

N° d'ordre: 3658

THÈSE

Présentée devant

devant l'Université Bordeaux 1

pour obtenir

le grade de : DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1
Mention ASTROPHYSIQUE

par

Matthieu MARSEILLE

Équipe d'accueil : Formation stellaire du Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux
École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

Intitulée :

***Observations et modélisations de proto-étoiles
massives dans le cadre des observatoires Herschel***

soutenue le 27 novembre 2008 devant la commission d'examen

M. :	Jean-Marc HURÉ	<i>Professeur (Université Bordeaux 1)</i>	Président
MM. :	Emmanuel CAUX	<i>Directeur de Recherche (CESR, Toulouse)</i>	Rapporteurs
	Derek WARD-THOMPSON	<i>Professeur (Cardiff University)</i>	
MM. :	Sylvain BONTEMPS	<i>Chargé de Recherche (LAB, Bordeaux)</i>	Examineurs
	Frédérique MOTTE	<i>Chargée de Recherche (CEA, Saclay)</i>	
	Floris VAN DER TAK	<i>Chargé de Recherche (SRON, Groningen)</i>	
	Alain BAUDRY	<i>Astronome (LAB, Bordeaux)</i>	Directeur
	Fabrice HERPIN	<i>Astronome-adjoint (LAB, Bordeaux)</i>	co-Directeur

Résumé

La formation des étoiles massives reste, à ce jour, encore mal connue à cause de l'extrême quantité d'énergie que ces étoiles dégagent, limitant en conséquence leurs masses théoriques et contredisant les observations de ce type d'étoile. Les observatoires du futur (en particulier l'observatoire spatial Herschel) vont tenter de répondre à cette problématique grâce notamment aux émissions moléculaires de l'eau. L'analyse précise et correcte de ces données, dans l'avenir, nécessite donc dès aujourd'hui un travail associant des observations et des modélisations des objets concernés. C'est dans ce but que cette thèse a consisté en l'élaboration d'une méthode de modélisation dite « globale » d'objets proto-stellaires massifs (proto-amas ou cœurs denses massifs). Celle-ci a permis une description physique et une étude chimique des multiples cœurs denses massifs étudiés, et a ouvert de nombreuses voies vers des aspects évolutifs. Elle a également donné des indices pour affiner le programme d'observation en temps garanti WISH des raies moléculaires de l'eau et confirmé le rôle clef de cette molécule pour la compréhension de la formation des étoiles massives.

Abstract

Today the formation of massive stars is still not well understood due to the huge interaction of these objects with their environment, leading to a theoretical limit in the final mass that observations contradict. The future observatories, like the Herschel Space Observatory, will try to answer some of the questions linked to this topic, particularly through the water line emissions. The correct and precise analysis of the future data is then necessary and needs a full work linking the observations and the modelling of the objects that will be studied. Hence the main goal of this PhD Thesis was to elaborate a robust and global modeling method of the massive dense cores in which high-mass stars are forming. The method led to a physical description and a chemical study of multiple massive dense cores, opening new views on evolution aspects. In addition it gave some tweaks on the guaranteed-time key program WISH for the water line emissions and confirmed the key role of this molecule for a better understanding of the high-mass star formation.

À mes deux étoiles, Laurelyne et Abigaël
ton mari, ton papa

Remerciements

Moment délicat que celui des remerciements. Pourtant il s'agit souvent de ce que les personnes en possession d'un tel ouvrage lisent en premier ! N'y a-t-il donc que cela qui soit intéressant ? Au-delà de la satisfaction personnelle que certains y trouveront, puisqu'ils pourront y lire les seuls mots compréhensibles dans ce pavé de feuilles, les remerciements reflètent également le vécu lié à une belle tranche de vie que constitue une thèse de doctorat. Chers amis, régalez-vous donc de ce qui suit ...

Tout d'abord, les remerciements d'usage. Merci à tous les membres du jury d'avoir accepté de critiquer, au bon sens du terme, mon manuscrit et la présentation de mon travail de thèse. Un merci particulier à ceux qui sont venus de loin pour y assister, M^{me} Frédérique Motte, M. Derek Ward-Thompson (également rapporteur) et M. Floris van der Tak. Merci également à M. Emmanuel Caux (rapporteur) d'avoir lu et apporté d'excellentes remarques sur le manuscrit de thèse. Tout comme lui, je souhaite qu'il devienne un support de qualité pour les futurs doctorants qui aborderont la voie de la formation stellaire massive. Merci à M. Jean-Marc Huré d'avoir assuré le rôle de président de jury et d'avoir également porté un grand intérêt à mon travail. J'espère que cela débouchera sur un travail commun qui pourrait apporter par la suite un nouvel angle de vue sur certains problèmes traités durant ma thèse. Merci ensuite à M. Alain Baudry d'avoir accepté le rôle de directeur par intérim, charge parfaitement surmontée. Merci aussi à M. Sylvain Bontemps pour l'ensemble de ses avis éclairés et éclairants sur la phantasmagorie cosmologique liée à la formation des étoiles/proto-étoiles/proto-amas/cœurs denses massif(ves) ou sur les tenants et aboutissants d'une politique de recherche dissociative des aspects humains et financiers, eux-mêmes reliés à une stratégie de la non-connaissance de certains aspects idiomatiques de la perception de notre univers conscient vis-à-vis d'une recherche sub-consciente. Pour finir, un immense merci à M. Fabrice Herpin, ou plus simplement Fabrice, pour tout ce qu'il a fait : il a cru en mon travail depuis le début, a toujours été là dans les moments faciles ou difficiles, a su trouver les mots pour faire de cette thèse un événement incroyable sur le plan de ma carrière professionnelle. Oui, il en fallait de la foi quand le petit thésard à peine sorti du cocon se retrouvait à 2900 m d'altitude avec le mal de la montagne. Ce qui ne l'a pas empêché de l'envoyer en haut du Mauna Kea neuf mois plus tard, cette fois-ci avec un bien meilleur succès du point de vue stomacal. Il en fallait également après un premier brouillon d'article à la hauteur d'un roman à l'eau de rose façon Harlequin. Également lorsqu'il a appris que, en plus d'une rédaction de thèse, il allait devoir assurer quelques biberons, des nuits agitées et des changements de couches intempestifs. Quelle mouche l'a donc piqué, à cet homme, pour croire qu'un jour un petit gersoï motorisé par un pot de yaourt pourrait défendre une thèse sur l'observation et la modélisation des étoiles massives ? Bien au-delà du côté professionnel, je répèterai au final ce qu'il sait déjà : plus qu'un encadrant, qu'un collègue de travail ou une personne de très bonne entente, je le concidère aujourd'hui comme un ami. Même s'il m'envoie à Bouseland. De toute façon j'adore le froid, la météo chaotique, le lait, le fromage et les gens trois fois plus grands que moi. Donc tout devrait bien se passer, non ?

Ensuite, au risque de paraître barbant, je voudrais remercier par ordre chronologique les multiples maîtres d'école et professeurs qui ont assuré mon enseignement et souvent fait plus que cela. Pour l'école primaire, je remercie donc : M^{me} Pradeau (le CP c'est important pour savoir écrire), M. Lapoujade (mes premières expériences scientifiques),

M. Briscadiou (découverte de la faune marine en classe de mer), M. Nau (découverte du monde social et économique), M. Harritzmendy (découverte de la division), M. Laporte (souvent sévère, mais toujours juste).

Est venu le temps du collège, moment critique où tout se bouscule : les hormones, la conscience, les amis, les cours qui deviennent rébarbatifs. À ma mémoire se bouscule de nombreux noms mais il va falloir faire le tri. Tout d'abord merci à M. Nitaro, professeur de mathématique à l'allure d'un Jésus éleveur de chèvre au tréfond du Larzac. Il n'en fallait pas moins pour me faire continuer à aimer la discipline. Ensuite, merci à M. Muñoz, professeur de géographie arborant l'étoile rouge dans chacun de ces laius. Je n'ai jamais vu une leçon sur le modèle soviétique aussi longue et un cours sur l'économie américaine aussi réduit. Pour finir, je me dois de remercier profondément ce qui reste, à ce jour, le meilleur professeur que je n'ai jamais connu. Oui, c'était au collège. Oui, il enseignait le français, le latin et le grec. Trois disciplines que je porte toujours dans mon cœur grâce à lui. Mais plus que cela, il apportait à chacun de ses élève un élément qui le faisait grandir. Un mot, un geste, un regard perçant ou perplexe, une barbe simple mais philosophique : M. Jean-Pierre Batsère. Je me dois de raconter cette anecdote qui revêt aujourd'hui un caractère prophétique et qui décrit parfaitement le personnage. Fin mai, il fait bon, le ciel est limpide et le crépuscule avance sur les vallons gersois. Dans un bus scolaire, l'ambiance est au retour de voyage thématique : deux jours de fouille sur une villa gallo-romaine, le pied quoi. Assis derrière le « gypaète barbu » (surnom issu d'une aventure antérieure dont je vous fait grâce), je remarque alors le superbe premier quartier de lune se couchant, en compagnie de Vénus, au-dessus d'un horizon flirtant entre le rouge et le violet. Pointant du doigt ce tableau idyllique, les mots m'échappent : « Regardez, monsieur, comme c'est beau ... ». Silence. Je pensais passer pour un idiot qui avait dérangé son professeur mais la suite me prouva le contraire. Profitant que nous soyons un peu en retrait des autres élèves, il me révèle alors doucement, encore une ou deux minutes plus tard : « Tu sais, Matthieu, j'aime tous mes élèves. Mais, aujourd'hui, je dois t'avouer que j'ai depuis longtemps une petite préférence pour toi. » Et moi de répondre, naïvement « Pourquoi ? ». Question à laquelle il répond en pointant le crépuscule de son vieil index : « Parceque, justement, ce qui est vraiment beau, tu le vois ». Encore merci, Monsieur. Pendant longtemps cette seule phrase a été la seule chose qui m'a fait croire en moi.

Restons-en là pour le scolaire. Les professeurs que j'ai eu par la suite ont fait plus ou moins bien leur travail. Passons à l'université en éliminant la case classe prépatoire qui ne m'a appris qu'une seule chose : l'homme peut parfois développer des capacités de survie en milieu hostile qui peuvent le rabaisser au niveau de l'animal, au profit d'un niveau intellectuel élevé. Exactement le contraire de ce qui me plaît chez l'*homo sapiens*. Tout d'abord, donc, l'université de Pau (et des Pays de l'Adour pour être exact). Je vais remercier ici l'ensemble de cette université, de taille raisonnable mais qui contient d'excellents éléments pédagogiques. Elle mérite bien d'être connue et reconnue. Ces années correspondent également à mes premières années de vie en couple, d'où le caractère important qu'elles revêtent désormais. Allez, une petite anecdote pour la route. Il avait bien neigé ce jour-là sur Pau, et le verglas donnait à la petite pente menant à notre place de parking une allure de barrière de potentiel énergétique infini. Bref, pas question de compter sur la Clio de bon matin, d'autant plus que son caractère non-quantique m'interdisait toute espérance d'effet tunnel. En plus, nous sommes Samedi. Mais l'université n'a pas renoncé à programmer un partiel de biologie (pour ma chère

et tendre) avant que tout le monde puisse partir pour les vacances de Noël. Nous voilà donc, à pied, scrutant les traces de gel éclairés sur le chemin par les lumières oranges et blafardes de la ville. Il est 7 heures 30 et on se caille les miches. Arrivée à l'université, les étudiants sont là, frais (très frais) et dispos. Oseriez-vous l'imaginer ? Comme pris par une flemme estudiantine primaire remontant à la surface par l'action du gel extérieur, l'annonce de l'annulation des partiels par les professeurs eux-mêmes à 9 heures a ... comment dire ... jeté un froid. Peu importe, les étudiants courageux sont, pour le coup, repartis le sourire aux lèvres en pensant à leurs vacances, sans heurts ni scandales. Comme quoi parfois ceux qui sont les plus sérieux ne sont pas ceux qu'on croît.

En ce qui concerne l'université de Bordeaux, mes remerciements vont aller naturellement vers ceux qui, pour la première fois, m'ont donné des leçons en astrophysique à savoir : M. Jean-Paul Parisot, M. Bertrand Dauphole et M. Michel Dobrijevic, le trio gagnant pour vous faire aimer la discipline sans vous donner des insomnies récurrentes. Merci également à M. Johnatan Braine de m'avoir donné l'opportunité d'un premier stage en Astrophysique, et qui m'a d'ailleurs définitivement convaincu que c'était une voie qui me convenait parfaitement. Difficile d'ailleurs, désormais, de vous appeler « monsieur, vous que j'ai cotoyé chaque jour. Pouf pouf, lâchons-nous : merci J.P., Bertrand, Piotr et John. À la revoyure.

Dans que nous sommes dans l'observatoire, restons-y ! On y est si bien ! Un parc, des chevreuils, des écureuils, des coupoles, une antenne, une table de pique-nique, des bâtiments style XIX^e ou 70's et surtout ... des gens dedans ! Un gros merci donc à (par ordre des bureaux devant lesquels je passe habituellement) : Annick, Cécile, Antoine, Jean-François, Christine, Sylvia, Philippe, Alberto, Françoise, Jean, Caroline, Jérôme, Catherine, Patrick, Franck, Nadège, Sylvie, Jean-Pierre alias *the penguin f***r* ou *Sud-Ouest-man*, Gilbert, Gilberte, Marie-Pierre, Bernard, Sylvette, Francis et sa guitare, Lydie, Nathalie, Valentine, Franck, Muriel, Didier, Reine, Thierry, Marie-Paule. Une dédicace spéciale pour les blouses bleues de la mécanique qui nous observe depuis leurs sous-terrains (vue de dessous, ils doivent se marrer parfois en nous regardant, et ils ont bien raison !) : Marcel, Jean-Christophe, Pascal, Fabrice, Alain. Une autre également pour le laboratoire d'électronique qui m'a accepté dans ses locaux pendant ma dernière année de thèse : Philippe, Zaroudine, Jean-Marc, Hervé, Pascal, Benjamin, Stéphane, Willy, Cyril. Merci à ceux qui ont également partagé mon bureau durant cette période, Nabil (qui m'a initié aux chants envoûtant d'Oum Kalsoum) et Marilyne (une vraie rââââleuse, pas méchante, et qui comprend tout à fait les problèmes qu'on peut avoir avec sa famille).

Désormais, enchaînons sur les amis. Pas de chichis, je fais dans l'ordre qui me vient en premier à l'esprit.

Commençons par la bande de Pardailhan, tiens. Un petit coucou à tous ceux qui me connaissent depuis le lycée est la moindre des choses. Salut à vous Philippe, Julien T. et Julien B., Thibaud, Avédis et Lionel. Merci à vous de m'avoir intronisé dans votre groupe, grâce notamment à un jeu magnifique et pourtant parfois décrié dans les hautes sphères de la recherche universitaire, le tarot. Car oui, rappelons-le, tout vient de ce voyage en Espagne auquel certains n'ont pas participé. C'était pour mieux les rapprocher autour d'une garde, d'un petit dans le chien, d'une singlette à cœur ou d'un petit schlem à l'envers (ouille ça fait mal). Sans eux, les meilleures choses dans ma vie ne se seraient pas déroulées : pas de guitare (merci Avédis) et surtout, pas d'épouse merveilleuse et de petite fille à croquer (merci Lionel). Tant que je suis sur toi, Lionel

(je sais que tu penses à quoi je pense), un énorme merci pour tout ce que tu as fait pour nous. Certains dirons que tu as un caractère de cochon, ça tombe bien, j'adore les cochons. Sache donc également que tu es, pour nous, un ami précieux, une épaule sur laquelle on peut s'appuyer. La notre est par conséquent disponible, aussi, pour toi et Gwen.

Passons aux amis bordelais (ou assimilés). Tout d'abord toi, Arnaud, le psychopathe, l'homme qui pêche la sardine à mains nues, l'ex-champion de Counter Strike prêt à tout pour gagner quelques microsecondes de ping, celui qui se pète la clavicule en pleine rédaction de manuscrit, la palois coureur de tout ce qui semble avoir un sexe féminin, libre ou non d'ailleurs, je te souhaite bonne chance dans la suite de tes recherches, au pays des castagnettes et de la cuisine à l'huile d'olive qualité Leader Price. J'espère rester en contact avec toi aussi longtemps que cela sera possible. Dans la même veine, j'envoie une courbette franche et massive à Florian, alias Pat' le sanguinaire. Je t'avais promis de t'inviter pour mon mariage, et tout comme moi tu ne dois pas le regretter aujourd'hui. Que le temps apaise les blessures que tu as reçues ces derniers temps. Ensuite, le seul, l'unique, le vrai breton de l'étape. Docteur Erwan Gardan, alias *Ar bladen galet*, avec qui j'ai partagé deux ans de bureau face à face. Ce fut loin d'être une corvée. Je me souviens de magnifiques paniers à trois ou quatre rebonds avant que la boulette de papier ne rentre dans la poubelle. Les playlists interminables de génériques de dessins animés chantées à qui mieux-mieux rendaient Aurore complètement chèvre, mais contre la puissance d'un *Lady Oscar*, on ne peut rien. Tiens au fait, j'y pense, le prochain cinéma qu'on se fait, promis je fais des pop-corns. J'ai également suivi tes déboires professionnels, tes errements sur Dofus (j'ai failli y prendre goût en plus ...), tes doutes sur un avenir dans l'astrophysique incertain. Quelle joie de voir aujourd'hui que la roue a belle et bien tournée, que les dieux de la Bretagne font couler sur toi l'hydromel du bonheur et que les druides ont tracé le triskel magique qui a éloigné les mauvais esprits de la sombre forêt de Jibreyne¹. En bref, tu peux dire merci à Pascal pour le tuyau. Passons à Thibault, l'ex-chevelu fan de Deep Purple comme jamais. Même si on se connaissait un peu avant, je crois que le tournant de notre relation peut être assez précisément daté et localisé. Il se passe bien des choses sur les plateformes de certaines coupoles, n'est-ce pas ? En tout cas, il est vraiment dommage que notre collaboration artistique soit restée à ses balbutiements. Bordel, encore un truc à faire avant qu'on ait plus le temps. Faudrait que je fasse une liste. Bien joué également le mariage avec la collègue de bureau, une première dans l'histoire de l'observatoire qui montre bien que souvent on ne peut échapper à son destin. Merci encore de nous avoir permis d'assister à cette célébration. Merci aussi pour le pass et la rencontre avec Mr Gillan, un moment unique. Pour rester dans le domaine du mariage, bravo à Marc, alias Mange-Motte, pour l'ensemble de son œuvre dans le domaine. Le coup de téléphone me revient en tête : « Allô ? Bon ben je peux pas venir à ton mariage ... ». Et moi de répondre « Pas grave, vient avec la nouvelle ! Son nom ? Alix ... ok c'est noté ». Et en plus il l'a fait, oui, le bougre. Et comme si cela ne suffisait pas, trois mois plus tard, c'est lui nous annonce son mariage. Des mariages, des mariages ... bon alors, Gégé et Arnaud, ça vous a pas motivé ? Il faut croire que non. Remarque, toujours aller à celui des autres sa doit être fatigant à la longue, je vous comprends. Merci à vous deux aussi, pour votre gentillesse et votre bon humeur quotidienne. Non pas que les autres que j'ai cité auparavant en manque, mais certains n'en ont jamais.

¹Une forêt galactique appelée également M33

Et maintenant une page de publicité : merci à Suzuki, LU, Samsung, Danone, Incubus, Champion, Kipsta, Orange, Eels, Frog'n Rosbeef, Air France-KLM, Air Nostrum, Boeing, Mac Donald, Mennen, Bic, Tissot, Cort, Fender, Peavey, Digitech, Dunlop, Macintosh, Linux, J.R.R. Tolkien, Homère, Robert Jordan, Nissan, Michael Jordan, Magic the Gathering, The White Stripes, AC/DC, Tom Morello, Zach de la Rocha, Brad Wilk, Tim Commerford, Matthew Bellamy, Flea, Anthony Kiedis, John Frusciante, Jésus Christ, Saint Antoine de Padoue, Jimmy Hendrix, Mégarama, les trois petits cochons, Daft Punk, Winnie l'Ourson, Picsou, Le journal de Mickey, Science et Vie Junior, Guitar Part, Metallica, Guitar Pro, L^AT_EX, SNCF, Tefal, Auchan, Nintendo, Andros, Blackout Rugby, le FCAG, le foie gras, La Tupina, les gnocchis, les croques-monsieurs, la chicorée, e-Bay, les petits merlus blancs, la Cité de la Peur, Bienvenue à Gataca, Deep Purple, Christophe Maé, La générale d'optique, la clinique Bordeaux Nord, le réseau TBC, l'ADOUB, la Caisse d'Epargne, la Banque Postale, Royal Canin, Fido, Verbatim et les plaquettes format familial Milka chocolat-au-lait et noisettes entières.

Pour finir, la petite famille. Tout d'abord merci à beau-papa et belle-sœur, toujours présents à l'appel des grands moments et témoins de mes plus grands bonheurs qui ce sont déroulés durant cette thèse. Ensuite un grand, un immense, un gigantesque merci à belle-maman pour tout le soutien inconditionnel qu'elle m'a apporté depuis tant d'années. Parfois il n'est pas facile de trouver exactement sa place dans un environnement aussi complexe que le mien, mais désormais je pense l'avoir enfin trouvée. Et je sais qu'elle est la sienne. Merci donc encore, tout simplement, pour tout. Je ne peux pas dire mieux tellement faire une liste ne me permettrait pas d'être exhaustif. Enfin mes deux amours chéries. Tout d'abord celle qui a transformé ma vie, lui a donné un sens réel depuis que nous nous sommes rencontrés. Laurelyne, mon chère et tendre épouse, celle qui me suit dans toutes mes péripéties, me soutient, me supporte, m'encourage, me pousse toujours dans la bonne direction. Tu as fais de moi un homme neuf, bon, tendre, assumant avec passion ses défauts et ses qualités. Ma vie aurait été d'une tristesse sans nom sans toi. Reproduisant les travers des personnes qui m'auraient gardé indéfiniment dans leur giron si je ne t'avais pas connu, je sais pertinemment ce que je serais devenu sans toi : un homme aigri, prétentieux, replié sur lui-même et colérique. Aujourd'hui il n'est plus qu'une partie momifiée de mon esprit, chose que je regarde comme un résidu de mon passé, inerte et poussiéreuse. Je te remercie donc du plus profond de mon cœur car, même si parfois ce fût difficile, je suis désormais grâce à toi un homme libre. Pour finir, mon petit ange, mon petit bouchon, ma petite poucnette, ma fille, Abigaël. Tu as complètement transcendé la fin de cette thèse, tu l'as rendu magique. Tu es encore petite, innocente, et fragile à l'heure j'écris ces mots. Mais tu m'as déjà appris une quantité de chose que les meilleures professeurs de la Terre ne peuvent enseigner. Tout ce que je te souhaite, ma chérie, c'est qu'un jour tu connaisses le bonheur. Et peu m'importe la façon dont tu le trouveras. Le tien fera le mien.

M.M.

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Des nuages moléculaires aux étoiles	7
1.1.1	Formation des étoiles de faible masse	7
1.1.2	Intérêts et spécificités de la formation d'étoiles massives	12
1.2	Traceurs d'évolution	20
1.2.1	Traceurs moléculaires : l'approche classique	21
1.2.2	Continuum de poussière	23
1.2.3	Modèles chimiques	26
1.3	Objectifs	28
2	Outils de modélisation	29
2.1	DUSTY	29
2.1.1	Invariance du transfert radiatif par changement d'échelle.	29
2.1.2	Efficacité du dépôt d'énergie Ψ , clé de voûte de DUSTY	32
2.1.3	Intérêt de DUSTY dans le cadre de notre étude	32
2.2	Programme de transfert radiatif MC3D	33
2.2.1	Calcul de la distribution de la température	33
2.2.2	MC3D en bref	36
2.3	RATRAN	37
2.3.1	Modèle physique des sources	37
2.3.2	Calcul de la population des niveaux d'énergie : AMC	39
2.3.3	Transfert radiatif et création de cubes de données : SKY	42
2.4	Méthode de modélisation globale	46
2.4.1	Description générale	46
2.4.2	Hypothèses dans notre cadre de travail	46
2.5	Outils complémentaires développés pour cette étude	48
2.5.1	Un nouveau fichier moléculaire pour la structure hyperfine du N_2H^+ : n2h++.dat	48
2.5.2	Autour de MC3D	52
2.5.3	De MC3D à RATRAN : les codes MC1D2RAT et MC2D2RAT	55
2.5.4	Convolution, visualisation et analyse	59
2.5.5	Parcours automatique d'une grille de paramètre	61
2.5.6	Contribution des couches à l'émission totale.	63
3	L'évolution des proto-étoiles massives : IRAS 18151–1208	65
3.1	Présentation de la région.	65
3.2	Article « Evolution of massive protostars : the IRAS 18151–1208 region »	66
3.3	Données complémentaires	84

3.3.1	Cartes IRAS	84
3.3.2	Cartes MSX	84
3.4	Discussion complémentaire sur l'évolution chimique des HMPOs	89
3.5	Conclusions	90
4	Étude des molécules soufrées dans les coeurs denses massifs	93
4.1	Introduction	93
4.2	Article "S-bearing molecules in Massive Cores"	95
4.3	Données complémentaires	115
4.3.1	Modélisation du continuum et de l'émission moléculaire	115
4.3.2	Modélisation des raies moléculaires	118
4.4	Conclusions	125
5	H₂O avec herchel : tracer les régions internes des coeurs massifs	127
5.1	Intérêt de l'eau pour l'étude des coeurs massifs	127
5.2	Étude de l'eau avec le HSO	129
5.2.1	Une opportunité unique	129
5.2.2	Évolution des raies de l'eau	130
5.3	Travaux préparatoires	134
5.3.1	Modélisations antérieures	134
5.3.2	Observation de raies isotopiques depuis le sol	134
5.3.3	Collecte de paramètres physiques pour d'autres sources.	138
5.4	Prédictions pour nos coeurs denses massifs	138
5.4.1	Objectifs pour cette partie du programme WISH	138
5.4.2	Paramètres de modélisation	139
5.4.3	Intérêts des sources modélisées	140
5.4.4	IRAS 05358+3543	142
5.4.5	W43-MM1	144
5.4.6	IRAS 18151–1208	147
5.4.7	Analyse et discussion des résultats	152
5.5	Conclusions	156
6	Conclusions	159
A	Compléments divers	177
A.1	Complément sur N ₂ H ⁺	177
A.1.1	Sélection des niveaux du N ₂ H ⁺	177
A.1.2	Transition $J = 1 \rightarrow 0$ du N ₂ H ⁺	177
B	Résultats des modélisations des émissions de molécules soufrées	179
B.1	IRAS 18162–2048	179
B.2	IRAS 18264–1152	185
B.3	IRAS 05358+3543	190
B.4	W43-MM1	195

Chapitre 1

Introduction

La formation en continue d'étoiles dans les galaxies est un des facteurs principaux de leur évolution. Les étoiles sont à l'origine de leur luminosité, de l'enrichissement en éléments lourds et d'importantes injections d'énergie mécanique à la suite, notamment, des explosions de supernovæ à la fin de leur vie. Durant la phase précoce d'évolution de l'Univers, la formation des premières étoiles a été un phénomène tellement significatif qu'elle a été à l'origine d'une ré-ionisation totale de la matière.

Malgré cette importance reconnue, le processus de formation stellaire est loin d'être totalement connu. D'un point de vue observationnel, les trentes dernières années ont vu de grands progrès grâce à l'avènement des grands observatoires du domaine infrarouge (IRAS, MSX, ISO, Spitzer) et millimétrique (NRAO, IRAM, JCMT). Ces progrès ont surtout concerné la formation des étoiles dans les nuages moléculaires les plus proches, et donc la formation des étoiles dites de faible masse ou de type solaire (de 0.1 à $2 M_{\odot}$).

Les étoiles de type O et B (ou massives, typiquement de plus de 8 à $10 M_{\odot}$) sont les principales responsables de l'évolution galactique car elles sont les plus lumineuses, ont un temps de vie court et sont le siège de l'essentiel de la nucléosynthèse. Mais du fait de leur rareté (elles sont de 10 à 100 fois moins nombreuses que les étoiles de type solaire), l'observation des phases de leur formation est difficile et nos connaissances partielles.

Le présent travail de thèse s'inscrit dans le contexte de recherche et d'étude des phases proto-stellaires de la formation des étoiles massives. Les nouveaux grands instruments sub-millimétriques Herschel et ALMA sont particulièrement pertinents, et vont nous permettre de reconnaître les étapes de leur formation, ainsi que de discriminer le bon modèle de formation parmi les scénarios théoriques en concurrence.

1.1 Des nuages moléculaires aux étoiles

1.1.1 Formation des étoiles de faible masse

1.1.1.1 Propriétés des nuages et des complexes moléculaires

Les étoiles se forment à partir des instabilités gravitationnelles du milieu interstellaire dense et froid (nuages moléculaires galactiques). Dans un milieu homogène sans turbulence et non-magnétisé, cette instabilité revient au cas classique de l'instabilité de Jeans (Jeans, 1929) qui décrit la taille et la masse typique (L_J et M_J) pour laquelle la gravitation va surpasser le support exercé par la pression gazeuse locale (exprimée

ici par la vitesse du son a_s) :

$$L_J \simeq \frac{a_s}{\sqrt{G\rho}} \quad (1.1)$$

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho L_J^3 \quad (1.2)$$

$$a_s \simeq \sqrt{\frac{kT}{m}} \quad (1.3)$$

où G est la constante universelle de gravitation, ρ et T la densité et la température du gaz, k la constante de Boltzmann et m la masse moyenne moléculaire.

En fait, loin d'être homogène, le milieu interstellaire moléculaire est fortement structuré à l'échelle de la Galaxie (bras galactiques, complexes moléculaires géants, nuages sombres), mais aussi à toutes les échelles à l'intérieur des complexes moléculaires. Cette structure hiérarchique peut même être représentée simplement par des lois d'échelles dites de Larson (voir Larson 1981) qui exprime que plus un fragment de nuage est petit, plus il est de faible masse et plus sa dispersion de vitesse est faible :

$$\left(\frac{M}{M_\odot}\right) \simeq 100 \left(\frac{R}{\text{pc}}\right)^2 \quad (1.4)$$

$$\left(\frac{\sigma_v}{\text{km/s}}\right) \simeq 0.4 \left(\frac{R}{\text{pc}}\right)^{0.5} \quad (1.5)$$

où M est la masse du nuage, R sa taille et σ_v sa dispersion en vitesse (valeurs numériques des lois d'après Falgarone et Perault 1987 pour le voisinage solaire).

Ainsi les complexes moléculaires géants de masse typique de quelques $10^5 M_\odot$ jusqu'à $10^6 M_\odot$, ont des tailles qui sont de l'ordre de 100 pc, et des densités moyennes de l'ordre de 10 cm^{-3} . Un cœur dense typique de 0.1 pc (voir Myers et Benson, 1983) a, dans cette description classique, une masse de $\sim 1 M_\odot$ et une densité moyenne de $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Un tel cœur qui est à une température de 10 K ($a_s = 0.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) a une taille de Jeans de l'ordre de 0.04 pc relativement similaire à sa taille physique, et une masse de Jeans de l'ordre de $0.2 M_\odot$. Cette masse est de l'ordre de la masse des étoiles mais tend à être plus faible que la masse réelle des cœurs. Les cœurs denses seraient donc instables comme toutes les structures à plus grande échelle car le rapport M_J/M augmente avec la taille pour des complexes moléculaires froids et relativement isothermes vers 10 K. Il apparaît donc que sans support additionnel (en plus de la pression thermique) les nuages moléculaires s'effondreraient en très peu de temps, environ un temps de chute libre t_{ff} :

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}} \quad (1.6)$$

soit $\sim 10^5$ ans, en transformant une grande partie de leur masse en étoiles (Larson, 1981). Or ce n'est pas le cas. L'efficacité de formation d'étoiles à l'échelle des complexes moléculaires et durant leur temps de vie n'est que de quelques pour-cents.

Les nuages moléculaires sont en fait turbulents avec des dispersions de vitesse du gaz qui sont nettement supersoniques. De même, ils sont probablement suffisamment magnétisés pour rendre compte d'un support important contre l'effondrement massif des nuages.

