCHO	19 _{11,8} – 18 _{11,7} E	192.4	33.7	-3.89	–	JPL	5.4 ± 0.2	97.3 ± 0.1	26.4 ± 1.6
233 854.29	CH ₃ OCHO	19 _{11,9} – 18 _{11,8} A	192.4	33.7	-3.89	–	JPL	4.2 ± 0.2	97.1 ± 0.1	28.6 ± 2.7
233 867.19	CH ₃ OCHO	19 _{11,9} – 18 _{11,8} E	192.4	33.7	-3.89	–	JPL	4.3 ± 0.4	96.9 ± 0.2	20.6 ± 3.3
233 896.58	HC(O)NH ₂	11 _{3,9} – 10 _{3,8}	94.1	133.1	-3.03	–	CDMS	6.2 ± 0.5	97.3 ± 0.2	19.8 ± 2.9
233 916.95	CH ₃ OH	13 ₃ – 14 ₄ -	868.5	2.5	-5.26	–	JPL	4.9 ± 0.4	97.1 ± 0.2	13.3 ± 2.0
233 951.12	C ₂ H ₅ OH	13 _{5,9} – 13 _{4,10}	107.9	12.8	-4.15	–	JPL	5.2 ± 0.3	97.2 ± 0.1	18.3 ± 1.6
234 011.58	¹³ CH ₃ OH	5 _{1,5} – 4 _{1,4} ++	48.3	3.9	-4.28	1.1(7) ^(a)	CDMS	4.7 ± 0.2	96.9 ± 0.1	35.3 ± 2.3
234 112.33	CH ₃ OCHO	19 _{10,9} – 18 _{10,8} E	178.5	36.6	-3.85	–	JPL	5.0 ± 0.2	97.4 ± 0.1	28.2 ± 2.2
234 124.88	CH ₃ OCHO	19 _{10,9} – 18 _{10,8} A	178.5	36.6	-3.85	–	JPL	4.7 ± 0.3	96.9 ± 0.1	35.5 ± 4.3
234 134.60	CH ₃ OCHO	19 _{10,10} – 18 _{10,9} E	178.5	36.6	-3.85	–	JPL	4.8 ± 0.3	97.4 ± 0.1	27.6 ± 2.7
234 255.16	C ₂ H ₅ OH	12 _{5,8} – 12 _{4,9}	96.9	11.6	-4.16	–	JPL	4.6 ± 0.4	97.1 ± 0.2	12.2 ± 2.0
234 315.50	HC(O)NH ₂	11 _{3,8} – 10 _{3,7}	94.1	133.1	-3.03	–	CDMS	6.3 ± 0.4	96.8 ± 0.2	17.4 ± 2.4
234 336.11	CH ₃ OCHO	19 _{6,14} – 18 _{6,13} A	323.5	45.5	-3.76	–	JPL	4.6 ± 0.4	97.2 ± 0.2	14.5 ± 2.2
234 381.27	CH ₃ OCHO	19 _{5,15} – 18 _{5,14} A	316.4	46.9	-3.74	–	JPL	4.4 ± 0.2	97.0 ± 0.1	16.9 ± 1.7
234 406.45	C ₂ H ₅ OH	11 _{5,6} – 11 _{4,7}	86.8	10.4	-4.17	–	JPL	4.4 ± 0.1	97.2 ± 0.1	11.2 ± 0.7
234 423.96	C ₂ H ₅ CN	26 _{4,22} – 25 _{4,21}	169.1	376.3	-2.98	–	JPL	5.3 ± 0.1	97.2 ± 0.1	42.9 ± 1.4

Table A.2. Same as Table A.1 but towards core #6.

Frequency (MHz)	Molecule	Transition $J=$	E_{up} (K)	$S\mu^2$ (D ²)	$\log(A_{ij})$ (s ⁻¹)	n_{crit} (cm ⁻³)	Database	Line width (km s ⁻¹)	Velocity (km s ⁻¹)	$\int T_{\text{mb}} dv$ (K km s ⁻¹)
216 109.78	CH ₃ OCHO	19 _{2,18} – 18 _{2,17} E	109.3	49.4	-3.83	–	JPL	3.2 ± 0.9	95.5 ± 0.4	2.1 ± 0.5
216 115.57	CH ₃ OCHO	19 _{2,18} – 18 _{2,17} A	109.3	49.4	-3.83	–	JPL	3.8 ± 1.5	95.9 ± 0.4	2.8 ± 0.8
216 147.36	OC ³³ S	18 – 17	98.6	9.2	-4.04	1.3(6) ^(a)	CDMS	2.1 ± 0.6	95.4 ± 0.3	1.1 ± 0.3
216 210.91	CH ₃ OCHO	19 _{1,18} – 18 _{1,17} E	109.3	49.4	-3.83	–	JPL	1.8 ± 0.4	95.1 ± 0.2	1.8 ± 0.4
216 216.54	CH ₃ OCHO	19 _{1,18} – 18 _{1,17} A	109.3	49.4	-3.83	–	JPL	2.4 ± 0.9	95.9 ± 0.4	1.6 ± 0.5
217 104.98	SiO v=0	5 – 4	31.3	48.0	-3.28	4.8(6)	CDMS	5.1 ± 0.7	95.8 ± 0.3	20.0 ± 0.6
217 238.54	DCN	3 – 2	20.9	80.5	-3.34	–	CDMS	1.7 ± 0.3	95.6 ± 0.1	3.6 ± 0.4
218 199.00	O ¹³ CS	18 – 17	99.5	9.2	-4.52	4.1(5) ^(a)	CDMS	2.1 ± 0.4	95.1 ± 0.2	2.0 ± 0.3
218 222.19	H ₂ CO	3 _{0,3} – 2 _{0,2}	21.0	16.3	-3.55	2.6(6)	CDMS	22 ^(b)	94.8 ^(b)	>45 ^(b)
218 280.90	CH ₃ OCHO	17 _{3,14} – 16 _{3,13} E	99.7	43.6	-3.82	–	JPL	2.8 ± 0.5	96.1 ± 0.2	2.0 ± 0.4
218 297.89	CH ₃ OCHO	17 _{3,14} – 16 _{3,13} A	99.7	43.6	-3.82	–	JPL	4.0 ± 0.6	95.2 ± 0.4	2.4 ± 0.4
218 324.72	HC ₃ N	24 – 23	131.0	334.2	-3.08	1.7(7)	CDMS	4.4 ± 0.5	96.3 ± 0.2	10.7 ± 0.9
219 560.35	C ¹⁸ O	2 – 1	15.8	0.02	-6.22	9.9(3) ^(a)	CDMS	10.5 ^(b)	95.5 ^(b)	>14 ^(b)
219 908.53	H ₂ ¹³ CO	3 _{1,2} – 2 _{1,1}	32.9	43.5	-3.59	2.3(6) ^(a)	CDMS	2.4 ± 0.6	96.0 ± 0.2	6.3 ± 1.2
219 949.44	SO	6 ₅ – 5 ₄	35.0	14.0	-3.87	2.3(6)	CDMS	3.5 ± 0.3	96.1 ± 0.1	18.3 ± 1.0
230 315.79	CH ₃ CHO	12 _{2,11} – 11 _{2,10} E	81.1	147.4	-3.38	–	JPL	2.9 ± 1.1	95.3 ± 0.2	3.5 ± 1.3
230 538.00	CO	2 – 1	16.6	0.02	-6.16	1.1(4)	CDMS	–	–	>25 ^(b)
231 060.99	OCS	19 – 18	110.9	9.7	-4.45	4.9(5)	CDMS	3.7 ± 0.2	95.7 ± 0.1	11.6 ± 0.4
231 220.68	¹³ CS	5 – 4	33.3	38.3	-3.60	4.3(6) ^(a)	JPL	3.4 ± 0.3	95.4 ± 0.1	6.6 ± 0.5
231 269.90	CH ₃ CHO	12 _{6,7} – 11 _{6,6} E	153.4	113.9	-3.48	–	JPL	3.3 ± 1.0	96.4 ± 0.3	2.7 ± 0.6
231 281.11	CH ₃ OH	10 ₂ --9 ₃ -	165.3	2.68	-4.73	2.5(7)	JPL	3.3 ± 0.6	95.9 ± 0.3	3.2 ± 0.5
231 467.50	CH ₃ CHO	12 _{4,8} – 11 _{4,7} E	108.4	135.0	-3.41	–	JPL	1.5 ± 0.3	95.1 ± 0.1	1.4 ± 0.2
231 506.29	CH ₃ CHO	12 _{4,9} – 11 _{4,8} E	108.2	135.0	-3.41	–	JPL	1.4 ± 0.5	95.9 ± 0.2	1.1 ± 0.3
231 595.27	CH ₃ CHO	12 _{3,10} – 11 _{3,9} E	92.6	142.3	-3.39	–	JPL	3.7 ± 0.9	95.3 ± 0.5	1.4 ± 0.4
231 748.72	CH ₃ CHO	12 _{3,10} – 11 _{3,9} E	92.5	141.1	-3.39	–	JPL	2.9 ± 1.1	95.6 ± 0.5	1.4 ± 0.4
231 987.93	CH ₃ OCH ₃	13 _{0,13} – 12 _{1,12} AE	80.9	101.9	-4.04	–	CDMS	2.3 ± 0.7	95.9 ± 0.2	1.5 ± 0.4
232 418.52	CH ₃ OH	10 ₂₊ --9 ₃₊	165.4	2.68	-4.73	2.2(7)	JPL	2.8 ± 0.6	96.2 ± 0.3	1.3 ± 0.3
232 945.80	CH ₃ OH	10 ₋₃ – 11 ₋₂ E2	190.4	3.0	-4.67	1.6(7)	JPL	3.7 ± 0.8	95.6 ± 0.5	1.9 ± 0.4
233 226.79	CH ₃ OCHO	19 _{4,16} – 18 _{4,15} A	123.2	48.0	-3.74	–	JPL	2.9 ± 1.0	95.4 ± 0.6	1.8 ± 0.6
233 753.96	CH ₃ OCHO	18 _{4,14} – 17 _{4,13} E	114.4	45.8	-3.74	–	JPL	2.9 ± 1.2	96.2 ± 0.6	1.7 ± 0.7
233 777.52	CH ₃ OCHO	18 _{4,14} – 17 _{4,13} A	114.4	45.8	-3.74	–	JPL	2.9 ± 0.8	96.1 ± 0.4	2.3 ± 0.6
234 011.58	¹³ CH ₃ OH	5 _{1,5} – 4 _{1,4} ++	48.3	3.9	-4.28	1.1(7) ^(a)	CDMS	5.2 ± 0.5	96.5 ± 0.2	5.2 ± 1.8

Notes. All observational values are integrated over the continuum core. ^(a)Collision rate value from the main isotopologue. ^(b)The line is self-absorbed or filtered. The values correspond to the zero-base line width, the velocity of the line maximum, and the integration of the positive T_{mb} values.

J. Molet et al.: Molecular analysis of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1

Table A.3. Column densities in core #3 estimated for a source size of 1000 au and a temperature of 190 K.

Molecule	N (cm ⁻²)
C ¹⁸ O	>8.4(17)
CH ₃ OH	1.4(18)
¹³ CH ₃ OH	2.8(17)
CH ₃ CHO	3.8(16)
¹³ CS	3.2(15)
CH ₃ OCH ₃	4.7(17)
CH ₃ OCHO	3.8(17)
OCS	1.0(17)
O ¹³ CS	1.2(16)
OC ³³ S	5.5(15)
SiO v=0	>1.9(15)
SO	1.5(16)
H ₂ CO	>2.0(16)
H ₂ ¹³ CO	7.8(15)
HC ₃ N	2.4(15)
DCN	1.5(15)
CO	>2.1(19)
CH ₃ ¹⁸ OH	8.2(16)
¹³ CH ₃ CN	1.9(15)
HC(O)NH ₂	3.9(15)
C ₂ H ₅ OH	7.2(16)
H ₂ C ³⁴ S	4.0(15)
CH ₃ COCH ₃	9.0(16)
C ₂ H ₃ CN	8.3(15)
C ₂ H ₅ CN	1.7(16)
Column densities estimated from the isotopologues	
CH ₃ OH	2.0(19)
CS	1.4(17)
OCS	5.2(17)
H ₂ CO	3.5(17)
CO	>3.8(19)

Notes. $a(b) = a \times 10^b$.