1.1.1.2 Structuration des nuages moléculaires : origines

Les propriétés des structures décrites auparavant ont une origine encore mal cernée et qui constitue un débat important lié à l'origine et à la formation des nuages moléculaires.

Historiquement, la reconnaissance de l'importance du support magnétique a entraîné l'émergence dans les années 1980 d'un scénario d'évolution des nuages magnétisés vers la formation stellaire où la diffusion ambipolaire joue un rôle dominant (Shu, 1977; Mouschovias et Ciolek, 1999). Depuis une dizaine d'années, des scénarios d'évolution beaucoup plus dynamiques ont vu le jour dans le cadre d'une meilleure compréhension de la turbulence des nuages. Il apparaît de ces études que l'essentiel des propriétés de la structure physique et cinématique peut être reproduite par des modèles purement hydrodynamiques de turbulence (par exemple Padoan *et al.*, 2002). L'origine de cette turbulence reste néanmoins mal comprise (voir la revue très complète de Mac Low et Klessen, 2004).

1.1.1.3 Évolution vers l'effondrement

De même que pour la structuration globale, l'évolution vers des structures gravitationnellement instables peut être envisagée suivant deux scénarios extrêmes (Ward-Thompson *et al.*, 2007) :

- Le premier scénario fait l'hypothèse que la force exercée par le champ magnétique continue à dominer à l'intérieur du cœur dense lors de sa contraction (Mouschovias et Ciolek, 1999). On a alors un effondrement quasi-statique de l'enveloppe, supporté par la diffusion ambipolaire du champ magnétique. Un effondrement de ce type implique des résultats précis, en particulier sur l'évolution du système, la vitesse d'effondrement à l'intérieur du cœur dense et le taux d'accrétion de masse sur l'embryon stellaire central. On sait, à partir des études citées précédemment que dans ce cas le temps de vie des cœurs denses est de l'ordre d'une dizaine de fois le temps d'effondrement.
- Le second scénario émet l'hypothèse que le champ magnétique dans un cœur dense en contraction est négligeable. Le principal agent qui dirigerait l'effondrement serait la présence d'un gaz très turbulent (Ballesteros-Paredes *et al.*, 2003) créant de nombreuses inhomogénéités dans la distribution de densité de gaz dans l'enveloppe. Dans ces conditions, le temps d'évolution est de l'ordre du temps de chute libre (Nakano, 1998).

Une façon de trancher entre les deux scénarios serait de mesurer le champ magnétique dans les cœurs denses. Malheureusement les observations du champ magnétique restent encore aujourd'hui difficiles. Ces mesures utilisent l'effet Zeeman sur la raie moléculaire de la molécule OH observable à 18 cm, ainsi que la mesure de la polarisation linéaire de l'émission de la poussière dans le domaine sub-millimétrique (Crutcher *et al.*, 1993; Crutcher et Troland, 2000; Crutcher *et al.*, 2004; Ward-Thompson *et al.*, 2000). Les meilleurs résultats obtenus donnent une valeur de M/Φ proche de 1 (Tafalla *et al.*, 1998; Williams et Myers, 1999), montrant que l'évolution des cœurs denses n'est pas dominée par la diffusion ambipolaire du champ magnétique, mais aussi qu'elle n'est pas négligeable.

Une manière indirecte de confronter ces deux scénarios est de déterminer observationnellement le temps de vie des cœurs denses (Ward-Thompson *et al.*, 2005), de

manière statistique, à partir d'observations de stades d'évolution plus avancés (Beichman *et al.*, 1986; Greene *et al.*, 1994; Kenyon et Hartmann, 1995; Lee et Myers, 1999; Onishi *et al.*, 1998, 2002; Kirk *et al.*, 2005). Les résultats obtenus montrent un temps de vie entre 1 et $10 t_{\text{ff}}$, privilégiant une approche mixte entre les deux scénarios qui ont été évoqués précédemment (Jessop et Ward-Thompson, 2000).

L'évolution des cœurs denses, à l'origine des processus de formation stellaire, fait donc intervenir à la fois le champ magnétique ($M/\Phi \sim 1$) et les mouvements turbulents du gaz comme supports de l'effondrement gravitationnel. Le temps d'évolution de ces cœurs se situe entre 2 et $5 \times t_{\text{ff}}$ (Ward-Thompson *et al.*, 2005) ce qui indique une situation intermédiaire où il faut tenir compte de tous les supports.

1.1.1.4 Évolution protostellaire

La phase protostellaire débute lorsque l'embryon stellaire est formé au centre de l'enveloppe en effondrement et se prolonge par une accréation de matière sur l'embryon. On parle parfois de proto-étoile pour l'association de l'embryon et de l'enveloppe en effondrement (cf. André *et al.* 2000). Cette définition suppose implicitement que l'essentiel de la matière de l'enveloppe finira dans l'étoile. On peut aussi utiliser le terme de proto-étoile pour l'embryon stellaire uniquement (Stahler *et al.*, 1980; Yorke et Bodenheimer, 2008).

C'est dans l'esprit de la première définition que la séquence évolutive proto-stellaire a été élaborée par Lada (1987) et André *et al.* (1993). La Figure 1.1 illustre cette classification désormais classique.

Proto-étoiles de classe 0 et I

De nombreuses observations montrent que certains cœurs denses détectés par les cartes du continuum de poussière dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique peuvent être associées à des sources compactes centimétriques, à des flots moléculaires ou à des sources de chauffage interne. Ces indices montrent que l'embryon stellaire a commencé son accréation de matière et constitue donc, avec son enveloppe, une proto-étoile de classe 0. Cette classe de proto-étoile est, à ce stade d'évolution, entourée du fragment de gaz initial qui est visible dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique. Les proto-étoiles de classe 0 sont dominées en masse par leur enveloppe, ce qui est le cas tant que moins de 50 % de la masse finale a été accréée. Ceci peut être traduit par le fait que la luminosité sub-millimétrique L_{submm} doit être supérieure à 0.5% de la luminosité bolométrique (André *et al.*, 2000). En pratique cela correspond à une distribution spectrale d'énergie (*Spectral Energy Distribution* ou SED, terme utilisé par la suite) d'un corps noir à basse température (15–30 K; André *et al.*, 1993, 2000). Les profils d'intensité du continuum de poussière indiquent que la distribution de densité suit une loi de puissance de la forme $n(r) \propto r^{-p}$, avec $p = 1.5 - 2$, et ceci jusqu'à de grandes échelles $\sim 10\,000 - 15\,000$ A.U. (Motte *et al.*, 1998; Motte et André, 1999).

De nombreux indices d'effondrement ont été observés dans les proto-étoiles de classe 0. Ils proviennent de l'observation de profils asymétriques des raies d'émission moléculaires optiquement épaisses (avec un excès d'émission côté bleu, cf. Myers *et al.* 2000). Les échantillons d'observations montrent que c'est dans cette classe de proto-étoile que les signatures d'effondrement sont les plus visibles, indiquant une forte accréation dans cette phase de la formation stellaire.

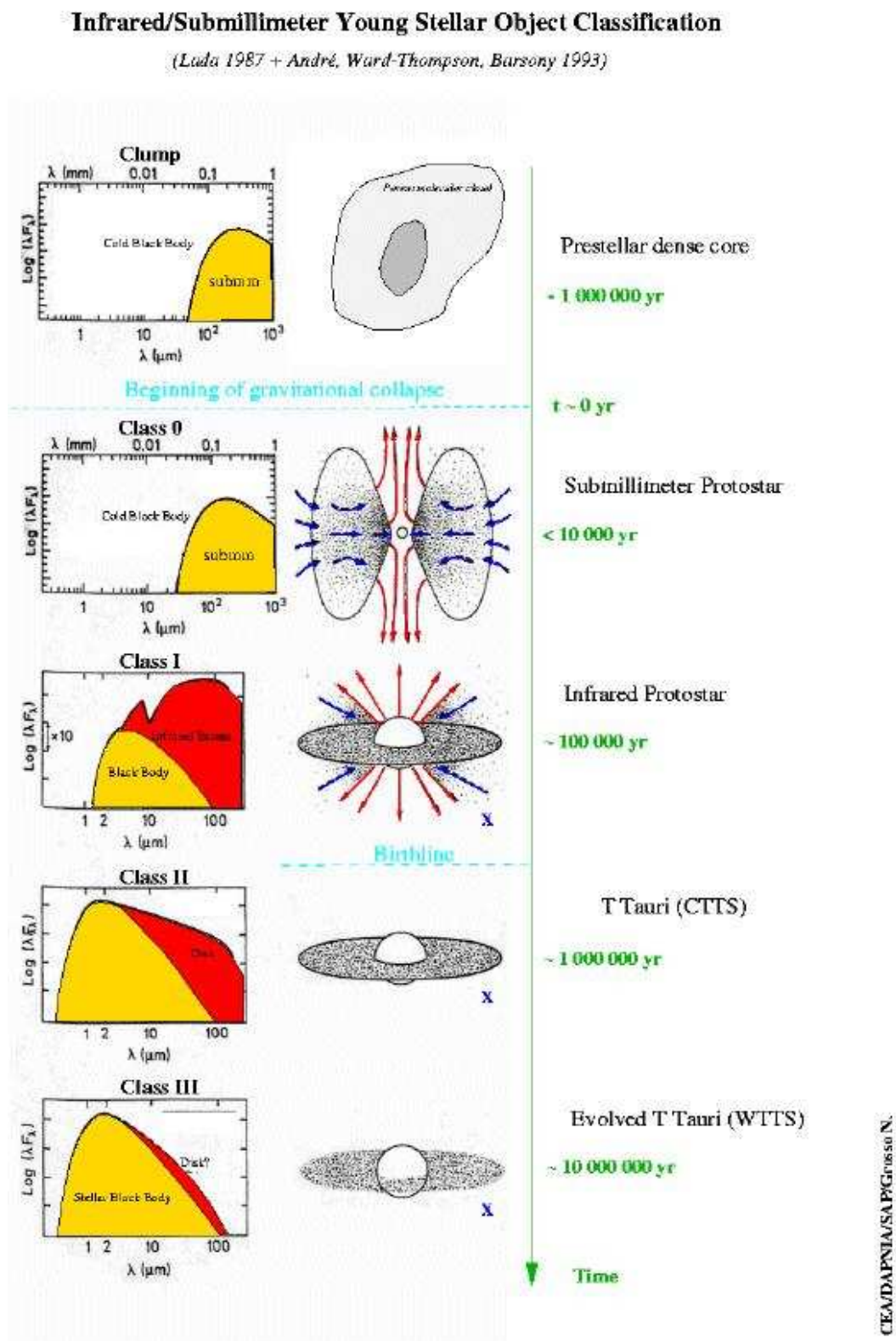


FIG. 1.1 – Séquence évolutive des proto-étoiles de faible masse d’après André et al. (1993).

L'étude de la SED montre que la température des proto-étoiles de classe I varie principalement entre 70 et 650 K. De plus, même si l'enveloppe de gaz environnant reste relativement sphérique, des indices de la présence d'un disque commencent à apparaître. Ils consistent, en particulier, en l'apparition d'une émission dans le domaine infrarouge moyen due au chauffage de la poussière dans les parties internes de la proto-étoile. La fin de ce stade d'évolution coïncide avec l'arrivée de l'embryon stellaire sur la pré-séquence principale, c'est à dire lorsque la phase principale d'accrétion/d'effondrement est terminée. L'étoile apparaît alors dans le domaine visible, ou infrarouge si elle est enfouie dans le nuage moléculaire (Stahler, 1988; Palla et Stahler, 2002). Elle va alors finir de consommer son deutérium et se contracter pendant une durée qui sera de l'ordre du temps de Kelvin-Helmoltz

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM_*^2}{R_*L_*} \quad (1.7)$$

avant d'atteindre une température centrale de 10^7 K suffisante pour enclencher les réactions de fusion nucléaire et arriver sur la séquence principale. Pour les étoiles de faible masse, ce temps est bien plus grand que le temps de chute libre (10^7 ans) et donc se situe bien après la phase d'accrétion de matière.

Objets de classe II & III (étoiles T-Tauri)

L'étoile sur la pré-séquence principale est débarrassée de son enveloppe de gaz. Autour de celle-ci apparaît désormais un disque circumstellaire optiquement épais (pour la classe II). L'accrétion de matière sur l'étoile centrale est désormais réduite à celle induite par disque. La SED est dominée par l'émission venant de l'étoile centrale à laquelle se rajoute l'émission infrarouge issue du disque de poussière. Il en résulte que la SED donne une température moyenne de ces objets entre 650 et 3000 K. On parle alors d'étoile de type T-Tauri.

Pour finir, le disque de poussière devient optiquement mince (objet de classe III). Ceci se traduit par une forte diminution de l'émission de la poussière dans le domaine de l'infrarouge. La distribution spectrale d'énergie de ces objets est complètement dominée par l'émission de l'étoile centrale et la détection du disque circumstellaire n'est possible que grâce à l'excès d'émission infrarouge résiduel dû à l'émission de la poussière du disque.

1.1.2 Intérêts et spécificités de la formation d'étoiles massives

1.1.2.1 Des étoiles rares et extrêmes

La répartition par masse des étoiles visibles dans le voisinage du Système Solaire permet de remonter à leur fonction initiale de masse (*Initial Mass Function* ou IMF, terme utilisé par la suite). Celle-ci montre clairement que, dans notre Galaxie, la tendance forte est que la création d'étoiles de faible masse est majoritaire. Les dernières estimations de l'IMF montrent, d'ailleurs, que la masse moyenne d'une étoile est de moins de $0.5 M_{\odot}$, mais aussi que la formation d'étoiles massives est un événement rare dans la Galaxie (Scalo, 1998; Kroupa *et al.*, 1993; Muench *et al.*, 2000).

Pour mieux comprendre la spécificité de la formation des étoiles massives il faut, tout d'abord, rappeler qu'un embryon stellaire massif a typiquement un temps de Kelvin-Helmoltz court et plus petit que le temps de chute libre. La fusion de l'hydrogène débute

alors même que l’embryon est encore en phase d’accrétion. Cela implique l’absence de phase de pré-séquence principale et un problème majeur émerge : la pression de radiation engendrée par « l’allumage » de l’étoile massive ($L_{\text{star}} > 10^3 L_{\odot}$) devrait alors stopper l’accrétion de matière sur l’objet central si les taux d’accrétion sont simplement de l’ordre de a_s^3/G (typiquement 10^{-6} à $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$) comme la théorie classique, quasi-statique le prévoit (Kahn, 1974; Wolfire et Cassinelli, 1987; Jijina et Adams, 1996; Yorke et Sonnhalter, 2002; Krumholz *et al.*, 2005). En conséquence, une limite théorique de $\sim 10 M_{\odot}$ pour l’étoile finale apparaît, alors que des étoiles beaucoup plus massives (probablement jusqu’à plus de $100 M_{\odot}$) sont observées dans notre Galaxie. Il y a donc là un problème spécifique à la formation des étoiles massives. Malheureusement, les études actuelles se heurtent à une deuxième complication non-négligeable : les sites de formation stellaire massive de notre Galaxie se situent à de grandes distances du Système Solaire (> 1 kpc, cf. les objets recensés par Sridharan *et al.* 2002).

1.1.2.2 Formation : spécifique ou cas extrême de la formation stellaire ?

Bien que des aspects importants de la formation des étoiles de plus $10 M_{\odot}$ semblent indiquer un processus de formation différent, il reste possible que ces étoiles ne soient que le résultat du cas le plus extrême de la formation stellaire. La forme de l’IMF le suggère car les étoiles massives semblent représenter la « queue » de la distribution de masse sans réel second maximum ou même point d’inflexion.

On peut donc envisager les deux possibilités suivantes :

- la formation des étoiles massives n’est que le cas extrême du processus qui forme toutes les étoiles,
- il y a un processus spécifique à la formation stellaire massive qu’il convient de reconnaître.

La première possibilité a fait l’objet de nombreuses études, numériques notamment. Yorke et Sonnhalter (2002). Les résultats montrent qu’un cœur massif de $60 M_{\odot}$ reste globalement symétrique pendant une période de 10^5 ans environ (l’embryon central venant juste de dépasser les $10 M_{\odot}$) avant de s’aplatir après 2×10^5 ans. Un second régime se met alors en place : les forces radiatives évacuent de la matière aux pôles de l’étoile massive en formation alors qu’elle-même continue son accrétion de matière dans le plan équatorial, là où l’opacité de la poussière est plus importante. Lorsqu’une masse limite de $30 M_{\odot}$ environ est atteinte, l’accrétion de matière est complètement stoppée et la pression de radiation prend définitivement le pas sur l’effondrement gravitationnel.

De plus, ces travaux font l’hypothèse d’un effondrement monolithique, c’est-à-dire que l’ensemble de la masse du cœur initial est destinée à tomber sur un objet central unique. Or la masse de Jeans des cœurs denses massifs observés est toujours nettement plus petite que $60 M_{\odot}$ (pour $T = 20$ K et $n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ $M_J = 0.3 M_{\odot}$). Pour obtenir une masse de Jeans nettement plus importante, il faudrait une température de plus de 200 K. En conséquence, la fragmentation du cœur dense massif en condensations multiples semble inévitable, ruinant un point de vue monolithique de l’effondrement vers un seul embryon stellaire (à moins d’un support supplémentaire).

Dans cette optique, la formation d’étoiles massives à partir d’un cœur dense (nécessairement massif pour contenir initialement assez de matière à la formation de l’étoile) doit passer par des mécanismes différents. Un des scénarios avancés est celui de l’accrétion compétitive, où effectivement plusieurs embryons stellaires partagent le même cœur initial, parfois appelé proto-amas (Bonnell *et al.*, 1997, 2001). Le taux d’accrétion

de chaque embryon dépend de sa position dans le champ de gravitation du cœur massif, ceux qui sont situés au centre du proto-amas étant favorisés par rapport à ceux qui se situent au bord. Dans ce contexte, les étoiles massives auraient une tendance forte à se former au centre des proto-amas. On notera néanmoins que l'accrétion compétitive n'est pas une solution au problème de la pression de radiation si les taux d'accrétion résultants restent faibles.

Une autre hypothèse, proposée par Bonnell *et al.* (1998), invoque la coalescence de proto-étoiles de masse intermédiaire. Pour estimer la densité d'étoiles nécessaire pour que la probabilité de collision soit suffisante, une estimation du nombre de ces collisions par unité de volume est nécessaire. Les résultats obtenus par Binney et Tremaine (1987) montrent qu'une densité stellaire d'environ 10^6 pc^{-3} (en prenant le cas le plus favorable) est requise, c'est à dire une valeur bien au-delà de ce qu'on rencontre dans les sites de formation stellaire massive.

En résumé, il apparaît très important de rechercher et d'étudier les cœurs denses massifs qui sont à l'origine probable des étoiles massives et des amas qui les accompagnent dans le but de progresser sur cette question fondamentale de la spécificité possible de la formation des étoiles massives. Aussi il ressort essentiellement que tous les processus physiques discutés pour la formation des étoiles massives (effondrement monolithique sans fragmentation excessive, accrétion compétitive, taux d'effondrement important) sont en fait des processus qui peuvent être présents pour former les étoiles de faible masse et sont donc susceptibles d'être des propriétés générales de la formation stellaire. Seule la coalescence de proto-étoiles pourrait être totalement spécifique.

1.1.2.3 Origine des taux d'accrétion

En plus de l'importance de l'étude des cœurs denses massifs, il ressort de la discussion précédente que la seule vraie solution à la limite due à la pression de radiation est la présence de taux d'effondrement ou d'accrétion forts (de l'ordre de 10^{-4} à $10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$). L'origine de ces taux est alors au cœur de la problématique de la formation des étoiles massives.

Deux principales origines sont envisageables :

- McKee et Tan (2003) proposent que la turbulence observée dans les cœurs denses massifs peut résulter en une vitesse du son effective a_{eff} qui serait proche de la dispersion de vitesse turbulente observée. Le taux d'effondrement typique a_{eff}^3/G pourrait alors facilement atteindre jusqu'à $10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$.
- la formation très dynamique de cœurs denses massifs dans les scénarios de formation très dynamique des nuages moléculaires pourrait résulter localement en des taux d'effondrement très importants (voir par exemple Henriksen *et al.* 1997).

De nouveau, il apparaît critique d'étudier les propriétés des cœurs denses massifs, et leur évolution vers la formation des étoiles massives. L'accrétion compétitive peut, de son côté, apporter une solution aux taux d'accrétion qui découle directement de sa définition. En effet, l'accrétion compétitive suggère que chaque condensation à l'intérieur du cœur dense massif interagisse avec son environnement, c'est-à-dire avec les autres condensations qui l'entourent. En particulier, on sait observationnellement que les embryons stellaires massifs présentent des jets de matière puissants (dus à l'évacuation du moment cinétique) qui peuvent largement influencer les taux d'accrétion de leurs voisins, notamment via des chocs entraînant de nombreuses instabilités gravitationnelles.

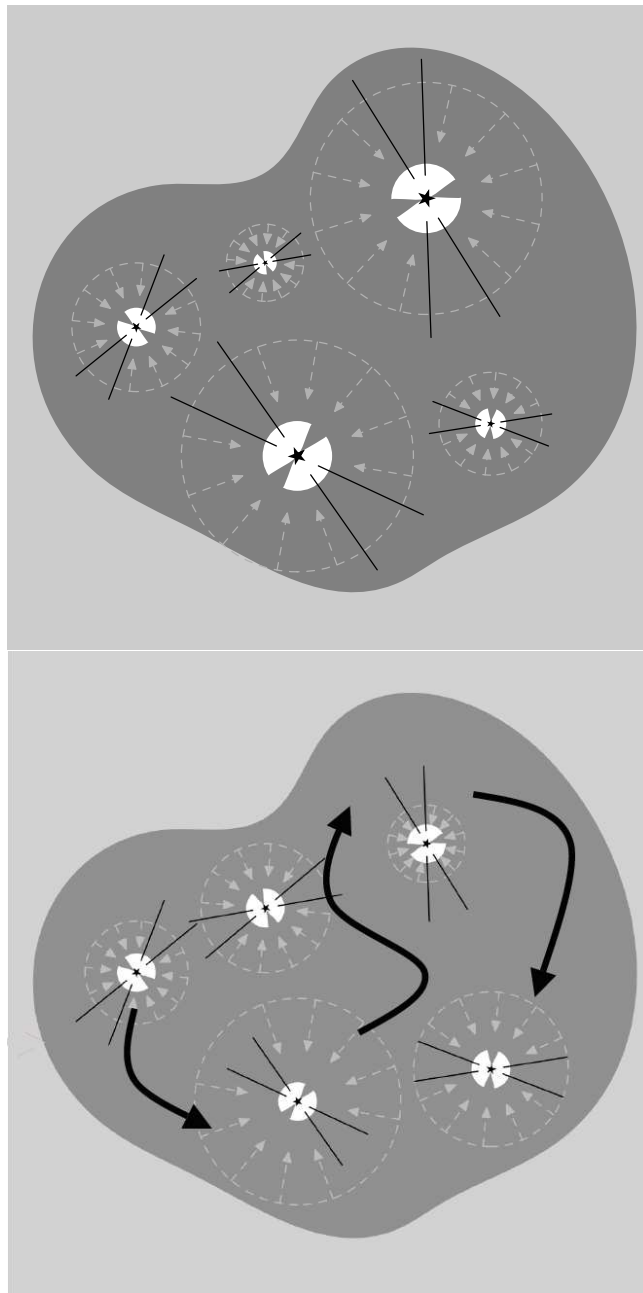


FIG. 1.2 – Vue schématique des deux principaux scénarios qui pourraient régir l'évolution des embryons stellaires à l'intérieur d'un cœur dense massif en effondrement (zone en gris foncé) : l'effondrement monolithique (en haut) et l'accréation compétitive (en bas). Le premier considère que les conditions initiales suffisent pour estimer quelle sera la masse finale de l'étoile centrale en formation, chaque proto-étoile à l'intérieur du nuage primitif étant indépendantes l'une de l'autre. Il s'en suit que les proto-étoiles massives ayant le plus fort taux d'accréation auront, au final, les plus grandes masses de l'amas. Le second prédit que l'évolution dynamique des proto-étoiles va plus ou moins favoriser son accréation de matière. Il en résulte qu'on ne peut pas déduire du taux d'accréation actuel la masse future de l'étoile qui est en train de naître.

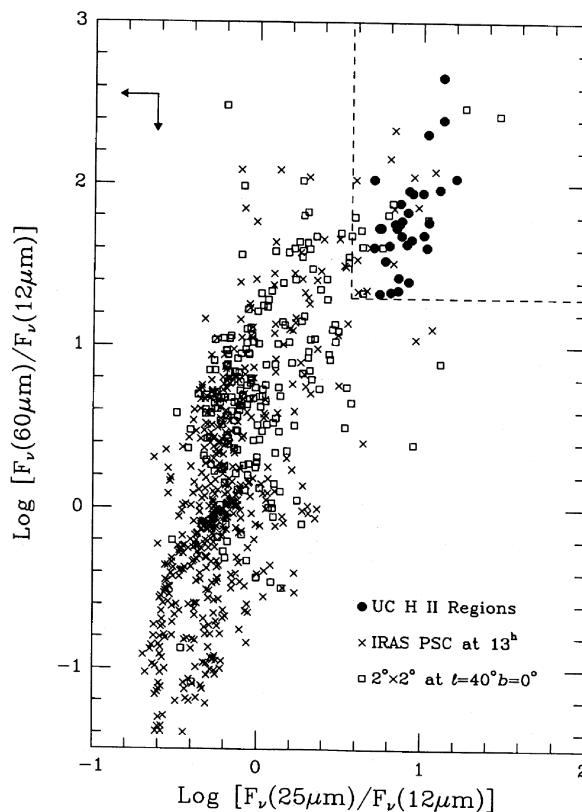


FIG. 1.3 – *Diagramme couleur-couleur pour les sources du catalogue IRAS et la localisation des régions UC-HII connues. La zone limitée par $\log(F_{60}/F_{12}) > 1.3$ et $\log(F_{25}/F_{12}) > 0.57$ entoure les sources qui satisfont au critère couleur-couleur de Wood et Churchwell (1989a).*

1.1.2.4 Observation des proto-étoiles massives

En dehors de considérations purement théoriques, la recherche de proto-étoiles massives dans notre galaxie a débuté avec le lancement du satellite IRAS (*Infra-Red Astronomical Satellite*) couvrant le domaine infrarouge moyen et lointain (de $12\mu\text{m}$ à $100\mu\text{m}$). Wood et Churchwell (1989a) ont cherché dans le catalogue IRAS les sources dont les couleurs infrarouges correspondent aux régions Ultra-Compactes HII connues (détectée dans le domaine radio grâce à l'émission *free-free*, cf. Figure 1.3). En toute logique, celles-ci devaient représenter les phases les plus précoces de la formation d'étoiles massives. Il en a résulté la sélection de 1646 sources. Cet échantillon est le point de départ d'un grand nombre de suivis de ces sources IRAS (Bronfman *et al.*, 1996; Plume *et al.*, 1997; Molinari *et al.*, 2000) pour déterminer la nature de ces candidats en tant que proto-étoiles massives. Il est ainsi apparu qu'une grande partie de ces sources sont effectivement des régions UC-HII et correspondent donc à des étoiles déjà formées.

Dans un second temps, pour rechercher les phases pré-UC-HII, Sridharan *et al.* (2002) ont cherché des sources IRAS non associées à des sources radio centimétriques pour éliminer les régions UC-HII de leur échantillon. Après Beuther *et al.* (2002d), on se réfère par le terme *High-Mass Protostellar Object* (ou HMPO) aux 69 sources de cet échantillon. Par extension les HMPOs se rapportent à des objets plus jeunes (Beuther *et al.*, 2007a). Ces sources sont situées à des distances typiques de 3 à 10 kpc.

En suivant la terminologie de Williams et Myers (2000), ces objets sont en moyenne des nuages d'une taille de 1 pc environ, incluant des cœurs denses massifs avec ou sans activité de formation stellaire massive reconnue d'une taille allant de 0.01 pc à 0.1 pc (Motte et Hennebelle, 2008).

Parmi ces HMPOs, ainsi qu'à partir d'autres recherches vers les sources IRAS, certains cœurs denses massifs ont été observés, présentant des signes de formation stellaire massive, comme l'émission de masers, sans qu'on puisse y associer clairement une émission dans le domaine infrarouge moyen (bande à 12 μm et 25 μm de IRAS, cf. Motte *et al.* 2003; Sridharan *et al.* 2005; Beltrán *et al.* 2006; Thompson *et al.* 2006). Elles pourraient évidemment représenter le stade le moins évolué des proto-étoiles massives, mais le très petit nombre de ces objets situés à des distances très différentes biaise fortement leur étude, donnant par exemple des tailles variant de 0.1 à 1 pc.

En parallèle des nuages sombres dans l'infrarouge proche et moyen ont été découverts par ISO (Hennebelle *et al.*, 2000), puis par MSX (Carey *et al.*, 2000) et plus récemment par Spitzer (GLIMPSE). Ces nuages, communément appelés *InfraRed Dark Clouds* ou IRDCs, sont très souvent associés à des structures de haute densité observées grâce à des traceurs appropriés (CS, N_2H^+ ou continuum de poussière), mais sont eux aussi situés à des distances du Soleil très dispersées (Hennebelle *et al.*, 2001; Simon *et al.*, 2006). Ils sont souvent proposés pour correspondre aux cœurs pré-stellaires de la formation des étoiles massives (voir par exemple Menten *et al.* 2005). Ce sont néanmoins des nuages moléculaires relativement classiques qui contiennent des cœurs denses massifs à différents états d'évolution comme les HMPOs (voir par exemple Rathborne *et al.*, 2005).

Plus récemment, la première recherche systématique de cœurs denses massifs à l'échelle d'un complexe moléculaire riche a pu être obtenue grâce à une cartographie complète du continuum millimétrique de poussière. Motte *et al.* (2007) a ainsi découvert plus d'une centaine de cœurs denses massifs dont 42 seraient des précurseurs d'étoiles massives dans le complexe Cygnus X. Ce complexe de $4 \times 10^6 M_\odot$ (Schneider *et al.*, 2006) est 10 fois plus massif que le complexe d'Orion et n'est situé qu'à 1.7 kpc. Comme tous les cœurs sont à la même distance, et que le relevé est complet, ce travail a permis la première analyse statistique des phases précoces de la formation des étoiles massives (à l'échelle de cœurs denses, c'est-à-dire de ~ 0.1 pc). De façon surprenante, près de la moitié de ces 42 cœurs denses ne sont pas brillants en infrarouge. Mais ils montrent tous une activité de formation stellaire massive (émission SiO d'éjection de matière). Ces cœurs *IR-quiet* correspondraient à une phase froide très précoce de la formation des étoiles massives et des amas associés.

Aussi cette étude semble montrer également qu'aucun des cœurs de l'échantillon n'est dépourvu de formation stellaire massive. Cet échantillon non-biaisé a permis pour la première fois d'estimer à $\sim 3 \times 10^4$ ans la durée de vie de ces cœurs denses, soit une durée du même ordre de grandeur de celui du temps de chute libre pour ces objets, et un ordre de grandeur plus court que celui des cœurs denses formant des étoiles de faible masse. Ce résultat va dans le sens d'une formation stellaire massive rapide et dominée par des processus dynamiques et turbulents.

1.1.2.5 Première classification

Bien que la formation des étoiles massives et des amas associés puisse être différente de celle des étoiles de faible masse, il est normalement proposé une séquence évolutive similaire et inspirée de la séquence classe 0, I, II et III de la Figure 1.1. Il est néanmoins à noter que, systématiquement, les objets jeunes massifs observés ont des tailles physiques plus grandes que celles des proto-étoiles de faible masse. Ces tailles relèvent plus des cœurs denses que des proto-étoiles individuelles.

Phase pré-stellaires

Les objets souvent proposés pour représenter cette phase ont habituellement une taille de l'ordre de 0.25 à 0.5 pc. Ces cœurs sont froids ($\sim 10 - 15$ K, cf. Sridharan *et al.* 2005 pour des valeurs issues d'observations du NH_3), ne présentent aucun signe d'accrétion de matière (jets de matière ou masers). Ils auraient une masse qui pourrait varier entre 100 et 1 000 M_\odot environ, soit une densité de l'ordre de 10^5 cm^{-3} . Les raies d'émission moléculaire observées dans ces objets devraient, de même, être plus étroites que dans les autres objets protostellaires massifs ($\Delta_\nu \simeq 1.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, cf. Sridharan *et al.* 2005). Les cœurs denses pré-stellaires n'émettraient que dans le domaine en-deçà de l'infrarouge moyen et seraient l'équivalent des cœurs pré-stellaires de la séquence pour les objets de faible masse. Ces objets hypothétiques sont souvent confondus, à tort, avec les *InfraRed Dark Clouds* qui sont des nuages denses vus en absorption en infrarouge (voir partie précédente). Cette phase reste peu comprise et serait rare et donc très courte (voir Motte *et al.*, 2007).

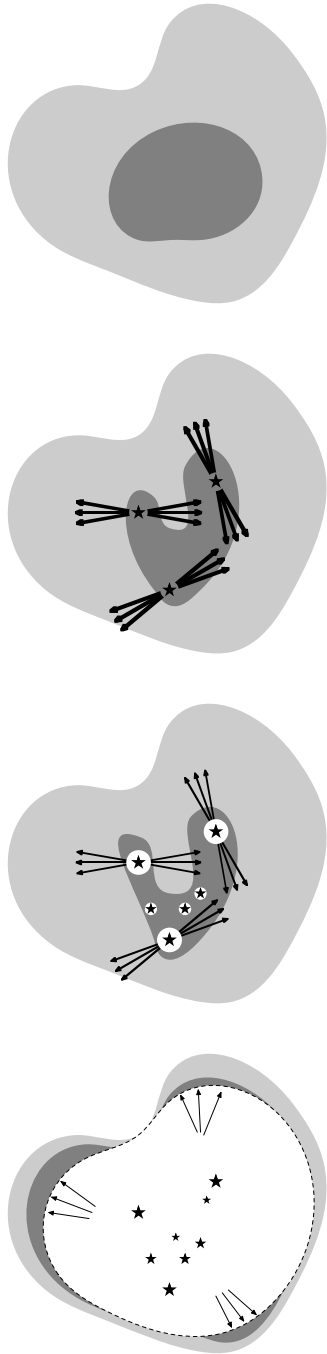
Les objets proto-stellaires massifs

Tout d'abord, il faut noter que la définition actuelle d'un objet proto-stellaire massif (HMPO) tend à évoluer par rapport à la définition initiale des HMPOs issue de la sélection de Sridharan *et al.* (2002) (voir ci-dessus). Aujourd'hui, on se réfère aux HMPOs pour des cœurs denses massifs de taille 0.1 à 0.5 pc qui, à la différence des cœurs pré-stellaires, présentent des indices de formation stellaire massive : puissants flots moléculaires (Beuther *et al.*, 2002c,a), émissions de masers (Plume *et al.*, 1997; Beuther *et al.*, 2002d) et émission SiO d'éjections puissantes (Motte *et al.*, 2007).

On suppose que c'est à ce stade que l'accrétion de matière sur les futures étoiles est maximale, tout comme l'interaction entre les proto-étoiles et leur environnement, favorisant l'évolution physique et chimique du milieu dans lequel elles apparaissent. Ce n'est donc pas un hasard si ce stade évolutif des proto-étoiles massives est très observé (par exemple Sridharan *et al.*, 2002; Williams *et al.*, 2004; Beltrán *et al.*, 2006).

On peut distinguer les objets proto-stellaires massifs silencieux dans l'infrarouge ($L_{35\mu\text{m}} < 0.1L_{\text{bol}}$, nommés IR-*quiet* HMPOs) des objets proto-stellaires massifs brillants ($L_{35\mu\text{m}} > 0.1L_{\text{bol}}$, nommés IR-*bright* HMPOs). Ces derniers sont supposés être plus évolués que les premiers, en prenant comme hypothèse que la taille de la zone de poussières chauffées augmente avec le temps. On s'attend donc, lorsque des échelles plus petites deviendront accessibles, à observer dans les HMPOs l'équivalent des « *Hot Corinos* » observés dans les proto-étoiles de faible masse (par exemple Ceccarelli, 2005) ou de vrais *Hot Cores* si ceci se forment lors des phases précoces ().

Par contre, aucune émission venant de la région ionisée (émission *free-free*) n'est



Phase pré-stellaires : cœurs denses massifs froids ($\sim 10 - 15$ K) sans aucune émission infrarouge. Aucun indice d'accrétion (jets de matière, masers) mais présentent une surdensité ($> 10^5 \text{ cm}^{-3}$) qui pourrait supposer une phase initiale de condensation de l'objet.

Objets proto-stellaires massifs (HMPOs) : cœurs denses massifs chauffés ($\sim 20 - 30$ K) qui présentent de forts indices d'accrétion (jets de matière bipolaires, masers), une émission infrarouge plus ou moins forte (type « *quiet* » ou « *bright* » respectivement), mais pas d'émission *free-free* des électrons (région ionisée non-détectée). Chaque objet (zone gris foncé) a une taille typique de 0.1 pc (Motte *et al.*, 2007).

Objets Ultra-Compacts HII : comparables aux cœurs denses massifs pour leurs caractéristiques physiques, avec des indices d'accrétion plus faibles (jets de matière moins puissants) et la détection d'une région ionisée de petite taille.

Région HII : étape finale où un amas d'étoiles massives est formé et l'enveloppe initiale poussée par l'expansion de la région ionisée. Cette dernière peut induire une nouvelle génération de formation stellaire sur ses bords.

FIG. 1.4 – Représentation de l'évolution supposée des objets menant à la formation d'étoiles massives. Nous avons classé ces objets dans l'ordre supposé de leur évolution, du haut vers le bas.

détectée dans le domaine centimétrique. Un HMPO est à un stade d'évolution où le front d'ionisation n'est pas encore développé.

Les observations des raies d'émission moléculaire montrent une largeur en vitesse plus grande que dans les IRDCs ($\Delta v \simeq 2.1 - 3.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, cf. Churchwell *et al.* 1990; Sridharan *et al.* 2002) ce qui va dans le sens que les HMPOs sont plus évolués. Dans l'absolu, cette limite reste mal définie puisque certains IRDCs présentent des indices d'effondrement à grande échelle et certains HMPOs n'ont pas d'émission détectée dans le domaine infrarouge (par exemple Rudolph *et al.*, 1990; Williams et Garland, 2002; Motte *et al.*, 2005; Peretto *et al.*, 2006). Ainsi, même si le terme d'HMPO est aujourd'hui très répandu, nous nous attacherons dans cette thèse à parler plutôt de cœur denses massifs, plus ou moins évolués, en citant ses caractéristiques si possibles (en particulier s'il est brillant ou non dans l'infrarouge). L'utilité de ce terme est de faire référence à une considération de taille et de masse (voir discussion dans Motte et Hennebelle, 2008) plutôt qu'à une historique complexe et biaisée sur la détection des HMPOs.

Les régions ultra-compactes et compactes HII

Les régions ultra-compactes et compactes HII (UC-HII et C-HII en abrégé) ont, en général, des caractéristiques similaires aux cœurs denses massifs : taille, masse, largeur des raies spectrales (par exemple Churchwell *et al.*, 1990; Sridharan *et al.*, 2002; Motte *et al.*, 2005). Cependant, la région ionisée est détectée grâce à l'émission *free-free* dans le domaine centimétrique, démontrant l'allumage de l'étoile centrale massive qui ionise la matière environnante sur une échelle assez grande pour pouvoir être détectée.

Les indices d'accrétion sembleraient plus faibles dans les régions UC-HII, avec en particulier des jets de matière moins puissants. Ceci irait dans le sens de l'évolution décrite pour les proto-étoiles de faible masse, où le taux d'accrétion diminue durant l'évolution de la proto-étoile (Bontemps *et al.*, 1996). Les proto-étoiles elles-mêmes sont, à ce stade d'évolution, détectées dans l'infrarouge moyen, confirmant le début de dispersion de l'enveloppe qui devient de moins en moins optiquement épaisse. Certains de ces objets sont assez évolués et isolés (mais moins compacts) pour que l'émission UV soit détectable, faisant apparaître l'étoile centrale (Li *et al.*, 2008).

Évolution vers les régions HII

Finalement, on sait que les proto-étoiles massives évoluent vers la création d'un amas d'étoiles entouré d'une région ionisée HII. Les forts vents stellaires produits par les étoiles massives de l'amas poussent un front d'ionisation au bord de cette région (*Photo-Dissociation Regions* ou PDRs en anglais), qui peut à son tour induire un nouveau cycle de formation d'étoiles dans les nuages environnants (Zavagno *et al.*, 2007). Ce nouveau cycle de formation peut contenir, à son tour, de nouvelles proto-étoiles massives (Hily-Blant *et al.*, 2005; Schneider *et al.*, 2007; Goicoechea *et al.*, 2008).

1.2 Traceurs d'évolution

L'étude de la formation stellaire nécessite des éléments concrets qui témoignent de l'évolution des cœurs denses massifs observés. Ces éléments proviennent d'observations

directes (raies moléculaires, continuum de poussière) qui peuvent être soit directement interprétés, soit être analysés par l'intermédiaire d'une modélisation physico-chimique du cœur dense. Le but est, au final, de remonter au stade d'évolution, voire même à l'âge du cœur dense. Nous avons utilisé ces mêmes traceurs de l'évolution proto-stellaire pour les cœurs denses massifs. Cependant, nous allons voir ici que la spécificité de la formation des étoiles massives implique qu'une utilisation ou une analyse « simple » de ces traceurs n'est pas possible.

1.2.1 Traceurs moléculaires : l'approche classique

1.2.1.1 Approximation ETL

Historiquement, l'utilisation d'une approximation d'un milieu interstellaire à l'équilibre thermodynamique local¹ (ETL) a permis pendant longtemps de faire un lien direct entre l'aire intégrée d'une raie moléculaire et sa densité de colonne. L'exemple le plus frappant est celui donné par Rohlfs et Wilson (2004) pour l'estimation de la masse d'un nuage moléculaire à partir de la transition moléculaire de CO (1 – 0) :

$$N_{\text{H}_2} = 2.3 \times 10^{20} \int T_{\text{MB}} dv \quad (1.8)$$

où N_{H_2} est exprimé en cm^{-2} à partir de la température du lobe principal T_{MB} intégrée en vitesse. L'estimation de la masse de l'objet contribuant à la formation stellaire est, nous l'avons bien vu dans la section précédente, primordiale. Elle a cependant, pendant longtemps, été réduite à ce type de calcul (avec la masse du viriel).

À partir de cette première estimation de masse (ou de densité de colonne), l'approche ETL permet d'obtenir rapidement l'abondance de toute autre molécule dont l'émission est optiquement mince et dont les coefficients d'Einstein $A_{u,l}$ (taux d'émission spontanée d'un photon lors d'une transition entre deux niveaux d'énergie) sont connus. C'est de cette manière que les premières estimations d'abondances des molécules (et donc des éléments) dans le milieu interstellaire ont été obtenues (par exemple Savage et Sembach 1996; Snow et Witt 1996).

En ce qui concerne les cœurs denses massifs, il est important de comprendre qu'une approche ETL n'est pas satisfaisante. Pour cela, rappelons qu'une approche ETL est valide si les transitions collisionnelles dominent dans le gaz moléculaire par rapport aux transitions radiatives. En particulier, il existe une condition sur la densité, à une température donnée, pour laquelle ces deux types de transitions s'équilibrent. On parle alors de densité critique (n_{crit}) pour une transition d'une molécule donnée. Tant que $n_{\text{H}_2} > n_{\text{crit}}$, l'hypothèse de l'ETL reste valable, et elle peut s'écrire sous la forme :

$$n_{\text{crit}} = \frac{A_{ul}}{\gamma_{ul}} \quad (1.9)$$

où $1/\gamma_{ul} = n_{\text{H}_2}/C_{ul}$, soit l'inverse de la densité de taux de collisions et où A_{ul} est le coefficient d'Einstein, c'est-à-dire le taux de désexcitations radiatives spontanées. Pour

¹L'équilibre dynamique local implique que le nombre de collisions dans le gaz considéré soient suffisantes pour que les variations locales de températures soient diffusées par les particules plus rapidement que la vitesse moyenne d'une particule. Dans ce cas, la température d'excitation d'une molécule est identique à la température cinétique locale du gaz et les niveaux d'énergie sont peuplés suivant la loi de Boltzmann.

des molécules de référence (CO, CS, N₂H⁺), cette densité critique est de l'ordre de 10^{4-6} cm^{-3} pour une température de 10 K, soit des conditions du même ordre de grandeur que les densités moyennes observées dans les cœurs denses massifs dont nous avons parlé auparavant. Ces objets sont donc dans une situation où les mécanismes de transitions sont à la fois dirigés par les collisions et le rayonnement, et dans laquelle l'utilisation de l'ETL n'est pas valide. La mesure de l'abondance moléculaire dans les cœurs denses massifs requiert donc une modélisation hors-ETL.

1.2.1.2 Approximation LVG

Tout d'abord, rappelons que l'équilibre des niveaux d'énergie d'une molécule présente dans le milieu interstellaire dépend de la densité locale et du champ de rayonnement qui l'entoure. Il faudrait donc, en principe, résoudre simultanément l'équation d'équilibre statistique et l'équation du transfert radiatif pour parvenir à établir les populations des niveaux d'énergie (hors-ETL).

Aujourd'hui, la résolution de ce type de système est possible grâce à l'utilisation de codes numériques performants. Cependant, une simplification existe en considérant que le système physique étudié présente un « grand gradient de vitesse » (*Large Velocity Gradient* ou approximation LVG).

Dans un milieu émettant des raies localement étroites (d'une largeur δv) des simplifications sont possibles si ce milieu présente un grand champ de vitesse dû à des mouvements d'ensemble (effondrement gravitationnel ou expansion). On peut donc supposer qu'il existe une taille typique dans laquelle cette raie est émise, décalée en fréquence, et qui n'interagira pas avec le reste du système. Cette approche a été initiée par Sobolev puis a été développée par Scoville et Solomon (1973) et Goldreich et Kwan (1974) pour les raies moléculaires millimétriques. L'approximation LVG nécessite aussi que les gradients de vitesse, la densité locale et les températures cinétiques et d'excitation soient lisses (pas de variations brusques aux échelles inférieure à la taille typique, appelée aussi longueur de cohérence). Nous allons, ici, reprendre les équations essentielles qui sont à la base de cette approximation (cf. Lequeux *et al.* 2002).

Tout d'abord, on peut exprimer la longueur de cohérence l autour d'un point repéré par les coordonnées \mathbf{r} à l'intérieur de laquelle la raie est émise :

$$l \simeq \delta v R / \Delta V \quad (1.10)$$

où ΔV est la dispersion totale du champ de vitesse et R la dimension totale du milieu suivant la ligne de visée considérée. L'utilisation de l'approximation LVG dans un code numérique nécessite donc une découpe en cellules de taille inférieure ou égale à l . En supposant ensuite que cette distance l est suffisamment petite pour considérer la fonction source $S(\mathbf{r})$ de l'équation du transfert radiatif comme constante à l'intérieur de la cellule, on peut alors exprimer la densité moyenne de rayonnement $\langle u(\mathbf{r}) \rangle$ par :

$$\langle u(\mathbf{r}) \rangle = [1 - \beta(\mathbf{r})] S(\mathbf{r}) \quad (1.11)$$

où $\beta(\mathbf{r})$ est la probabilité d'échappement d'un photon à partir du point \mathbf{r} .

Après de nombreux calculs dont nous ne donnerons pas les détails ici, on peut

montrer que dans le cas de plans parallèles l'expression de $\beta(\mathbf{r})$ se simplifie pour donner :

$$\beta = \frac{1 - \exp(-3\tau_0)}{3\tau_0} \quad (1.12)$$

$$\tau_0 = \frac{\kappa}{\nu_0} \frac{c}{dv/dz} \quad (1.13)$$

où κ est l'opacité locale du milieu à la fréquence d'émission de la raie ν_0 et dv/dz le gradient du champ de vitesse suivant l'axe z . Dans le cas sphérique cette expression est légèrement différente et devient :

$$\beta = \frac{1 - \exp(-\tau_0)}{\tau_0} \quad (1.14)$$

$$\tau_0 = \frac{\kappa}{\nu_0} \frac{c}{dv/dr} \quad (1.15)$$

où dv/dr est le gradient du champ de vitesse radial.

Toutes ces approximations permettent d'avoir une expression simple et rapide du champ de rayonnement moyen $\langle u(\mathbf{r}) \rangle$ pour la résolution de l'équilibre statistique :

$$n_l (\langle u(\mathbf{r}) \rangle B_{lu} + C_{lu}) = n_u (A_{ul} + \langle u(\mathbf{r}) \rangle B_{ul} + C_{ul}) \quad (1.16)$$

Nous l'avons vu, cette approximation est performante dans certaines conditions. Elle est particulièrement adaptée à la problématique des proto-étoiles où les gradients de vitesse sont présents tout en se comportant de manière assez lisse. Malheureusement, elle prend aussi pour hypothèse que la raie émise dans la cellule ayant une taille inférieure à l soit étroite, **ce qui n'est pas le cas pour les cœurs denses massifs où la largeur en vitesse locale des raies est dominée par les mouvements turbulents du gaz, non-négligeables**. Le résultat est que la longueur de cohérence dans les cœurs denses massifs est comparable à la taille même du cœur, à moins qu'il présente des signes d'effondrement ou de rotation extrême (rarement ou pas observés). L'approximation LVG n'est donc pas recommandée pour ce type d'objets.

1.2.2 Continuum de poussière

La construction de la distribution spectrale d'énergie (SED) est un atout majeur pour cerner le stade d'évolution et obtenir des informations sur les propriétés physiques d'un cœur dense. Pour ce dernier, la SED provient en grande majorité de l'émission de la poussière, élément qu'on retrouve dans l'ensemble du milieu interstellaire en compagnie du gaz moléculaire.

En conséquence, les propriétés de la poussière, et donc la manière dont elle est modélisée, sont des paramètres à bien cerner pour interpréter les résultats obtenus. En effet, elles permettent de déterminer un paramètre essentiel : la masse du cœur dense étudié. Nous rappelons donc ici les fondements des modèles de poussière utilisés pour l'étude des régions de formation stellaire.

Distribution MRN

Les propriétés de la poussière s'appuient, en général, sur les travaux de Mathis *et al.* (1977) (on parlera par la suite de distribution de type MRN) et se caractérisent par la

loi de puissance suivante :

$$n(a) = \frac{k}{a^{7/2}} \quad (1.17)$$

où a est le rayon des grains de poussière et k une constante de normalisation. À partir de cette loi de puissance, une taille minimale et maximale des grains (a_{min} et a_{max}) est en général choisie, permettant de définir une population $P(a_{min}, a_{max})$ de grains. Une taille typique est alors donnée par :

$$\bar{a}_P = \frac{3}{4\pi} (\langle V \rangle_P)^{1/3} = \left[\frac{\int_{a_{min}}^{a_{max}} n(a) \cdot a^3 da}{\int_{a_{min}}^{a_{max}} n(a) da} \right]^{1/3} \quad (1.18)$$

où $\langle V \rangle_P$ est le volume moyen d'une population P .

Si on considère que le milieu est constitué de n populations P_i de grains mélangés dans les rapports c_i tels que $\sum_{i=1}^n c_i = 1$, alors la masse typique d'un grain \bar{m} est donnée par :

$$\bar{m} = \frac{4\pi}{3} \sum_{i=1}^n c_i \rho_i \bar{a}_{P_i}^3 \quad (1.19)$$

en notant ρ_i chacune des masses volumiques correspondantes à la population P_i .

Opacité de la poussière

L'opacité de la poussière κ_ν , dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique, permet de faire un lien direct entre la température de la poussière, la quantité de matière et le flux observé. En effet, on peut montrer que la quantité de matière $M(R)$ à l'intérieur d'un rayon R est relié à l'intégration dans un disque de rayon angulaire projeté θ du flux millimétrique $S_\nu(\theta)$, par :

$$M(R) \equiv \frac{S_\nu(\theta) d^2}{\kappa_\nu B_\nu(T_{dust})}. \quad (1.20)$$

Cette opacité κ_ν est donc essentielle pour contraindre la quantité de matière à l'intérieur d'un cœur dense par exemple. La valeur de κ_ν est, malheureusement, incertaine dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique. L'utilisation de la modélisation des grains de poussière permet d'avoir une idée de sa valeur approximative (cf. Henning *et al.*, 1995, pour une revue sur le sujet).

Nous présentons ici deux types de modèle de poussière, chacun menant à des valeurs de $\kappa_{1.3\text{mm}}$ légèrement différentes. Pourtant, les résultats de ces modèles sont très souvent utilisés, autant l'un que l'autre, pour contraindre la masse de régions de formation stellaire ou de cœur denses.

Modèle de poussière de Draine et Lee (1984)

Le modèle développé par Draine et Lee (1984) utilise une distribution de type MRN, avec des tailles variant entre 0.003 μm et 1.0 μm . Il a permis d'obtenir l'opacité de la poussière entre 0.03 μm et 1 mm en considérant un mélange entre des particules de

silicate et des particules de graphite. Elles sont de type sphéroïde (aplatie ou allongée) pour rendre compte des caractéristiques des grains de silicate astronomique.

L'opacité de la poussière obtenue varie en λ^{-2} , en accord avec les observations du continuum entre 1 mm et 3 mm. L'opacité κ_ν , située aux alentours de $0.5 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, reste tout de même assez mal connue (précision de 30 % environ). L'origine de cette incertitude provient de la forte dépendance de l'opacité avec la distribution choisie, mais aussi de la composition des grains. Par exemple, les résultats obtenus pour des grains d'une taille $a = 0.1 \text{ }\mu\text{m}$ à une température de 20 K donnent des valeurs d'efficacité d'absorption $Q_{\text{abs}} = 1.34 \times 10^{-5}$ pour les silicates astronomiques et $Q_{\text{abs}} = 2.08 \times 10^{-5}$ pour le graphite. On a alors :

$$\kappa_{\nu, \text{graphite}} = \frac{3Q_{\text{abs}}}{4a\rho_{\text{graphite}}} \simeq 0.7 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \quad (1.21)$$

$$\kappa_{\nu, \text{silicate}} = \frac{3Q_{\text{abs}}}{4a\rho_{\text{silicate}}} \simeq 0.3 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \quad (1.22)$$

en prenant des masses volumiques ρ égales à $2.3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ pour le graphite et $3.3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ pour les silicates astronomiques. Les observations de l'absorption de la poussière dans le domaine infrarouge ont permis de contraindre le mélange graphite-silicate, qui se trouve être quasiment à part égale (légère domination du silicate astronomique).

De nombreux codes de transfert radiatif actuels utilisent les valeurs obtenues par Draine et Lee (1984) comme référence pour l'émissivité des grains de poussière. D'autres utilisent l'indice de réfraction complexe ϵ de ces mêmes travaux pour calculer les coefficients de diffusion et d'absorption des grains de poussière. Ces codes sont alors tributaires du mélange et de la distribution de poussières qu'ils utilisent.

Par exemple, prenons au départ une distribution de type MRN avec $a_{\text{min}} = 0.005 \text{ }\mu\text{m}$ et $a_{\text{max}} = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$. Si, d'un côté, la population des grains de poussière est un mélange de graphite (47 %) et de silicates astronomiques (53 %) on obtient au final, une émissivité de la poussière à 1.3 mm égale à $0.48 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. D'un autre côté, avec une distribution identique et un mélange enrichi en silicates (62.5 %), la valeur de $\kappa_{1.3\text{mm}}$ est plus faible et égale à $0.34 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Ainsi, malgré des valeurs de référence identiques, la façon de construire la distribution de poussière va modifier la valeur de son émissivité dans le domaine millimétrique et donc la masse qui va en être déduite. Dans l'exemple qu'on a pris précédemment, une variation de l'ordre de 18 % dans la fraction de silicate astronomique induit une variation de 41 % dans la valeur de $\kappa_{1.3\text{mm}}$, ce qui n'est pas négligeable.

Modèle de poussière de Ossenkopf et Henning (1994)

Plus récemment, Ossenkopf et Henning (1994) ont repris une distribution de type MRN, ayant les mêmes tailles limites que le modèle de Draine et Lee (1984), et en y ajoutant une couche de glace à la surface des grains. Plusieurs cas d'épaisseurs de couche ont été étudiés, en faisant varier le rapport de masse $m_{\text{glace}}/m_{\text{poussiere}}$ entre les valeurs 0, 0.2 et 0.4. La fraction entre les deux types de grains (graphite et silicates astronomiques) a été fixée à partir des données sur la déplétion des éléments C et Si dans le milieu interstellaire, ce qui amène à un rapport volumique $V_{\text{graphite}}/V_{\text{silicates}}$ de 0.69. Cette valeur prend en compte des densités plus faibles que dans le travail de Draine et Lee (1984) : $2.0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ pour le graphite et $2.9 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ pour la silice amorphe.

Cette étude considère donc une population de grains de poussière constituée à 59 % de silicates astronomiques et 41 % de graphites, valeur proche de ce qui avait été utilisé auparavant.

Une autre nouveauté apportée par cette étude est qu'elle prend en compte la coagulation des grains dans les milieux de plus en plus denses (entre 10^5 et 10^9 cm^{-3}). Les grains sont composés d'un « noyau » de volume et densité fixe, et d'une couche moins dense qui varie en épaisseur en fonction du temps de coagulation et de la densité du milieu (cf. Ossenkopf, 1993).

Même si la modélisation est dans ce cas beaucoup plus complexe, l'opacité de la poussière dans le domaine millimétrique (entre 0.7 et 0.9 $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$ pour des densités comprises entre 10^5 et 10^6 cm^{-3}) est du même ordre de grandeur que celle obtenue avec le modèle de Draine et Lee (1984). La comparaison directe de résultats de modèles de SEDs sur des régions de formation stellaire ou des cœurs denses est donc possible, à ceci près qu'elle n'est valable que pour des raisonnements sur les ordres de grandeur. Pour une comparaison et une analyse correcte, il convient donc de se pencher sur l'opacité que le code utilisé prend en compte. Pour les cœurs denses massifs, cette remarque est critique : une mauvaise estimation ou comparaison de la masse peut conduire, au final, à une mauvaise estimation du stade d'évolution de l'objet ou, au pire, à une conclusion erronée sur sa nature même.

1.2.3 Modèles chimiques

L'utilisation de modèles chimiques permet de reproduire l'évolution dans le temps de l'abondance de molécules situées dans des conditions physiques équivalentes à celles qu'on peut rencontrer, par exemple, dans les régions de formation stellaire. On peut ainsi s'apercevoir que certaines molécules sont des « réservoirs », c'est à dire que leur abondance varie peu dans le temps, alors que certaines vont être détruites rapidement ou d'autres vont être produites constamment avant d'atteindre un plafond (Charnley, 1997; Wakelam *et al.*, 2004b,a). Ces molécules sont souvent appelées des **horloges chimiques** (cf. Figure 1.5).

La chimie dans le milieu interstellaire y est particulière, notamment du fait que les conditions physiques qui y règnent s'éloignent beaucoup des conditions connues sur Terre. En particulier, la densité de molécules y est très faible (de quelques milliers à quelques centaines de milliers par cm^3) et la température y est très basse (entre 10 K et 30 K pour les cœurs denses en particulier). La première conséquence de ces conditions est que la totalité des réactions chimiques qui ont lieu dans le milieu interstellaire sont exothermiques. De plus, certaines réactions, bien qu'elles soient exothermiques, présentent une barrière d'activation non-négligeable qui peut les bloquer si la température est trop basse.

Heureusement, dans des conditions comme on en rencontre parfois dans les cœurs denses voués à la formation stellaire, les chocs ou la turbulence peuvent permettre certaines réactions endothermiques ou, du moins, permettre le franchissement de la barrière d'activation de certaines réactions exothermiques.

De nombreux types de réactions sont possibles dans les milieu diffus. On pourra citer en particulier les réactions ion-molécule (en théorie plus efficaces à basse température), l'association radiative (réaction à trois corps, cf. Herbst 1980), la recombinaison dissociative (Herbst et Lee, 1997), les réactions neutre-neutre (favorisées par la basse

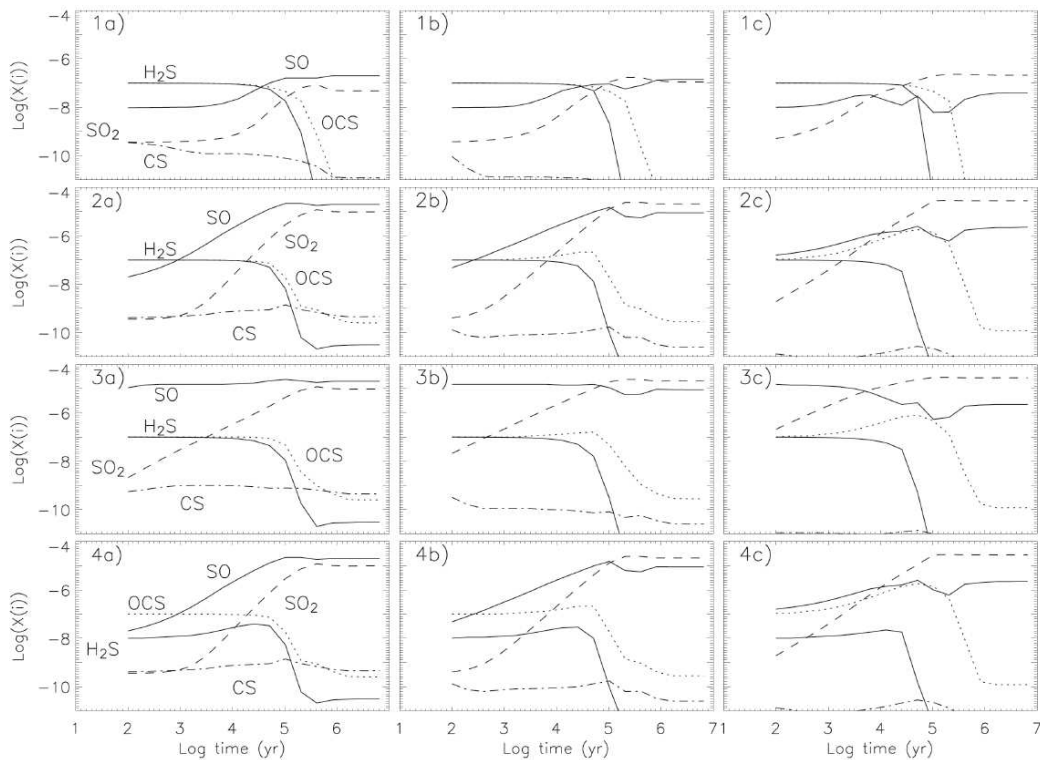


FIG. 1.5 – Évolution des abondances du SO_2 , SO , H_2S , OCS et CS en fonction du temps, pour trois compositions initiales en phases gazeuses différentes (A, B et C) et quatre compositions des manteaux des grain différentes (1 à 4). La température du gaz est de 100 K et la densité de H_2 est de 10^7 cm^{-3} Wakelam et al. 2004a).

température), les réactions de photodissociation et de photo-ionisation (van Dishoeck et al., 1999; Warin et al., 1996). Ces réactions, très nombreuses, sont caractérisées par leurs taux de réactions qui peuvent être connus théoriquement ou mesurés expérimentalement. Il reste néanmoins qu'un grand nombre de ces taux de réaction sont, à l'heure actuelle, mal connus.

Le nombre incalculable de réactions chimiques possibles dans le milieu interstellaire pousse la recherche actuelle en astrochimie à multiplier les codes de modélisation chimique, chacun d'entre eux privilégiant certains types de molécules (carbonées, oxygénées, soufrées etc.), dans certaines conditions physiques pour certains types de réactions (a priori dominantes dans les conditions choisies). Il n'en reste pas moins que, dans l'absolu, toutes les réactions réunissant l'ensemble des molécules présentes dans le milieu interstellaire restent couplées entre elles. Or, même dans les cas les plus simplifiés, la création d'un modèle chimique tient du casse-tête. On peut citer à titre d'exemple la chimie en phase gazeuse du carbone dans les nuages moléculaires denses couplée à celle de l'oxygène. Une vision très simplifiée fait déjà intervenir 24 espèces chimiques différentes pour 50 réactions qui peuvent être de types différents (Prasad et al., 1987).