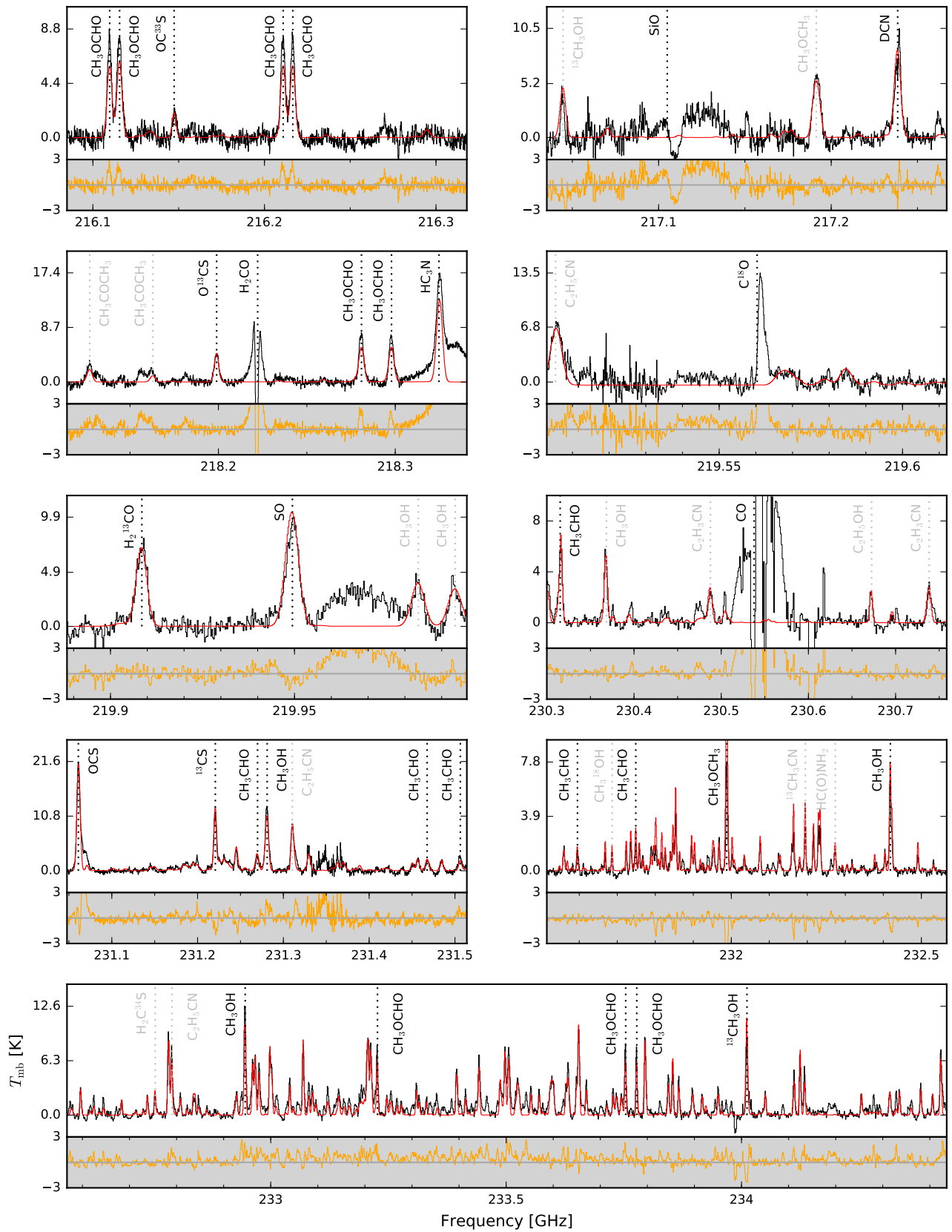


Fig. A.1. Observed spectra (in black), synthetic spectra (in red) and residuals (in orange) towards core #3 for all the ALMA bands. The observed spectra are integrated over the continuum cores (see Table 2). All the molecular lines detected in core #6 (see Table A.2) are indicated by black dotted lines and some of the additional molecular lines detected in core #3 are indicated in grey. The parameters used for the synthetic spectra are listed in Table 3. The Cycle 3 spectral band Cont. 1, which overlaps with Cycle 2 data Cont. 2, is ignored here.

J. Molet et al.: Molecular analysis of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1

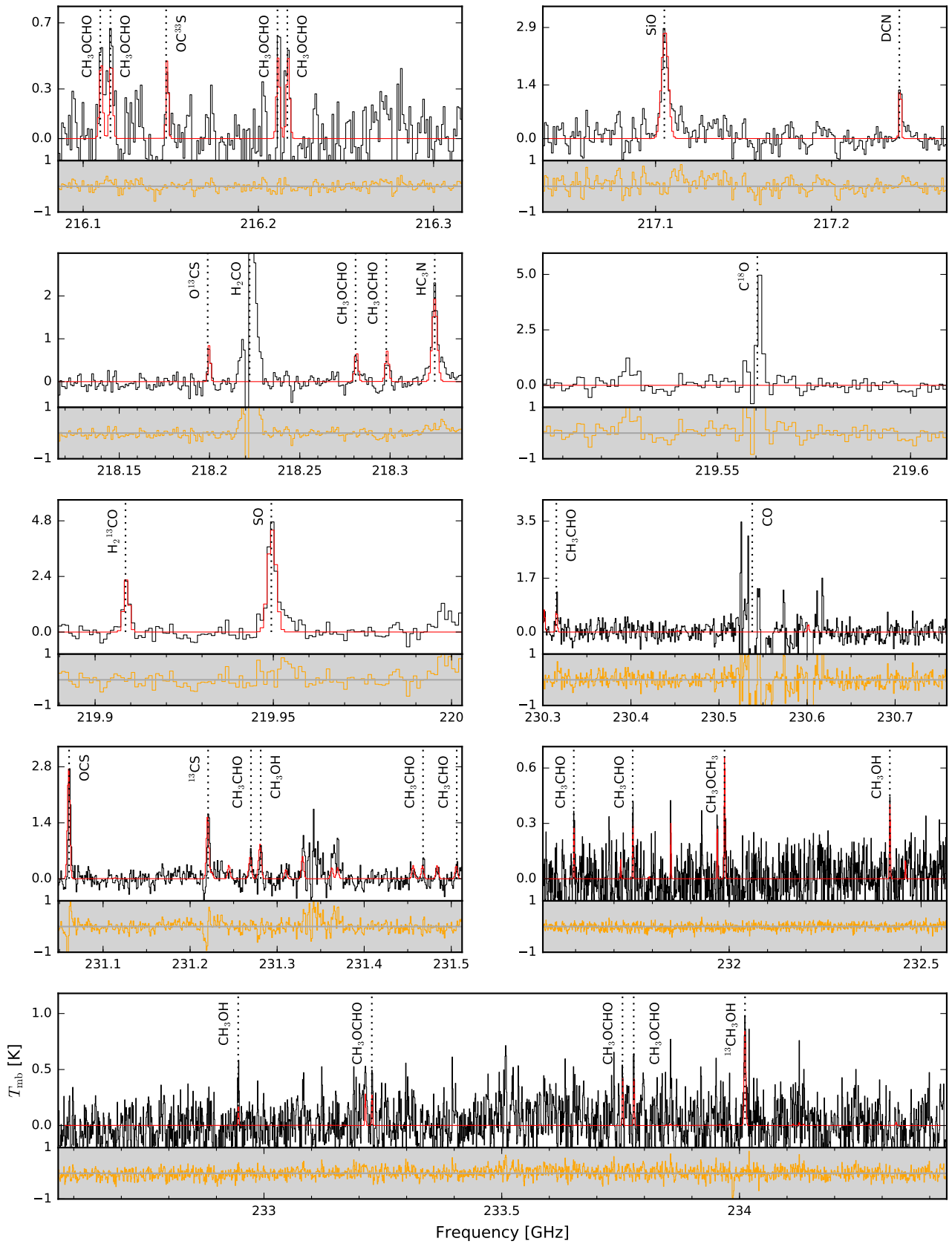


Fig. A.2. Same as Fig. A.1 but for source #6. The spectra are Hanning smoothed to the same frequency resolution, $\Delta f = 0.976$ MHz. The synthetic spectra are calculated for a temperature of 30 K, which corresponds to the very beginning of the protostellar phase.

C

DEMANDE D'OBSERVATIONS DU GRAND
PROGRAMME ALMA-IMF


ALMA-IMF: ALMA transforms our view of the origin of stellar masses

2017.1.01355.L

ABSTRACT

Studying massive protoclusters is an absolute requirement for investigating the origin of the IMF in the typical, yet extreme environments where massive stars are born.

Recent ALMA imaging of a young massive protocluster revealed the first definitive case of a core mass function (CMF) whose shape is different from the IMF. In contrast, the CMF shape in more evolved but still embedded massive clusters more closely resembles the IMF. This raises the intriguing possibility of CMF evolution with time. We aim to determine when and by which physical processes the CMF of massive protoclusters is reconciled with the canonical IMF.

We propose to investigate the CMF evolution of massive protoclusters with the 15 most massive pc² clouds at $d < 6$ kpc. We will focus on 1) investigating the distribution of 0.5-200 Msun cores at 1-mm and 3-mm at the 2000-AU core size; 2) characterizing the core mass evolution through gas inflows toward individual cores and gas outflows driven by protostars; and 3) compare massive protocluster CMFs to the IMF and determine which variables (such as inflows, outflows, or forming filaments) might be correlated with CMF evolution toward the IMF shape.

PI NAME:	Frederique Motte			SCIENCE CATEGORY:	ISM, star formation and astrochemistry
PI E-MAIL:	frederique.motte@univ-grenoble-alpes.fr			PI INSTITUTE:	IPAG, Institut de Planetologie et d'Astrophysique de Grenoble
ESTIMATED 12M TIME:	63.5 h	ESTIMATED ACA TIME:	296.8 h	ESTIMATED NON-STANDARD MODE TIME (12-M):	0.0 h
CO-PI NAME(S): (Large & VLBI Proposals only)	Adam Ginsburg; Patricio Sanhueza; Fabien Louvet				
CO-INVESTIGATOR NAME(S):	Sylvain Bontemps; Tímea Csengeri; Fabrice Herpin; Jordan Molet; Andres Ernesto Guzman; John Bally; Cara Battersby; Brian Svoboda; James Di Francesco; Roberto Galvan-Madrid; Leonardo Bronfman; Quang Nguyen Luong; Fumitaka Nakamura; Thomas Nony; Ana López-Sepulcre; Bilal Ladjelate; Kenneth Marsh; Antoine Gusdorf; Patrick Hennebelle; Jonathan Braine; Satoshi Ohashi; Ken'ichi Tatematsu; Takeshi Sakai; Xing Lu; Vivien Chen; Nicolas Reyes; Ricardo Finger; Karl Menten; Erik Rosolowsky; Gilberto Gomez				
DUPLICATE OBSERVATION JUSTIFICATION:					

REPRESENTATIVE SCIENCE GOALS (UP TO FIRST 30)

SCIENCE GOAL	POSITION	BAND	ANG.RES.(")	LAS.(")	ACA?	NON-STANDARD MODE
W51-E_3mm	ICRS 19:23:44.1800, 14:30:29.500	3	0.370	80.000	Y	N
W43-MM2_1mm	ICRS 18:47:36.6100, -02:00:51.100	6	0.370	40.000	Y	N
W43-MM2_3mm	ICRS 18:47:36.6100, -02:00:51.100	3	0.370	80.000	Y	N
W43-MM3_1mm	ICRS 18:47:41.4600, -02:00:27.600	6	0.370	40.000	Y	N
W43-MM3_3mm	ICRS 18:47:41.4600, -02:00:27.600	3	0.370	80.000	Y	N
G337.92_1mm	ICRS 16:41:10.6200, -47:08:02.900	6	0.510	40.000	Y	N
G337.92_3mm	ICRS 16:41:10.6200, -47:08:02.900	3	0.510	80.000	Y	N
G338.93_1mm	ICRS 16:40:34.4200, -45:41:40.600	6	0.510	40.000	Y	N
G338.93_3mm	ICRS 16:40:34.4200, -45:41:40.600	3	0.510	80.000	Y	N
G328.25_1mm	ICRS 15:57:59.6800, -53:58:00.200	6	0.670	40.000	Y	N
G328.25_3mm	ICRS 15:57:59.6800, -53:58:00.200	3	0.670	80.000	Y	N
G327.29_1mm	ICRS 15:53:08.6200, -54:35:30.800	6	0.670	70.000	Y	N
G327.29_3mm	ICRS 15:53:08.6200, -54:35:30.800	3	0.670	80.000	Y	N
W51-IRS2_1mm	ICRS 19:23:39.8100, 14:31:03.500	6	0.370	60.000	Y	N
W51-IRS2_3mm	ICRS 19:23:39.8100, 14:31:03.500	3	0.370	80.000	Y	N
G333.60_1mm	ICRS 16:22:09.3600, -50:05:58.900	6	0.510	80.000	Y	N
G333.60_3mm	ICRS 16:22:09.3600, -50:05:58.900	3	0.510	80.000	Y	N
W43-MM1_3mm	ICRS 18:47:47.0000, -01:54:26.000	3	0.370	80.000	Y	N
G008.67_1mm	ICRS 18:06:19.2600, -21:37:26.700	6	0.670	40.000	Y	N
G008.67_3mm	ICRS 18:06:19.2600, -21:37:26.700	3	0.670	80.000	Y	N
G353.41_1mm	ICRS 17:30:26.2800, -34:41:49.700	6	0.950	80.000	Y	N
G353.41_3mm	ICRS 17:30:26.2800, -34:41:49.700	3	0.950	80.000	Y	N
G010.62_1mm	ICRS 18:10:28.8400, -19:55:48.300	6	0.370	40.000	Y	N
G010.62_3mm	ICRS 18:10:28.8400, -19:55:48.300	3	0.370	80.000	Y	N
G012.80_1mm	ICRS 18:14:13.3700, -17:55:45.200	6	0.950	80.000	Y	N
G012.80_3mm	ICRS 18:14:13.3700, -17:55:45.200	3	0.950	80.000	Y	N
G351.77_1mm	ICRS 17:26:42.6200, -36:09:20.500	6	0.950	80.000	Y	N
G351.77_3mm	ICRS 17:26:42.6200, -36:09:20.500	3	0.950	80.000	Y	N
W51-E_1mm	ICRS 19:23:44.1800, 14:30:29.500	6	0.370	40.000	Y	N
Total # Science Goals : 29						
SCHEDULING TIME CONSTRAINTS		NONE		TIME ESTIMATES OVERRIDDEN ?		No

ALMA-IMF: ALMA transforms our view of the origin of stellar masses

PI F. Motte (EU); co-PI A. Ginsburg (NA); co-PI P. Sanhueza (EA); co-PI F. Louvet (CL)

1. Scientific Justification

Thanks to its unmatched angular resolution, sensitivity, image quality, and excellent frequency coverage, ALMA is revolutionizing our understanding of star formation. In previous Cycles, ALMA has imaged in total more than three hundred high-mass star-forming clumps (e.g., projects PI Csengeri; PI Pillai; PI Sanhueza, PI Tan). These observations proved that, generally, the turbulent core model (McKee & Tan 2002) does not apply and that gas inflows play a major role in the (high-mass) star formation process (see review by Motte et al. 2017 and references therein).

Next breakthrough expected from ALMA is the question of the origin of the initial mass function (IMF). Recently highlighted by ALMA itself, this question requires a coherent and statistically-meaningful Large Program, ALMA-IMF. It will also provide the community with an unprecedented database with high legacy value for cores, hot cores, stellar clusters, and extragalactic studies. The fine ALMA mosaics resulting from the ALMA-IMF project will broaden our view of high-mass star formation by simultaneously capturing all relevant scales involved in this process, from 1 pc down to 0.01 pc, as well as the concurrent formation of high-mass and low-mass stars.

1.1 Scientific rationale: the IMF origin

The number of stars with a given mass at birth, so called IMF, is among the very few key parameters transcending astrophysical fields. It is of paramount importance to current theories ranging from cosmology to stellar physics and exo-planets. The IMF is considered to be universal through virtually all galactic environments studied so far (e.g., Bastian et al. 2010). Its origin, arguably the most central question in star formation, remains a major open issue in modern astrophysics (see review by Offner et al. 2014).