Nous voyons donc ici les problèmes inhérents à la modélisation chimique du milieu interstellaire, qui n'est en à l'heure actuelle qu'à ses balbutiements. Tout d'abord, le nombre de réactions gérées par ces codes (comme NAHOON, développé par V. Wa-

kelaam) est gigantesque, les taux de réactions associés étant souvent mal connus ou constamment réactualisés. Autre problème de ces modèles d'évolution temporelle : la recherche des conditions initiales qui, de fait, dépend des observations sur les phases les plus précoces des objets observés (pour nous les cœurs denses massifs). Or, en retour, les observateurs cherchent à utiliser les horloges chimiques pour savoir si les objets qu'ils observent sont jeunes ou non. Il y a là un processus d'échange de connaissance qui n'en est qu'à ses débuts.

Dernier défi à relever pour le cas spécifique des cœurs denses massifs : nous savons que ces objets présentent des mouvements de gaz (chocs et turbulence) qui ne peuvent être négligés pour la chimie qui y règne. À l'heure actuelle, les modèles chimiques commencent à peine à prendre en compte ces paramètres, jusqu'ici ignorés du fait de l'application de ces modèles à des objets proto-stellaires de faible masse ou des *hot cores* peu dynamiques (Charnley, 1997; Hatchell *et al.*, 1998; Wakelam *et al.*, 2004a).

1.3 Objectifs

Les différents travaux menés au cours de cette thèse ont été conduits dans le cadre de travail que nous avons introduit jusqu'à présent. Les objectifs de ces différents travaux sont directement liés à ce cadre, c'est-à-dire à la problématique de la formation stellaire massive, et en particulier l'évolution physique et chimique de ses phases les plus précoces. En voici la liste :

- trouver des indices d'évolution physique dans les phases précoces des cœurs denses massifs,
- trouver des indices d'évolution chimique dans les phases précoces des cœurs denses massifs,
- déterminer si les observations futures apporteront des éléments supplémentaires pour la compréhension des mécanismes qui régissent les phases les plus précoces de la formation stellaire massive.

Pour mener à bien ces objectifs, nous décrirons d'abord l'ensemble des outils numériques que nous avons testés, utilisés et créés pour modéliser les cœurs denses massifs que nous avons étudiés. Ensuite, nous nous pencherons sur la région de formation stellaire massive IRAS 18151–1208, exemple type d'une région regroupant plusieurs cœurs denses massifs à différents stades d'évolution. Nous passerons alors à une étude sur les molécules soufrées présentes dans un échantillon de cœurs denses massifs eux aussi supposés représenter des phases plus ou moins précoces de la formation stellaire massive. Pour finir, nous utiliserons les connaissances acquises au cours de cette étude pour tenter de définir ce qu'on peut espérer des observations futures dans le domaine. Au final nous verrons si les objectifs que nous nous sommes fixés ont été atteints ou non.

Chapitre 2

Outils de modélisation

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'exploitation des observations des proto-étoiles massives passe nécessairement par leur modélisation. Or un grand nombre d'outils, c'est-à-dire de codes, sont disponibles pour cela et chacun d'eux est plus ou moins adapté à l'objet étudié et à la façon dont on souhaite le reproduire.

Afin de nous restreindre dans le choix de ces outils de modélisation, nous avons utilisé des codes compatibles avec une approche globale du problème. Pour cela il nous fallait, tout d'abord, un outil de modélisation spécifique pour le continuum (SED), puis un autre pour l'émission des raies moléculaires.

Tout d'abord nous rappellerons les éléments théoriques reliées aux propriétés de la poussière que les codes de transfert radiatif que nous avons choisis utilisent. Nous reviendrons également sur la modélisation des raies moléculaires, afin d'expliquer notre choix d'utiliser un code travaillant en-dehors de l'équilibre thermodynamique local (ETL).

Nous présenterons ensuite les deux codes testés pour la modélisation des distributions spectrales d'énergie (DUSTY et MC3D) puis celui qui a été utilisé pour reproduire l'émission des raies moléculaires (RATRAN).

Enfin nous ferons un inventaire exhaustif des outils que nous avons développés pour permettre l'interface entre MC3D et RATRAN et pour analyser leurs résultats.

2.1 DUSTY

Le code DUSTY, développé par Ivezić et Elitzur (1997), traite numériquement et en une dimension le problème du transfert radiatif dû à l'émission thermique des poussières. Pour répondre à tous les cas de transfert radiatif, ce problème a été ramené à un objet chauffé par une source interne, le tout sans aucune dimension. Nous étudions ici l'intérêt de ce code pour notre étude.

2.1.1 Invariance du transfert radiatif par changement d'échelle.

Pour simplifier l'équation du transfert radiatif, on se place dans le cadre suivant : on suppose l'objet modélisé à symétrie sphérique, composé d'une cavité interne de rayon r_1 et d'une limite externe de rayon Yr_1 (voir Fig. 2.1). Au centre de cette cavité se trouve une source de rayonnement (corps noir) ayant une température fixe (T_c).

Ivezic et Elitzur (1997) ont étudié l'invariance de l'équation du transfert radiatif par changement d'échelle.

Considérons l'équation du transfert radiatif :

$$\frac{dI_\lambda}{d\ell} = \kappa_\lambda (S_\lambda - I_\lambda) \quad (2.1)$$

où I_λ est l'intensité spécifique, S_λ la fonction source et κ_λ l'opacité locale du milieu. Ces trois fonctions sont à symétrie sphérique, donc dépendantes uniquement de r dans le cadre considéré ici. Ainsi on a $d\ell = (dr, \theta, \phi)$ et en posant $\mathbf{y} = (r/r_1, \theta, \phi)$, on voit que le membre de gauche de l'équation du transfert radiatif, le long du chemin optique P partant du point le plus proche de l'origine, devient :

$$\frac{dI_\lambda}{d\ell} = \frac{dI_\lambda(\mathbf{y}; P)}{r_1 dy} \quad (2.2)$$

puisque \mathbf{y} est colinéaire à $d\ell$ (voir Fig. 2.1). Par ailleurs on connaît l'élément d'opacité :

$$d\tau_\lambda = \kappa_\lambda d\ell \quad (2.3)$$

et ainsi on peut définir l'épaisseur optique τ_λ^T le long de P par :

$$\tau_\lambda^T = \int_P \kappa_\lambda(r) \cdot d\ell = r_1 \int_P \kappa_\lambda(\mathbf{y}) dy \quad (2.4)$$

et il vient :

$$\kappa_\lambda(\mathbf{y}) = \kappa_\lambda(\mathbf{y}) \times 1 = \frac{\kappa_\lambda(\mathbf{y})}{\int_P \kappa_\lambda(\mathbf{y}) dy} \frac{\tau_\lambda^T}{r_1} = \eta(\mathbf{y}) \frac{\tau_\lambda^T}{r_1} \quad (2.5)$$

avec $\eta(\mathbf{y})$ la fraction d'opacité en \mathbf{y} . L'équation du transfert radiatif peut donc s'écrire :

$$\frac{dI_\lambda}{dy} = \tau_\lambda^T \eta(\mathbf{y}) (S_\lambda - I_\lambda) \quad (2.6)$$

Il faut noter que $\eta(\mathbf{y})$ peut être relié à la distribution de densité. En effet, on peut affirmer que l'opacité locale d'un milieu est proportionnelle à la densité de poussière $n(r)$ qu'elle contient. On a donc :

$$\eta(\mathbf{y}) = \frac{\kappa_\lambda(\mathbf{y})}{\int_P \kappa_\lambda(\mathbf{y}) dy} = \frac{n(\mathbf{y})}{\int_P n(\mathbf{y}) dy} = \frac{n(r) \cdot r_1}{\int_P n(r) dr} \quad (2.7)$$

et c'est pourquoi $\eta(\mathbf{y})$ représente aussi la distribution de densité normalisée, au facteur r_1 près.

L'équation (2.6) montre que le problème du transfert radiatif est invariant par changement d'échelle¹, une fois que l'opacité totale du milieu et la distribution relative de matière ont été fixées. DUSTY utilise cette propriété afin de se ramener à un problème sans dimension.

¹Dans le cadre retenu par DUSTY, ce changement d'échelle est une homothétie ayant pour centre la source de chauffage de la proto-étoile.

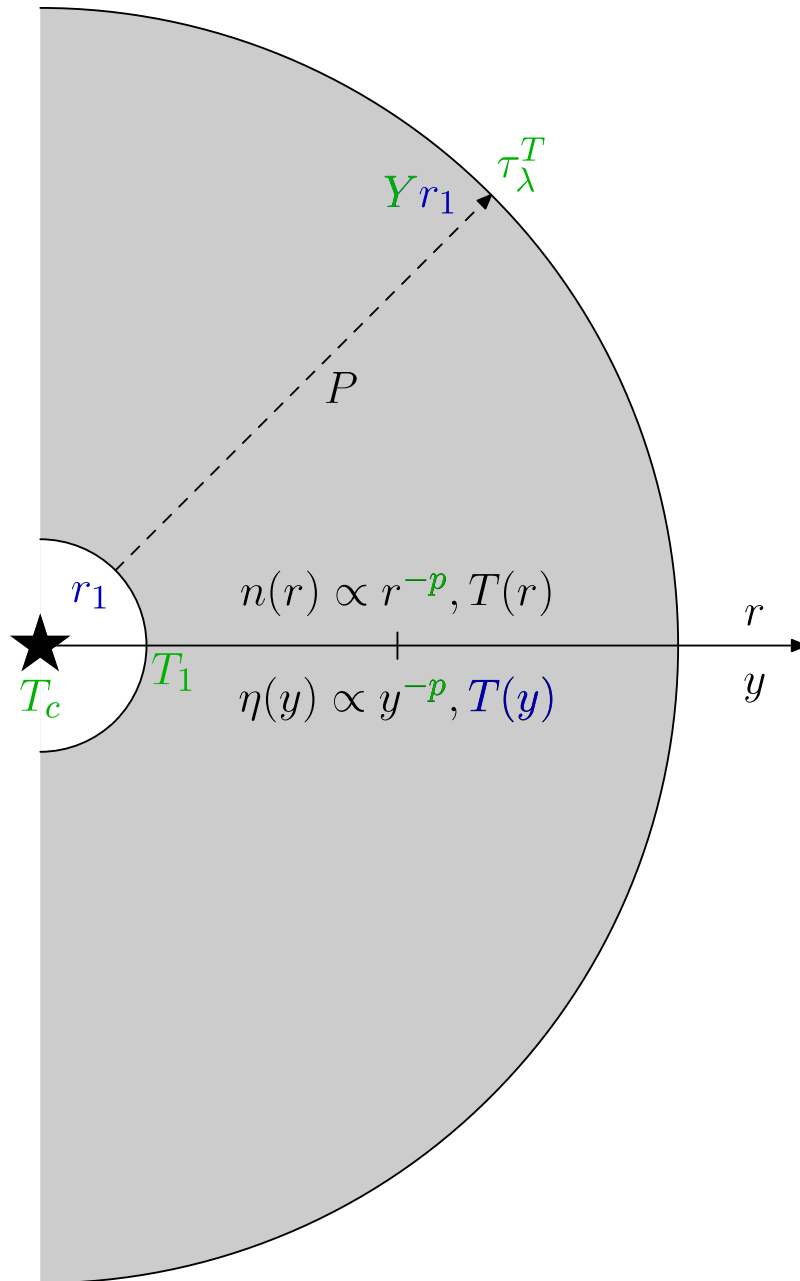


FIG. 2.1 – Description du modèle utilisé par DUSTY. En vert, les paramètres d'entrée du code : la température de la source centrale T_c , la température de sublimation des grains de poussière T_1 , l'opacité totale à une longueur d'onde donnée τ_λ^T , l'épaisseur relative de la couche de poussière Y et l'indice de la loi de puissance qui traduit la distribution de poussière p . En bleu, les sorties du code avant calcul de la SED : la distribution de température $T(y)$ et le rayon interne de la cavité r_1 .

2.1.2 Efficacité du dépôt d'énergie Ψ , clé de voûte de DUSTY

Si on appelle Ψ le rapport sans dimension entre le flux absorbé, puis ré-émis, par la poussière en r_1 (désormais choisi comme étant le rayon de la cavité interne du modèle, cf. Figure 2.1) et le flux total F_1 reçu en ce même endroit on a :

$$\Psi = \frac{4\pi\sigma T_1^4}{F_1} \quad (2.8)$$

avec

$$F_1 = \frac{L}{4\pi r_1^2} \quad (2.9)$$

où L est la luminosité de l'objet central, σ la constante de Stephan et T_1 la température de la poussière en r_1 . Ainsi (2.8) devient

$$r_1 \propto \sqrt{\Psi L} \quad (2.10)$$

puisque T_1 est fixé à la température de sublimation de la poussière, soit 1500 K. Ce résultat montre que le coefficient Ψ , qu'on peut assimiler à l'efficacité du dépôt d'énergie dans l'ensemble du modèle, détermine le rayon de la cavité interne r_1 et par-là même l'ensemble de la taille du modèle. Ce facteur est au cœur du fonctionnement de DUSTY, et Ivezić et Elitzur (1997) ont montré que Ψ peut être mis sous la forme :

$$\Psi = \Psi(0) (1 + 0.005\tau_V^m) \quad (2.11)$$

où τ_V est l'opacité totale dans le domaine visible et $m = 1$ ou 1.25 suivant que les poussières sont silicatées ou carbonées. Cette relation montre également que $\Psi \rightarrow +\infty$ lorsque $\tau_V \rightarrow +\infty$, ce qui a pour conséquence directe un agrandissement de la cavité interne (r_1) des sources optiquement très épaisses. La raison de ce comportement de Ψ vient, comme l'indiquent Ivezić et Elitzur (1997), que DUSTY suppose le système modélisé en état d'équilibre. **Or ce n'est pas le cas dans les sources que nous étudions, puisqu'elles sont optiquement très épaisses dans le domaine visible.** C'est là le point majeur qui, malheureusement, contre-indique l'utilisation de DUSTY pour notre étude.

2.1.3 Intérêt de DUSTY dans le cadre de notre étude

Le point fort du programme DUSTY est qu'il peut trouver une solution exacte au problème du transfert radiatif dans les objets physiques **en état d'équilibre** tout en optimisant le temps de calcul. Pour cela Ivezić et Elitzur (1997) ont utilisé l'invariance du problème du transfert radiatif par changement d'échelle, faisant apparaître le facteur d'efficacité du dépôt d'énergie Ψ qui régit la taille de la cavité interne des sources modélisées.

Malheureusement, nous savons que les proto-étoiles massives, qui ont une opacité dans le domaine visible qui atteint des valeurs extrêmes ($\gtrsim 1000$), ne sont pas en état d'équilibre. Le code DUSTY n'est donc pas adapté aux objets que nous étudions. Il peut même, si son utilisation est mal cernée, conduire à une modélisation faussée des objets massifs en suggérant l'existence d'une très grande cavité interne liée à l'hypothèse principale d'un objet physique en état d'équilibre.

2.2 Programme de transfert radiatif MC3D

Le programme de transfert radiatif MC3D a été élaboré par Sebastian Wolf et Thomas Henning (Wolf *et al.*, 1999) dans le but de traiter le problème du transfert radiatif dans des objets contenant de la poussière, et particulièrement les proto-étoiles. Le programme se présente sous différents exécutable qui varient suivant la géométrie du système modélisé. En ce qui nous concerne, nous avons utilisé les versions en 1 et 2 dimensions qui sont distribuées publiquement².

Les principales caractéristiques de ce code sont :

- un transfert radiatif auto-consistant utilisant une méthode de Monte-Carlo
- la gestion de la diffusion isotrope et anisotrope de grains de poussière sphériques (diffusion de Rayleigh-Mie),
- la gestion de la diffusion anisotrope par des grains de poussière sphéroïdaux alignés ou non-alignés,
- l’intégration de distributions de densité arbitraires (descriptions analytiques issues de simulations hydrodynamiques simples),
- une source de chauffage centrale modulable (ponctualité, extension, multiplicité) ayant une distribution spectrale d’énergie initiale arbitraire (corps noir),
- l’optimisation de chacun des codes suivant la géométrie considérée.

L’utilisation de ce code se déroule suivant deux étapes distinctes. Tout d’abord, on crée un modèle de proto-étoile ayant une certaine géométrie (symétrie sphérique ou cylindrique). Il se caractérise par une source interne de chauffage et par la distribution de matière qui l’entoure.

Contrairement à DUSTY, MC3D utilise donc une description physique complète, avec des paramètres ayant des unités, de la source qu’on souhaite modéliser (cf. Table 2.1). On peut maîtriser de cette façon l’ensemble des caractéristiques de notre modèle. Dans un premier temps, MC3D détermine la distribution de la température dans le modèle. Elle permet ensuite à MC3D de faire plusieurs types de simulations : cartes à longueur d’onde fixée, cartes de polarisations et, en ce qui nous concerne, simulations de SED de la proto-étoile modélisée.

Au final, un ensemble de procédures IDL intégrées à MC3D permettent la visualisation des résultats obtenus. Pour notre part, nous avons créé nos propres procédures afin de visualiser la SED modélisée et de la comparer rapidement avec les flux réels mesurés. En effet, la procédure IDL fournie est très complète mais coûteuse en temps d’utilisation (nombreux choix dans les menus qui sont, dans le cadre de notre travail, toujours les mêmes). Nous avons donc extrait du code IDL la procédure en charge du traitement des données de la SED pour la traduire en commandes GreG, plus simples, et qui permettent une analyse et une exportation directe des résultats.

2.2.1 Calcul de la distribution de la température

2.2.1.1 Paramètres initiaux

Nous présentons ici l’ensemble des paramètres d’entrée qui sont nécessaires à MC3D pour calculer la distribution de température dans un objet physique. Ces paramètres sont généralement liés à la source de chauffage interne, aux dimensions physiques du modèle et à la distribution de la densité de poussière à l’intérieur de celui-ci (cf. Table 2.1).

²Code disponible à l’adresse : <http://www.mpia.de/FRINGE/SOFTWARE/mc3d/>

Tout d'abord, l'utilisateur du code peut choisir entre un transfert radiatif direct (milieu optiquement mince) ou utilisant un processus itératif (milieu optiquement épais). Pour les proto-étoiles massives, il est évident que c'est la deuxième option qui a été retenue. Il peut également choisir le nombre de longueurs d'onde auxquelles le transfert radiatif va être appliqué. Nous avons gardé la valeur par défaut qui est égale à 50. Ensuite l'utilisateur doit indiquer la taille physique de l'objet qu'il souhaite modéliser, en unités astronomiques. Nous verrons plus tard comment cette taille est définie. Il doit, de même, indiquer la température maximale que pourra atteindre un grain de poussière. Cette donnée n'altère pas le transfert radiatif, mais des alertes apparaissent si, au cours du calcul du profil de température, cette valeur est dépassée. Nous l'avons toujours fixée égale à la température de sublimation du silicate astronomique soit 1500 K. L'utilisateur du code doit également indiquer le rayon interne du modèle (en UA), valeur inconnue a priori mais qui peut être fixée à une valeur raisonnable connaissant la nature de l'objet étudié. Pour les proto-étoiles massives, nous avons choisi une valeur de 100 UA, rayon à partir duquel la multiplicité de l'objet commence à devenir négligeable. L'utilisateur du code doit également donner la densité numérique de grains de poussière (en cm^{-3}) à ce rayon interne qui, associé au paramètre p (et c en 2D) de la loi de puissance de la distribution de densité, permet de la définir :

$$n(r) = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^p, \quad 1\text{D} \quad (2.12)$$

$$n(r) = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^p e^{-\pi c^2 z^2 \cdot \sqrt{2r_{\text{ext}}} \cdot r^{-2.5}}, \quad 2\text{D} \quad (2.13)$$

où c est relié à la hauteur d'échelle du disque et r_{ext} est la taille de son bord externe. Après cela l'utilisateur donne les instructions quant au découpage du modèle en cellules individuelles : nombre de cellules (50 par défaut, valeur que nous avons gardée telle quelle) et indice du pas logarithmique (1.2 par défaut). Enfin il donne les caractéristiques de la source centrale de chauffage, soit sa température en K et sa luminosité (en L_{\odot}).

2.2.1.2 Algorithme de MC3D

Voici un bref résumé des différentes étapes de l'algorithme de MC3D qui calcule la distribution de température dans notre modèle. De plus amples détails sont disponibles dans l'article de Wolf *et al.* (1999).

Dans un premier temps, le modèle est découpé en cellules indépendantes adaptées à la géométrie du modèle (couches sphériques dans le cas d'une symétrie sphérique, par exemple) et à la distribution de densité implantée (découpage logarithmique pour une loi de puissance). Ensuite le programme traite le chauffage de la poussière par l'émission de la source centrale ayant une luminosité bolométrique L^{star} (c'est à dire une étoile). On a donc une température initiale de la poussière $T_{d,i}$ dans chacune de nos cellules définie à partir de l'intégrale :

$$\frac{\int L_{\lambda, V_i}^{\text{abs}} d\lambda}{N_{V_i} \pi a^2 4\pi} = \int Q_{\lambda}^{\text{abs}} B_{\lambda}(T_{d,i}) d\lambda \quad (2.14)$$

où $L_{\lambda, V_i}^{\text{abs}} = L_{\lambda, V_i}^{\text{abs, star}}$ est la luminosité absorbée à la longueur d'onde λ par la cellule i de volume V_i , cette dernière contenant N_{V_i} grains de poussière de taille moyenne a .

Nom	unité	Description
RT		Concept du transfert radiatif, option 1 pour un processus itératif (milieu optiquement épais), option 2 pour un processus de ré-émission direct.
n _{lam}		Nombre de longueurs d'onde utilisées ; nous utilisons le catalogue fourni avec le programme, soit 50 longueurs d'onde réparties logarithmiquement de 35 nm à 2 mm.
r _{out}	U.A.	Taille de l'objet
T _{max}	K	Température maximale des grains de poussière ; dans notre étude elle est fixée à la température de sublimation de la poussière, soit 1500 K pour des silicates.
r ₀	U.A.	Rayon interne (taille de la cavité).
n ₀	cm ⁻³	Densité de grains de poussière en r ₀ .
p		Indice de la loi de puissance utilisée pour décrire la distribution de densité de poussière (1D et 2D).
c		Indice d'aplatissement du disque (2D).
n _v		Nombre de divisions (ou finesse de la grille) ; dans notre étude la valeur 50 a toujours été choisie.
step		Indice du pas logarithmique de la grille (1.2 par défaut).
T _{source}	K	Température de la source centrale de chauffage.
L _{source}	L _☉	Luminosité bolométrique de la source centrale.
n _{phot}	10 ²	Nombre de photons par longueur d'onde.
n _{grain}	g.cm ⁻³	Densité des grains de poussière

TAB. 2.1 – Entrées principales du programme MC3D. Ne sont reportées ici que les paramètres ayant un intérêt quant à la description physique de l'objet modélisé.

Dans le membre de droite Q_λ^{abs} est le coefficient d'efficacité d'absorption de la poussière à la longueur d'onde λ ; $B_\lambda(T_{d,i})$ est l'émissivité d'un corps noir ayant une température égale à celle de la poussière ($T_{d,i}$) dans la cellule i .

La poussière chauffée ré-émet à nouveau, on itère donc le processus précédent dans chacune des cellules avec le numérateur du membre de gauche égal à :

$$\int L_{\lambda,V_i}^{\text{abs}} d\lambda = \int L_{\lambda,V_i}^{\text{abs,star}} d\lambda + \int L_{\lambda,V_i}^{\text{abs,dust}} d\lambda \quad (2.15)$$

et on obtient ainsi de nouvelles valeurs de $T_{d,i}$. Ce processus d'itération cesse lorsqu'une des trois relations suivante est satisfaite :

- $\max(\Delta T_{d,i} < T_{\text{max}})$, où $\Delta T_{d,i}$ est la variation de température dans la cellule i entre deux itérations; T_{max} est fixé à 1 K,
- $i > i_{\text{max}}$ où i_{max} est le nombre maximal d'itérations autorisées par l'utilisateur,
- $\frac{|\int L_{\lambda,\text{star}}^e d\lambda - \int L_{\lambda,\text{star}}^{\text{obs}} d\lambda - \int L_{\lambda,\text{dust}}^{\text{obs}} d\lambda|}{\int L_{\lambda,\text{star}}^e d\lambda} < u_{\text{max}}$, où $\int L_{\lambda,\text{star}}^e d\lambda$, $\int L_{\lambda,\text{star}}^{\text{obs}} d\lambda$ et $\int L_{\lambda,\text{dust}}^{\text{obs}} d\lambda$ sont respectivement les luminosités de l'étoile centrale émise au départ, de l'étoile centrale observée et de la couche de poussière observée. Ce critère correspond à une balance énergétique dont la précision est déterminée par u_{max} , fixée ici à 0.05 (soit 5%).

Pour finir, il faut préciser que pour l'ensemble de notre étude les paramètres liés aux propriétés de la poussière ont été gardés fixes. Le code MC3D considère une distribution de grain de type MRN simple, avec un seul type de population ayant une taille comprise entre 0.005 à 0.25 μm , ce qui implique une taille moyenne des grains de poussière de l'ordre de 0.12 μm . Cette population est constituée uniquement de silicates astronomiques de masse volumique 2.9 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$. En appliquant les formules précédentes on a :

$$\bar{m} \simeq 2.2 \times 10^{-13} \text{ g}. \quad (2.16)$$

Cette valeur est importante, puisqu'elle permet de faire le lien entre la distribution de poussière et de gaz grâce au rapport massique gaz-sur-poussière dont on reparlera dans la partie traitant du passage de MC3D à RATRAN.

2.2.2 MC3D en bref

Le code de transfert radiatif MC3D est un code de type Monte-Carlo qui procède par itérations successives afin de déterminer la distribution de température dans un environnement poussiéreux astronomique chauffé par une source interne. Il peut ainsi, ensuite, modéliser la SED d'un objet quelconque du milieu interstellaire qui correspond à ce cadre (par exemple des proto-étoiles).

Ce code, de par son processus itératif, ne considère pas l'objet modélisé en état d'équilibre. Il peut donc être utilisé dans le cas de sources optiquement épaisses dans le domaine visible, comme c'est le cas pour les proto-étoiles massives.

L'ensemble des propriétés de poussière utilisées (distribution de type MRN, coefficients d'absorption de Draine et Lee 1984) sont communes dans le domaine des études portant sur les objets du milieu interstellaire et sont, elles aussi, adaptées à notre étude.

Les données en sortie du code sont facilement accessibles et rapidement exportables. Cela est un avantage certain dans le cadre de la modélisation globale (émission de la poussière et des molécules) que nous avons utilisée et que nous décrirons par la suite.

2.3 RATRAN

Le code RATRAN (acronyme de *RA*diative *TRAN*sfer) a été créé par M. Hogerheijde et F. van der Tak en 1999 (voir van der Tak *et al.*, 1999; Hogerheijde et van der Tak, 2000, pour une revue détaillée). Ce code traite le problème du transfert radiatif dans le cadre de l'émission de raies moléculaires du milieu interstellaire. Une version publique de ce code est disponible en une dimension³, mais dans le cadre d'une collaboration avec F. van der Tak, nous avons également utilisé la version 2D (symétrie cylindrique) de RATRAN.

Ce code dissocie complètement le calcul de la population des niveaux d'énergie de la molécule, dont on souhaite modéliser les raies d'émissions, du transfert radiatif final permettant la création d'un cube de données similaire à des observations réelles. Ceci se traduit par un processus de modélisation en deux étapes distinctes, via deux exécutables (AMC et SKY) différents. Chacune de ces parties nécessite des fichiers d'entrée et SKY nécessite, en plus, le fichier de sortie de AMC afin d'effectuer le transfert radiatif une fois la population des niveaux d'énergie connue.

Nous allons ici décrire le fonctionnement et l'ensemble des paramètres d'entrée de chacun de ces deux exécutables, en insistant particulièrement sur ceux qui ont un intérêt dans le cadre de notre étude.

2.3.1 Modèle physique des sources

Avant de débiter tout calcul, RATRAN a besoin d'une description physique de la source qu'il va modéliser. L'ensemble de cette description est regroupée dans un fichier d'entrée séparé (extension **.mdl**, voir Figure 2.2) qui comprend un en-tête et un corps. Ce dernier contient le tableau descriptif du modèle et l'en-tête regroupe un ensemble de mots-clés séparés de leurs valeurs par le signe « = ». Les mots-clés indispensables dans l'en-tête sont :

- **rmax** qui désigne la taille de l'objet modélisé (en m)⁴
- **ncell** qui est le nombre de cellules qui composent notre description du modèle
- **columns** qui indique la nature de chaque colonne du tableau décrivant le modèle
- **gas:dust** qui indique le rapport $M_{\text{gaz}}/M_{\text{poussière}}$ dans le modèle
- **tcmb** qui fixe la température du fond diffus cosmologique.

L'en-tête se termine par le symbole **@**, à partir duquel commence la description physique de notre modèle en accord avec les mots-clés qui ont été donnés dans la ligne « **columns** » (cf. Table 2.2 pour l'ensemble de ces mots-clés et leurs significations).

Comme on peut le remarquer à partir du fichier d'entrée présenté dans la figure 2.2, le modèle physique est découpé en couches radiales (ou en cellules radiales et verticales en 2D). Toutes les couches doivent être contiguës et la dernière doit avoir un rayon externe (et une altitude maximale en 2D) correspondant à la valeur indiquée dans l'en-tête.

À l'intérieur de chacune des couches (sphériques en 1D) les paramètres physiques indiqués (densité, température, vitesse) **sont constants**. Ceci implique que le nombre de couches doit être grand afin d'avoir une distribution de ces paramètres assez lisse. Il faut cependant garder à l'esprit qu'une augmentation du nombre de couches augmente

³Code disponible à l'adresse suivante : <http://www.sron.rug.nl/vdtak/ratran/frames.html>

⁴Dans la version 2D l'équivalent suivant l'axe z (**zmax**) est obligatoire.

```

rmax=3.70e+15
ncell=50
tcmb=2.728
columns=id,ra,rb,nh,nm,tk,db,vr,td
gas:dust=100
@
 1 0.00e+00 1.50e+13 0.00e+00 0.00e+00 0.0 0.000 0.0 0.0
 2 1.50e+13 1.51e+13 1.38e+11 1.38e+03 412.9 2.279 -37.3 412.9
 3 1.51e+13 1.52e+13 1.36e+11 1.36e+03 423.2 2.282 -37.2 423.2
 4 1.52e+13 1.53e+13 1.33e+11 1.33e+03 395.9 2.273 -37.0 395.9
...
49 2.82e+15 3.38e+15 3.29e+06 3.29e-02 16.4 2.056 -2.5 16.4
50 3.38e+15 3.70e+15 2.51e+06 2.51e-02 14.2 2.052 -2.5 14.2

```

FIG. 2.2 – Exemple de fichier d’entrée de description de source pour RATRAN. Celui-ci débute avec un en-tête qui contient les informations de base, puis suit la description du modèle couche par couche (1D) ou cellule par cellule (2D). L’abondance relative au collisionneur principal (ici H_2) de la molécule étudiée peut varier d’une couche à l’autre. Pour cela on change le rapport entre la colonne nh et nm , soit 4 et 5 dans cet exemple.

TAB. 2.2 – Ensemble des mots-clés et leurs significations pour établir la description physique d’un objet modélisé avec RATRAN.

Mot-clé	Description	Unité
id	Numéro de la cellule	
ra	Taille du bord interne de la cellule	m
rb	Taille du bord externe de la cellule	m
za	Altitude minimale de la cellule (2D)	m
zb	Altitude maximale de la cellule (2D)	m
nh	Densité du collisionneur principal (<i>e.g.</i> H_2)	cm^{-3}
nm	Densité de la molécule étudiée	cm^{-3}
tk	Température cinétique du gaz	K
td	Température de la poussière	K
db	Élargissement Doppler ¹	$\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$
vr	Vitesse radiale du gaz	$\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$
vz	Vitesse verticale du gaz (2D)	$\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$

¹ : L’élargissement Doppler est composé du mouvement d’agitation thermique des molécules (échelle microscopique) et du mouvement de turbulence du gaz (échelle macroscopique).

le temps de calcul du code. Le découpage du modèle doit donc, si nécessaire, être adapté en conséquence.

Nous remarquons que la description du modèle contient implicitement l'abondance de la molécule dont on souhaite modéliser l'émission. En effet, l'abondance relative à H_2 peut être obtenue à partir des colonnes désignées par les mots-clés `nh` et `nm`. Il est donc possible de modifier l'abondance d'une molécule d'une couche (ou cellule) à une autre et ainsi de recréer des profils d'abondance.

La description physique de l'objet contient également l'élargissement Doppler b (mot-clé `db`) qui se divise en une composante microscopique δv_{micro} due au mouvement brownien des molécules (agitation thermique) et une composante macroscopique δv_{macro} due aux mouvements turbulents à grande échelle du gaz moléculaire. Cet élargissement est directement lié à la largeur des raies moléculaires observées dans les proto-étoiles massives, la composante microscopique y étant négligeable. La composante microscopique est reliée à la température cinétique du gaz T_c , au nombre de degrés de liberté de la molécule f et à sa masse moléculaire μ par :

$$\delta v_{\text{micro}} = \sqrt{\frac{fkT_c}{2\mu m_p}} \quad (2.17)$$

La composante macroscopique est, de son côté, inconnue et doit être adaptée pour faire correspondre au mieux le modèle et l'observation des raies moléculaires. Ainsi on aura, *a posteriori*, une idée des mouvements turbulents des gaz dans la source observée. Au final l'élargissement Doppler implanté dans le code est :

$$b = \sqrt{\delta v_{\text{micro}}^2 + \delta v_{\text{macro}}^2} \quad (2.18)$$

compte tenu du fait que nous avons ici une composition entre deux distributions normales de vitesse.

Pour finir, la description de notre modèle permet d'attribuer à chaque couche une vitesse radiale (et verticale en 2D). Ceci est très utile dans notre cas, puisque nous avons souhaité tester l'influence d'un mouvement d'effondrement sur les profils des raies moléculaires dans le cadre de d'observations futures.

2.3.2 Calcul de la population des niveaux d'énergie : AMC

Le but de la première partie du code RATRAN, AMC (pour *Accelerated Monte-Carlo*) est de déterminer la population des niveaux d'énergie de la molécule qu'on souhaite étudier à partir du champ de radiation présent dans chacune des cellules de la grille du modèle. Même si la plupart des informations qui suivent figurent d'ors-et-déjà dans l'article de Hogerheijde et van der Tak (2000), il nous semble important d'en reporter ici les grandes lignes pour mieux cerner la façon dont RATRAN traite ce problème.

2.3.2.1 Transfert radiatif moléculaire

Tout d'abord, rappelons l'équation du transfert radiatif de base :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu \quad (2.19)$$

où I_ν est l'intensité le long du chemin optique, α_ν le coefficient d'absorption et j_ν l'émissivité à la fréquence ν . Le code prend en compte le fait que ces deux derniers coefficients peuvent être scindés en une composante provenant de la poussière et une autre provenant du gaz moléculaire :

$$j_\nu = j_{\nu,\text{gas}} + j_{\nu,\text{dust}} \quad (2.20)$$

$$\alpha_\nu = \alpha_{\nu,\text{gas}} + \alpha_{\nu,\text{dust}} \quad (2.21)$$

Il est à noter que le code RATRAN ne prend pas en compte la diffusion, en la supposant négligeable aux longueurs d'onde plus grandes que celles de l'infrarouge moyen. Dans les Equations 2.20 et 2.21, la contribution venant de la poussière peut être aisément obtenue à partir des lois de Planck :

$$j_{\nu,\text{dust}} = \alpha_{\nu,\text{dust}} B_\nu(T_{\text{dust}}) \quad (2.22)$$

$$\alpha_{\nu,\text{dust}} = \kappa_\nu \rho_{\text{dust}} \quad (2.23)$$

où κ_ν est l'opacité de la poussière en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{g}^{-1}$ et ρ_{dust} est la densité massique de poussière. Suivant les instructions que l'utilisateur fournira au code, ce dernier pourra choisir entre les différentes valeurs de κ_ν issues des travaux de Ossenkopf et Henning (1994); Draine et Lee (1984) et Mathis *et al.* (1977).

Les contributions venant du gaz sont, quant à elles, plus complexes. Elles sont liées à l'émission et à l'absorption de photons entre niveaux d'énergie rotationnels de la molécule étudiée. La différence d'énergie ΔE entre deux niveaux correspond à une fréquence au repos ν_0 précise et égale à $\Delta E/h$ où h est la constante de Planck. Si on considère un grand ensemble de molécules, celles-ci vont peupler les différents niveaux d'énergie en fonction du champ de radiation auquel elles sont soumises et des collisions avec les autres molécules (principalement H_2). En prenant le cas particulier de deux niveaux u et l peuplés par n_u et n_l molécules les coefficients d'émission et d'absorption sont donnés par :

$$j_{\nu,\text{gas}} = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_u A_{ul} \phi(\nu) \quad (2.24)$$

$$\alpha_{\nu,\text{gas}} = \frac{h\nu_0}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi(\nu) \quad (2.25)$$

Les coefficients d'Einstein A_{ul} , B_{lu} et B_{ul} décrivent la probabilité d'émission spontanée, d'absorption ou d'émission stimulée de photons entre les deux niveaux u et l (pour *upper* et *lower*, soit respectivement niveaux haut et bas). Ces coefficients dépendent de la molécule et doivent être introduits dans le code via un fichier externe. Le coefficient $\phi(\nu)$ décrit la distribution en fréquence de l'émission ou de l'absorption due à l'élargissement Doppler issu des mouvements turbulents des molécules. Il s'agit d'une distribution gaussienne piquée autour de ν_0 :

$$\phi(\nu) = \frac{c}{b\nu_0\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{c^2(\nu - \nu_0)^2}{\nu_0^2 b^2}\right) \quad (2.26)$$

$$(2.27)$$

où c est la vitesse de la lumière. On retrouve ici le paramètre b décrit par le mot-clé `db` dans le fichier de description du modèle.

Le dernier facteur intervenant dans la population des niveaux d'énergie est l'ensemble des collisions entre les molécules du gaz. Dans le milieu interstellaire le principal collisionneur est l'hydrogène moléculaire H_2 . La collision d'une molécule avec cette dernière est décrite par les taux de collision C_{lu} et C_{ul} , qui traduisent la probabilité que la molécule passe de l'énergie E_l à E_u (et vice versa) après une collision. En dehors de la nature même de la molécule, ce taux dépend principalement de la température et de la densité du milieu. Ces taux sont calculés indépendamment et regroupés sous forme de base de données. En ce qui nous concerne, nous avons travaillé avec la base du NASA-JPL⁵ (pour les coefficients d'Einstein uniquement) et avec les bases BASECOL⁶ et LAMDA⁷ (coefficients d'Einstein et taux de collisions).

2.3.2.2 Équilibre statistique des populations de niveau

Lorsque l'équilibre statistique est atteint, la population de chaque niveau d'énergie ne varie pas dans le temps. Si on prend un état d'énergie E_l , le nombre de molécules quittant cet état doit être égal au nombre de molécules qui le rejoignent. Le nombre de molécule qui quittent, par seconde, le niveau E_l par émission spontanée vers un niveau d'énergie inférieur est :

$$n_l \sum_{k < l} A_{lk} \quad (2.28)$$

Elles peuvent aussi le quitter par émission stimulée :

$$n_l \sum_{k \neq l} B_{lk} J_\nu \quad (2.29)$$

ou après une collision :

$$n_l \sum_{k \neq l} C_{lk} \quad (2.30)$$

Ici J_ν représente l'intensité spécifique moyenne à la fréquence ν . Nous reviendrons plus tard sur ce terme qui est à la base du déroulement du code. Le raisonnement tenu précédemment peut être étendu pour les molécules qui atteignent le niveau l en provenance d'un niveau quelconque k . Cependant on doit bien faire attention à ce que le terme n_k rentre dans la somme. La conservation du nombre de molécule peut donc être traduite au final par :

$$n_l \left[\sum_{k < l} A_{lk} + \sum_{k \neq l} (B_{lk, \nu} J_\nu + C_{lk}) \right] = \sum_{k > l} n_k A_{kl} + \sum_{k \neq l} n_k (B_{kl, \nu} J_\nu + C_{kl}) \quad (2.31)$$

Cette équation peut être facilement mise sous forme matricielle et être résolue par un système d'inversion de matrice. Cependant, même si les coefficients d'Einstein peuvent être connus à l'avance, ce n'est pas du tout le cas de l'intensité spécifique moyenne J_ν présent dans la cellule. En effet, le champ de radiation moyen dépend lui-même de l'émission moléculaire à travers $j_{\nu, \text{gas}}$, et donc de la population des niveaux d'énergie moléculaires. Nous sommes ici en présence d'un **système**.

⁵NASA Jet Propulsion Laboratory – Molecular Spectroscopy : <http://spec.jpl.nasa.gov/>

⁶Catalogue en ligne disponible à : <http://basecol.obspm.fr/>

⁷Leiden Atomic and Molecular Database – mise en forme adaptée à RATRAN : <http://www.strw.leidenuniv.nl/moldata/>

2.3.2.3 Résolution du système, méthode de Monte-Carlo

Un des algorithmes possibles permettant de résoudre ce système consiste à itérer à partir d'un ensemble de populations initial. On considère que le système est résolu si, entre deux itérations i et $i + 1$, la moyenne des variations des populations est inférieure à un critère de convergence prédéfini ε :

$$\left| \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (n_{k,i} - n_{k,i+1}) \right| < \varepsilon \quad (2.32)$$

À chaque itération l'intensité spécifique moyenne $J_\nu = \int I_\nu d\Omega/4\pi$ dans une cellule est évalué en prenant N photons venant depuis l'infini⁸ jusqu'à cette cellule. Une bonne méthode d'évaluation de J_ν consiste à choisir une distribution aléatoire des orientations de chacun de ces photons, soit une méthode dite de Monte-Carlo. Le code fait alors un calcul de transfert radiatif direct sur chacune de ces lignes de visée afin de déterminer J_ν .

Pour optimiser la convergence de cette méthode, qui peut être particulièrement longue dans le cas de modèles optiquement très épais, le code RATRAN effectue son calcul en deux temps :

- d'abord J_ν est déterminé à N constant, pour converger vers à une première stabilité de la population des niveaux d'énergie dans l'ensemble du modèle,
- ensuite la valeur de J_ν est affinée en multipliant N par deux dans les cellules où le critère de convergence n'a pas été atteint, jusqu'à ce qu'il le soit dans chacune d'elle.

2.3.2.4 Paramètres d'entrée

Le code AMC est piloté à partir d'un fichier d'entrée principal unique qui contient toutes les instructions nécessaires aux calculs de la population des niveaux d'énergie décrits précédemment. Le code se lance avec le nom de ce fichier comme unique argument (par exemple `> amc fichier.inp`). Les instructions font référence à des mots-clés précis, séparés des paramètres correspondants par le signe « = » (cf. Figure 2.3 et Table 2.3).

Une fois que AMC a fini de calculer les populations des niveaux d'énergie dans chacune des cellules, celles-ci sont reportées dans un fichier de sortie (fichier `.pop`) qui pourra être utilisé par le code SKY de RATRAN permettant de recréer des cubes de données comparables à de véritables observations (après un traitement adéquat).

2.3.3 Transfert radiatif et création de cubes de données : SKY

La population de chaque niveau d'énergie étant désormais connue, il est aisé de faire un dernier calcul de transfert radiatif direct (*raytracing*) afin de recréer un cube de données similaire à des observations ayant des caractéristiques définies par l'utilisateur : résolution spatiale, résolution en vitesse, choix de certaines transitions (voir Figure 2.5).

⁸Cette condition se réduit à une condition aux limites pour un système physique limité dans l'espace, en prenant un champ de radiation équivalent au fond diffus cosmologique à l'extérieur du modèle, soit un corps noir à une température de 2.728 K.

```

source=ratran_cs.mdl
outfile=ratran_cs.pop
molfile=cs.dat
snr=10
nphot=1000
kappa=jena,thin,e5
velo=grid
go
q

```

FIG. 2.3 – Exemple de fichier d’entrée contenant les paramètres de calcul de AMC. On y remarque en particulier le mot-clé **kappa** qui permet de choisir l’émissivité de la poussière parmi celles qui ont été calculées par Ossenkopf et Henning (1994) et qui prennent en compte la présence d’une couche de glace plus ou moins épaisse.

TAB. 2.3 – Ensemble des mots-clés et leur significations pour le fichier d’entrée de AMC.

Mot-clé	Description	Unité
source	Nom du fichier contenant le modèle physique	
outfile	Nom du fichier de population des niveaux	
molfile	Nom du fichier de données moléculaires	
fixset	Critère de convergence lors de la 1 ^{ère} itération	
snr	Signal-sur-bruit $J_\nu/\delta J_\nu$ à atteindre lors de la 2 ^{nde} itération	
nphot	Nombre initial de photons pour le calcul de J_ν	
kappa	Type d’émissivité de la poussière ^a	
velo	Champ de vitesse ^b ; peut faire référence à un fichier.	
tcmb	Température du fond diffus cosmologique	K
go	Lancer le calcul	
c	Commencer une nouvelle série de paramètres ^c	
q	Quitter le programme AMC	

^a On fera toujours référence aux catalogues issus des travaux de Ossenkopf et Henning (1994). Le type d’émissivité de la poussière varie que la poussière soit nue, recouverte d’une couche fine ou épaisse de glace, et qu’il n’y a pas eu de coagulation, ou qu’il y en a eu durant une période de 10^5 , 10^6 , 10^7 , 10^8 ans.

^b Si le paramètre est **grid**, le champ de vitesse est directement lu dans le fichier de description du modèle.

^c Cette commande permet de faire plusieurs lancements de AMC en faisant varier certains paramètres à partir d’un seul fichier d’entrée.

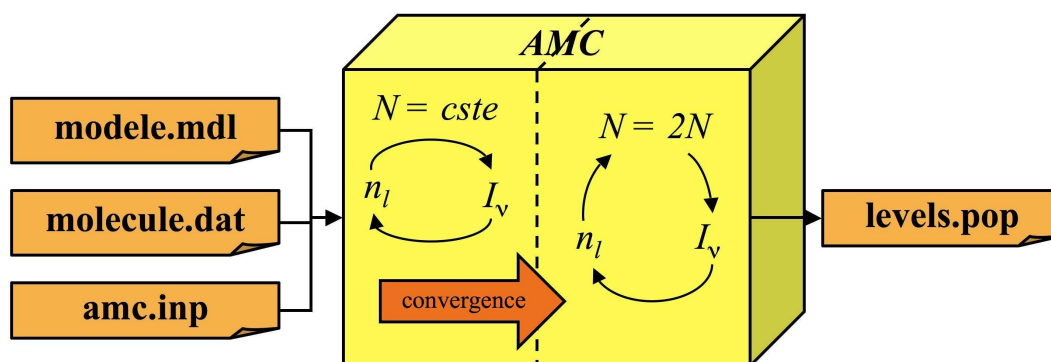


FIG. 2.4 – Schéma général du fonctionnement de AMC. Le code détermine d’abord une première population des niveaux n_l dans chacune des cellules, à partir d’une estimation de I_v obtenue par une méthode de Monte-Carlo (transfert radiatif sur N lignes de visée). Une fois le critère de convergence atteint en moyenne sur l’ensemble des cellules – population stabilisée – la population des niveaux est affinée en doublant le nombre de lignes de visée dans chaque cellule où le critère de convergence n’avait pas été atteint. Le code se termine lorsque toutes les populations de toutes les cellules satisfont au critère de convergence.

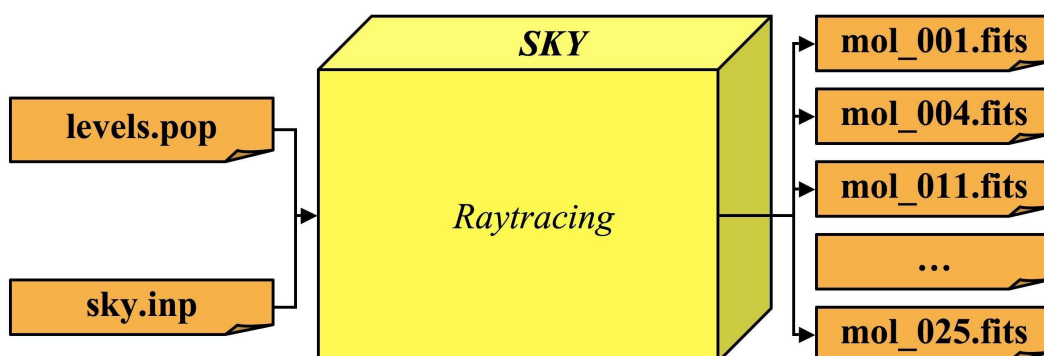


FIG. 2.5 – Schéma général du fonctionnement de SKY. Le code utilise les populations des niveaux d’énergie calculées par AMC pour construire des cubes de données, en suivant les instructions du fichier d’entrée.

La construction de ces cubes est dirigée par un fichier d’entrée mis en argument du programme SKY (`> sky fichier.inp` par exemple). Ce fichier contient un ensemble d’instructions contenant des mots-clés qui décrivent les caractéristiques de l’observation qu’on souhaite modéliser (cf. Figure 2.6 et Table 2.4).

Même si la construction des cubes pour chacune des transitions est rapide, la comparaison de ces cubes avec des observations n’est pas triviale. En effet, les observations réelles sont souvent peu résolues spatialement, avec un lobe principal non-négligeable comparé à la taille de la source (en général du même ordre de grandeur pour des observations en antenne unique). Ce problème sera traité par la suite en créant des cubes très résolus spatialement puis convolués avec une fonction gaussienne appropriée pour coller au mieux à la réalité des observations. Nous y reviendrons dans la partie 2.5.4.

Ainsi nous avons fait un tour complet des données nécessaires à la modélisation des raies spectrales observées dans le milieu interstellaire, et particulièrement dans les proto-étoiles massives. Nous avons donc désormais un ensemble complet d’outils de base

```

source=ratran_cs.pop
format=fits
outfile=cs
trans=3
pix=150,0.5,1,1
chan=500,0.080
distance=5500
units=K
go
c

```

FIG. 2.6 – Exemple de fichier d’entrée pour la création d’un cube par SKY. Plusieurs créations de cube peuvent être incluses dans le même fichier pour pouvoir obtenir différentes transitions à différentes résolutions spectrales ou spatiales.

TAB. 2.4 – Ensemble des mots-clés et leur signification pour le fichier d’entrée de SKY.

Mot-clé	Description	Unité
source	Nom du fichier de population des niveaux d’énergie	
format	Format du fichier de sortie (fits ou miriad)	
outfile	Préfixe du nom du fichier de sortie	
trans	Transition observée (numéro du fichier moléculaire)	
pix	Résolution spatiale du cube ^a	
chan	Résolution en vitesse du cube ^b	
distance	Distance de la source modélisée	pc
units	Unité de flux (raies moléculaires : K)	
go	Lancer le calcul	
c	Commencer une nouvelle série de paramètres ^c	
q	Quitter le programme SKY	

^a : Contient le nombre de pixels du cube (on aura toujours hauteur = largeur dans les cubes créés) et le nombre de secondes d’arc par pixels. On peut y rajouter un rayon spécifique (en pixels) et un nombre entier de lignes de visée supplémentaires sur lesquelles le calcul du transfert radiatif va être effectué à l’intérieur de ce rayon. Ceci est particulièrement utile lorsque la structure de la source est inférieure à la résolution spatiale de l’objet.

^b : Contient le nombre de canaux et la résolution en vitesse du cube.

^c : Cette commande permet de faire plusieurs lancements de SKY en faisant varier certains paramètres à partir d’un seul fichier d’entrée.

pour reproduire l'émission de la poussière et l'émission moléculaire observées dans ces objets.

Désormais, il reste à créer une méthode d'utilisation de ces outils, en particulier il nous faut définir quels sont leurs paramètres fixes et libres à partir des hypothèses qu'ils sous-entendent et de nos connaissances actuelles sur les proto-étoiles massives.

2.4 Méthode de modélisation globale

2.4.1 Description générale

Un des buts principaux de notre étude a été d'utiliser une méthode de modélisation qui permette de construire une représentation physique et réaliste, mais simple, de la proto-étoile qu'on souhaite étudier. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur la méthode qui a été décrite par Hogerheijde et van der Tak (2000) et Hatchell et van der Tak (2003) et qui consiste à utiliser l'ensemble des émissions (de la poussière et moléculaire) pour construire le modèle de la source. Cette approche a donc pour but de reproduire **globalement** les principales caractéristiques physiques de la source (taille, masse, luminosité, distribution de densité et de température) à partir d'observations connues. Elle est alors un moyen d'interpréter les nouvelles observations en terme d'abondances moléculaires, voire de prédire celles attendues dans le futur.

Dans un premier temps, cette méthode de modélisation globale prend comme base l'émission du continuum de poussière qui est liée à :

- la masse, la luminosité et la distribution de densité et de température dans la proto-étoile,
- la distribution de la matière via la distribution spatiale de cette émission.

Elle permet donc de connaître les paramètres décrivant les caractéristiques essentielles des sources observées, pour nous les HMPOs.

À partir de cette description de la source, de nouveaux paramètres vont rentrer en jeu pour pouvoir reproduire l'émission moléculaire. Tout d'abord il faut introduire l'abondance de cette molécule relativement à H_2 , abondance qu'on peut faire varier à l'intérieur même de la source. L'émission moléculaire permet aussi d'obtenir des informations sur l'aspect dynamique de l'objet : les profils d'émission sont dépendants des mouvements de gaz, qu'ils soient turbulents, liés à l'effondrement de l'enveloppe ou dus à l'éjection de matière.

C'est dans ce but – utiliser la méthode de modélisation globale – que nous avons associé les deux codes MC3D et RATRAN. Malgré tout, même si cette méthode de modélisation globale est bien encadrée, les possibilités qu'offrent ces codes augmentent le nombre de degrés de liberté disponibles pour reproduire l'objet étudié. Dans le cadre de notre travail, nous avons donc rajouté à cette méthode de base un ensemble d'hypothèses réductrices du problème. L'autre but de cette approche, une fois appliquée à un certain nombre d'objets, est d'obtenir au final un ensemble cohérent de modèles qui peuvent être utilisés pour comparer les sources entre elles.

2.4.2 Hypothèses dans notre cadre de travail

Nous l'avons vu, un des buts principaux de notre étude a été d'utiliser exclusivement une méthode de modélisation dite **globale**. Ce type de modélisation requiert

cependant un nombre accru de paramètres d'entrée qui peuvent rendre délicate l'utilisation de cette méthode. Aussi, afin de simplifier au maximum cette utilisation, nous nous sommes demandés jusqu'à quel point il était possible de réduire le nombre de ces paramètres. Pour cela nous nous sommes appuyés sur les connaissances actuelles et des hypothèses raisonnables dans notre cadre de travail, que nous allons détailler ici.

La première de ces hypothèses porte directement sur la distance héliocentrique des objets observés. Pour les proto-étoiles massives, objets éloignés de notre Système Solaire (quelques kpc), la méthode consiste à utiliser leur vitesse dans le repère local de repos (v_{lsr}), leur position galactique et un modèle de rotation galactique pour en déduire une estimation de leur position dans la Galaxie et ainsi leur distance. Ces distances restent parfois très incertaines pour des objets placés loin du plan galactique, et les distances peuvent varier suivant la référence utilisée. Heureusement, pour les sources les plus observées, on peut voir que la distance utilisée pour les étudier a rapidement convergé vers une valeur communément admise. Ceci permet, même si cette distance reste incertaine dans l'absolu, d'avoir un ensemble de travaux consistants.

Ensuite, pour pouvoir faire le lien entre masse de poussière et masse de gaz, on utilise le plus souvent un rapport de masse constant et égal à 100. Or ce lien est particulièrement important lorsqu'on veut passer d'une distribution de poussière à une distribution de gaz à laquelle on va appliquer une certaine abondance moléculaire. Ce rapport reste, encore à ce jour, très incertain et des études récentes ont montré que ce rapport pouvait largement varier dans les disques proto-planétaires qui entourent les étoiles en formation. Malgré tout, ce paramètre reste indispensable à notre méthode de modélisation qui lie l'émission de la poussière et l'émission moléculaire. Dans un souci de pourvoir à cette nécessité tout en restant consistant avec l'ensemble des autres travaux qui traitent de l'émission des proto-étoiles massives, nous avons toujours pris ce rapport fixe et égal à 100.

Ensuite, nous avons fait l'hypothèse que la matière dans les sources que nous avons observées était localisée dans un rayon fixé. En effet, il suffit d'analyser les différentes cartes de continuum des proto-étoiles massives pour remarquer que ces objets ont une symétrie relativement sphérique à partir d'une certaine échelle, de l'ordre de quelques dizaines de milliers d'unités astronomiques. Même si cette remarque n'est certainement plus valable à plus grande échelle (taille des amas) ou à plus petite échelle (taille des disques d'accrétion), elle convient parfaitement pour celle que nous observons. C'est également cette échelle de taille qui contraint au mieux l'ensemble de la masse de matière liée à la formation stellaire à l'intérieur des objets proto-stellaires massifs. Nous avons donc fixé ce rayon particulier à partir de l'émission du continuum dans le domaine millimétrique. Si θ_s est l'extension spatiale de la source et θ_b la taille du lobe des observations, le rayon externe de la source r_{out} est donné par :

$$\left(\frac{r_{out}}{\text{UA}}\right) = \left(\frac{d}{\text{pc}}\right) \sqrt{\left(\frac{\theta_s}{''}\right)^2 - \left(\frac{\theta_b}{''}\right)^2} \quad (2.33)$$

où d est la distance héliocentrique de l'objet.

Par ailleurs nous avons aussi réduit la quantité de paramètres libres en supposant connue la distribution de matière dans les objets étudiés. Cette distribution est, ici, mise sous la forme d'une loi de puissance sur la densité du type :

$$n(r) = n_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^p \quad (2.34)$$

où n_0 est la densité de référence en r_0 , et p (< 0) l'indice qui régit la décroissance de la densité en fonction du rayon. Dans les proto-étoiles massives que nous avons étudiées, ce paramètre a été calculé à partir de la répartition spatiale de l'émission du continuum de poussière (Beuther *et al.*, 2002c; Motte *et al.*, 2003). L'incertitude sur ce paramètre est souvent assez grande (de l'ordre de 0.5) et parfois même sa valeur est dégénérée. Cependant, avoir un système de référence fixe pour p permet de faire un ensemble de travaux cohérent.

L'hypothèse d'un rayon externe fixé – décrite précédemment – implique que les flux observés dans le domaine millimétrique et sub-millimétriques doivent être adaptés à ce rayon afin de pouvoir reproduire correctement les SEDs observées. D'ailleurs nous avons profité de l'hypothèse sur une valeur de p fixe pour pouvoir aisément adapter ces flux en flux de référence F_{ref} , en supposant l'émission optiquement mince, et en utilisant :

$$F_{\text{ref}} \simeq F_{\text{pic}} \left(\frac{\theta_{\text{b}}}{\theta_{\text{ref}}} \right)^{3+p} \quad (2.35)$$

où F_{pic} est le flux pic observé, θ_{b} la taille du lobe principal et θ_{ref} l'extension spatiale de référence.

2.5 Outils complémentaires développés pour cette étude

2.5.1 Un nouveau fichier moléculaire pour la structure hyperfine du N_2H^+ : `n2h++.dat`

Notre étude nécessite de reproduire l'émission de nombreuses molécules. Chacune d'elle a ses propres caractéristiques physiques (masse, symétrie, moment dipolaire) qui permettent de connaître précisément son spectre énergétique, les multiples transitions qui y interviennent et qui définissent les émissions des raies spectrales.

Pour faire un tour d'horizon de l'ensemble des paramètres qui régissent l'émission des raies moléculaires, nous allons prendre le cas particulier de la molécule N_2H^+ . Nous avons observé la transition $J = 1 \rightarrow 0$ de cette molécule dans plusieurs HMPOs, transition qui présente une structure hyperfine qui, jusqu'à présent, n'était pas prise en compte dans le seul fichier moléculaire disponible. Ainsi, pour reproduire plus correctement l'émission observée, nous avons écrit un nouveau fichier moléculaire formaté pour RATRAN.

Description physique du N_2H^+

La transition entre le niveau $J = 1$ et $J = 0$ de cette molécule engendre une émission divisée en sept pics qui peuvent se confondre en trois pics si la dispersion en vitesse du gaz est importante. Ceci provient de la structure hyperfine des niveaux d'énergie rotationnels du N_2H^+ due à :

- l'interaction entre le moment cinétique total J de la molécule avec le spin de l'atome d'azote extérieur I_1 (nombre quantique F_1)
- l'interaction de ce couple avec le spin de l'atome d'azote interne I_2 (nombre quantique F).

Le couplage, les niveaux d'énergies et les transitions entre ces niveaux ont été étudiés par Daniel *et al.* (2004, 2005) qui ont montré que les coefficients d'Einstein entre deux transitions hyperfines sont de la forme :

$$R_{J,F_1,F \rightarrow J',F'_1,F'}(T) = \frac{1}{2F+1} \sum_k \left\langle \frac{\pi}{k^2} P_{J,F_1,F \rightarrow J',F'_1,F'} \right\rangle \quad (2.36)$$

avec en particulier

$$\left\langle \frac{\pi}{k^2} P_{J,F_1,F \rightarrow J',F'_1,F'} \right\rangle \propto \left\{ \begin{array}{ccc} J & J' & K \\ F'_1 & F_1 & I_1 \end{array} \right\}^2 \left\{ \begin{array}{ccc} F_1 & F'_1 & K \\ F' & F & I_2 \end{array} \right\}^2 \quad (2.37)$$

où $\{ \}$ représente le symbole de Wigner-6j permettant de regrouper les propriétés des nombres quantiques (le symbole « ' » indique les nombres quantiques du niveau d'énergie supérieur). En particulier ils montrent que, quel que soit K , les termes de la somme sont nuls dans (2.36) si les nombres quantiques J , F_1 et F ne respectent pas les règles d'inégalité triangulaire suivantes :

$$|J - I_1| \leq F_1 \leq J + I_1 \quad (2.38)$$

$$|F_1 - I_2| \leq F \leq F_1 + I_2 \quad (2.39)$$

avec $I_1 = I_2 = 1$. Ces règles, qui ne font apparaître que les nombres quantiques d'un même niveau, sont donc des règles de sélection des niveaux d'énergie du N_2H^+ . D'autres règles d'inégalités triangulaires apparaissent dans ce même terme à travers les triades $\{J, J', K\}$, $\{F'_1, J', I_1\}$, $\{F'_1, F_1, K\}$, $\{F_1, F'_1, K\}$, $\{F', F'_1, I_2\}$ et $\{F', F, K\}$. Celles-ci régissent les transitions entre niveaux d'énergie possibles, permettant de montrer que, par exemple, seules 15 transitions spontanées de type $J = 1 \rightarrow 0$ sont autorisées (cf. Annexe A.1).

Création d'un fichier moléculaire pour RATRAN

Le fichier de transition moléculaire configuré pour RATRAN contient deux parties importantes :

- la liste des niveaux d'énergie, incluant les nombres quantiques associés, les énergies de ces niveaux (en cm^{-1}) et leurs poids statistiques
- la liste des transitions entre niveaux d'énergie, incluant les numéros des niveaux d'énergie de départ et d'arrivée, la fréquence d'émission (en GHz) associée, le coefficient d'Einstein A_{ul} de cette transition et l'énergie du niveau de départ (en K)
- l'ensemble des taux de collision C_{ul} entre chaque niveau d'énergie⁹ pour un ensemble de températures données.

On remarquera que ce fichier ne contient pas les coefficients $B_{lu,\nu}$ et $B_{ul,\nu}$ d'absorption de photons et d'émission stimulée. Ils sont directement calculés à partir des coefficients d'Einstein A_{ul} et des poids statistiques g_u et g_l des deux niveaux d'énergie concernés :

$$B_{ul,\nu} = \frac{A_{ul}c^2}{h\nu^3} \quad (2.40)$$

$$B_{lu,\nu} = \frac{g_u}{g_l} B_{ul,\nu} \quad (2.41)$$

⁹D'un point de vue collisionnel, toutes les transitions entre niveaux d'énergie sont possibles.

de même pour les C_{lu} qui sont obtenus par :

$$C_{lu} = \frac{g_u}{g_l} C_{ul}. \quad (2.42)$$

Nous avons donc créé un nouveau fichier moléculaire pour le N_2H^+ à partir des données disponibles dans la base de données BASECOL hébergée par l’Observatoire de Paris. Les données nécessaires étant réparties sur deux fichiers différents, l’un contenant les taux de collisions et le second les niveaux d’énergie, nous avons créé un code (**n2h++.exe**) permettant la synthèse et la mise aux normes d’un fichier unique pour RATRAN. En plus des données fournies, qui ont été reportées directement au bon format, il nous a fallu calculer et rajouter :

- le poids statistique $g_{J,F_1,F} = 2F + 1$
- l’énergie du niveau supérieur $T_{\text{up}}[\text{K}] \simeq 1.44E_{\text{up}}[\text{cm}^{-1}]$
- une extrapolation polynomiale en température des taux de collision C_{ul} , afin de rester consistant avec la plupart des autres fichiers moléculaires existant pour RATRAN.