For the past 20 years, both observational surveys and theories of star formation have claimed that stellar masses are determined by cloud fragmentation, and thus by the gas mass of cores (e.g., Motte et al. 1998; Padoan & Nordlund 1999; Chabrier 2003; Könyves et al. 2015). Until today however, observational constraints from so-called core mass functions (CMFs) were limited to regions in our Solar neighborhood, which only form stars with $0.1 - 5 M_{\odot}$ (e.g., Enoch et al. 2006; André et al. 2014). These regions are unrepresentative of the Galaxy; they do not capture clouds which form stars $>5M_{\odot}$, high-mass cloud environments, or our Galaxy in its vast extent and range of conditions. **Our current understanding of the origin of stellar masses is therefore biased if not distorted. Studying massive protoclusters is mandatory to test if the IMF origin can be independent of cloud characteristics.**

1.2 Initial studies: CMFs in ‘Young’ to ‘Evolved’ massive protoclusters

Thanks to ALMA, our group has reported on the first definitive observation of a CMF, whose shape is not reminiscent of the IMF (Motte et al. subm., project 2013.1.01365.3S). This CMF comes from W43-MM1, which is a dense cloud efficiently forming stars at the tip of the Galactic bar (Nguyen Luong et al. 2013; Louvet et al. 2014, see **Fig. 1a**). Fitted by a single power-law relation both in the regime of solar-type and high-mass ($3 - 200 M_{\odot}$ cores), this CMF is flatter than reference

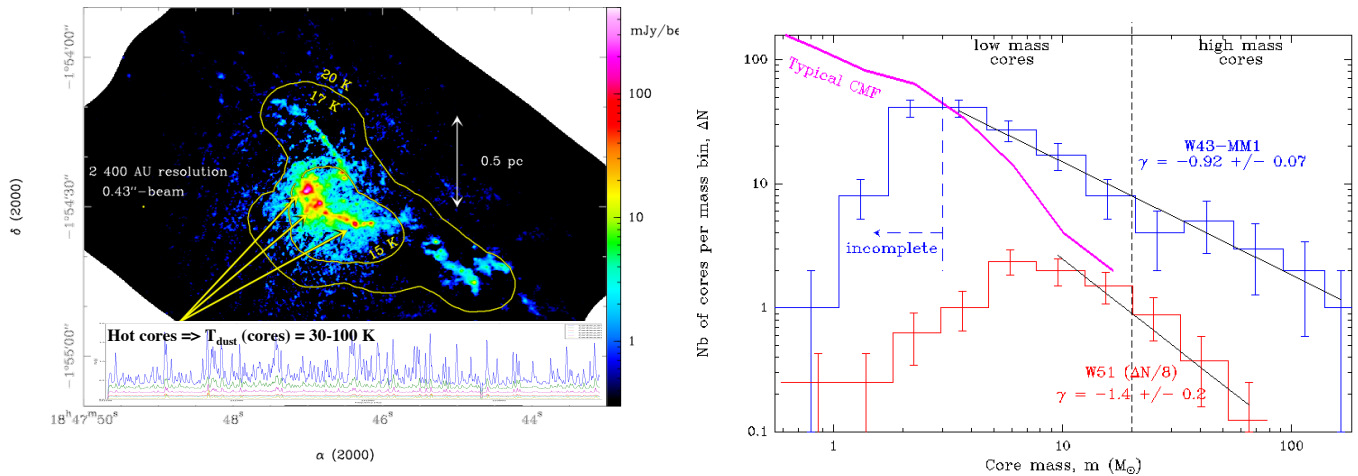


Figure 1: **a)** ALMA 1.3 mm image of the W43-MM1 massive protocluster (color) and our 15-100 K temperature model (contours). Hundreds of 2000 AU cores are extracted in this 2 pc² protocluster with a $5\sigma \sim 0.6 M_{\odot}$ sensitivity. At least 20 cores drive outflows and 6 power hot cores (spectra). **b)** CMF of the W43-MM1 protocluster (blue histogram), fitted by a single power-law, $dN/d\log(m) \propto m^{\gamma}$ with $\gamma = -0.92 \pm 0.07$ (red line). It is flatter than the W51 CMF and reference CMF studies in their high-mass range (red histogram and pink curve, Ginsburg et al. in prep.; Könyves et al. 2015).

CMF studies (see Fig. 1b). It is also quantitatively flatter than the core mass distribution derived from a one-to-one mapping of the stellar IMF (Salpeter 1955). Such an excess of high-mass cores with respect to their solar-type counterparts has been previously suggested by pointed observations (e.g., Zhang et al. 2015; Csengeri et al. 2017) but could not be substantiated further than a mass segregation effect. For the first time, the large-scale high sensitivity image (several pc², $5\sigma \sim 0.6 M_{\odot}$) of a massive protocluster shows, without any doubts, that low-mass cores with 2000 AU typical sizes are underpopulated at the early stage of protoclusters. Subfragmentation or binarity is unlikely to change the CMF of high-mass cores, whose typical sizes are smaller than that of low-mass (2000 vs. 6000 AU, respectively, Swift & Williams 2008). The atypical CMF of W43-MM1 can be understood if the IMF of massive clusters is not universal but underpopulated with low-mass stars. Alternatively, high-mass stars may only form in dynamical clouds like the young W43-MM1, during the initial cluster formation phase whereas low-mass stars form continuously.

In parallel, our group has imaged the W51 massive protocluster, which is at an evolved stage and whose CMF more closely resembles the IMF shape (Ginsburg et al. 2017, see Fig. 1b). **While the IMF may be spatially invariant, these outstanding observations of W43-MM1 and W51 prove that its temporal variability may be the key to understanding the conditions that determine stellar mass.** Massive protoclusters in their first $\sim 10^5$ years would be underpopulated with low-mass cores and approach the ‘standard’ IMF at later stages, when HII regions have formed at an age of $\sim 10^6$ yr. These results therefore challenge our current understanding of the IMF origin. Star formation probably is a much more dynamical process than assumed when stipulating that the IMF is simply determined by cloud fragmentation, before the onset of gravitational collapse. **A targeted and in-depth study of a large sample of massive protoclusters is required to determine how young protocluster CMFs evolve both in time and as a function of parent cloud mass.** Now is the time for such a focused program; the hard-fought groundwork has been established over the last 20 years, and without this systematic investigation we will have to wait at least another decade, if not more, for the evidence on the origin of stellar masses to emerge in a piecemeal and incoherent fashion.

2. Immediate objectives of the ALMA-IMF Large Program

The ultimate objective of ALMA-IMF is to push forward the understanding of the IMF origin and stimulate improvements to star formation models. To this aim, we will image with ALMA 15 massive protoclusters and apply the robust analysis steps we have identified with our earlier projects.

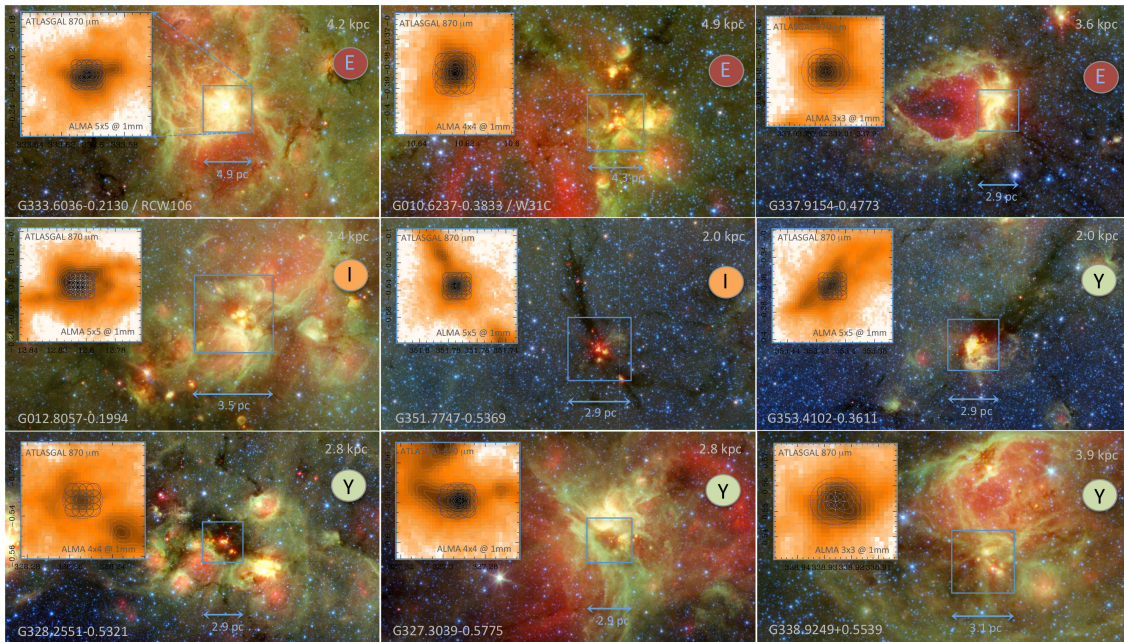


Figure 2: *Nine of the 15 protoclusters we propose to image with ALMA, as seen with Spitzer (3-color). Requested ALMA mosaics are overlaid on the ATLASGAL 870 μm emission (heat color, upper-left panels). Given their $10^3 - 10^4 M_{\odot}$ masses and the requested sensitivity of $5\sigma = 0.6 M_{\odot}$, these 1-2 pc^2 massive protoclusters should host hundreds of 2000 AU cores, with a large mass range.*

2.1 Proposed targets: the most massive protoclusters at less than 6 kpc

The APEX/ATLASGAL and CSO/BGPS surveys covered the inner Galactic plane at (sub)millimeter wavelengths, providing uniquely complete samples of sources at 2 to 8 kpc distances (Ginsburg et al. 2013; Csengeri et al. 2014). They revealed particularly massive, pc^2 protocluster clouds, the best known of which are W43-MM1, W49, W51-IRS2, and Sgr B2. We used the ATLASGAL imaging to perform an unbiased selection of these extreme protoclusters, with $M(<1\text{pc}^2) = 2 \times 10^3 M_{\odot}$ as mass threshold. While several tens of massive protoclusters were found within the whole Galaxy, a distance-limited criterium of $d < 6$ kpc provides 15 targets. Further-away protoclusters were excluded to allow studying a large sample of massive protoclusters with reasonable integration times per target. Following evolutionary trends of protostars, the luminosity-to-mass ratio provides a fair evolutionary indicator for $\sim\text{pc}^2$ protoclusters, which we qualify as ‘Young’ when $L/M < 25 L_{\odot}/M_{\odot}$, ‘Intermediate’ when $L/M \sim 25 - 50 L_{\odot}/M_{\odot}$, and ‘Evolved’ for $L/M > 50 L_{\odot}/M_{\odot}$. Among basic image parameters, the carefully-defined mosaics are shown in **Fig. 2** and given in **Table 1**.

The ALMA-IMF Large Program targets a nearby, complete sample of massive protoclusters at 2–6 kpc. Thanks to its high sensitivity and angular resolution, ALMA-IMF will reveal one thousand cores, 8 times more than found in W43-MM1 alone, above the CMF peak at $\sim 0.6 M_{\odot}$. **Table 1** sample is necessary and sufficient to differentiate between CMF and IMF slopes, as

well as to follow CMFs from the ‘Young’ to the Evolved’ stage of massive protoclusters (compare curves in Fig. 1b). Lying within mini-starburst complexes of the Milky Way, these massive protoclusters span a large LST range (11h–22h). It thus keeps the fraction of observing time per configuration and LST in ALMA-IMF within Large Program time constraint limits.

Table 1: Complete sample of massive protoclusters at <6 kpc, of various evolutionary stages

Name	d [kpc]	M($<pc^2$) [M_\odot]	L_{bol}/M [L_\odot/M_\odot]	Mosaic, Resol [" \times "', ""]	1σ 1/3mm [μ Jy/beam]	Req. time 1mm+3mm	Resp. region
Young protoclusters							
G030.82=W43-MM1	5.5	16×10^3	3.9	120×80 , 0.37	–/30	0 + 5.3 hr	EU
G338.93	3.9	8.0×10^3	9.3	55×55 , 0.51	200/60	1 + 1.2 hr	EA
G327.29	2.8	6.5×10^3	10	70×70 , 0.67	300/90	0.6 + 0.7 hr	EA
G030.70=W43-MM2	5.5	13×10^3	11	60×60 , 0.37	100/30	3.1 + 5.3 hr	CL
G328.25	2.8	4.2×10^3	13	70×70 , 0.67	300/90	0.6 + 0.7 hr	EU
G353.41	2.0	3.3×10^3	13	100×100 , 0.95	600/180	0.6 + 0.7 hr	NA
G008.67	3.4	2.7×10^3	16	70×70 , 0.67	300/90	0.6 + 0.7 hr	EA
Intermed protoclusters							
G049.49M=W51-E	5.4	22×10^3	25	60×60 , 0.37	100/30	3.6 + 4.1 hr	NA
G351.77	2.0	2.2×10^3	29	100×100 , 0.95	600/180	0.6 + 0.7 hr	EU
G030.72=W43-MM3	5.5	6.6×10^3	30	60×60 , 0.37	100/30	3.2 + 5.3 hr	EU
G012.80=W33	2.4	5.2×10^3	46	100×100 , 0.95	600/180	0.6 + 0.7 hr	CL
Evolved protoclusters							
G337.92	3.6	3.0×10^3	50	55×55 , 0.51	200/60	1.0 + 1.2 hr	EA
G010.62=W31C	4.9	7.4×10^3	54	60×60 , 0.37	100/30	4.7 + 3.4 hr	NA
G049.49=W51-IRS2	5.4	14×10^3	69	60×60 , 0.37	100/30	3.7 + 4.1 hr	NA
G333.60	4.2	13×10^3	130	110×110 , 0.51	200/60	3.2 + 1.9 hr	CL

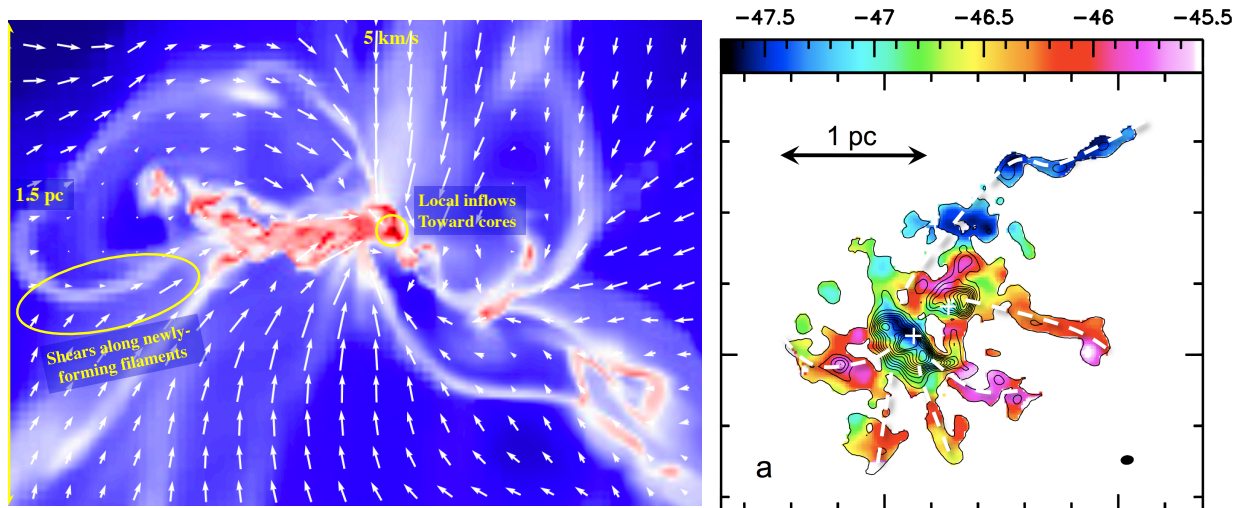


Figure 3: a) Gas flows observed to converge toward a protocluster, in MHD numerical simulations by Lee & Hennebelle (2016). At center, cores are locally fed by small-scale inflows while new filaments form in the surrounding. b) Gas flows observed by ALMA toward a high-mass star formation clump, from 2 km s^{-1} velocity drifts of dense gaz traced by the $N_2H^+(1-0)$ line (Peretto et al. 2013).

2.2 Analysis steps of the ALMA-IMF Large Program

The ALMA-IMF Large Program aims to follow the evolution in time of the CMF/IMF relationship in massive protoclusters and explain it through the quantification of gas inflows toward and outflows

from detected cores. To resolve the ~ 2000 AU typical diameter of cores (Bontemps et al. 2010; Palau et al. 2013) and image the $\sim 1-2$ pc² protocluster extent, we will make 1 mm and 3 mm mosaics (extents in **Table 1**) with $0.4'' - 1''$ synthesized beams depending on the distance. We chose **1 mm and 3 mm spectral bands** primarily for their mostly optically thin emission in massive cores and their well-defined dust emissivity ($\kappa_{1\text{mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ and $\kappa_{3\text{mm}} = 0.003 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$). The chosen setups cover, among the main lines, **¹²CO(2-1) and N₂H⁺(1-0)** to measure gas mass outflows and inflows, **¹³CS and N₂D⁺** to estimate core turbulence levels, the **H41 α** recombination line to identify HII regions, and **CH₃OH, CH₃CN, and CH₃CCH** to probe gas temperature. Combining ALMA with ACA (+TP) is necessary for a proper analysis of outflows and inflows. For each protocluster, we will follow an analysis strategy in five steps, defined for the W43-MM1 project:

1. **Core identification in ALMA images (WG1 & WG2):** We will reduce data following the strategy of our past Cycle projects, aiming to minimize interferometric artefacts while keeping low-mass cores: most sensitive self-calibration, combination with ACA and multi-scale cleaning. We will then extract cores with Getsources (Men'shchikov et al. 2012), simultaneously on the full and line-free continuum bands for detecting both low-mass and hot core sources. Several runs will be done to determine the robustness of the extracted CMF shape and its completeness level, limited at mosaic center by ALMA dynamical range (e.g. **Fig. 1a**).
2. **Core nature and massive protocluster evolutionary stage (WG3):** The pre-stellar, protostellar, or HII region nature of cores will be investigated through outflows imaged in CO, SiO, and SO lines, through hot cores traced by complex organic molecules (see **Fig. 1a**), and through H41 α recombination line. The evolutionary stage of protoclusters will be estimated from the typical age of its massive cores: 10^6 yr for HII regions and 10^5 yr for protostars.
3. **Core mass determination (WG4):** A good mass determination is a pre-requisite for a proper CMF. We will use 1 mm fluxes in the first place but 3 mm fluxes when the former is optically thick. Fluxes will be corrected for line or free-free contaminations, using line-free bands and radio (archival and GLOSTAR project from Menten) plus ALMA 3 mm fluxes. We will build dust temperature models dedicated to cores using the combination of 1) a Bayesian SED fitting method applied to all existing continuum images including ALMA (PPMAP; Marsh et al. 2015) and 2) hot core temperatures measured through line excitation temperatures of complex organic molecules found in all bands (see **Fig. 1a**).
4. **CMF evolution (WG5 & WG9):** CMFs of prestellar (and IR-quiet protostellar) cores will be compared with IMF models of binaries/systems (Hopkins 2013; Hennebelle & Chabrier 2013), CMFs derived in low-mass star-forming clouds (e.g., Könyves et al. 2015) and extragalactic environments (e.g., project PI Braine). Our requested sensitivities (see **Table 1**) will allow a 5σ detection of cores down to the CMF peak, $0.6 M_{\odot}$ when assuming $T_{\text{dust}} = 20$ K. **For 'Young' massive protoclusters, we will use the much larger statistics (8 \times) of ALMA-IMF to definitively determine whether the low-mass part of their CMFs is flatter than the IMF.** CMF evolution through protocluster age will also be investigated by averaging the CMF of 'Young', 'Intermediate', and 'Evolved' massive protoclusters.
5. **Core mass evolution, new core formation events (WGs 6–8):** Local inflowing gas streams toward individual cores traced by N₂H⁺ (see **Figs. 3a-b**, e.g., Csengeri et al. 2011, Peretto et al. 2013) will be quantified to check if gas feeding can explain a CMF that reconciles the IMF shape at late stages. Outflowing gas mass will also be measured by ¹²CO line wings to estimate the mechanical feedback of outflows as proposed by Matzner & McKee (2000). CMF models, which tried to account for core mass growth or magnetic field effect on filament

fragmentation (e.g., Hatchell & Fuller 2008; Smith et al. 2008; Lee & Hennebelle in prep.) will be improved with our kinematical and CMF constraints. The formation of a new generation of filaments and cores traced by large-scale inflows and SiO shocks (see **Fig. 3a**, e.g., Sanhueza et al. 2013, Louvet et al. 2016) will also be used to determine if it can be the main process behind the CMF evolution.

3. Management plan and Data products

The ALMA-IMF Large Program is backed by a consortium of 30 people, organized in analysis working groups constituted by world-class experts and including two PhD students (see **Table 2**). The CMF publications of individual massive protocluster will be shared between each region. Communication will be ensured and collaboration will be favored by monthly telecons, yearly meetings and a twiki.

Each region will share the responsibility to process the ALMA-IMF data with common CASA scripts and Getsources input parameters, on their local ALMA data processing infrastructures (e.g., the new 140 Tb computer facility at OSUG Grenoble). Fully-reduced (calibrated, combined with ACA data, and cleaned) bands and major line datacubes will be distributed, along with associated scripts through ARC nodes, to the community after 12 months of the raw data delivery. As soon as papers are published the consortium will undertake to provide several value-added products via the website of the EU funded COMPET 2015 StarFormMapper: 1) complete core catalogs with their size, flux, dust temperature, mass, and density, 2) temperature map models derived from from PPMAP and hot core informations, and 3) 1 mm and 3 mm spectral bands toward individual cores.

Table 2: *Working Groups of the ALMA-IMF Large Program*

Working group & Task	Main Participants
WG0 : Large Program management	Motte/Csengeri, Ginsburg, Sanhueza, & Louvet
WG1: Data reduction	Galván-Madrid, Lopez-Sepulcre, Louvet, Sanhueza
WG2: Core extraction	Bontemps, Ladjelate, Louvet, Motte, Ohashi, Rosolowky
WG3: Core nature (outflows, H IIs)	Csengeri, Galván-Madrid, Ginsburg, Menten, Sakai
WG4: Dust temperature, hot cores	Chen, Guzmán, Herpin, Lu, Marsh, Molet(PhD)
WG5: CMF comp. w. low-mass or Xgal	Braine, Di Francesco, Nakamura, Ohashi, Stutz
WP6: Core mass growth by inflow	Battersby, Csengeri, Louvet, Lu, Nony, Svoboda
WP7: Core mass decrease by outflow	Bally, Bontemps, Bronfman, Nakamura, Nony(PhD)
WP8: Building up of new filaments	Bronfman, Gusdorf, Louvet, Nguyen Luong, Sanhueza
WP9: CMF comparison with models	Hennebelle, Gomez, Ginsburg, Louvet, Motte, Sanhueza

References: • André et al. 2014, Protostars and Planets VI, 27 • Bastian et al. 2010, ARA&A, 48, 339 • Bontemps et al. 2010, A&A, 524, 18 • Chabrier 2003, PASP, 115, 763 • Csengeri et al. 2011, ApJL, 740, L5 • Csengeri et al. 2014, A&A, 565, 75 • Csengeri et al. 2017, A&A, in press • Enoch et al. 2006, ApJ, 638, 293 • Ginsburg et al. 2013, ApJS, 208, 14 • Ginsburg et al. 2017, ApJ, in press • Hatchell & Fuller 2008, A&A, 482, 855 • Hennebelle & Chabrier 2013, ApJ, 770, 150 • Hopkins 2013, MNRAS, 433, 170 • Könyves et al. 2015, A&A, 584, 91 • Lee & Hennebelle 2016, A&A, 591, 30 • Louvet et al. 2014, A&A, 570, 15 • Louvet et al. 2016, A&A, 595, 122 • Marsh et al. 2015, MNRAS, 454, 4282 • McKee & Tan 2002, Nature 416, 59 • Men'shchikov et al. 2012, A&A, 542, 81 • Motte et al. 1998, A&A, 336, 150 • Motte et al. 2017, ARA&A, 55, in press • Motte et al. subm. to Nature Astronomy • Nguyen Luong et al. 2013, ApJ, 775, 88 • Offner et al. 2014, Protostars and Planets VI, 53 • Padoan & Nordlund 1999, ApJ, 526, 279 • Palau et al. 2013, ApJ, 762, 120 • Peretto et al. 2013, A&A, 555, 112 • Salpeter 1955, ApJ, 121, 161 • Sanhueza et al. 2013, ApJ, 773, 123 • Smith et al. 2008, MNRAS, 391, 109 • Swift & Williams 2008, ApJ, 679, 552 • Zhang et al. 2015, ApJ, 804, 141

BIBLIOGRAPHIE

- ALVES, J., LOMBARDI, M. et LADA, C. J. (2007). The mass function of dense molecular cores and the origin of the IMF. *A&A*, 462(1):L17–L21. (Cité page 30.)
- ANDRÉ, P., WARD-THOMPSON, D. et BARSONY, M. (2000). From Prestellar Cores to Protostars : the Initial Conditions of Star Formation. In MANNINGS, V., BOSS, A. P. et RUSSELL, S. S., éditeurs : *Protostars and Planets IV*, page 59. (Cité pages 8 et 9.)
- ARCE, H. G. et GOODMAN, A. A. (2001a). The Episodic, Precessing Giant Molecular Outflow from IRAS 04239+2436 (HH 300). *ApJ*, 554:132–151. (Cité page 24.)
- ARCE, H. G. et GOODMAN, A. A. (2001b). The Mass-Velocity and Position-Velocity Relations in Episodic Outflows. *ApJ*, 551:L171–L174. (Cité page 24.)
- ARCE, H. G. et SARGENT, A. I. (2006). The Evolution of Outflow-Envelope Interactions in Low-Mass Protostars. *ApJ*, 646:1070–1085. (Cité page 21.)
- ARCE, H. G., SHEPHERD, D., GUETH, F., LEE, C. F., BACHILLER, R., ROSEN, A. et BEUTHER, H. (2007). Molecular Outflows in Low- and High-Mass Star-forming Regions. In REIPURTH, B., JEWITT, D. et KEIL, K., éditeurs : *Protostars and Planets V*, page 245. (Cité pages 24, 25 et 26.)
- AUDARD, M., ÁBRAHÁM, P., DUNHAM, M. M., GREEN, J. D., GROSSO, N., HAMAGUCHI, K., KASTNER, J. H., KÓSPÁL, Á., LODATO, G., ROMANOVA, M. M., SKINNER, S. L., VOROBYOV, E. I. et ZHU, Z. (2014). Episodic Accretion in Young Stars. In *Protostars and Planets VI*, page 387. (Cité page 25.)
- BACCIOTTI, F., RAY, T. P., MUNDT, R., EISLÖFFEL, J. et SOLF, J. (2002). Hubble Space Telescope/STIS Spectroscopy of the Optical Outflow from DG Tauri : Indications for Rotation in the Initial Jet Channel. *The Astrophysical Journal*, 576(1):222–231. (Cité page 25.)
- BALLY, J. (2016). Protostellar Outflows. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54:491–528. (Cité pages 20 et 21.)
- BASTIAN, N., COVEY, K. R. et MEYER, M. R. (2010). A Universal Stellar Initial Mass Function? A Critical Look at Variations. *ARA&A*, 48:339–389. (Cité page 27.)
- BENEDETTINI, M., PEZZUTO, S., SCHISANO, E., ANDRÉ, P., KÖNYVES, V., MEN'SHCHIKOV, A., LADJELATE, B., DI FRANCESCO, J., ELIA, D. et ARZOUMANIAN, D. (2018). A catalogue of dense cores and young stellar objects in the Lupus complex based on Herschel. Gould Belt Survey observations. *A&A*, 619:A52. (Cité page 30.)
- BERGIN, E. A. et TAFALLA, M. (2007). Cold Dark Clouds : The Initial Conditions for Star Formation. *ARA&A*, 45(1):339–396. (Cité page 10.)
- BEUTHER, H., CHURCHWELL, E. B., MCKEE, C. F. et TAN, J. C. (2007). The Formation of Massive Stars. In REIPURTH, B., JEWITT, D. et KEIL, K., éditeurs : *Protostars and Planets V*, page 165. (Cité page 15.)
- BEUTHER, H., SCHILKE, P., MENTEN, K. M., MOTTE, F., SRIDHARAN, T. K. et WYROWSKI, F. (2002). High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission. *ApJ*, 566(2):945–965. (Cité page 15.)
- BEUTHER, H. et SHEPHERD, D. (2005). Precursors of UchII Regions and the Evolution of Massive Outflows. In KUMAR, M. S. N., TAFALLA, M. et CASELLI, P., éditeurs : *Astrophysics and Space Science Library*, volume 324 de *Astrophysics and Space Science Library*, page 105. (Cité page 22.)
- BLUM, R. D., DAMINELLI, A. et CONTI, P. S. (1999). The Stellar Content of Obscured Galactic Giant H II Regions. I. W43. *AJ*, 117(3):1392–1401. (Cité page 3.)
- BONNELL, I. A. et BATE, M. R. (2005). Binary systems and stellar mergers in massive star formation. *MNRAS*, 362(3):915–920. (Cité page 14.)
- BONNELL, I. A., BATE, M. R., CLARKE, C. J. et PRINGLE, J. E. (2001). Competitive accretion in embedded stellar clusters. *MNRAS*, 323(4):785–794. (Cité pages 14 et 16.)
- BONNELL, I. A., BATE, M. R. et ZINNECKER, H. (1998). On the formation of massive stars. *MNRAS*, 298(1):93–102. (Cité page 14.)
- BONNELL, I. A., LARSON, R. B. et ZINNECKER, H. (2007). The Origin of the Initial Mass Function. In REIPURTH, B., JEWITT, D. et KEIL, K., éditeurs : *Protostars and Planets V*, page 149. (Cité page 32.)
- BONNELL, I. A., VINE, S. G. et BATE, M. R. (2004). Massive star formation : nurture, not nature. *MNRAS*, 349(2):735–741. (Cité page 14.)
- BONNOR, W. B. (1956). Boyle's Law and gravitational instability. *MNRAS*, 116:351. (Cité page 6.)