Ce fichier est désormais disponible publiquement sur la base de données LAMDA de l’université de Leiden, en compagnie du fichier qui existait précédemment, sans structure hyperfine, du N_2H^+ .

Tests et validation du fichier moléculaire

Avant d’utiliser ce fichier, il nous a fallu vérifier que les populations obtenues des niveaux d’énergie étaient corrects. Pour cela nous avons créé un cube d’observation pour chacune des transitions hyperfines de $J = 1$ à $J = 0$. Chacun de ces cubes a été sommé en appliquant une translation en vitesse correspondant au décalage Doppler par rapport à la fréquence de référence $\nu_0 = 93.1737$ GHz. L’ensemble des transitions hyperfines avec leurs fréquences respectives et leurs décalages en vitesse correspondants ont été reportées dans la table 2.5. On remarque que les 15 transitions hyperfines initiales se regroupent en 7 fréquences (soit 7 pics) qui sont observées si les mouvements turbulents du gaz sont négligeables.

Par contre, dans le cas de milieux turbulents, l’émission du N_2H^+ apparaît sous forme d’un triplet. L’émission à plus basse fréquence correspond aux transitions hyperfines 1 à 6 (cf. Table 2.5), l’émission principale aux transitions 7 à 12 et celle à plus haute fréquence aux transitions 13, 14 et 15. Nous avons observé que la hauteur de chacune de ces émissions se répartie dans les proportions suivantes, de la plus basse à la plus haute en fréquence : 0.34, 0.52 et 0.14. Nous rappelons que ces valeurs sont issues de nos propres observations de proto-étoiles massives, sur lesquelles nous reviendront dans un chapitre ultérieur.

Nous avons vérifié que le spectre final, en prenant une sphère isotherme¹⁰ de 0.1 pc à 25 K pour une densité de 10^5 cm^{-3} et une abondance relative à H_2 de 10^{-11} , permettait de retrouver ces proportions à moins de 2 % près (0.346, 0.530 et 0.124, cf. Figure 2.7).

¹⁰Conditions générales pour une proto-étoile massive.

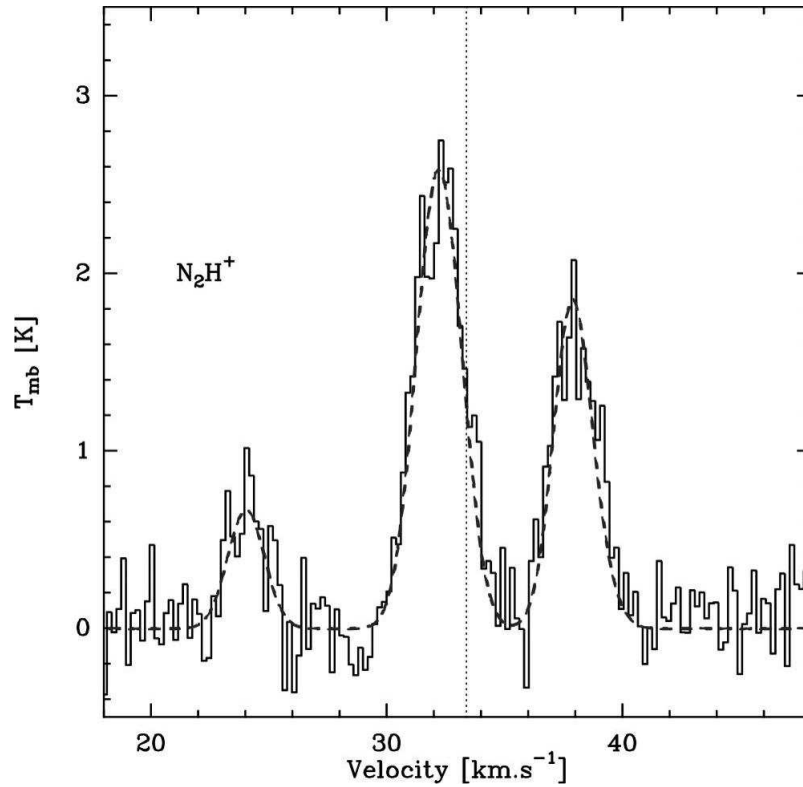


FIG. 2.7 – Exemple de résultat obtenu à partir du nouveau fichier moléculaire construit pour reproduire l'émission de la structure hyperfine du N_2H^+ pour $J = 1 - 0$. Le haut niveau de turbulence (ici $v_T = 1.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) présent dans les proto-étoiles massives explique que l'émission observée est sous forme d'un triplet. La proportion entre chacun des pics est reproduite à moins de 2 % près, montrant que les coefficients d'Einstein et les taux de collisions intégrés dans ce nouveau fichier sont corrects. Le trait en pointillé indique la vitesse systémique de l'objet, correspondant à la fréquence de référence ν_0 .

#	ν (GHz)	Δv (km·s ⁻¹)
1	93.171616	-6.710
2 (=3)	93.171913	-5.753
4 (=5=6)	93.172050	-5.310
7 (=8)	93.173477	-0.718
9	93.173775	+0.241
10 (=11=12)	93.173965	+0.853
13 (=14=15)	93.176254	+8.223

TAB. 2.5 – Liste des transitions hyperfines du N_2H^+ entre le niveau $J = 1$ et $J = 0$, classées de la fréquence la plus basse à la fréquence la plus haute. Sont reportés la fréquence exacte de la transition (en GHz) et le décalage Doppler correspondant (en km·s⁻¹) par rapport à la fréquence de référence $\nu_0 = 93.1737$ GHz. La valeur de Δv permet, en effet, de reconstruire rapidement le profil de raie observé à partir des cubes de données construits par le code SKY de RATRAN. On remarquera que si les mouvements turbulents du gaz sont négligeables, les 15 transitions hyperfines initiales se regroupent en 7 fréquences (soit 7 pics) distincts. Dans le cas contraire (proto-étoiles massives), les fréquences les plus proches se confondent et forment un triplet.

2.5.2 Autour de MC3D

Visualisation de la convergence

Le code MC3D s'exécute de manière interactive et ne nécessite pas de fichier d'entrée à spécifier à son lancement. L'utilisateur doit donc répondre aux diverses questions posées par le code à chaque fois qu'on souhaite l'utiliser. Cependant, pour simplifier notre démarche, nous avons créé un fichier d'entrée contenant l'ensemble de ces réponses (**dusttemp.cmd**) et qui sont envoyées en un seul bloc en utilisant un *pipeline* dont la sortie est redirigée vers un fichier de contrôle (p. ex. `(./mc3d.linux < dusttemp.cmd) > out.txt &`).

Le programme lance automatiquement le calcul de la distribution de température dans les différentes couches du modèle. À chaque étape, un ensemble de photons est émis de la source centrale et de l'ensemble du modèle, ce qui conduit à une nouvelle distribution de température. Lorsque la luminosité totale émise par la source centrale est égale (à 5% près) à la luminosité totale émise par l'objet, ou que le nombre maximal d'itérations est atteint, le code s'arrête¹¹. À chaque itération, l'ensemble de la distribution de température est sauvegardée dans un fichier associé au projet (**dusttemp.020**).

Comme nous venons de l'expliquer, la convergence vers une distribution de température correcte est parfois interrompue lorsque i_{\max} est atteint (100 000 dans notre étude). Ceci est particulièrement vrai dans le cas où le milieu est optiquement très épais, comme dans certaines proto-étoiles massives. On peut aussi s'apercevoir, dans d'autres cas, qu'au bout d'un certain nombre d'itérations la différence entre la luminosité entrante et sortante ne se réduit plus ; on peut même supposer qu'elle n'atteindra jamais une valeur inférieure à 5%.

¹¹Dans le cas des proto-étoiles massives le troisième critère de convergence, lié à la stabilité de la distribution de température, est très rarement atteint.

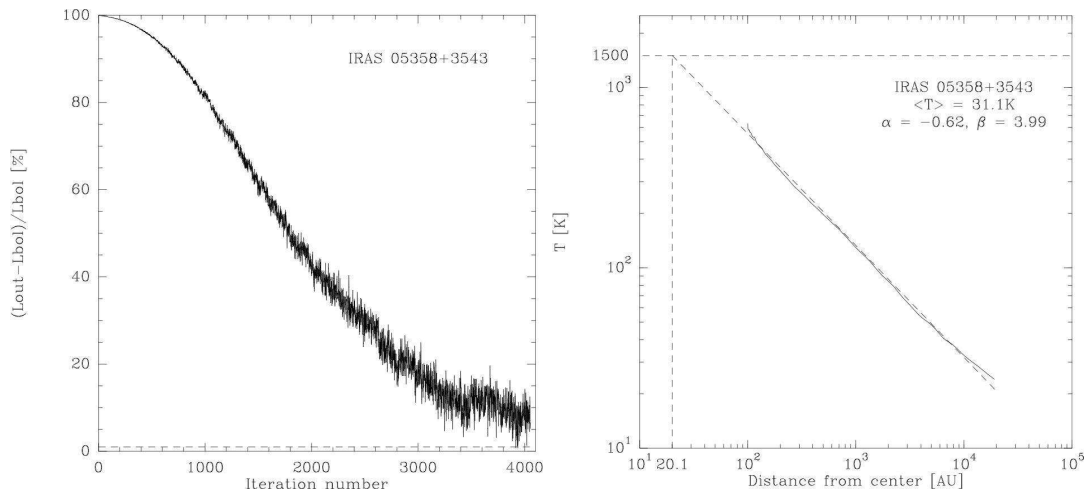


FIG. 2.8 – Convergence de MC3D dans le cas d’un modèle optiquement mince. Distribution finale de la température associée.

Pour pallier à ce problème, nous avons créé deux routines de commandes GreG, **cvg.greg** et **temp.greg**. La première permet la visualisation en direct de la convergence du code MC3D en affichant la progression temporelle du rapport $u = (L_{\text{entrant}} - L_{\text{sortant}}) / L_{\text{entrant}}$. Pour cela, le fichier de contrôle de sortie **out.txt** est régulièrement traité par un script UNIX (**prompt_mc1d.sh**) qui crée un fichier de données contenant les valeurs $\{i, u\}$. La routine de commandes **cvg.greg** se charge de lancer régulièrement ce traitement avec une cadence relativement faible (taux de rafraîchissement du graphique $\approx 20/\text{min}$) grâce à une boucle vide de temporisation. Cette routine permet alors à l’utilisateur de vérifier que MC3D est en voie de convergence, que le code a fini de calculer ou qu’il a atteint une valeur seuil de u qui ne descendra jamais en-dessous de 5 %. Dans ce dernier cas, l’utilisateur peut alors utiliser la routine **temp.greg** afin de visualiser la dernière distribution de température calculée par MC3D, ainsi qu’une droite de tendance de cette distribution avec ses valeurs associées (pente et ordonnée à l’origine). Il peut ainsi vérifier que la distribution de température varie sans converger autour d’une distribution fixe, interrompre volontairement le code MC3D : la distribution de température finale sera la dernière qu’il avait calculée.

Visualisation et analyse de la SED

Le calcul de la SED par MC3D se déroule dans un deuxième temps et le résultat obtenu est reporté dans le fichier **dustseds.023**, constitué d’un tableau à deux colonnes : la longueur d’onde en μm et le flux émis en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$.

Une procédure IDL fournie avec MC3D permet de visualiser la SED obtenue, mais nous avons préféré créer notre propre routine GreG (**sed.greg**) pour pouvoir y intégrer les flux mesurés. Ceci nous permet, d’une part, de comparer directement les observations et la modélisation de la SED et, d’autre part, d’effectuer des mesures sur les flux obtenus. De même nous avons intégré dans cette routine un calcul qui permet d’obtenir le meilleur facteur de correction à appliquer à la masse totale du modèle, ceci afin d’obtenir des flux corrects dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique.

Mais avant tout rappelons ici comment on convertit un flux en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ en Jy, unité communément utilisée en radioastronomie et qui équivaut à $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

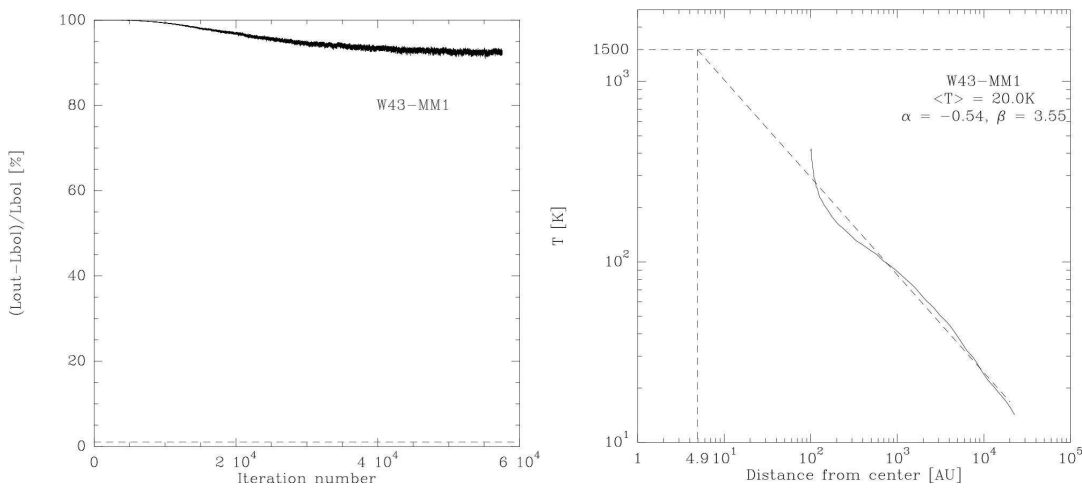


FIG. 2.9 – Convergence du modèle MC3D dans le cas d’un modèle optiquement épais. Distribution de la température associée à trois itérations successives.

De cette définition on déduit que :

$$\left(\frac{F}{\text{Jy}}\right) = \frac{10^{26}}{4\pi c} \left(\frac{\lambda}{\text{m}}\right) \left(\frac{d}{\text{m}}\right)^{-2} \left(\frac{F}{\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}}\right) \quad (2.43)$$

où c est la vitesse de la lumière et d la distance héliocentrique de la source observée. Une fois cette conversion faite, on cherche un facteur de correction qui permette de faire correspondre au mieux la SED modélisée à la SED observée dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique. En effet cette partie de l’émission est optiquement mince, donc dépendante de la quantité de matière considérée. Aussi un rapport observation/modèle, dans ce domaine de longueur d’onde, donne une bonne indication du facteur à appliquer à la distribution de densité pour atteindre des flux corrects.

Tout d’abord il est à noter que l’ensemble des flux modélisés dans le domaine millimétrique ne sont pas aux mêmes longueurs d’onde que celles des flux observés. Il faut donc interpoler les flux modélisés par MC3D, ce qui est possible puisque dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique l’émission de la poussière suit une loi de la forme

$$\log(F) = a. \log(\lambda) + b. \quad (2.44)$$

Les valeurs de a et b sont déterminées par une méthode des moindres carrés sur l’ensemble des points allant de $350 \mu\text{m}$ à 2 mm . Si l’ensemble des observations ont été effectuées aux longueurs d’ondes $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_i$ on a une estimation des flux modélisés F_i^{mod} et on peut déduire un facteur de correction moyen C pour obtenir les flux observés F_i :

$$C = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\lambda_i^a \cdot e^b}{F_i} \quad (2.45)$$

En multipliant l’ensemble de la distribution de densité par ce facteur de correction, l’objet modélisé aura une masse permettant d’obtenir de bonnes valeurs du flux dans les domaines millimétriques et sub-millimétriques. On applique donc ce facteur et MC3D

est lancé une seconde fois. En pratique une troisième, voire une quatrième itération est nécessaire, puisque une modification de la masse du modèle va perturber légèrement la distribution de la température, et par conséquent la valeur du flux dans le domaine millimétrique.

Une fois que le facteur de correction C est proche de 1 à 1% près ($|C - 1| < 0.01$) on considère que la quantité de matière présente dans notre modèle est correcte et que la SED est bien reproduite dans sa partie optiquement mince.

2.5.3 De MC3D à RATRAN : les codes MC1D2RAT et MC2D2RAT

2.5.3.1 MC1D2RAT

Nous avons créé le code MC1D2RAT pour faire un lien direct entre MC3D et RATRAN (version 1D). Nous allons décrire ici les quelques modifications et ajouts qui ont été nécessaires pour créer ce lien.

Bien que MC3D utilise un découpage en couche comme RATRAN, la distribution de température T_i calculée dans la cellule i fait référence aux rayons r_i du milieu de la couche. Or RATRAN considère, dans la description de son modèle, les bornes $r_{\min,i}$ et $r_{\max,i}$ de chacune des couches. Sachant que le découpage suit un pas logarithmique égal à 1.2, il faut effectuer la conversion

$$a = \exp\left(\frac{\log 1.2}{2}\right) \quad (2.46)$$

$$r_{\min,i} = a \cdot r_i \quad (2.47)$$

$$r_{\max,i} = \frac{a \cdot r_i}{1.2} \quad (2.48)$$

$$(2.49)$$

La distribution de température calculée par MC3D est celle de la poussière. Nous supposons que la température d'excitation T_{ex} est égale à cette température.

$$T_{ex} = T_d \quad (2.50)$$

La distribution de densité est obtenue en utilisant la même loi de puissance que MC3D. Le nombre de grains de poussière par cm^{-3} $n(r)$ est converti en nombre d'hydrogène moléculaire $n_{\text{H}_2}(r)$ en utilisant le rapport gaz-sur-poussière égale à 100 :

$$n_{\text{H}_2} = \frac{100 \bar{m}}{m_{\text{gaz}}} n \quad (2.51)$$

où \bar{m} est la masse moyenne d'un grain de poussière, m_{gaz} est la masse moyenne d'une molécule de « gaz », soit 2.35 fois la masse du proton, en considérant un mélange homogène d'hydrogène moléculaire H_2 et d'hélium conforme aux proportions cosmiques. Au final, on assigne la moyenne de la densité dans chaque cellule à la cellule même.

L'abondance de la molécule est fixée par l'utilisateur, à partir d'une abondance fixe χ_{mol} implantée dans le code. L'utilisateur peut choisir une molécule dans la liste suivante : CS, C^{34}S , OCS, OC^{34}S , SO, ^{34}SO , SO_2 , $^{34}\text{SO}_2$, o- H_2CO , p- H_2CO , o- H_2O , p- H_2O , N_2H^+ , HCO^+ , H^{13}CO^+ , o- H_2S , p- H_2S et CO. Les abondances fixées par défaut correspondent à des valeurs attendues, en moyenne, à l'intérieur des proto-étoiles massives (cf. Table 2.6). Ensuite, l'utilisateur peut modifier cette abondance par défaut

Molécule	χ_{mol}
CS	2×10^{-10}
C ³⁴ S	1×10^{-11}
OCS	1×10^{-10}
OC ³⁴ S	5×10^{-12}
SO	1×10^{-10}
³⁴ SO	5×10^{-12}
SO ₂	1×10^{-10}
³⁴ SO ₂	5×10^{-12}
o-H ₂ CO	1×10^{-10}
p-H ₂ CO	1×10^{-10}
o-H ₂ O ^a	1×10^{-10}
p-H ₂ O ^a	1×10^{-10}
N ₂ H ⁺	1×10^{-10}
HCO ⁺	1×10^{-9}
H ¹³ CO ⁺	1×10^{-11}
o-H ₂ S	2×10^{-10}
p-H ₂ S	2×10^{-10}
CO	1×10^{-4}

^a Valeur basse pour les parties externes froides des proto-étoiles massives. On utilisera un saut d'abondance à $T > 100$ K pour prendre en compte la sublimation de la glace des grains de poussière, amenant une abondance de H₂O de l'ordre de 1×10^{-4} .

TAB. 2.6 – Valeurs des abondances relatives à H₂ implantées par défaut dans MC1D2RAT et MC2D2RAT. L'utilisateur peut, par la suite, appliquer n'importe quel facteur f pour ajuster cette abondance à ses observations.

en y appliquant un coefficient quelconque f . Il peut, de même, définir un saut d'abondance en indiquant à quelle température T_j il apparaît et la hauteur J de ce saut. Globalement, l'abondance dans une cellule i du modèle peut être mise sous la forme :

$$\chi_i = f \chi_{\text{mol}} [(J - 1)H(T_i - T_j) + 1]. \quad (2.52)$$

où $H(x)$ est la fonction « saut » de Heaviside.

Les mouvements turbulents du gaz, représentés par le paramètre v_T , ne varient pas d'une couche à l'autre du modèle. L'utilisateur décide de sa valeur lors de l'exécution du code. Il peut, de même, définir une vitesse d'effondrement v_{eff} à la frontière du modèle. La distribution de la vitesse d'effondrement sera automatiquement étendue au reste du modèle en suivant une loi de puissance de la forme $r^{-0.5}$ conformément aux travaux de Shu (1977).

Pour finir, le code utilise toutes les données décrites précédemment pour construire un fichier de description du modèle conforme aux standards du code RATRAN. Les paramètres fixés par l'utilisateur sont, par défaut, demandés par le code de manière interactive. Cependant, on pourra utiliser un fichier d'entrée pour automatiser l'exécution de ce code.

2.5.3.2 MC2D2RAT

Puisque nous avons aussi utilisé MC3D dans sa version 2D, il a fallu également créer un lien vers la version en 2D de RATRAN. Nous ne reviendrons pas ici sur les adaptations principales qui ont été décrites auparavant et restent identiques dans cette nouvelle version. Nous allons détailler l'adaptation géométrique nécessaire entre les deux codes, l'un utilisant une géométrie sphérique et l'autre une géométrie cylindrique dans leurs découpes respectives des cellules.

Concernant MC3D en version 2D, les cellules sont découpées de façon logarithmique dans le sens radial et linéaire suivant l'angle θ (cf. Figure 2.10). La distribution de température couvre l'espace complet ($-\pi/2 \leq \theta \leq +\pi/2$) et est décrite par la température au centre de chaque cellule $T(r_i, \theta_i)$.

De son côté, RATRAN en version 2D considère un découpage des cellules suivant une symétrie cylindrique (paramétrisation en r et z). La distribution de densité et de température donnée par MC3D ne peut donc pas être directement transposable à RATRAN.

Pour la densité nous avons, comme dans la version 1D, suivi la description analytique de celle-ci, à savoir :

$$n(r, z) = \begin{cases} n_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^p e^{-\pi c^2 z^2 \cdot \sqrt{2r_{ext}} \cdot r^{-2.5}} & \text{si } r \in [r_0; r_{ext}] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2.53)$$

pour obtenir la densité moyenne dans chacune des cellules de RATRAN. Ici le paramètre c représente l'aplatissement du disque représentée par cette fonction. Le même facteur de conversion entre masse de poussière et de gaz est ensuite utilisé pour avoir une densité de collisionneur H_2 .

L'utilisation d'un code 2D implique un nombre beaucoup plus conséquent de cellules, et donc un temps de calcul supérieur à celui d'un code 1D. Afin de limiter ce nombre de cellules nous n'avons donc pas suivi le même découpage logarithmique que MC3D pour RATRAN. De même, l'utilisation d'un modèle en 2D n'a eu qu'une valeur de test et la correspondance entre MC3D et RATRAN ne nécessitait pas d'être parfaite. En conséquence le découpage en r et z a toujours consisté en une grille de 15 cellules par 15 cellules, avec un pas simplement linéaire :

$$\Delta x_i = \frac{(x_{\max} - x_{\min})}{15} \quad (2.54)$$

$$x_{i,a} = x_{\min} + (i - 1)\Delta x_i \quad (2.55)$$

$$x_{i,b} = x_{\min} + i\Delta x_i \quad (2.56)$$

où x fait référence à la fois à r et z , a et b aux bords internes externes de chaque cellule i . Nous avons aussi vérifié qu'un découpage plus fin de la grille n'impliquait aucun changement drastique dans les résultats obtenus, alors qu'un découpage plus grossier commence à avoir des effets importants sur les résultats obtenus. Ceci peut être corrélé avec la taille du lobe par lequel le cube final est convolué : quand la taille des cellules ne devient plus négligeable devant la taille du lobe, les effets de résolution spatiale de l'objet ne sont plus négligeables. Pour un découpage en 15×15 la taille d'une cellule est de l'ordre de $0.6''$, soit environ 20 fois moins grand la taille du plus petit lobe principal des observations.

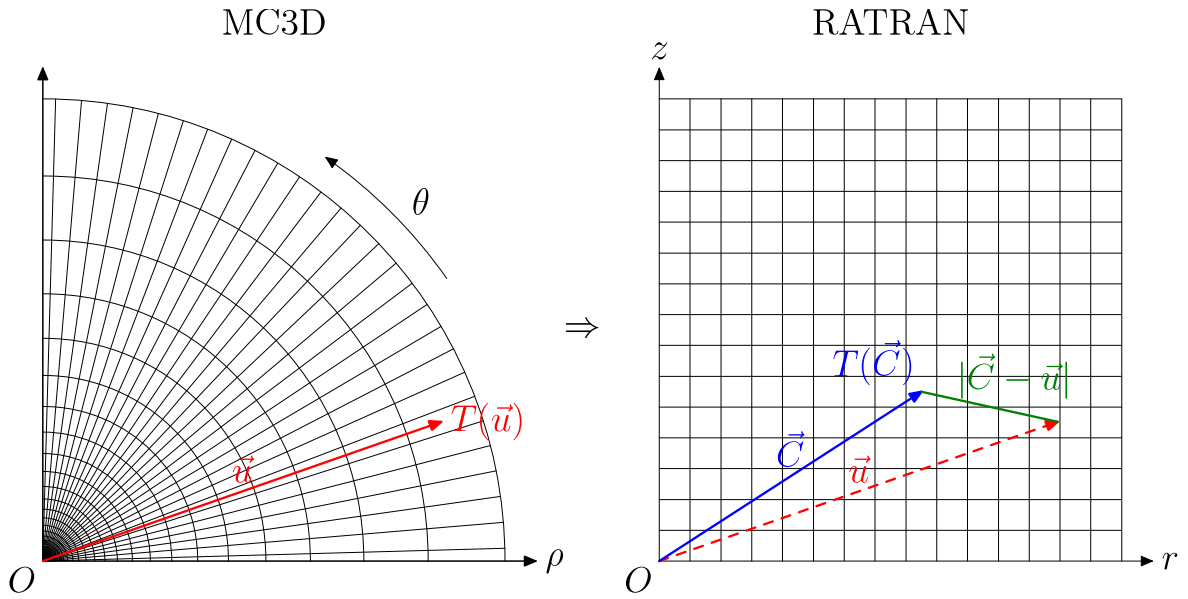


FIG. 2.10 – Adaptation de la distribution de température de MC3D vers celle de RATRAN. Le passage du modèle décrit en coordonnées sphériques au modèle en coordonnées cylindrique est effectué en dégradant la résolution initiale par une convolution gaussienne de largeur à mi-hauteur $\Delta X \times \Delta X$, correspondant à la taille d'une cellule du modèle de RATRAN.

L'adaptation de la distribution de température est effectuée grâce à une dégradation de la résolution du modèle initial de MC3D (cf. Fig. 2.10), qui est découpé radialement en 50 couches, et suivant θ en 57 secteurs angulaires. Pour effectuer cette dégradation, on part des coordonnées de la cellule (i, j) du modèle de RATRAN ayant comme centre :

$$\mathbf{C} = (r_{0,ij}, z_{0,ij}) \quad (2.57)$$

$$r_{0,ij} = (r_{\max,ij} - r_{\min,ij})/2 \quad (2.58)$$

$$z_{0,ij} = (z_{\max,ij} - z_{\min,ij})/2. \quad (2.59)$$

et ayant comme taille $\Delta r_{i,j}$ et $\Delta z_{i,j}$ que nous avons défini auparavant. Comme le modèle de base de MC3D est sphérique on a donc $r_{\max} = z_{\max}$ dans le modèle de RATRAN, ce qui implique une taille unique ΔX de nos cellules à cause de leur découpage linéaire. On convolue alors notre distribution de température $T(\mathbf{u})$ par une fonction $W(\mathbf{C} - \mathbf{u})$ piquée sur chaque centre de cellule.

$$T(\mathbf{C}) = \int T(\mathbf{u})W(\mathbf{C} - \mathbf{u})d\mathbf{u} \quad (2.60)$$

Pour prendre en compte la géométrie du problème, on choisit une fonction W de type gaussienne normalisée en 2D, avec une largeur à mi-hauteur correspondant à la taille d'une cellule de RATRAN, soit un écart-type σ égal à $\Delta X/2.35$. Ainsi on a

$$W(\mathbf{C} - \mathbf{u}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(\mathbf{C} - \mathbf{u})^2}{2\sigma^2}\right). \quad (2.61)$$

Le calcul de l'intégrale pour la convolution s'effectue numériquement sur une grille très fine en r et z (1000×1000) qui reproduit la distribution de température $T(\mathbf{u})$,

en considérant une valeur par défaut de 10 K (température du gaz diffus entourant l'enveloppe des proto-étoiles) si un point de la grille est à l'extérieur du modèle de MC3D. Les températures de la partie basse ($-\pi/2 \leq \theta \leq 0$) du modèle initial sont moyennées avec leurs correspondants symétriques par rapport au plan équatorial pour former cette grille. L'intégrale est alors remplacée par une somme sur un ensemble discret $\{k, l\}$:

$$T_{i,j} = \sum_{k,l} T_{k,l} W(\mathbf{C}_{i,j} - \mathbf{u}_{k,l}) \quad (2.62)$$

Pour finir nous avons aussi adapté la vitesse d'effondrement dans le modèle, lorsque l'utilisateur impose une vitesse extérieure v_0^{eff} . Ici nous avons simplement supposé que le reste de la vitesse était distribuée vers le centre du modèle (coordonnée ρ et vecteur unitaire \mathbf{e}_ρ en coordonnées sphériques) suivant le modèle de Shu (1977) :

$$\mathbf{v}^{\text{eff}}(\rho) = v_0^{\text{eff}} \sqrt{\frac{|\mathbf{C}|}{r_{\text{out}}}} \cdot \mathbf{e}_\rho \quad (2.63)$$

$$(2.64)$$

Dans sa version 2D, RATRAN exige des valeurs de vitesses suivant \mathbf{r} et \mathbf{z} . On considère la vitesse d'une cellule $\{i, j\}$ égale à la vitesse de son centre géométrique, il suffit donc de projeter le vecteur-vitesse :

$$v_{i,j}^{\text{eff,rad}} = v_0^{\text{eff}} \sqrt{\frac{(r_{i,j}^2 + z_{i,j}^2)^{1/2}}{r_{\text{out}}}} \cdot \cos(\theta_{i,j}) \quad (2.65)$$

$$v_{i,j}^{\text{eff,alt}} = v_0^{\text{eff}} \sqrt{\frac{(r_{i,j}^2 + z_{i,j}^2)^{1/2}}{r_{\text{out}}}} \cdot \sin(\theta_{i,j}) \quad (2.66)$$

$$(2.67)$$

où $\theta_{i,j}$ est l'angle $(\mathbf{e}_r, \mathbf{C})$. L'ensemble des données est, comme en 1D, adapté au format imposé par RATRAN pour créer le fichier de description du modèle.

2.5.4 Convolution, visualisation et analyse

Les données disponibles à la sortie de RATRAN se présentent sous forme de cubes de données brutes, avec une très bonne résolution angulaire (0.5" par exemple) comparée aux observations réelles (au minimum 11" à 245 GHz sur l'antenne unique de l'IRAM de 30m de diamètre à Pico Veleta). Pour pouvoir comparer le résultat du modèle et les données réelles, une convolution par le lobe principal de l'antenne des cubes en sortie est donc indispensable.