- BONTEMPS, S., ANDRE, P., TEREBEY, S. et CABRIT, S. (1996). Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects. *A&A*, 311:858–872. (Cité pages 22, 23 et 125.)
- BONTEMPS, S., MOTTE, F., CSENGERI, T. et SCHNEIDER, N. (2010). Fragmentation and mass segregation in the massive dense cores of Cygnus X. *A&A*, 524. (Cité page 16.)
- BUTLER, M. J. et TAN, J. C. (2012). Mid-infrared Extinction Mapping of Infrared Dark Clouds. II. The Structure of Massive Starless Cores and Clumps. *ApJ*, 754(1):5. (Cité page 16.)
- CANTO, J. et RAGA, A. C. (1991). Mixing Layers in Stellar Outflows. *ApJ*, 372:646. (Cité page 25.)
- CARLHOFF, P., NGUYEN LUONG, Q., SCHILKE, P., MOTTE, F., SCHNEIDER, N., BEUTHER, H., BONTEMPS, S., HEITSCH, F., HILL, T., KRAMER, C., OSSENKOPF, V., SCHULLER, F., SIMON, R. et WYROWSKI, F. (2013). Large scale IRAM 30 m CO-observations in the giant molecular cloud complex W43. *A&A*, 560:A24. (Cité pages 3 et 92.)
- CECCARELLI, C., CASELLI, P., HERBST, E., TIELENS, A. G. G. M. et CAUX, E. (2007). Extreme Deuteration and Hot Corinos : The Earliest Chemical Signatures of Low-Mass Star Formation. In REIPURTH, B., JEWITT, D. et KEIL, K., éditeurs : *Protostars and Planets V*, page 47. (Cité page 10.)
- CHABRIER, G. (2003). The Galactic Disk Mass Function : Reconciliation of the Hubble Space Telescope and Nearby Determinations. *ApJ*, 586(2):L133–L136. (Cité page 28.)
- CHENG, Y., TAN, J. C., LIU, M., KONG, S., LIM, W., ANDERSEN, M. et DA RIO, N. (2018). The Core Mass Function in the Massive Protocluster G286.21+0.17 Revealed by ALMA. *The Astrophysical Journal*, 853(2):160. (Cité page 53.)
- CHURCHWELL, E. (2002). Ultra-Compact HII Regions and Massive Star Formation. *ARA&A*, 40:27–62. (Cité page 15.)
- CLARK, B. G. (1980). An efficient implementation of the algorithm 'CLEAN'. *A&A*, 89(3):377. (Cité page 46.)
- CORNWELL, T. J. (2008). Multiscale CLEAN Deconvolution of Radio Synthesis Images. *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, 2(5):793–801. (Cité page 47.)
- CROWTHER, P. A., CABALLERO-NIEVES, S. M., BOSTROEM, K. A., MAÍZ APELLÁNIZ, J., SCHNEIDER, F. R. N., WALBORN, N. R., ANGUS, C. R., BROTT, I., BONANOS, A., DE KOTER, A., DE MINK, S. E., EVANS, C. J., GRÄFENER, G., HERRERO, A., HOWARTH, I. D., LANGER, N., LENNON, D. J., PULS, J., SANA, H. et VINK, J. S. (2016). The R136 star cluster dissected with Hubble Space Telescope/STIS. I. Far-ultraviolet spectroscopic census and the origin of He II λ 1640 in young star clusters. *MNRAS*, 458(1):624–659. (Cité page 10.)
- CSENGERI, T., BONTEMPS, S., SCHNEIDER, N., MOTTE, F., GUETH, F. et HORA, J. L. (2011). Convergent Flows and Low-velocity Shocks in DR21(OH). *The Astrophysical Journal*, 740(1):L5. (Cité page 16.)
- CSENGERI, T., BONTEMPS, S., WYROWSKI, F., MEGEATH, S. T., MOTTE, F., SANNA, A., WIENEN, M. et MENTEN, K. M. (2017). The ATLASGAL survey : The sample of young massive cluster progenitors. *Astronomy and Astrophysics*, 601:A60. (Cité page 16.)
- CURTIS, E. I. et RICHER, J. S. (2010). The properties of SCUBA cores in the Perseus molecular cloud : the bias of clump-finding algorithms. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(1):603–619. (Cité page 53.)
- DI FRANCESCO, J., EVANS, N. J., I., CASELLI, P., MYERS, P. C., SHIRLEY, Y., AIKAWA, Y. et TAFALLA, M. (2007). An Observational Perspective of Low-Mass Dense Cores I : Internal Physical and Chemical Properties. In REIPURTH, B., JEWITT, D. et KEIL, K., éditeurs : *Protostars and Planets V*, page 17. (Cité page 10.)
- DIB, S. et HENNING, T. (2019). Star formation activity and the spatial distribution and mass segregation of dense cores in the early phases of star formation. *A&A*, 629:A135. (Cité page 124.)
- DIB, S., SHADMEHRI, M., PADOAN, P., MAHESWAR, G., OJHA, D. K. et KHAJENABI, F. (2010). The IMF of stellar clusters : effects of accretion and feedback. *MNRAS*, 405(1):401–420. (Cité page 34.)
- DIONATOS, O., NISINI, B., CABRIT, S., KRISTENSEN, L. et PINEAU DES FORÊTS, G. (2010). Spitzer spectral line mapping of the HH211 outflow. *A&A*, 521:A7. (Cité page 19.)
- DOBBS, C. L., BONNELL, I. A. et CLARK, P. C. (2005). Centrally condensed turbulent cores : massive stars or fragmentation? *MNRAS*, 360(1):2–8. (Cité page 13.)
- DOPITA, M. A. (1978). Optical emission from shocks. IV. The Herbig-Haro objects. *ApJS*, 37:117–144. (Cité page 18.)
- DUARTE-CABRAL, A., BONTEMPS, S., MOTTE, F., HENNEMANN, M., SCHNEIDER, N. et ANDRÉ, P. (2013). Co outflows from high-mass class 0 protostars in cygnus-x. *A&A*, 558:A125. (Cité pages 16, 22 et 23.)
- DUNHAM, M. M., STUTZ, A. M., ALLEN, L. E., EVANS, N. J., I., FISCHER, W. J., MEGEATH, S. T., MYERS, P. C., OFFNER, S. S. R., POTEET, C. A., TOBIN, J. J. et VOROBYOV, E. I. (2014). The Evolution of Protostars : Insights

- from Ten Years of Infrared Surveys with Spitzer and Herschel. In BEUTHER, H., KLESSEN, R. S., DULLEMOND, C. P. et HENNING, T., éditeurs : *Protostars and Planets VI*, page 195. (Cité page 8.)
- EBERT, R. (1955). Über die Verdichtung von H I-Gebieten. Mit 5 Textabbildungen. *ZAp*, 37:217. (Cité page 6.)
- EISNER, J. A. (2012). Disk Masses at the End of the Main Accretion Phase : CARMA Observations and Multi-wavelength Modeling of Class I Protostars. *The Astrophysical Journal*, 755(1):23. (Cité page 10.)
- ELLERBROEK, L. E., PODIO, L., KAPER, L., SANA, H., HUPPENKOTHEN, D., DE KOTER, A. et MONACO, L. (2013). The outflow history of two Herbig-Haro jets in RCW 36 : HH 1042 and HH 1043. *A&A*, 551:A5. (Cité page 22.)
- ELMEGREEN, B. G. et FALGARONE, E. (1996). A Fractal Origin for the Mass Spectrum of Interstellar Clouds. *ApJ*, 471:816. (Cité pages 29 et 31.)
- ENOCH, M. L., GLENN, J., EVANS, Neal J., I., SARGENT, A. I., YOUNG, K. E. et HUARD, T. L. (2007). Comparing Star Formation on Large Scales in the c2d Legacy Clouds : Bolocam 1.1 mm Dust Continuum Surveys of Serpens, Perseus, and Ophiuchus. *ApJ*, 666(2):982–1001. (Cité pages 29 et 30.)
- ENOCH, M. L., YOUNG, K. E., GLENN, J., EVANS, Neal J., I., GOLWALA, S., SARGENT, A. I., HARVEY, P., AGUIRRE, J., GOLDIN, A. et HAIG, D. (2006). Bolocam Survey for 1.1 mm Dust Continuum Emission in the c2d Legacy Clouds. I. Perseus. *ApJ*, 638(1):293–313. (Cité page 30.)
- EWEN, H. I. et PURCELL, E. M. (1951). Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec. *Nature*, 168(4270):356. (Cité page 36.)
- FECHTENBAUM, S. et BONTEMPS, S. (2013). First unbiased spectral survey of a young and single massive protostar : CygX-N63. In CAMBRESY, L., MARTINS, F., NUSS, E. et PALACIOS, A., éditeurs : *SF2A-2013 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, pages 219–222. (Cité page 44.)
- FRANK, A., RAY, T. P., CABRIT, S., HARTIGAN, P., ARCE, H. G., BACCIOTTI, F., BALLY, J., BENISTY, M., EISLÖFFEL, J., GÜDEL, M., LEBEDEV, S., NISINI, B. et RAGA, A. (2014). Jets and Outflows from Star to Cloud : Observations Confront Theory. In BEUTHER, H., KLESSEN, R. S., DULLEMOND, C. P. et HENNING, T., éditeurs : *Protostars and Planets VI*, page 451. (Cité pages 24 et 25.)
- GAIA COLLABORATION, BROWN, A. G. A., VALLENARI, A., PRUSTI, T., DE BRUIJNE, J. H. J., BABUSIAUX, C., BAILER-JONES, C. A. L. et BIERMANN, M. (2018). Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties. *A&A*, 616:A1. (Cité page 27.)
- GAIA COLLABORATION, BROWN, A. G. A., VALLENARI, A., PRUSTI, T., DE BRUIJNE, J. H. J., MIGNARD, F., DRIMMEL, R., BABUSIAUX, C., BAILER-JONES, C. A. L., BASTIAN, U., BIERMANN, M. et AL. (2016). Gaia Data Release 1. Summary of the astrometric, photometric, and survey properties. *A&A*, 595:A2. (Cité page 27.)
- GALLI, D. et SHU, F. H. (1993). Collapse of Magnetized Molecular Cloud Cores. I. Semianalytical Solution. *ApJ*, 417:220. (Cité page 7.)
- GERIN, M., PETY, J., FUENTE, A., CERNICHAO, J., COMMERÇON, B. et MARCELINO, N. (2015). Nascent bipolar outflows associated with the first hydrostatic core candidates Barnard 1b-N and 1b-S. *Astronomy and Astrophysics*, 577:L2. (Cité page 8.)
- GOICOECHEA, J. R., CHAVARRÍA, L., CERNICHAO, J., NEUFELD, D. A., VAVREK, R., BERGIN, E. A., CUADRADO, S., ENCRENAZ, P., ETXALUZE, M., MELNICK, G. J. et POLEHAMPTON, E. (2015). Herschel Far-infrared Spectral-mapping of Orion BN/KL Outflows : Spatial Distribution of Excited CO, H₂O, OH, O, and C⁺ in Shocked Gas. *ApJ*, 799:102. (Cité page 19.)
- GONG, H. et OSTRIKER, E. C. (2009). Protostar Formation in Supersonic Flows : Growth and Collapse of Spherical Cores. *ApJ*, 699(1):230–244. (Cité page 7.)
- GONG, H. et OSTRIKER, E. C. (2011). Dense Core Formation in Supersonic Turbulent Converging Flows. *ApJ*, 729(2):120. (Cité page 7.)
- GOODWIN, S. P., NUTTER, D., KROUPA, P., WARD-THOMPSON, D. et WHITWORTH, A. P. (2008). The relationship between the prestellar core mass function and the stellar initial mass function. *A&A*, 477(3):823–827. (Cité page 33.)
- GUETH, F. et GUILLOTEAU, S. (1999). The jet-driven molecular outflow of HH 211. *A&A*, 343:571–584. (Cité page 19.)
- GUSDORF, A., ANDERL, S., LEFLOCH, B., LEURINI, S., WIESEMAYER, H., GÜSTEN, R., BENEDETTINI, M., CODELLA, C., GODARD, B., GÓMEZ-RUIZ, A. I., JACOBS, K., KRISTENSEN, L. E., LESAFFRE, P., PINEAU DES FORÊTS, G. et LIS, D. C. (2017). Nature of shocks revealed by SOFIA OI observations in the Cepheus E protostellar outflow. *A&A*, 602:A8. (Cité page 20.)
- HARO, G. (1952). Herbig’s Nebulous Objects Near NGC 1999. *ApJ*, 115:572. (Cité page 18.)