La routine GAUSS_SMOOTH du programme GreG permet de faire une telle convolution en utilisant une méthode de décomposition en série de Fourier, méthode en soit plus rapide. Cependant son utilisation n'est pas adaptée à nos besoins. En effet, dans la plupart de nos études nous n'avons étudié que le spectre central des objets observés, alors que la routine GAUSS_SMOOTH traite l'ensemble du cube et finalement la rend plus lente qu'une simple dilution centrée sur l'objet. Qui plus est, cette routine fonctionne de manière interactive et ne peut pas être facilement automatisée.

Nous avons donc fait le choix de créer nos propres routines de calcul du spectre central, avec une routine pour chacune des espèces chimie observée. Ainsi chacune d'elle permet de traiter, observer et comparer en une seule fois les multiples raies d'émissions modélisées et observées. Chaque transition étant associée à une fréquence différente, la variation de taille du lobe principal de l'une à l'autre est incluse.

Convolution du cube de données

Soit un cube ayant des dimensions spatiales de N_x par N_y pixels, avec dans notre cas $N_x = N_y$. Par commodité N_x est toujours pris comme un entier impair et les coordonnées du pixel central sont donc (x_0, y_0) avec $x_0 = y_0 = (N_x + 1)/2$. La résolution η , en "/pixel, permet de définir la distance $d_{i,j}$ entre un pixel et le pixel central :

$$d_{i,j} = \eta [(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2]^{1/2} \quad (2.68)$$

La convolution s'effectue en sommant tous les spectres du cube, affectés d'un poids gaussien $W_{i,j}$ normalisé dans l'espace à deux dimensions :

$$W_{i,j} = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{d_{i,j}^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.69)$$

où $\sigma = HPBW/2.35$. Le spectre central est alors donné par

$$S = \sum_{i,j}^{N_x, N_y} S(x_i, y_j) W_{i,j}. \quad (2.70)$$

Il est à noter que la condition de normalisation sur W impose, à priori, que la somme se fasse sur tout l'espace avec une résolution infinie. Dans notre cas on peut réduire cette condition au fait que la résolution initiale du cube doit être très inférieure à celle du lobe principal et que la taille de l'image produite doit être supérieure à 3σ .

Pour nous conforter dans notre méthode, nous avons comparé le spectre central obtenu avec celui que calcule la routine GAUSS_SMOOTH pour un cube de données qui satisfait les conditions de son utilisation. Les deux spectres obtenus sont identiques sur les caractéristiques principales (T_{pic} et FWHM) à 2% près.

Comparaison entre modèle et observation

Nous avons choisi deux critères pour comparer le spectre obtenu avec nos observations :

- l'erreur sur les caractéristique de base du spectre (hauteur et aire) ; cette erreur doit être minimale.
- la similarité entre les deux spectres, qui compare pour chaque canal en-dehors du bruit le flux modélisé et observé.

L'erreur ε est une comparaison simple des deux valeurs les plus utilisées pour décrire des raies moléculaires : leur hauteur T_{pic} (en K) et leur aire $I = \int T(v)dv$ (en $\text{K}\cdot\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$) ou leur largeur à mi-hauteur Δv (en $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$). L'erreur est alors simplement donnée par

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left| \frac{T_{\text{pic,mod}} - T_{\text{pic,obs}}}{T_{\text{pic,obs}}} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta v_{\text{mod}} - \Delta v_{\text{obs}}}{\Delta v_{\text{obs}}} \right|. \quad (2.71)$$

Une raie moléculaire est globalement bien reproduite lorsque cette erreur est minimale. Ce critère est particulièrement efficace lorsque les raies d'émission ont une forme simple, proche d'une gaussienne, et que l'émission modélisée est optiquement mince.

Malheureusement ce n'est pas toujours le cas, puisque les profils observés peuvent être influencés par les mouvements de gaz de la source (signatures d'effondrement par exemple) ou les profils modélisés peuvent être optiquement épais (saturation, auto-absorption). C'est pour cela qu'on fait appel au deuxième critère de comparaison, appelé similarité des profils. Canal par canal, le flux observé T_i est comparé au flux modélisé T_i^* , uniquement si ces deux flux dépassent la limite de détection de 3σ . On définit alors une fonction de détection D_i et une fonction de corrélation C_i qui indique si les deux flux sont détectés et corrélés :

$$D_i = \begin{cases} 1 & \text{si } T_i > 3\sigma \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.72)$$

$$C_i = \begin{cases} 1 & \text{si } |T_i - T_i^*| < 3\sigma \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.73)$$

La similarité Σ des deux spectres est donnée par :

$$\Sigma = \frac{\sum_i C_i D_i}{\sum_i D_i} \quad (2.74)$$

et indique réellement si la raie d'émission moléculaire est reproduite dans les limites du bruit de l'observation.

Dans la pratique, il arrive souvent qu'un minimum d'erreur ne coïncide pas avec un maximum de similarité lorsqu'on parcourt une grille de paramètre. Il convient donc d'utiliser simultanément ces deux critères pour définir un jeu de paramètre optimal reproduisant au mieux la raie d'émission observée. Au final, on peut définir un indice R de reproduction de la raie observée par :

$$R = (1 - \varepsilon)\Sigma \quad (2.75)$$

et c'est sur la variation de cet indice, suivant les paramètres d'entrée, qu'on pourra par la suite définir des barres d'erreurs sur le jeu de paramètre optimal. Ce calcul d'indice est implanté dans la routine de visualisation du spectre central décrite précédemment.

2.5.5 Parcours automatique d'une grille de paramètre

La méthode de modélisation globale, définie auparavant, implique que seuls deux (ou trois si un effondrement de l'objet est détecté) paramètres permettent d'ajuster le résultat de la modélisation des raies moléculaires avec les observations : l'abondance χ de la molécule et la vitesse des mouvements turbulents v_T .

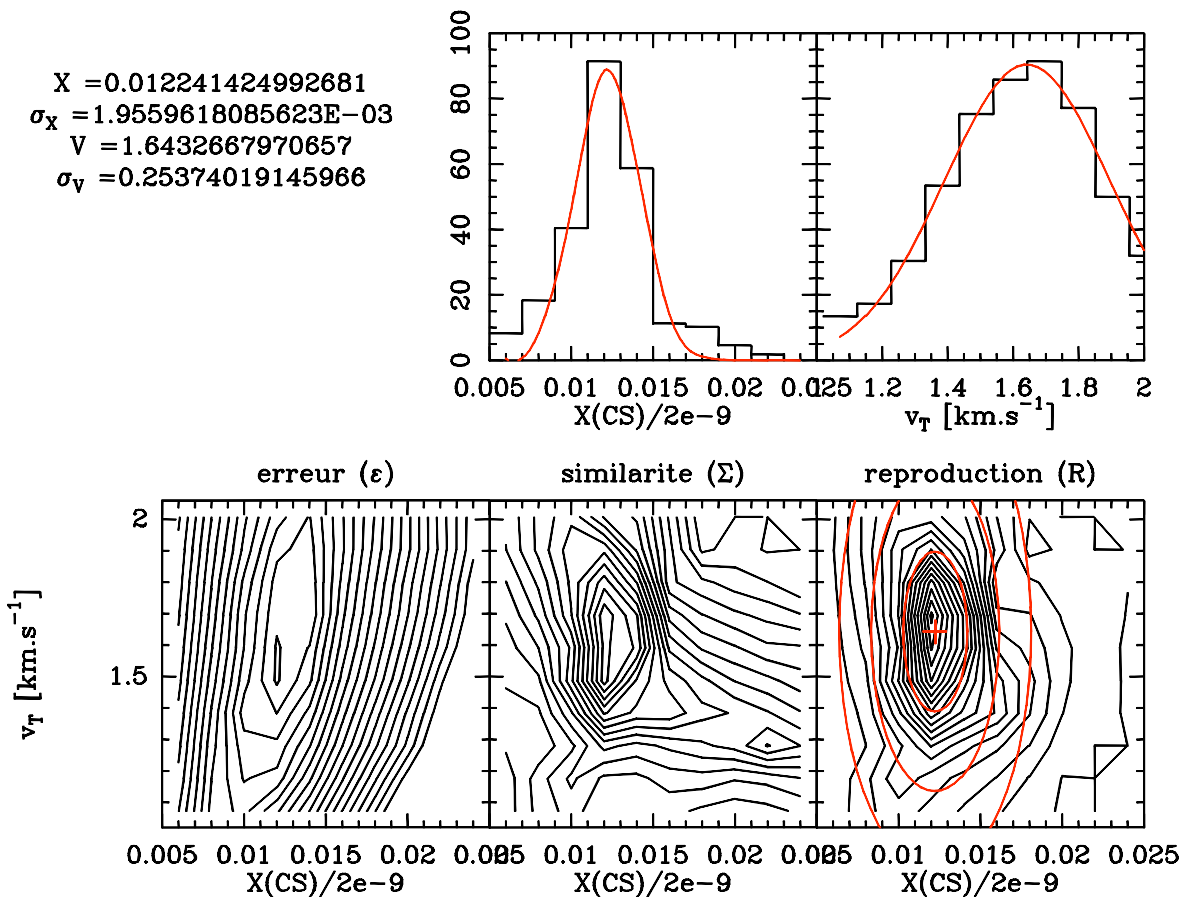
Comme nous l'avons vu juste au-dessus, il existe à priori un espace de valeurs $\{\chi, v_T\}$ pour lequel le modèle donne de bons résultats, avec une valeur optimale de la reproduction R pour un couple de valeur $\{\chi_0, v_{T,0}\}$ unique.

C'est dans le but de trouver ce couple de valeurs optimal, ainsi que l'espace de bonnes valeurs qui l'entoure¹² que nous avons créé un programme automatique de

¹²Le terme de "bonnes valeurs" désigne l'ensemble des couples de valeurs qui définiront la barre d'erreur sur le résultat final

parcours de grille sur ces deux paramètres (**autochi2**), ainsi qu'un programme de visualisation associé.

Le programme de parcours de grille demande à son utilisateur les mêmes paramètres de base que **mc1d2rat** (fichier de sortie de MC3D, nom de la molécule étudiée) puis demande les limites de la grille $[\chi_{\min} \dots \chi_{\max}]$ et $[v_{T,\min} \dots v_{T,\max}]$ ainsi que le nombre de points N_χ et N_v qui vont la composer (au minimum deux points pour les deux bornes de la grille). À chaque étape, il crée un nouveau fichier d'entrée pour **mc1d2rat** qu'il lance automatiquement pour créer le fichier-modèle correspondant. De même, AMC, SKY et la routine de visualisation sont ensuite exécutés et les valeurs ε , Σ et R sont extraites par un script UNIX approprié. Au final on obtient plusieurs tableaux – un pour chaque transition de la molécule observée – composés des valeurs $\{\chi, v_T, \varepsilon, \Sigma, R\}$. Ces tableaux peuvent être, ensuite, facilement traités par un logiciel de visualisation de données (cf. Fig. 2.11).



2.5.6 Contribution des couches à l'émission totale.

L'étude de plusieurs transitions d'une même espèce moléculaire peut apporter des indices supplémentaires sur la description physique et chimique des objets étudiés. Nous l'avons vu auparavant, l'émission de raies moléculaires est directement liée à la population des niveaux d'énergie rotationnels, eux-même tributaires des conditions physiques qui règnent dans l'objet. Ainsi on s'attend à ce que les transitions hautes en énergie ne soit émise, en majorité, que par les parties les plus denses et chaudes des objets proto-stellaires, c'est à dire les parties internes.

Pour mieux quantifier ce raisonnement, nous avons voulu mesurer la contribution de chacune des couches de notre modèle à l'émission totale, pour chacune des transitions observées. Nous nous sommes placés dans le cadre idéal où la plupart des raies observées étaient optiquement minces et nous avons travaillé sur des cartes de flux intégré sur-résolues obtenue avec RATRAN.

En théorie, le flux obtenu au bord de la carte d'émission (bord du modèle, cf. Figure 2.12) A_0 est proportionnel au chemin optique parcouru $s_{0,0}$ et le long duquel les conditions d'émission ont une variation négligeable. On peut écrire

$$A_0 = \epsilon_0 s_{0,0} \quad (2.76)$$

où ϵ_0 est « l'efficacité » d'émission de la couche superficielle. Le chemin optique $s_{0,0}$ dans ce milieu homogène est assimilable au chemin réel soit

$$s_{0,0} = \sqrt{R^2 - x_0^2} \quad (2.77)$$

où R est le rayon réel (en ") de l'objet et x_0 le paramètre d'impact correspondant au centre du pixel le plus éloigné du centre, soit $x_0 = \eta N_p$ avec η la résolution spatiale de l'image et N_p le nombre de pixels entre le pixel central et le pixel du bord.

En passant au pixel adjacent, vers le centre du modèle, on peut, en utilisant les mêmes hypothèses, écrire que (voir Figure 2.12)

$$A_1 = \epsilon_1 s_{1,1} + \epsilon_0 s_{1,0} \quad (2.78)$$

où ϵ_1 est l'efficacité d'émission de la couche sous-jacente, $s_{1,1}$ le chemin optique parcouru dans cette couche et $s_{1,0}$ le chemin optique parcouru dans la couche externe. On en déduit que

$$\epsilon_1 = \frac{A_1 - \epsilon_0 s_{1,0}}{s_{1,1}} \quad (2.79)$$

et même étendre à un pixel i quelconque

$$\epsilon_i = \frac{A_i - \sum_{j < i} \epsilon_j s_{i,j}}{s_{i,i}} \quad (2.80)$$

jusqu'au pixel central du modèle. A_i étant connu à partir de la carte intégrée, le calcul des efficacités venant de la région i du modèle ne nécessite que le calcul des différents chemins optiques $s_{i,j}$ (avec $j \leq i$). Ceux-ci peuvent être calculés de manière itérative et par des considérations géométriques simples.

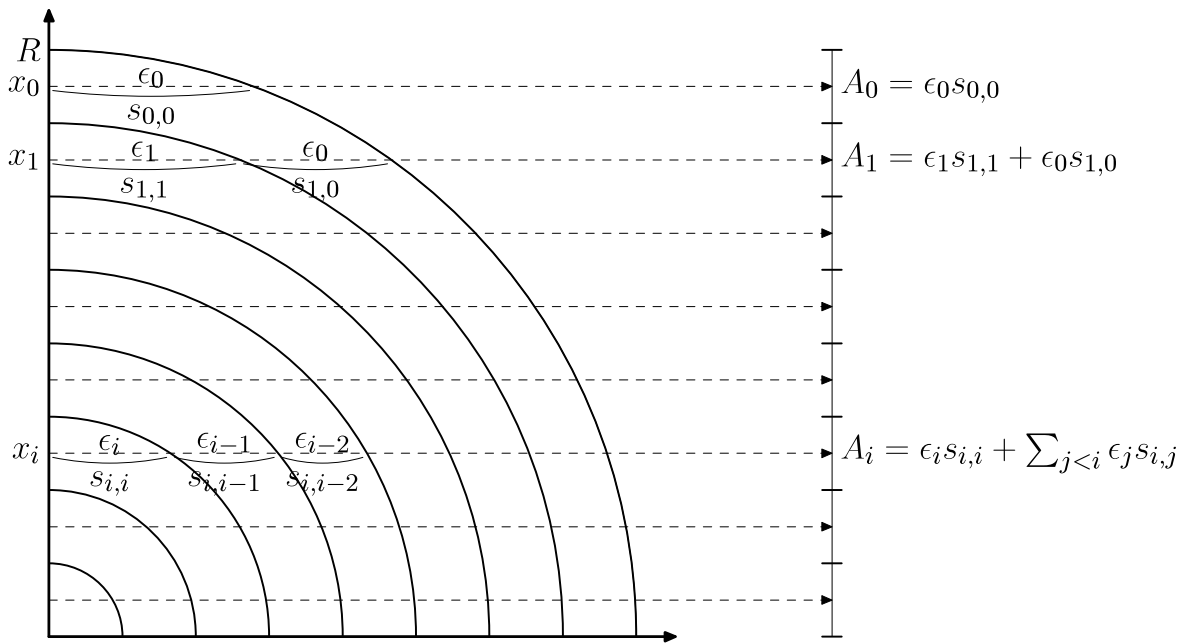


FIG. 2.12 – Schéma itératif expliquant comment obtenir les efficacités d'émission ϵ_i en partant du bord du modèle. Ce processus n'est valable que si les variations d'émission sont faibles le long des différents $s_{i,j}$, en conséquence les cubes de données utilisés pour le faire sont très résolus spatialement (0.1'' en général).

Finalement l'ensemble des efficacité est normalisée pour avoir une répartition de l'émission comparable entre chaque transition. On définit ainsi une contribution au flux c_i provenant de la couche i par

$$c_i = \frac{\epsilon_i}{\sum_i \epsilon_i}. \quad (2.81)$$

L'ensemble de ces calculs à partir de l'image initiale sont effectués par le programme **fluxcontrib** que nous avons créé et qui donne en sortie un tableau contenant les valeurs $\{r_i, c_i\}$ (r en ").

Dans ce chapitre nous avons passé en revue l'ensemble des outils nous permettant de travailler sur la compréhension de nos observations des proto-étoiles massives. Nous avons vu leurs intérêts, décrit leur fonctionnement et leurs limites. Nous avons aussi exposé notre méthode d'utilisation de ces outils et expliqué les multiples codes supplémentaires que nous avons créés pour parfaire cette méthode et analyser ses résultats. Dans les chapitres qui suivent, nous allons exposer l'application de cet ensemble d'outils à différent sujets de travail tournant autour de l'évolution physique et chimique des HMPOs, sujet central de cette thèse.

Chapitre 3

L'évolution des proto-étoiles massives : IRAS 18151–1208

3.1 Présentation de la région.

Comme nous l'avons indiqué auparavant, la formation des étoiles massives n'est pas encore bien connue. Cela est particulièrement vrai pour les HMPOs, stade où la formation des étoiles massives interagit fortement avec l'enveloppe qui les entoure. Ici, grâce à la méthode de modélisation que nous avons décrite dans le chapitre précédent, nous avons cherché des indices qui témoignent de l'évolution de ces objets protostellaires massifs. Ces indices peuvent, a priori, être de nature physique ou chimique.

La région de formation stellaire IRAS 18151–1208 fait partie du catalogue IRAS et a été répertoriée comme une source ponctuelle de coordonnées $\alpha = 18^h 17^m 57.1^s$, $\delta = -12^\circ 07' 22''$ (J2000). Beuther *et al.* (2002b) ont montré que, dans le domaine millimétrique, cette région se divise en quatre cœurs denses massifs individuels nommés MM1, MM2, MM3 et MM4. De plus, MM1 semble se diviser en deux cœurs séparés par $16''$. La source la plus faible en émission, MM4, est clairement à l'extérieur de la région principale et n'a donc pas été considérée dans cette étude. Les trois autres sources sont séparées d'environ une à deux arcminutes. La confusion qui existait dans les observations antérieures était due à la faible résolution angulaire du satellite IRAS (au mieux $25''$ à $12\ \mu\text{m}$ et au pire $100''$ à $100\ \mu\text{m}$). Nous reviendrons en détail sur ces observations dans la suite de ce chapitre. Malgré cela, IRAS 18151–1208 fut dès le départ classée comme une région de formation stellaire à cause de son fort flux croissant avec la longueur d'onde dans le domaine infrarouge, ce qui montrait la présence d'une grande quantité de poussières chaudes (cf. Henning *et al.*, 1990, pour plus de détails). Cette région est un HMPO typique au niveau de sa luminosité totale ($L \sim 10^4 L_\odot$) et relativement proche (3 kpc environ, d'après Brand et Blitz 1993).

Parmi les observations antérieures de cette région, on notera que des jets de CO avaient déjà été découverts par Beuther *et al.* (2002a), ainsi qu'un maser méthanol associé à MM1 et un maser H₂O associé à MM2 (Beuther *et al.*, 2002d). Ces observations confirmaient donc la nature proto-stellaire de cette région. Les cœurs MM1 et MM2 sont environ deux fois plus grands, et ont environ la même masse, que le plus massif des cœurs décrit par Motte *et al.* (2007). La source IRAS coïncide avec MM1 alors qu'aucune contribution significative ne peut être attribuée à MM2 ou MM3. MM3 est le cœur le moins massif et le moins compact de la région. En fait, ce pourrait être un cœur

pré-stellaire actuel ou en devenir. Cette région est donc particulièrement intéressante à étudier, puisqu'elle abrite trois sources individuelles qui peuvent être interprétées comme des sites de formation d'étoiles massives à trois stades d'évolution différents.

L'étude de cette région a fait l'objet d'un article publié dans *Astronomy & Astrophysics*, accepté le 3 juin 2008. Nous incluons *in extenso* cet article dont je suis le premier auteur.

Mon travail pour ce papier a consisté à :

- réduire et analyser les données de la région de formation stellaire IRAS 18151–1208,
- appliquer la méthode de modélisation globale décrite auparavant sur les deux sources principales en phase proto-stellaire, à savoir MM1 et MM2, pour l'ensemble des transitions moléculaires observées,
- organiser la rédaction de l'article en incluant les commentaires et corrections des co-auteurs.

À la suite de cet article nous rajouterons des données complémentaires, suivi de commentaires développés et des conclusions sur ce travail.

3.2 Article « Evolution of massive protostars : the IRAS 18151–1208 region »

Evolution of massive protostars: the IRAS 18151–1208 region^{★,★★}

M. Marseille^{1,2}, S. Bontemps^{1,2}, F. Herpin^{1,2}, F. F. S. van der Tak³, and C. R. Purcell⁴

¹ Université Bordeaux 1, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, 2 rue de l'Observatoire, 33270 Bordeaux, France
e-mail: [marseille;bontemps;herpin]@obs.u-bordeaux1.fr

² CNRS/INSU, UMR 5804, BP 89, 33270 Floirac, France

³ SRON Netherlands Institute for Space Research, Landleven 12, 9747 AD Groningen, The Netherlands
e-mail: vdtak@sron.nl

⁴ University of Manchester, Jodrell Bank Observatory, Macclesfield, Cheshire SK11 9DL, UK
e-mail: Cormac.Purcell@manchester.ac.uk

Received 18 March 2008, Accepted 3 June 2008

ABSTRACT

Context. The study of physical and chemical properties of massive protostars is critical for better understanding the evolutionary sequence that leads to the formation of high-mass stars.

Aims. IRAS 18151–1208 is a nearby massive region ($d = 3$ kpc, $L \sim 2 \times 10^4 L_{\odot}$) that splits into three cores: MM1, MM2, and MM3 (separated by $1''$ – $2''$). We aim at (1) studying the physical and chemical properties of the individual MM1, MM2, and MM3 cores; (2) deriving their evolutionary stages; (3) using these results to improve our view of the evolutionary sequence of massive cores.

Methods. The region was observed in the CS, C³⁴S, H₂CO, HCO⁺, H¹³CO⁺, and N₂H⁺ lines at mm wavelengths with the IRAM 30 m and Mopra telescopes. We use 1D and 2D modeling of the dust continuum to derive the density and temperature distributions, which are then used in the RATRAN code to model the lines and constrain the abundances of the observed species.

Results. All the lines were detected in MM1 and MM2. MM3 shows weaker emission, or is even undetected in HCO⁺ and all isotopic species. MM2 is driving a newly discovered CO outflow and hosts a mid-IR-quiet massive protostar. The abundance of CS is significantly greater in MM1 than in MM2, but smaller than in a reference massive protostar such as AFGL 2591. In contrast, the N₂H⁺ abundance decreases from MM2 to MM1, and is larger than in AFGL 2591.

Conclusions. Both MM1 and MM2 host an early-phase massive protostar, but MM2 (and mid-IR-quiet sources in general) is younger and dominated more by the host protostar than MM1 (mid-IR-bright). The MM3 core is probably in a pre-stellar phase. We find that the N₂H⁺/C³⁴S ratio varies systematically with age in the massive protostars for which the data are available. It can be used to identify young massive protostars.

Key words. ISM: individual objects: IRAS 18151–1208 – ISM: abundances – stars: formation – line: profiles

1. Introduction

How high-mass stars form is still an open issue (e.g. Zinnecker & Yorke 2007). It is particularly unclear whether the formation process for OB/high-mass stars is different from the way solar-types or low-mass stars form. Stars more massive than $\sim 10 M_{\odot}$ may form like a scaled-up version (high accretion rates) of the single (or monolithic) collapse observed for the low-mass stars, or else require a more complex process in which competitive accretion inside the central regions of a forming cluster may play a decisive role (e.g. Bonnell et al. 2004). In the first scenario, the observed high-mass clumps (100 to 1000 M_{\odot} ; 0.5 pc in size) are expected to fragment to form self-gravitating high-mass cores (10 to 100 M_{\odot} ; 0.01–0.1 pc in size; e.g. Krumholz et al. 2007), which would collapse individually to form massive single or binary stars. In the second scenario, the competitive accretion is

expected to occur inside the high-mass clumps. The study of the properties of high-mass clumps is therefore a central observational issue in our understanding of the earliest phases of high-mass star formation.

From a selection of IRAS sources not associated with any bright radio source but having the IRAS colors of UC-HII regions (as defined by Wood & Churchwell 1989), Sridharan et al. (2002) have built a sample of so-called high-mass protostellar objects (hereafter HMPOs), which would correspond to the pre-UC-HII phase of the formation of high-mass stars. Beuther et al. (2002b) found that the HMPOs were systematically associated with massive clumps as detected in the dust continuum and in CS line emission. These clumps correspond to the earliest phases of high-mass star formation. They have not yet formed any bright HII regions and contain a large amount of gas at high densities. The precise evolutionary stages of the individual HMPOs might, however, be very diverse, and they require being derived individually through dedicated, detailed studies.

Recently, Motte et al. (2007) have investigated the whole Cygnus X complex and obtained a first unbiased view of the evolutionary scheme for high-mass clumps and cores. Like for HMPOs, the massive clumps (~ 0.5 pc in size) in Cygnus X could be resolved into massive cores (~ 0.1 pc). Roughly half of these cores have been found to be very bright in the (mid)-infrared

* Observed with the IRAM 30 m and Mopra telescopes. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain). The Mopra telescope is part of the Australia Telescope, which is funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by CSIRO.

** Channel maps in FITS format of Fig. 2 are available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/488/579>

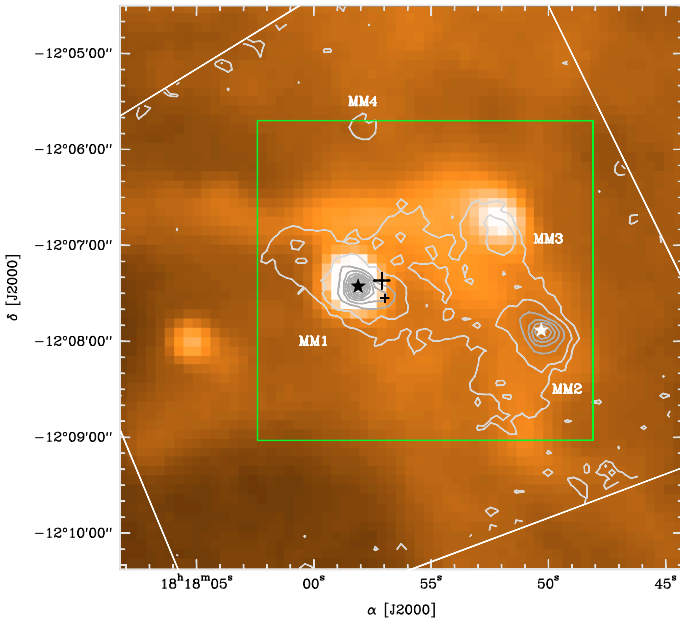


Fig. 1. Image of the MSX 8 μm emission toward IRAS 18151–1208 (color scale) overlaid with the 1.2 mm map (white polygon) by Beuther et al. (2002b) (white contours at 5 and 10%, and grey contours from 20% to 90% of the maximum). The large and small crosses indicate the positions of the IRAS source and of MM1-SW (see text), respectively. The black and white star symbols show the positions of the methanol and water masers, respectively. The green polygon displays the region mapped in the present study (see Fig. 2).

(such as AFGL 2591; e.g. van der Tak et al. 1999) and therefore very luminous: the mid-IR high-luminosity massive cores. The other half are either weak or not detected at all in the mid-IR, hereafter the mid-IR-quiet massive cores. Surprisingly, all the mid-IR-quiet massive cores were, however, found to drive powerful SiO outflows. They could therefore be safely understood as the precursors of the infrared high-luminosity massive cores.

IRAS 18151–1208 is a rather typical ($L \sim 10^4 L_{\odot}$) and relatively nearby (3 kpc) HMPO (Sridharan et al. 2002). Beuther et al. (2002b) show that the clump actually splits into four individual cores MM1, MM2, MM3, and MM4 (see Fig. 1 for an overview of the region). In addition, MM1 seems to further split into two cores, separated by 16". We hereafter refer to MM1-SW for the secondary peak to the southwest of MM1, which possibly hosts an embedded protostar (Davis et al. 2004). The weakest core MM4 is clearly outside the main region, hence it will not be considered in this paper. A CO outflow toward MM1 was discovered by Beuther et al. (2002c). The MM1 and MM2 cores are roughly two times larger, and have similar masses (using the same dust emissivity and temperature) to the most massive cores in Motte et al. (2007). The IRAS source coincides with MM1, and no significant IRAS contribution can be safely attributed to MM2 or MM3. MM3 is the least massive and compact core and could actually still be a quiescent or pre-stellar core. The IRAS 18151–1208 region is therefore particularly interesting to study since it hosts three individual cores that could be interpreted as high-mass star formation sites in three different evolutionary stages. Millimeter and sub-millimeter wave observations are reported in McCutcheon et al. (1995) and Beuther et al. (2002b). The near-IR counterparts (H_2 jets and HH objects) of the CO outflow driven by MM1 have been imaged by Davis et al. (2004).

Table 1. IRAS 18151–1208 sources characteristics, showing offsets from IRAS position, J2000 coordinates, and velocity in the local standard of rest (Beuther et al. 2002b).

source	$\Delta\alpha["]$	$\Delta\delta["]$	$\alpha[\text{J2000}]$	$\delta[\text{J2000}]$	$v [\text{km s}^{-1}]$
MM1	13.2	-4.9	$18^{\text{h}}17^{\text{m}}58.0^{\text{s}}$	$-12^{\circ}07'27''$	33.4
MM2	-98.9	-32.8	$18^{\text{h}}17^{\text{m}}50.4^{\text{s}}$	$-12^{\circ}07'55''$	29.7
MM3	-72.3	26.5	$18^{\text{h}}17^{\text{m}}52.2^{\text{s}}$	$-12^{\circ}06'56''$	30.7

Molecular line observations compared with results of line modeling based on a physical model of the source is a classical technique for constraining the physical and chemical properties of protostellar objects (see Ceccarelli et al. 1996; van der Tak 2005, for a review). While different approaches can be adopted, the most reliable and most often used method consists in constraining first the physical (density and temperature distributions) model from the dust continuum emission (mid-IR to millimeter wavelengths), and then using this physical model to derive the fractional abundances of molecular species from line-emission modeling (van der Tak et al. 1999; Hogerheijde & van der Tak 2000; Schöier et al. 2002; Belloche et al. 2002; Hatchell & van der Tak 2003). Due to the dramatic changes in physical conditions inside the protostellar envelopes (increase in density and temperature, radiation, shocks), chemical evolution is observed and can be modeled thanks to chemical network codes. It is even expected that chemistry could provide a reliable clock for dating protostellar objects (e.g. van Dishoeck & Blake 1998; Doty et al. 2002; Wakelam et al. 2004).

After the description of the molecular observations and of the continuum data from the literature (Sect. 2), the results are presented in Sect. 3. Section 4 gives the modeling procedure from the fits of the spectral energy distributions (hereafter SEDs) for MM1 and MM2 using MC3D¹ code (Sects. 4.1.1 and 4.2.1) to the non-LTE calculations of the line profiles and intensities for all observed molecules using RATRAN² code (Sects. 4.1.2, 4.1.3, 4.2.2, and 4.2.3). In Sect. 5, we discuss the results of this detailed analysis in order to improve our observational view of the evolution of high-mass cores from pre-stellar to high-luminosity massive protostars.

2. Observations

Observations were performed during two sessions. The first one in June 2005 at Mopra, the 22 m dish of the Australia Telescope National Facility³ (ATNF). The second was in August 2005 at Pico Veleta, on the IRAM 30 m antenna⁴.