- HATCHELL, J. et FULLER, G. A. (2008). Star formation in Perseus. IV. Mass-dependent evolution of dense cores. *A&A*, 482(3):855–863. (Cité page 32.)
- HENNEBELLE, P. et CHABRIER, G. (2008). Analytical Theory for the Initial Mass Function : CO Clumps and Prestellar Cores. *ApJ*, 684(1):395–410. (Cité page 32.)
- HERBIG, G. H. (1951). The Spectra of Two Nebulous Objects Near NGC 1999. *ApJ*, 113:697–699. (Cité page 18.)
- HEWISH, A., BELL, S. J., PILKINGTON, J. D. H., SCOTT, P. F. et COLLINS, R. A. (1968). Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*, 217(5130):709–713. (Cité page 36.)
- HILL, T., BURTON, M. G., MINIER, V., THOMPSON, M. A., WALSH, A. J., HUNT-CUNNINGHAM, M. et GARAY, G. (2005). Millimetre continuum observations of southern massive star formation regions - I. SIMBA observations of cold cores. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 363(2):405–451. (Cité page 15.)
- HÖGBOM, J. A. (1974). Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *A&AS*, 15:417. (Cité page 46.)
- HOSEK, Matthew W., J., LU, J. R., ANDERSON, J., NAJARRO, F., GHEZ, A. M., MORRIS, M. R., CLARKSON, W. I. et ALBERS, S. M. (2019). The Unusual Initial Mass Function of the Arches Cluster. *ApJ*, 870(1):44. (Cité page 28.)
- HOSOKAWA, T. et OMUKAI, K. (2009). Evolution of Massive Protostars with High Accretion Rates. *ApJ*, 691(1):823–846. (Cité page 11.)
- HOSOKAWA, T., YORKE, H. W. et OMUKAI, K. (2010). Evolution of Massive Protostars Via Disk Accretion. *The Astrophysical Journal*, 721(1):478–492. (Cité page 12.)
- HUSSMANN, B., STOLTE, A., BRANDNER, W., GENNARO, M. et LIERMANN, A. (2012). The present-day mass function of the Quintuplet cluster based on proper motion membership. *A&A*, 540:A57. (Cité page 28.)
- IBELING, D. et HEGER, A. (2013). The Metallicity Dependence of the Minimum Mass for Core-collapse Supernovae. *ApJ*, 765(2):L43. (Cité page 10.)
- JHAN, K.-S. et LEE, C.-F. (2016). A Multi-epoch SMA Study of the HH 211 Protostellar Jet : Jet Motion and Knot Formation. *ApJ*, 816(1):32. (Cité page 21.)
- KENNICUTT, Robert C., J. (1998). The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 498(2):541–552. (Cité page 3.)
- KERVELLA, P., VERHOELST, T., RIDGWAY, S. T., PERRIN, G., LACOUR, S., CAMI, J. et HAUBOIS, X. (2009). The close circumstellar environment of Betelgeuse. Adaptive optics spectro-imaging in the near-IR with VLT/-NACO. *A&A*, 504(1):115–125. (Cité page 39.)
- KLASSEN, M., PUDRITZ, R. E., KUIPER, R., PETERS, T. et BANERJEE, R. (2016). Simulating the Formation of Massive Protostars. I. Radiative Feedback and Accretion Disks. *ApJ*, 823(1):28. (Cité page 12.)
- KLESSEN, R. S., BURKERT, A. et BATE, M. R. (1998). Fragmentation of Molecular Clouds : The Initial Phase of a Stellar Cluster. *ApJ*, 501(2):L205–L208. (Cité page 31.)
- KONG, S., TAN, J. C., CASELLI, P., FONTANI, F., LIU, M. et BUTLER, M. J. (2017). A Hunt for Massive Starless Cores. *ApJ*, 834:193. (Cité page 16.)
- KÖNYVES, V., ANDRÉ, P., MEN'SHCHIKOV, A., PALMEIRIM, P., ARZOUMANIAN, D., SCHNEIDER, N., ROY, A., DIDELON, P., MAURY, A. et SHIMAJIRI, Y. (2015). A census of dense cores in the Aquila cloud complex : SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey. *A&A*, 584:A91. (Cité pages 30, 31, 33 et 55.)
- KÖNYVES, V., ANDRÉ, P., MEN'SHCHIKOV, A., SCHNEIDER, N., ARZOUMANIAN, D., BONTEMPS, S., ATTARD, M., MOTTE, F., DIDELON, P. et MAURY, A. (2010). The Aquila prestellar core population revealed by Herschel. *A&A*, 518:L106. (Cité page 30.)
- KRAMER, C., STUTZKI, J., ROHRIG, R. et CORNELIUSSEN, U. (1998). Clump mass spectra of molecular clouds. *A&A*, 329:249–264. (Cité pages 29 et 31.)
- KROUPA, P. (2001). On the variation of the initial mass function. *MNRAS*, 322(2):231–246. (Cité page 28.)
- KROUPA, P., WEIDNER, C., PFLAMM-ALTENBURG, J., THIES, I., DABRINGHAUSEN, J., MARKS, M. et MASCHBERGER, T. (2013). *The Stellar and Sub-Stellar Initial Mass Function of Simple and Composite Populations*, volume 5, page 115. (Cité page 29.)
- KRUMHOLZ, M. R., KLEIN, R. I. et MCKEE, C. F. (2007). Radiation-Hydrodynamic Simulations of Collapse and Fragmentation in Massive Protostellar Cores. *ApJ*, 656(2):959–979. (Cité page 13.)
- KRUMHOLZ, M. R., KLEIN, R. I., MCKEE, C. F., OFFNER, S. S. R. et CUNNINGHAM, A. J. (2009). The Formation of Massive Star Systems by Accretion. *Science*, 323(5915):754. (Cité page 12.)
- KUIPER, R. et HOSOKAWA, T. (2018). First hydrodynamics simulations of radiation forces and photoionization feedback in massive star formation. *A&A*, 616:A101. (Cité page 12.)

- KUIPER, R., KLAHR, H., BEUTHER, H. et HENNING, T. (2010). Circumventing the Radiation Pressure Barrier in the Formation of Massive Stars via Disk Accretion. *ApJ*, 722(2):1556–1576. (Cité page 12.)
- KURTZ, S., CESARONI, R., CHURCHWELL, E., HOFNER, P. et WALMSLEY, C. M. (2000). Hot Molecular Cores and the Earliest Phases of High-Mass Star Formation. In MANNINGS, V., BOSS, A. P. et RUSSELL, S. S., éditeurs : *Protostars and Planets IV*, pages 299–326. (Cité page 15.)
- LADA, C. J. et FICH, M. (1996). The Structure and Energetics of a Highly Collimated Bipolar Outflow : NGC 2264G. *ApJ*, 459:638. (Cité page 24.)
- LADA, C. J., LOMBARDI, M. et ALVES, J. F. (2010). On the Star Formation Rates in Molecular Clouds. *The Astrophysical Journal*, 724(1):687–693. (Cité page 3.)
- LEE, C.-F., HO, P. T. P., LI, Z.-Y., HIRANO, N., ZHANG, Q. et SHANG, H. (2017). A rotating protostellar jet launched from the innermost disk of HH 121. *Nature Astronomy*, 1:0152. (Cité page 25.)
- LEE, C.-F., HO, P. T. P., PALAU, A., HIRANO, N., BOURKE, T. L., SHANG, H. et ZHANG, Q. (2007). Submillimeter Arcsecond-Resolution Mapping of the Highly Collimated Protostellar Jet HH 211. *ApJ*, 670:1188–1197. (Cité page 19.)
- LEE, C.-F., MUNDY, L. G., REIPURTH, B., OSTRICKER, E. C. et STONE, J. M. (2000). CO Outflows from Young Stars : Confronting the Jet and Wind Models. *ApJ*, 542(2):925–945. (Cité pages 24 et 25.)
- LEE, Y.-N. et HENNEBELLE, P. (2018). Stellar mass spectrum within massive collapsing clumps. II. Thermodynamics and tidal forces of the first Larson core. A robust mechanism for the peak of the IMF. *A&A*, 611:A89. (Cité page 32.)
- LEFLOCH, B., GUSDORF, A., CODELLA, C., EISLÖFFEL, J., NERI, R., GÓMEZ-RUIZ, A. I., GÜSTEN, R., LEURINI, S., RISACHER, C. et BENEDETTINI, M. (2015). The structure of the Cepheus E protostellar outflow : The jet, the bowshock, and the cavity. *A&A*, 581:A4. (Cité pages 20 et 21.)
- LOUVET, F., DOUGADOS, C., CABRIT, S., MARDONES, D., MÉNARD, F., TABONE, B., PINTE, C. et DENT, W. R. F. (2018). The HH30 edge-on T Tauri star. A rotating and precessing monopolar outflow scrutinized by ALMA. *A&A*, 618:A120. (Cité pages 16 et 25.)
- LOUVET, F., MOTTE, F., GUSDORF, A., NGUYỄN LUONG, Q., LESAFFRE, P., DUARTE-CABRAL, A., MAURY, A., SCHNEIDER, N., HILL, T., SCHILKE, P. et GUETH, F. (2016). Tracing extended low-velocity shocks through SiO emission. Case study of the W43-MM1 ridge. *A&A*, 595:A122. (Cité page 4.)
- LOUVET, F., MOTTE, F., HENNEBELLE, P., MAURY, A., BONNELL, I., BONTEMPS, S., GUSDORF, A., HILL, T., GUETH, F., PERETTO, N., DUARTE-CABRAL, A., STEPHAN, G., SCHILKE, P., CSENGERI, T., NGUYEN LUONG, Q. et LIS, D. C. (2014). The W43-MM1 mini-starburst ridge, a test for star formation efficiency models. *A&A*, 570:A15. (Cité pages 3 et 53.)
- LU, J. R., DO, T., GHEZ, A. M., MORRIS, M. R., YELDA, S. et MATTHEWS, K. (2013). Stellar Populations in the Central 0.5 pc of the Galaxy. II. The Initial Mass Function. *ApJ*, 764(2):155. (Cité page 28.)
- LU, X., ZHANG, Q., LIU, H. B., SANHUEZA, P., TATEMATSU, K., FENG, S., SMITH, H. A., MYERS, P. C., SRIDHARAN, T. K. et GU, Q. (2018). Filamentary Fragmentation and Accretion in High-mass Star-forming Molecular Clouds. *ApJ*, 855(1):9. (Cité page 16.)
- MAIA, F. F. S., MORAUX, E. et JONCOUR, I. (2016). Young and embedded clusters in Cygnus-X : evidence for building up the initial mass function? *MNRAS*, 458(3):3027–3046. (Cité page 29.)
- MAÍZ APELLÁNIZ, J. et ÚBEDA, L. (2005). Numerical Biases on Initial Mass Function Determinations Created by Binning. *ApJ*, 629(2):873–880. (Cité page 75.)
- MARSH, K., WHITWORTH, A. et LOMAX, O. (2015). Temperature as a third dimension in column-density mapping of dusty astrophysical structures associated with star formation. *MNRAS*, 454(4):4282–4292. (Cité pages 58 et 129.)
- MARSH, K. A., KIRK, J. M., ANDRÉ, P., GRIFFIN, M. J., KÖNYVES, V., PALMEIRIM, P., MEN'SHCHIKOV, A., WARD-THOMPSON, D., BENEDETTINI, M. et BRESNAHAN, D. W. (2016). A census of dense cores in the Taurus L1495 cloud from the Herschel. *MNRAS*, 459(1):342–356. (Cité page 30.)
- MASUNAGA, H. et INUTSUKA, S.-i. (2000). A Radiation Hydrodynamic Model for Protostellar Collapse. II. The Second Collapse and the Birth of a Protostar. *ApJ*, 531(1):350–365. (Cité page 8.)
- MASUNAGA, H., MIYAMA, S. M. et INUTSUKA, S.-i. (1998). A Radiation Hydrodynamic Model for Protostellar Collapse. I. The First Collapse. *ApJ*, 495(1):346–369. (Cité page 8.)
- MATZNER, C. D. et MCKEE, C. F. (2000). Efficiencies of Low-Mass Star and Star Cluster Formation. *ApJ*, 545(1):364–378. (Cité page 32.)
- MAUD, L. T., MOORE, T. J. T., LUMSDEN, S. L., MOTTRAM, J. C., URQUHART, J. S. et HOARE, M. G. (2015). A distance-limited sample of massive molecular outflows. *MNRAS*, 453:645–665. (Cité pages 23 et 125.)

- MAUREIRA, M. J., ARCE, H. G., DUNHAM, M. M., PINEDA, J. E., FERNÁNDEZ-LÓPEZ, M., CHEN, X. et MARDONES, D. (2017). Kinematics of a Young Low-mass Star-forming Core : Understanding the Evolutionary State of the First-core Candidate L1451-mm. *The Astrophysical Journal*, 838(1):60. (Cité page 8.)
- MAURY, A. J., ANDRÉ, P., TESTI, L., MARET, S., BELLOCHE, A., HENNEBELLE, P., CABRIT, S., CODELLA, C., GUETH, F., PODIO, L., ANDERL, S., BACMANN, A., BONTEMPS, S., GAUDEL, M., LADJELATE, B., LEFÈVRE, C., TABONE, B. et LEFLOCH, B. (2019). Characterizing young protostellar disks with the CALYPSO IRAM-PdBI survey : large Class 0 disks are rare. *A&A*, 621:A76. (Cité page 10.)
- MCCAUGHREAN, M. J., RAYNER, J. T. et ZINNECKER, H. (1994). Discovery of a Molecular Hydrogen Jet near IC 348. *ApJ*, 436:L189. (Cité page 19.)
- McKEE, C. F. et OSTRIKER, E. C. (2007). Theory of Star Formation. *ARA&A*, 45(1):565–687. (Cité pages 12 et 14.)
- McKEE, C. F. et TAN, J. C. (2003). The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *ApJ*, 585:850–871. (Cité pages 13, 22 et 78.)
- MEGEATH, S. T., WILSON, T. L. et CORBIN, M. R. (2005). Hubble Space Telescope NICMOS Imaging of W3 IRS 5 : A Trapezium in the Making? *ApJ*, 622(2):L141–L144. (Cité page 14.)
- MEN'SHCHIKOV, A. (2013). A multi-scale filament extraction method : getfilaments. *A&A*, 560:A63. (Cité page 54.)
- MEN'SHCHIKOV, A., ANDRÉ, P., DIDELON, P., MOTTE, F., HENNEMANN, M. et SCHNEIDER, N. (2012). A multi-scale, multi-wavelength source extraction method : getsources. *A&A*, 542:A81. (Cité pages 53 et 55.)
- MICHELSON, A. A. et PEASE, F. G. (1921). Measurement of the Diameter of α Orionis with the Interferometer. *ApJ*, 53:249–259. (Cité page 38.)
- MOLET, J., BROUILLET, N., NONY, T., GUSDORF, A., MOTTE, F., DESPOIS, D., LOUVET, F., BONTEMPS, S. et HERPIN, F. (2019). Molecular analysis of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1. *A&A*, 626:A132. (Cité pages 78, 79, 86, 87, 123, 130 et 131.)
- MOLINARI, S., BRAND, J., CESARONI, R., PALLA, F. et PALUMBO, G. G. C. (1998). A search for precursors of ultracompact H II regions in a sample of luminous IRAS sources. II. VLA observations. *A&A*, 336:339–351. (Cité page 15.)
- MOLINARI, S., SWINYARD, B., BALLY, J., BARLOW, M., BERNARD, J. P., MARTIN, P., MOORE, T., NORIEGA-CRESPO, A., PLUME, R., TESTI, L., ZAVAGNO, A. et AL. (2010). Clouds, filaments, and protostars : The Herschel Hi-GAL Milky Way. *Astronomy and Astrophysics*, 518:L100. (Cité page 16.)
- MOTTE, F., ANDRE, P. et NERI, R. (1998). The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud : wide-field millimeter continuum mapping. *A&A*, 336:150–172. (Cité page 29.)
- MOTTE, F., BONTEMPS, S. et LOUVET, F. (2018a). High-Mass Star and Massive Cluster Formation in the Milky Way. *ARA&A*, 56:41–82. (Cité pages 15, 16, 17, 78 et 79.)
- MOTTE, F., BONTEMPS, S., SCHILKE, P., SCHNEIDER, N., MENTEN, K. M. et BROGUIÈRE, D. (2007). The earliest phases of high-mass star formation : a 3 square degree millimeter continuum mapping of Cygnus X. *A&A*, 476(3):1243–1260. (Cité page 15.)
- MOTTE, F., NGUYÊN LUONG, Q., SCHNEIDER, N., HEITSCH, F., GLOVER, S., CARLHOFF, P., HILL, T., BONTEMPS, S., SCHILKE, P., LOUVET, F., HENNEMANN, M., DIDELON, P. et BEUTHER, H. (2014). The formation of the W43 complex : constraining its atomic-to-molecular transition and searching for colliding clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 571:A32. (Cité page 3.)
- MOTTE, F., NONY, T., LOUVET, F., MARSH, K. A., BONTEMPS, S., WHITWORTH, A. P., MEN'SHCHIKOV, A., NGUYEN LUONG, Q., CSENGERI, T., MAURY, A. J., GUSDORF, A., CHAPILLON, E., KÖNYVES, V., SCHILKE, P., DUARTE-CABRAL, A., DIDELON, P. et GAUDEL, M. (2018b). The unexpectedly large proportion of high-mass star-forming cores in a Galactic mini-starburst. *Nature Astronomy*, 2:478–482. (Cité pages 78, 87, 96, 122 et 129.)
- MOTTE, F., SCHILKE, P. et LIS, D. C. (2003). From Massive Protostars to a Giant H II Region : Submillimeter Imaging of the Galactic Ministarburst W43. *ApJ*, 582:277–291. (Cité pages 3, 60 et 129.)
- MOUSCHOVIAS, T. C. et MORTON, S. A. (1991). Ambipolar Diffusion, Cloud Cores, and Star Formation : Two-dimensional, Cylindrically Symmetric Contraction. I. The Issues, Formulation of the Problem, and Method of Solution. *ApJ*, 371:296. (Cité page 7.)
- MULLER, C. A. et OORT, J. H. (1951). Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : The Interstellar Hydrogen Line at 1,420 Mc./sec., and an Estimate of Galactic Rotation. *Nature*, 168(4270):357–358. (Cité page 36.)
- NAKANO, T. (1998). Star Formation in Magnetic Clouds. *ApJ*, 494(2):587–604. (Cité page 7.)

- NGUYEN LUONG, Q., MOTTE, F., CARLHOFF, P., LOUVET, F., LESAFFRE, P., SCHILKE, P., HILL, T., HENNEMANN, M., GUSDORF, A., DIDELON, P., SCHNEIDER, N., BONTEMPS, S., DUARTE-CABRAL, A., MENTEN, K. M., MARTIN, P. G., WYROWSKI, F., BENDO, G., ROUSSEL, H., BERNARD, J.-P., BRONFMAN, L., HENNING, T., KRAMER, C. et HEITSCH, F. (2013). Low-velocity Shocks Traced by Extended SiO Emission along the W43 Ridges : Witnessing the Formation of Young Massive Clusters. *ApJ*, 775:88. (Cité pages 3, 4 et 58.)
- NGUYEN LUONG, Q., MOTTE, F., SCHULLER, F., SCHNEIDER, N., BONTEMPS, S., SCHILKE, P., MENTEN, K. M., HEITSCH, F., WYROWSKI, F., CARLHOFF, P., BRONFMAN, L. et HENNING, T. (2011). W43 : the closest molecular complex of the Galactic bar? *A&A*, 529:A41. (Cité pages 3, 91 et 92.)
- NONY, T., LOUVET, F., MOTTE, F., MOLET, J., MARSH, K., CHAPILLON, E., GUSDORF, A., BROUILLET, N., BONTEMPS, S., CSENGERI, T., DESPOIS, D., NGUYEN LUONG, Q., DUARTE-CABRAL, A. et MAURY, A. (2018). Detection of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1. *A&A*, 618:L5. (Cité pages 16, 79, 86, 87 et 123.)
- NORIEGA-CRESPO, A., RAGA, A. C., MORO-MARTÍN, A., FLAGEY, N. et CAREY, S. J. (2014). Proper motions of young stellar outflows in the mid-infrared with Spitzer II HH 377/Cep E. *New Journal of Physics*, 16(10):105008. (Cité page 21.)
- NUTTER, D. et WARD-THOMPSON, D. (2007). A SCUBA survey of Orion - the low-mass end of the core mass function. *MNRAS*, 374(4):1413–1420. (Cité page 30.)
- OFFNER, S. S. R., CLARK, P. C., HENNEBELLE, P., BASTIAN, N., BATE, M. R., HOPKINS, P. F., MORAUX, E. et WHITWORTH, A. P. (2014). The Origin and Universality of the Stellar Initial Mass Function. In BEUTHER, H., KLESSEN, R. S., DULLEMOND, C. P. et HENNING, T., éditeurs : *Protostars and Planets VI*, page 53. (Cité pages 27, 28 et 32.)
- OSSENKOPF, V. et HENNING, T. (1994). Dust opacities for protostellar cores. *A&A*, 291:943–959. (Cité page 58.)
- PADOAN, P. et NORDLUND, Å. (2002). The Stellar Initial Mass Function from Turbulent Fragmentation. *ApJ*, 576(2):870–879. (Cité pages 31 et 34.)
- PADOAN, P., NORDLUND, A. et JONES, B. J. T. (1997). The universality of the stellar initial mass function. *MNRAS*, 288(1):145–152. (Cité page 31.)
- PALAU, A., ESTALELLA, R., GIRART, J. M., FUENTE, A., FONTANI, F., COMMERÇON, B., BUSQUET, G., BONTEMPS, S., SÁNCHEZ-MONGE, Á., ZAPATA, L. A., ZHANG, Q., HENNEBELLE, P. et DI FRANCESCO, J. (2014). Fragmentation of Massive Dense Cores Down to ~ 1000 AU : Relation between Fragmentation and Density Structure. *ApJ*, 785(1):42. (Cité page 59.)
- PALAU, A., FUENTE, A., GIRART, J. M., ESTALELLA, R., HO, P. T. P., SÁNCHEZ-MONGE, Á., FONTANI, F., BUSQUET, G., COMMERÇON, B., HENNEBELLE, P., BOISSIER, J., ZHANG, Q., CESARONI, R. et ZAPATA, L. A. (2013). Early Stages of Cluster Formation : Fragmentation of Massive Dense Cores down to 1000 AU. *ApJ*, 762(2):120. (Cité pages 16 et 32.)
- PALLA, F. et STAHLER, S. W. (1990). The Birthline for Intermediate-Mass Stars. *ApJ*, 360:L47. (Cité page 11.)
- PANG, X., GREBEL, E. K., ALLISON, R. J., GOODWIN, S. P., ALTMANN, M., HARBECK, D., MOFFAT, A. F. J. et DRISSEN, L. (2013). On the Origin of Mass Segregation in NGC 3603. *ApJ*, 764(1):73. (Cité page 29.)
- PENZIAS, A. A. et WILSON, R. W. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142:419–421. (Cité page 36.)
- PERETTO, N. et FULLER, G. A. (2009). The initial conditions of stellar protocluster formation. I. A catalogue of Spitzer dark clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 505(1):405–415. (Cité page 15.)
- PERETTO, N., FULLER, G. A., DUARTE-CABRAL, A., AVISON, A., HENNEBELLE, P., PINEDA, J. E., ANDRÉ, P., BONTEMPS, S., MOTTE, F., SCHNEIDER, N. et MOLINARI, S. (2013). Global collapse of molecular clouds as a formation mechanism for the most massive stars. *A&A*, 555:A112. (Cité pages 13 et 16.)
- PERROT, C. A. et GRENIER, I. A. (2003). 3D dynamical evolution of the interstellar gas in the Gould Belt. *A&A*, 404:519–531. (Cité page 3.)
- PETY, J., GUETH, F., GUILLOTEAU, S. et DUTREY, A. (2006). Plateau de Bure interferometer observations of the disk and outflow of HH 30. *A&A*, 458(3):841–854. (Cité page 25.)
- PILLAI, T., KAUFFMANN, J., ZHANG, Q., SANHUEZA, P., LEURINI, S., WANG, K., SRIDHARAN, T. K. et KÖNIG, C. (2019). Massive and low-mass protostars in massive “starless” cores. *Astronomy and Astrophysics*, 622:A54. (Cité page 16.)
- PINEDA, J. E., ROSOLOWSKY, E. W. et GOODMAN, A. A. (2009). The Perils of Clumpfind : The Mass Spectrum of Substructures in Molecular Clouds. *ApJ*, 699(2):L134–L138. (Cité page 53.)

- PLUME, R., JAFFE, D. T., EVANS, Neal J., I., MARTÍN-PINTADO, J. et GÓMEZ-GONZÁLEZ, J. (1997). Dense Gas and Star Formation : Characteristics of Cloud Cores Associated with Water Masers. *ApJ*, 476(2):730–749. (Cité pages 13 et 15.)
- PLUNKETT, A. L., ARCE, H. G., MARDONES, D., VAN DOKKUM, P., DUNHAM, M. M., FERNÁNDEZ-LÓPEZ, M., GALLARDO, J. et CORDER, S. A. (2015). Episodic molecular outflow in the very young protostellar cluster Serpens South. *Nature*, 527:70–73. (Cité pages 24 et 26.)
- POLYCHRONI, D., SCHISANO, E., ELIA, D., ROY, A., MOLINARI, S., MARTIN, P., ANDRÉ, P., TURRINI, D., RYGL, K. L. J. et DI FRANCESCO, J. (2013). Two Mass Distributions in the L 1641 Molecular Clouds : The Herschel Connection of Dense Cores and Filaments in Orion A. *ApJ*, 777(2):L33. (Cité page 30.)
- PRICE, D. J. et BATE, M. R. (2007). The impact of magnetic fields on single and binary star formation. *MNRAS*, 377(1):77–90. (Cité page 13.)
- PUDRITZ, R. E., OUYED, R., FENDT, C. et BRANDENBURG, A. (2007). Disk Winds, Jets, and Outflows : Theoretical and Computational Foundations. In REIPURTH, B., JEWITT, D. et KEIL, K., éditeurs : *Protostars and Planets V*, page 277. (Cité page 25.)
- RAGA, A. et CABRIT, S. (1993). Molecular outflows entrained by jet bowshocks. *A&A*, 278:267–278. (Cité page 25.)
- RAYNER, T. S. M., GRIFFIN, M. J., SCHNEIDER, N., MOTTE, F., KÖNYVES, V., ANDRÉ, P., DI FRANCESCO, J., DIDE-LON, P., PATTLE, K., WARD-THOMPSON, D., ANDERSON, L. D., BENEDETTINI, M., BERNARD, J. P., BONTEMPS, S., ELIA, D., FUENTE, A., HENNEMANN, M., HILL, T., KIRK, J., MARSH, K., MEN'SHCHIKOV, A., NGUYEN LUONG, Q., PERETTO, N., PEZZUTO, S., RIVERA-INGRAHAM, A., ROY, A., RYGL, K., SÁNCHEZ-MONGE, Á., SPINOGLIO, L., TIGÉ, J., TREVIÑO-MORALES, S. P. et WHITE, G. J. (2017). Far-infrared observations of a massive cluster forming in the Monoceros R2 filament hub. *Astronomy and Astrophysics*, 607:A22. (Cité page 16.)
- REIPURTH, B. et BALLY, J. (2001). Herbig-Haro Flows : Probes of Early Stellar Evolution. *ARA&A*, 39:403–455. (Cité pages 19 et 23.)
- RENAUD, F., BOURNAUD, F., Emsellem, E., AGERTZ, O., ATHANASSOULA, E., COMBES, F., ELMEGREEN, B., KRALJIC, K., MOTTE, F. et TEYSSIER, R. (2015). Environmental regulation of cloud and star formation in galactic bars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454(3):3299–3310. (Cité page 3.)
- ROHDE, P. F., WALCH, S., SEIFRIED, D., WHITWORTH, A. P., CLARKE, S. D. et HUBBER, D. A. (2019). Evolution of Hubble wedges in episodic protostellar outflows. *MNRAS*, 483:2563–2580. (Cité page 26.)
- ROSEN, A. L., KRUMHOLZ, M. R., MCKEE, C. F. et KLEIN, R. I. (2016). An unstable truth : how massive stars get their mass. *MNRAS*, 463(3):2553–2573. (Cité page 12.)
- RUSSEIL, D., FIGUEIRA, M., ZAVAGNO, A., MOTTE, F., SCHNEIDER, N., MEN'SHCHIKOV, A., BONTEMPS, S., ANDRÉ, P., ANDERSON, L. D., BENEDETTINI, M., DIDE-LON, P., DI FRANCESCO, J., ELIA, D., KÖNYVES, V., NGUYEN LUONG, Q., NONY, T., PEZZUTO, S., RYGL, K. L. J., SCHISANO, E., SPINOGLIO, L., TIGÉ, J. et WHITE, G. J. (2019). Herschel-HOBYS study of the earliest phases of high-mass star formation in NGC 6357. *A&A*, 625:A134. (Cité page 16.)
- SADAVOY, S. I., DI FRANCESCO, J., BONTEMPS, S., MEGEATH, S. T., REBULL, L. M., ALLGAIER, E., CAREY, S., GUTERMUTH, R., HORA, J., HUARD, T., MCCABE, C.-E., MUZEROLLE, J., NORIEGA-CRESPO, A., PADGETT, D. et TEREBEY, S. (2010). The Mass Distribution of Starless and Protostellar Cores in Gould Belt Clouds. *ApJ*, 710(2):1247–1270. (Cité page 30.)
- SALPETER, E. E. (1955). The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121:161. (Cité pages 27 et 28.)
- SANTIAGO-GARCIA, J., TAFALLA, M., JOHNSTONE, D. et BACHILLER, R. (2009). Shells, jets, and internal working surfaces in the molecular outflow from IRAS 04166+2706. *Astronomy & Astrophysics*, 495(1):169–181. (Cité page 95.)
- SCHNEIDER, F. R. N., SANA, H., EVANS, C. J., BESTENLEHNER, J. M., CASTRO, N., FOSSATI, L., GRÄFENER, G., LANGER, N., RAMÍREZ-AGUDELO, O. H. et SABÍN-SANJULIÁN, C. (2018). An excess of massive stars in the local 30 Doradus starburst. *Science*, 359(6371):69–71. (Cité page 29.)
- SCHNEIDER, N., CSENGERI, T., BONTEMPS, S., MOTTE, F., SIMON, R., HENNEBELLE, P., FEDERRATH, C. et KLESSEN, R. (2010). Dynamic star formation in the massive DR21 filament. *A&A*, 520:A49+. (Cité page 16.)
- SCHULLER, F., MENTEN, K. M., CONTRERAS, Y., WYROWSKI, F., SCHILKE, P., BRONFMAN, L., HENNING, T., WALMSLEY, C. M., BEUTHER, H., BONTEMPS, S., CESARONI, R., DEHARVENG, L., GARAY, G., HERPIN, F., LEFLOCH, B., LINZ, H., MARDONES, D., MINIER, V., MOLINARI, S., MOTTE, F., NYMAN, L. Å., REVERET, V., RISACHER, C., RUSSEIL, D., SCHNEIDER, N., TESTI, L., TROOST, T., VASYUNINA, T., WIENEN, M., ZAVAGNO, A., KOVACS, A., KREYSA, E., SIRINGO, G. et WEISS, A. (2009). ATLASGAL - The APEX telescope large area survey of the galaxy at 870 μm . *A&A*, 504(2):415–427. (Cité page 16.)

- SCHWÖRER, A., SÁNCHEZ-MONGE, Á., SCHILKE, P., MÖLLER, T., GINSBURG, A., MENG, F., SCHMIEDEKE, A., MÜLLER, H. S. P., LIS, D. et QIN, S. L. (2019). The physical and chemical structure of Sagittarius B2. IV. Converging filaments in the high-mass cluster forming region Sgr B2(N). *A&A*, 628:A6. (Cité page 16.)
- SHANG, H., ALLEN, A., LI, Z.-Y., LIU, C.-F., CHOU, M.-Y. et ANDERSON, J. (2006). A Unified Model for Bipolar Outflows from Young Stars. *ApJ*, 649(2):845–855. (Cité page 26.)
- SHEEHAN, P. D. et EISNER, J. A. (2017). Disk Masses for Embedded Class I Protostars in the Taurus Molecular Cloud. *The Astrophysical Journal*, 851(1):45. (Cité page 10.)
- SHU, F. H. (1977). Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. *ApJ*, 214:488–497. (Cité pages 6 et 7.)
- SHU, F. H., ADAMS, F. C. et LIZANO, S. (1987). Star formation in molecular clouds : observation and theory. *ARA&A*, 25:23–81. (Cité pages 7 et 13.)
- SHU, F. H., NAJITA, J. R., SHANG, H. et LI, Z. Y. (2000). X-Winds Theory and Observations. In MANNINGS, V., BOSS, A. P. et RUSSELL, S. S., éditeurs : *Protostars and Planets IV*, pages 789–814. (Cité page 25.)
- SHU, F. H., RUDEN, S. P., LADA, C. J. et LIZANO, S. (1991). Star Formation and the Nature of Bipolar Outflows. *ApJ*, 370:L31. (Cité pages 25 et 26.)
- SMITH, R. J., LONGMORE, S. et BONNELL, I. (2009). The simultaneous formation of massive stars and stellar clusters. *MNRAS*, 400:1775–1784. (Cité pages 14, 16 et 78.)
- SOKOL, A. D., GUTERMUTH, R. A., POKHREL, R., GÓMEZ-RUIZ, A. I., WILSON, G. W., OFFNER, S. S. R., HEYER, M., LUNA, A., SCHLOERB, F. P. et SÁNCHEZ, D. (2019). Early science with the Large Millimetre Telescope : An LMT/AzTEC 1.1 mm Survey of dense cores in the Monoceros R2 giant molecular cloud. *MNRAS*, 483(1):407–424. (Cité page 32.)
- SWIFT, J. J. et WILLIAMS, J. P. (2008). On the Evolution of the Dense Core Mass Function. *ApJ*, 679(1):552–556. (Cité page 33.)
- TABONE, B., RAGA, A., CABRIT, S. et PINEAU DES FORÊTS, G. (2018). Interaction between a pulsating jet and a surrounding disk wind. A hydrodynamical perspective. *A&A*, 614:A119. (Cité page 26.)
- TAN, J. C., BELTRÁN, M. T., CASELLI, P., FONTANI, F., FUENTE, A., KRUMHOLZ, M. R., MCKEE, C. F. et STOLTE, A. (2014). Massive Star Formation. In BEUTHER, H., KLESSEN, R. S., DULLEMOND, C. P. et HENNING, T., éditeurs : *Protostars and Planets VI*, page 149. (Cité page 14.)
- TANAKA, K. E. I., TAN, J. C. et ZHANG, Y. (2017). The Impact of Feedback During Massive Star Formation by Core Accretion. *ApJ*, 835(1):32. (Cité page 32.)
- TEREBEY, S., CHANDLER, C. J. et ANDRE, P. (1993). The Contribution of Disks and Envelopes to the Millimeter Continuum Emission from Very Young Low-Mass Stars. *ApJ*, 414:759. (Cité pages 60 et 131.)
- TEREBEY, S., SHU, F. H. et CASSEN, P. (1984). The collapse of the cores of slowly rotating isothermal clouds. *ApJ*, 286:529–551. (Cité page 7.)
- TESTI, L. et SARGENT, A. I. (1998). Star Formation in Clusters : A Survey of Compact Millimeter-Wave Sources in the Serpens Core. *ApJ*, 508(1):L91–L94. (Cité page 29.)
- TIGÉ, J., MOTTE, F., RUSSEL, D., ZAVAGNO, A., HENNEMANN, M., SCHNEIDER, N., HILL, T., NGUYEN LUONG, Q., DI FRANCESCO, J., BONTEMPS, S., LOUVET, F., DIDELON, P., KÖNYVES, V., ANDRÉ, P., LEULEU, G., BARDAGI, J., ANDERSON, L. D., ARZOUMANIAN, D., BENEDETTINI, M., BERNARD, J. P., ELIA, D., FIGUEIRA, M., KIRK, J., MARTIN, P. G., MINIER, V., MOLINARI, S., NONY, T., PERSI, P., PEZZUTO, S., POLYCHRONI, D., RAYNER, T., RIVERA-INGRAHAM, A., ROUSSEL, H., RYGL, K., SPINOGLIO, L. et WHITE, G. J. (2017). The earliest phases of high-mass star formation, as seen in NGC 6334 by Herschel-HOBYS. *A&A*, 602:A77. (Cité page 16.)
- URQUHART, J. S., FIGURA, C. C., MOORE, T. J. T., HOARE, M. G., LUMSDEN, S. L., MOTTRAM, J. C., THOMPSON, M. A. et OUDMAIJER, R. D. (2014). The RMS survey : galactic distribution of massive star formation. *MNRAS*, 437(2):1791–1807. (Cité page 3.)
- VAN DER MAREL, N., KRISTENSEN, L. E., VISSER, R., MOTTRAM, J. C., YILDIZ, U. A. et VAN DISHOECK, E. F. (2013). Outflow forces of low-mass embedded objects in Ophiuchus : a quantitative comparison of analysis methods. *A&A*, 556:A76. (Cité page 23.)
- VAZQUEZ-SEMADENI, E. (1994). Hierarchical Structure in Nearly Pressureless Flows as a Consequence of Self-similar Statistics. *ApJ*, 423:681. (Cité page 5.)
- VÁZQUEZ-SEMADENI, E., GÓMEZ, G. C., JAPPSSEN, A. K., BALLESTEROS-PAREDES, J. et KLESSEN, R. S. (2009). High- and Low-Mass Star-Forming Regions from Hierarchical Gravitational Fragmentation. High Local Star Formation Rates with Low Global Efficiencies. *ApJ*, 707(2):1023–1033. (Cité page 14.)

- VÁZQUEZ-SEMADENI, E., PALAU, A., BALLESTEROS-PAREDES, J., GÓMEZ, G. C. et ZAMORA-AVILÉS, M. (2019). Global Hierarchical Collapse In Molecular Clouds. Towards a Comprehensive Scenario. *arXiv e-prints*, page arXiv :1903.11247. (Cité pages 14, 16 et 78.)
- VOROBYOV, E., ELBAKYAN, V., PLUNKETT, A., DUNHAM, M., AUDARD, M., GUEDEL, M. et DIONATOS, O. (2018). Knotty protostellar jets as a signature of episodic protostellar accretion? *Astronomy & Astrophysics*, 613:A18. arXiv : 1801.06707. (Cité page 26.)
- WANG, P., LI, Z.-Y., ABEL, T. et NAKAMURA, F. (2010). Outflow Feedback Regulated Massive Star Formation in Parsec-Scale Cluster-Forming Clumps. *ApJ*, 709(1):27–41. (Cité page 14.)
- WARD-THOMPSON, D., MOTTE, F. et ANDRE, P. (1999). The initial conditions of isolated star formation - III. Millimetre continuum mapping of pre-stellar cores. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 305(1):143–150. (Cité page 10.)
- WEISZ, D. R., JOHNSON, L. C., FOREMAN-MACKEY, D., DOLPHIN, A. E., BEERMAN, L. C., WILLIAMS, B. F., DALCANTON, J. J., RIX, H.-W., HOGG, D. W. et FOUESNEAU, M. (2015). The High-mass Stellar Initial Mass Function in M31 Clusters. *ApJ*, 806(2):198. (Cité pages 28 et 29.)
- WESTERHOUT, G. (1958). A survey of the continuous radiation from the Galactic System at a frequency of 1390 Mc/s. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 14:215. (Cité page 3.)
- WHITWORTH, A. et SUMMERS, D. (1985). Self-similar condensation of spherically symmetric self-gravitating isothermal gas clouds. *MNRAS*, 214:1–25. (Cité page 7.)
- WOLFIRE, M. G. et CASSINELLI, J. P. (1987). Conditions for the Formation of Massive Stars. *ApJ*, 319:850. (Cité pages 11 et 12.)
- WYROWSKI, F., GÜSTEN, R., MENTEN, K. M., WIESEMAYER, H., CSENGERI, T., HEYMINCK, S., KLEIN, B., KÖNIG, C. et URQUHART, J. S. (2016). Infall through the evolution of high-mass star-forming clumps. *Astronomy and Astrophysics*, 585:A149. (Cité page 16.)
- YONEKURA, Y., DOBASHI, K., MIZUNO, A., OGAWA, H. et FUKUI, Y. (1997). Molecular Clouds in Cepheus and Cassiopeia. *ApJS*, 110(1):21–69. (Cité page 29.)
- YORKE, H. W. et SONNHALTER, C. (2002). On the Formation of Massive Stars. *ApJ*, 569(2):846–862. (Cité page 12.)
- YOUNG, K. E., ENOCH, M. L., EVANS, Neal J., I., GLENN, J., SARGENT, A., HUARD, T. L., AGUIRRE, J., GOLWALA, S., HAIG, D. et HARVEY, P. (2006). Bolocam Survey for 1.1 mm Dust Continuum Emission in the c2d Legacy Clouds. II. Ophiuchus. *ApJ*, 644(1):326–343. (Cité page 30.)
- ZHANG, B., MOSCADELLI, L., SATO, M., REID, M. J., MENTEN, K. M., ZHENG, X. W., BRUNTHALER, A., DAME, T. M., XU, Y. et IMMER, K. (2014). The Parallax of W43 : a Massive Star-forming Complex near the Galactic Bar. *ApJ*, 781:89. (Cité page 3.)
- ZINNECKER, H. et YORKE, H. W. (2007). Toward Understanding Massive Star Formation. *ARA&A*, 45(1):481–563. (Cité pages 10, 13 et 14.)