2.1. Mopra observations

The IRAS 18151–1208 region was mapped in the on-the-fly (OTF) mode in the rotational transition of CS ($J = 2-1$) at 98.0 GHz, C^{34}S ($J = 2-1$) at 96.4 GHz, HCO^+ ($J = 1-0$) at 89.2 GHz, H^{13}CO^+ ($J = 1-0$) at 86.8 GHz, and N_2H^+ ($J = 1-0$) at 93.2 GHz. Each run covered a field of $5' \times 5'$ with a half-power beam width (HPBW) of approximately 36" ($\eta_{\text{mb}} = 0.49$) and sampled with a $\Delta\theta$ step of 9". We used the 3 mm receiver of the ATNF telescope with the digital auto-correlator set to the 64 MHz bandwidth with 1024

¹ See Wolf et al. (1999) for details.

² See van der Tak et al. (1999, 2000a) for details.

³ <http://www.narrabri.atnf.csiro.au/mopra/>

⁴ <http://iram.fr/IRAMES/index.htm>

Table 2. List of observational parameters for IRAM 30 m and 22 m Mopra telescopes.

Species	Transition	Frequency [GHz]	HPBW [$''$]	Instrument ^d	η_{mb}	Receiver	$\delta\nu$ [m s ⁻¹]	Mode	T_{sys} [K]
CS	$J = 2-1$	97.9809	25	30 m	0.78	A100	60	RaM ^a	260
	$J = 2-1$	97.9809	32	Mo	0.49	3.5 mm	191	OTF ^c	240
	$J = 3-2$	146.9690	17	30 m	0.69	D150	80	RaM ^a	420
	$J = 5-4$	244.9356	10	30 m	0.49	D270	96	RaM ^a	1150
C ³⁴ S	$J = 2-1$	96.4129	25	30 m	0.78	A100	61	RaM ^a	190
	$J = 2-1$	96.4129	32	Mo	0.49	3.5 mm	194	OTF ^c	~270
	$J = 3-2$	144.6171	17	30 m	0.69	D150	81	RaM ^a	390
CO	$J = 2-1$	230.5380	11	30 m	0.52	HERA	406	RaM2 ^b	~600
H ₂ CO	$J = 3_{03}-2_{02}$	218.2222	11	30 m	0.54	HERA	107	RaM2 ^b	250
	$J = 3_{22}-2_{21}$	218.4756	11	30 m	0.54	HERA	107	RaM2 ^b	250
	$J = 3_{12}-2_{11}$	225.6978	11	30 m	0.53	A230	104	RaM ^a	870
HCO ⁺	$J = 1-0$	89.1885	36	Mo	0.49	3.5 mm	210	OTF ^c	~260
H ¹³ CO ⁺	$J = 1-0$	86.7542	36	Mo	0.49	3.5 mm	216	OTF ^c	~175
N ₂ H ⁺	$J = 1-0$	93.1737	36	Mo	0.49	3.5 mm	201	OTF ^c	~180

Note: Cols. 2–10 indicate energy level transitions, line emission frequencies, half power beam width (HPBW), instrument (30 m for IRAM-30 m and Mo for Mopra telescope), main beam efficiency η_{mb} , receiver name, velocity resolution $\delta\nu$, observation mode, and system temperature T_{sys} .

^a RaM – Raster Map mode set to create a 3×3 pixels mini-map with a $\Delta\theta$ step of $10''$ around source emission peak.

^b RaM2 – Raster Map mode with HERA receiver, set to create a $190'' \times 140''$ map with a $\Delta\theta$ step of $6''$ towards MM1, MM2, and MM3.

^c OTF – On-The-Fly observing mode carrying out on a $5' \times 5'$ grid with an angle step $\Delta\theta$ of $9''$ and an OFF position at $30'$ from the center.

^d Conversional factor is $S/T_{\text{mb}} = 4.95$ Jy/K for IRAM 30 m telescope and $S/T_{\text{mb}} = 22$ Jy/K for ATNF 22 m telescope.

channels and both polarizations. It provides a velocity resolution of ~ 0.2 km s⁻¹ over a 200 km s⁻¹ range. Observations happened while the weather was clear, with a system temperature $T_{\text{sys}} \sim 175$ –260 K (see Table 2 for details). Pointing and focus adjustments were set on Jupiter or known sources of calibration.

Raw data were reduced with AIPS++ LIVEDATA and GRIDZILLA tasks (McMullin et al. 2004). LIVEDATA performed the subtraction between the SCAN spectra row and the OFF spectrum. Then it fit the baseline with a polynomial. We used the GRIDZILLA package to resample and build a data cube with regular pixel scale, weighted with the system temperature T_{sys} . We created a 39×39 grid of $9'' \times 9''$ pixel size convolved by a Gaussian with an FWHM of $18''$, truncated at an angular offset of $36''$. Finally, due to positional errors that we found in maps, a shift in α of $14''$ for N₂H⁺, $10''$ for CS and $5''$ for HCO⁺ was applied to fit millimeter-continuum peak positions of the three sources given by Beuther et al. (2002b).

2.2. IRAM-30 m observations

We observed the rotational transition of CO ($J = 2-1$) molecule at 230.5 GHz and the two H₂CO rotational para-transitions ($J = 3_{03}-2_{02}$) and ($J = 3_{22}-2_{21}$) respectively at 218.2 GHz and 218.5 GHz simultaneously, using the HERA 3×3 pixel dual multi-beam receiver with VESPA backends at a resolution of 160 kHz for CO and 40 kHz for H₂CO. Thus we built two $190'' \times 140''$ maps sampling every $6''$ around MM1, MM2, and MM3. This observation was done while the weather was good ($\tau_0^{\text{atm}} = 0.17$), with $T_{\text{sys}} \sim 600$ K and 250 K for CO and H₂CO, respectively. The maps are incomplete because raster mapping was not set to cover the entire $\Delta\alpha$ and $\Delta\delta$, and the HERA vertical polarization (set for the CO) had a dead pixel (number 4). All pointings and focus were set on suitable planets (i.e. Jupiter) or calibration sources.

The IRAS 18151–1208 region was also mapped in the rotational transitions of CS at 98.0, 147.0, and 244.9 GHz ($J = 2-1$, $J = 3-2$, $J = 5-4$), in the isotopic C³⁴S rotational transitions at 96.4 and 144.6 GHz ($J = 2-1$, $J = 3-2$) and in the H₂CO rotational ortho-transition ($J = 3_{12}-2_{11}$) at 225.7 GHz, using simultaneously A100, A230, D150, and D270 receivers coupled to the high-resolution VESPA backend (resolution of 80 kHz). Central emission peaks of MM1, MM2, and MM3 were quickly mapped with a 3×3 raster position switching method with a step of $10''$. Observations happened while sky conditions were reasonable ($\tau_0^{\text{atm}} \sim 0.1$ –0.6 and $T_{\text{sys}} \sim 260$ –1150 K).

Reduction for all IRAM 30 m telescope data were performed with the CLASS software from the GILDAS suite (Guilloteau & Lucas 2000). We found and eliminated unusable data and treated platforming that appeared in CO and H₂CO baselines, then spectra at the same position were summed and finally antenna temperature T_a^* was converted into T_{mb} (see Table 2 for the values of η_{mb}).

3. Results

The modeling of the spectral energy distribution (SED) of a source is a common way to derive its density and temperature profiles (e.g. van der Tak et al. 1999). The obtained so-called physical model is then used as such to derive the abundances and to further investigate the physical properties (kinematics for instance) through the line emission modeling.

We thus observed CS, C³⁴S, HCO⁺, and H¹³CO⁺ line emissions, which are bright and are tracing dense gas. We also observed H₂CO line emission, which traces dense gas and its temperature. In addition, we observed N₂H⁺ line emission, which is a cold gas indicator and finally CO that traces molecular gas flows.

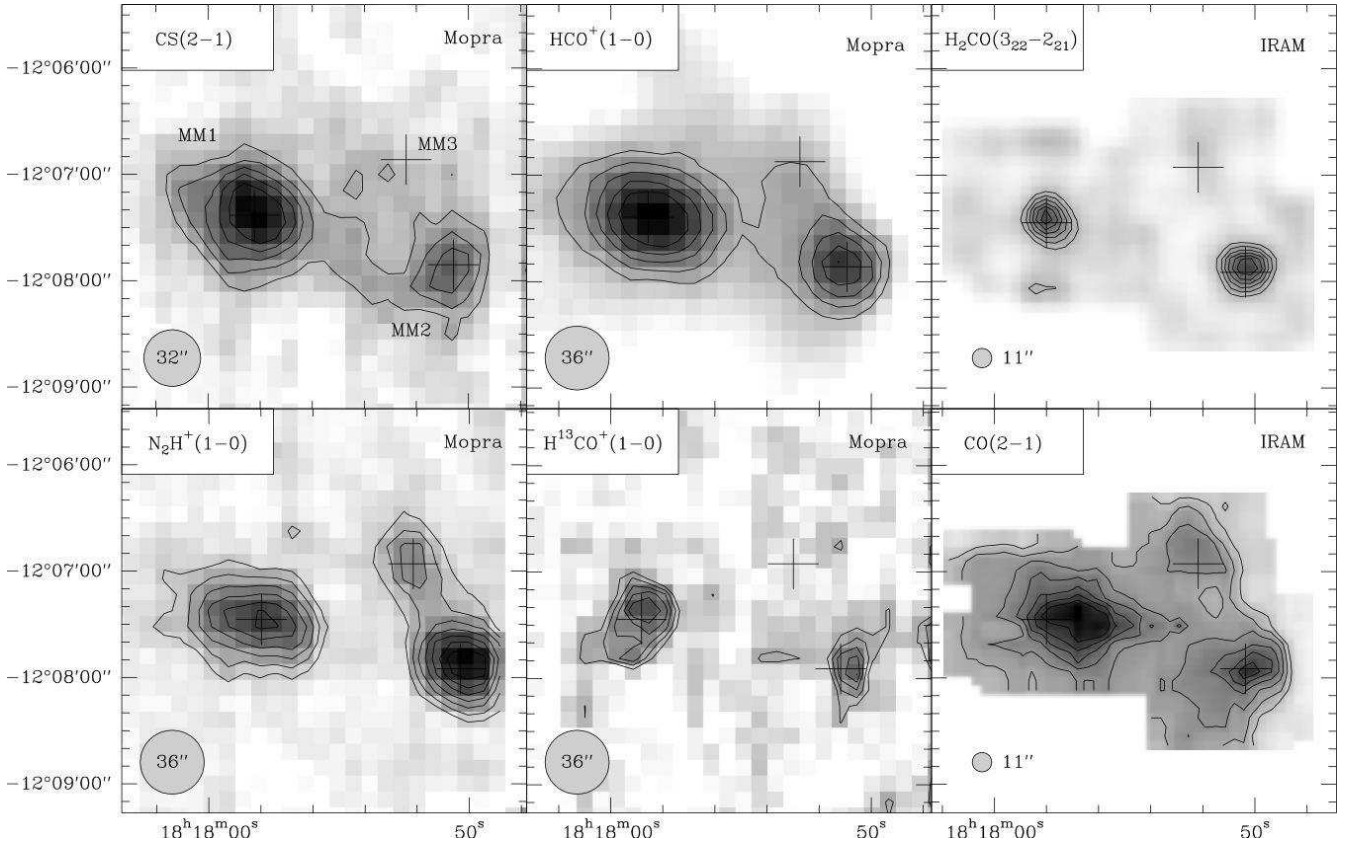


Fig. 2. Integrated velocity maps of CS(2–1), $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ obtained with the Mopra 22 m telescope (left and middle panels) and CO(2–1), $\text{H}_2\text{CO}(3_{22-2_{21}})$ maps obtained with the IRAM 30 m telescope (right panel). Level contours fit 90% to 10% of peak flux with a 10% step. Only levels exceeding the threshold of $2\sigma_{\text{noise}}$ in each map are plotted in order to identify detections. Peak fluxes are 16.9 K km s^{-1} for CS, 16.9 K km s^{-1} for N_2H^+ , 32.9 K km s^{-1} for HCO^+ , 2.31 K km s^{-1} for H^{13}CO^+ , 21.1 K km s^{-1} for H_2CO , and 393 K km s^{-1} for CO. Crosses indicate the 1.2 mm continuum positions (Beuther et al. 2002b) for the three sources.

Table 3. Sources extension at $3\sigma_{\text{noise}}$, minor-to-major axis ratio b/a , and position angle (PA; counterclockwise angle relative to the north) for each molecular transition observed. When the emission is almost spherical ($b/a \geq 0.85$) PA is uncertain and set to 0° .

	MM1			MM2			MM3		
	Ext.	b/a	PA [$^\circ$]	Ext.	b/a	PA [$^\circ$]	Ext.	b/a	PA [$^\circ$]
CO(2–1)	$72'' \times 51''$	0.71	+85	$34'' \times 23''$	0.68	–53	$45'' \times 36''$	0.8	+53
$\text{H}_2\text{CO}(3_{22-2_{21}})$	$35'' \times 30''$	0.85	0	$35'' \times 30''$	0.85	0	–	–	–
CS(2–1)	$97'' \times 81''$	0.83	+57	$75'' \times 62''$	0.83	–31	–	–	–
$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	$89'' \times 62''$	0.69	+77	$55'' \times 54''$	0.98	0	$54'' \times 52''$	0.96	0
$\text{HCO}^+(1-0)$	$104'' \times 78''$	0.75	+75	$57'' \times 56''$	0.98	0	–	–	–
$\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$	$52'' \times 38''$	0.73	–28	<HPBW	–	–	–	–	–

3.1. Large scale maps: CO(2–1), $\text{H}_2\text{CO}(3_{22-2_{21}})$, CS(2–1), $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, and $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$

The velocity-integrated maps in CO(2–1), $\text{H}_2\text{CO}(3_{22-2_{21}})$, CS(2–1), $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, and $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ are displayed in Fig. 2. Table 3 gives the derived emission extensions (at the $3\sigma_{\text{noise}}$ level), the minor-to-major axis ratio b/a , and position angle (PA) of MM1, MM2, and MM3. Note that the $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ MOPRA map was too noisy and was discarded.

The molecular emission always peaks at the positions of the three cores (millimeter-continuum peak positions by Beuther et al. 2002b). While MM1 and MM2 are always clearly detected, MM3 seems to be too weak in CS(2–1), $\text{H}_2\text{CO}(3_{22-2_{21}})$ and $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ to be detected. The emission is extended even between the cores for the CS, HCO^+ , and CO lines but are more peaked for N_2H^+ , H^{13}CO^+ , and H_2CO lines. Some chemical

differences are already clear in CS, N_2H^+ , and H_2CO . While MM1 is generally brighter than MM2, such as in the dust continuum, MM2 has the same intensity in H_2CO and is even significantly brighter in N_2H^+ than MM1.

The CS(2–1) line emission is detected for MM1 and MM2 and weak emission could be present at 1σ for MM3. The MM1 emission is stronger than MM2 and covers a larger area, with extensions of $97'' \times 81''$ and $75'' \times 62''$ for MM1 and MM2, respectively. It indicates that a large-scale envelope is surrounding MM1 and MM2. Axis ratios b/a are equal to 0.83 for MM1 and MM2, showing that the emission is almost spherical. The position angle of MM1 emission (+57 $^\circ$) is similar to the position angle of the large dust emission of +62 $^\circ$ given by Beuther et al. (2002b). We note that emission is detected between MM1 and MM2. It suggests that they could be connected by a dense molecular filament.

The cold-gas tracer N_2H^+ (1–0) is detected toward the three cores. Emission from MM2 is stronger and more concentrated than for MM1 ($89'' \times 62''$ and $55'' \times 54''$, respectively), suggesting that MM2 has a smaller and colder envelope. A similar behavior has been observed by Reid & Matthews (2007) for two similar cores in IRAS 23033+5951. The elongation of MM1 ($b/a = 0.69$) and position angle ($+77^\circ$) resembles the extension of the dust emission. The MM3 line emission is stronger compared to other molecules and shows a connection with MM2. Together with a similar rest velocity for MM2 and MM3, that confirms that MM3 belongs to the IRAS 18151–1208 region.

The HCO^+ (1–0) and H^{13}CO^+ (1–0) lines are detected for both MM1 and MM2. MM3 has a weak emission in HCO^+ (1–0). As for CS, MM1 emission is stronger and more extended than for MM2 (respective extensions are $104'' \times 78''$ and $57'' \times 56''$). With $b/a = 0.75$ and a position angle of $+75^\circ$, we note that MM1 emission may be extended along the outflow as expected since the HCO^+ line emission is definitely showing outflow wings such as in CO. The map shows an emission between MM1 to MM2, and MM2 to MM3, confirming that the three sources are connected.

Dense gas traced by H_2CO ($3_{22}-2_{21}$) line is only detected for MM1 and MM2. The emission from each source coincides perfectly with the dust continuum positions. MM1 and MM2 have similar intensities and have roughly the same small circular size ($35'' \times 30''$, $b/a = 0.85$ for the two sources) and do not show any spatial suggestions of being contaminated by outflows.

The CO (2–1) line is detected in all sources and shows an extended emission from the whole region. MM1 emission is extended to the west ($72'' \times 51''$, $b/a = 0.71$ and $\text{PA} = +85^\circ$) due to the red wing of the outflow ($\text{PA} = +88^\circ$). See the following section for more details on the CO outflows.

3.2. Molecular outflows in CO (2–1)

The CO (2–1) line emission shows clear outflow wings. They are due to the already known CO outflow driven by MM1 (Beuther et al. 2002c) but also seem to be located in the region of MM2. Figure 3 displays the average CO (2–1) spectra around MM1 and MM2, as well as the contour map of the integrated emission in the wings. The displayed spectra clearly show emission wings up to high velocities. The observed maximum velocities are -20.4 and $+20.6 \text{ km s}^{-1}$ for MM1 and -19.7 and $+28.3 \text{ km s}^{-1}$ for MM2, with respect to v_{LSR} (see Fig. 3 and Table 4). It is clear from the map of this wing emission that there are actually two outflows driven by the two respective cores. The MM2 outflow is actually newly discovered (see Sect. 5.1 for a discussion).

The MM1 outflow appears oriented mostly east-west. This is not quite the orientation observed for the main jet-outflow system recently discussed by Davis et al. (2004) with a NW-SE direction for the H_2 jet (see their Fig. 2). A second H_2 jet, west of MM1 and probably driven by an embedded source in MM1-SW (see Fig. 1), is however also recognized in this work. The position of MM1-SW is marked in Fig. 3 with a small green triangle. Its location is close to a possible secondary center of outflow with a weak blue-shifted lobe in the south and the bright redshifted western lobe being curved toward that location. The spatial resolution of our CO observation is not high enough to fully conclude about the association of CO outflowing gas with the different driving sources, but it seems that the western part of the MM1 outflow might actually be dominated by a second outflow from MM1-SW. The inclination of the MM1 flow on the sky is difficult to determine. From the significant extension of the flow and from the overlap of the lobes, we can only say that

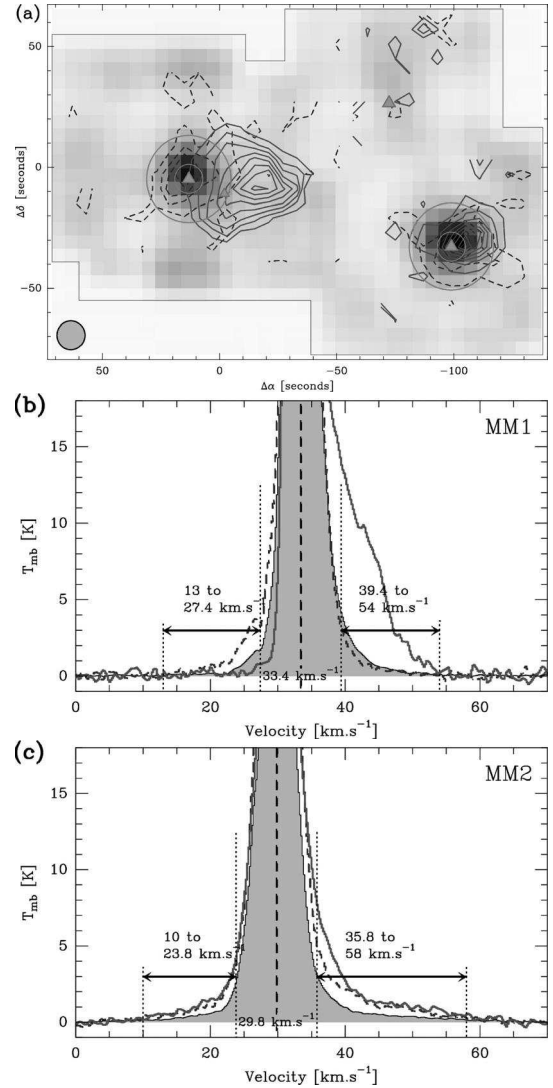


Fig. 3. **a)** Contour maps of the CO (2–1) blue-shifted (dashed) and red-shifted (solid) integrated emission in the outflow wings for MM1, MM2, and MM3 (no detection). Positions of the MM cores are marked by filled (green) triangles. Blue- and red-shifted velocity intervals are $+13.0$ to $+27.4$ and $+39.4$ to $+54.0 \text{ km s}^{-1}$ for MM1, $+10.0$ to $+23.8$ and $+35.8$ to $+58.0 \text{ km s}^{-1}$ for MM2 and MM3. Lowest, highest contours and contour steps are (10, 70, 15) K km s^{-1} (blue) and (60, 410, 50) K km s^{-1} (red) for MM1, and (10, 70, 15) K km s^{-1} (blue) and (20, 195, 25) K km s^{-1} (red) for MM2 and MM3. The background grey-scaled image is the integrated H_2CO emission from Fig. 2. **b)** CO (2–1) spectra for the MM1 outflow, together with the velocity cuts used to integrate maps (dotted vertical lines) in **a)** and to derive the mechanical forces. The solid line circles around MM1 and MM2 are $6''$ and $12''$ radius and indicate the area on which the F_{CO} measurements are derived (see text for details). The filled grey spectrum is an average over the region of bright intensities in the wings as seen in the integrated map in **a)**. The dashed and blue (respectively solid and red) spectrum shows the line profile at the maximum of the blue (resp. red) lobe. **c)** Same as **b)** for MM2.

the flow is neither face-on (in the plane of the sky) nor pole-on, and is therefore mostly intermediate.

The MM2 outflow is more compact than for MM1. Both lobes are confined in the core. The integrated emissions in the two lobes are similar in strength and four times stronger than the blue lobe of MM1. If the flow is dominated by a single ejection,

Table 4. Momentum flux of CO(2–1) calculated as in Bontemps et al. (1996).

	Δv_b	Δv_r	F_{CO_b}	F_{CO_r}	$F_{CO_{total}}$	Ext. blue	Ext. red
	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]	[M _⊙ km s ⁻¹ yr ⁻¹]	[M _⊙ km s ⁻¹ yr ⁻¹]	[M _⊙ km s ⁻¹ yr ⁻¹]		
MM1	(13.0,27.4)	(39.4,54.0)	$0.44 \pm 0.12 \times 10^{-3}$	$1.86 \pm 0.11 \times 10^{-3}$	$2.30 \pm 0.23 \times 10^{-4}$	17'' × 11''	46'' × 45''
MM2	(10.0,23.8)	(35.8,58.0)	$0.48 \pm 0.09 \times 10^{-3}$	$1.86 \pm 0.15 \times 10^{-3}$	$2.34 \pm 0.24 \times 10^{-4}$	40'' × 25''	26'' × 22''

the large overlap of the two lobes suggests that the flow is not face-on, but could be close to pole-on.

All the derived properties of the two outflows are summarized in Table 4. In addition, to quantify the energetics of the two detected outflows, we derive and give the outflow forces in this table using the procedure described in Bontemps et al. (1996). The mechanical force (or momentum flux) seems to be the measurable quantity from observed CO outflows that can approach in an almost certain way the corresponding quantity of the inner jet or wind (Cabrit & Bertout 1992; Chernin & Masson 1995). We estimated the outflow force F_{CO} for MM1 and MM2 by integrating the momentum flux inside volumes with radius 6'' and 18'' centered on the sources. In addition, for the extended red lobe of MM1, a measurement is given between 18'' and 30'' to cover the red lobe better. Since the inclination of the two outflows cannot be reliably derived from such low-resolution observations, we adopted the average correction of a factor of 10 adopted by Bontemps et al. (1996).

3.3. Raster maps in CS, C³⁴S, and H₂CO (3₁₂–2₁₁)

In addition to the large maps, a complementary investigation of the three millimeter sources is provided by the 3 × 3 raster maps of CS, C³⁴S and H₂CO (see Fig. 4).

All transitions are detected toward MM1 at $v_{LSR} = 33.4 \pm 0.1$ km s⁻¹. The line profiles are similar with a typical line width (FWHM) $\Delta v = 2.7 \pm 0.2$ km s⁻¹. CS(2–1), CS(3–2), and CS(5–4) have roughly equal intensities. The optically thin C³⁴S(2–1) line emission is detected all around the source at an approximately constant intensity level of ~1 K. In contrast, C³⁴S(3–2) seems to peak on the central position. The line profiles and the spatial patterns for H₂CO(3₁₂–2₁₁) and CS(5–4) are very similar, suggestive of common origin and excitation conditions for the two transitions (E_{up}/k are equal to 33.40 and 35.27 K).

The intensities of most transitions toward MM2 are weaker than MM1. The line profiles at $v_{LSR} = 29.8 \pm 0.1$ km s⁻¹ have a triangular shape and a larger line width ($\Delta v = 3.7 \pm 0.1$ km s⁻¹) compared to MM1. This could be due to a gas motion contribution through its turbulence. The intensity of CS(5–4) is low compared to MM1, contrary to H₂CO(3₁₂–2₁₁) line emission, which is as bright as in MM1.

All molecular line profiles are weaker in MM3, and seem to be less peaked than in MM1 and MM2, as seen in velocity integrated maps (cf. Fig. 2). They are detected at all positions in CS(2–1), (3–2), they have a weak emission in two positions in H₂CO(3₁₂–2₁₁), and finally CS(5–4) and the C³⁴S transitions could not be detected.

3.4. Continuum fluxes

To derive the spectral energy distribution of the three millimeter peaks in IRAS 18151–1208, we retrieved continuum data from the literature. MM1 was imaged for the first time at 450,

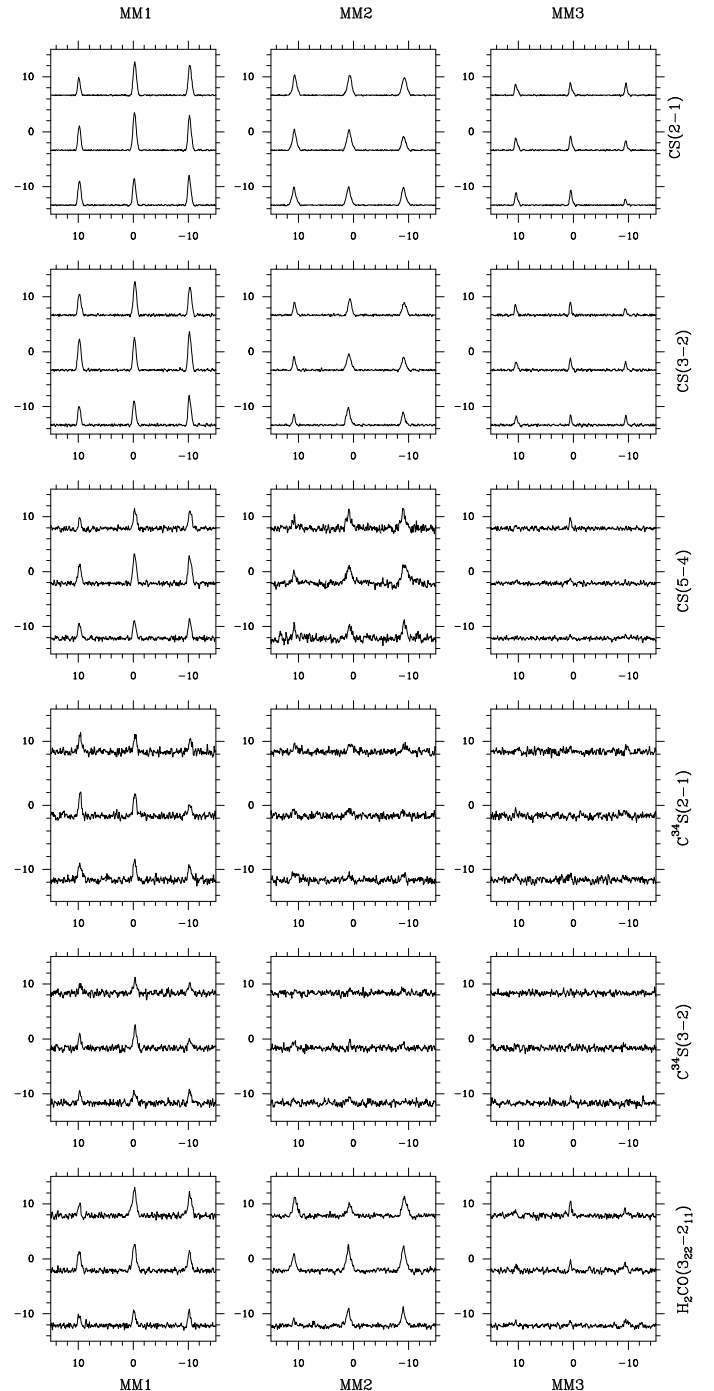


Fig. 4. 3 × 3 maps in CS, C³⁴S, and H₂CO(3₁₂–2₁₁) for MM1, MM2, and MM3 sources. Velocity ranges from 15 to 50 km s⁻¹ in all spectra, intensity ranges from –2 to 5 K for H₂CO line emission, –1 to 2 K for C³⁴S line emissions, –2 to 5 K for CS(5–4) line emission and –2 to 10 K for other CS line emission. Spectra have been smoothed to an identical velocity resolution of 0.2 km s⁻¹.

Table 5. Continuum flux densities of the three cores within IRAS 18151–1208 region.

λ [μm]	MSX flux densities [Jy]				IRAS flux densities [Jy]				mm-continuum flux densities [Jy]				mm	source
	8.28	12.13	14.65	21.3	12	25	60	100	450	800	1100	1250	size ["]	size ["]
MM1	10.3	21.8	33.0	61.8	19.0	98.6	<891	<1890	49.4	7.62	1.40	1.66	21.3	18.2
MM2	<0.05	<0.21	<0.34	<0.73	<0.38	<1.36	<891	<1890	–	–	–	0.670	18.1	14.4
MM3	<0.07	<0.26	<0.41	<0.82	<0.61	<2.21	<891	<1890	–	–	–	0.261	18.0	14.2

800, and 1100 μm by [McCutcheon et al. \(1995\)](#), then at 450 and 850 μm by [Williams et al. \(2004\)](#), and the overall region at 1.2 mm by [Beuther et al. \(2002b\)](#). Uncertainties are homogenized to account for typical calibration errors taken as 20% in the millimeter range (1.1 and 1.2 mm) and 30% in the submillimeter range (450 and 800 μm). To compare observations and model, we chose the deconvolved dust emission size θ_r as a reference for the SED. We deconvolve using $\theta_r = \sqrt{\theta_s^2 - \theta_{\text{mb}}^2}$, where θ_s is the observed mm-continuum half-peak size derived by [Beuther et al. \(2002b\)](#) and θ_{mb} the HPBW (11"), using a 2D Gaussian fit, assuming that the source is smaller than the beam and has a Gaussian shape. All millimeter ($\lambda > 450 \mu\text{m}$) peaks S_λ^{peak} are then adapted to this reference size using

$$S_\lambda = \left(\frac{\theta_r}{\theta_{\text{mb}}} \right)^{3+p} S_\lambda^{\text{peak}} \quad (1)$$

where p is the density power-law index (derived by [Beuther et al. 2002b](#)) and S_λ the adapted flux density used to build the SED. These flux densities are 49.4, 7.62, 1.40, and 1.66 Jy at 450, 850, 1100, 1250 μm for MM1, respectively. The process is iterated on MM2 and MM3 and reference sizes with millimeter-continuum peak fluxes are reported in Table 5. Unfortunately, the sub-millimeter continuum data for MM2 and MM3 are less abundant than for MM1 as these two sources were not observed by [McCutcheon et al. \(1995\)](#) and [Williams et al. \(2004\)](#).

Concerning mid- and far-infrared flux density measurements, MSX only detected MM1. Thus we derive a 3σ noise level inside the beam size around the millimeter-continuum position of MM2 and MM3, taken as an upper limit. We note that the IRAS emission of the region is dominated by MM1, which is confusing upper limits for MM2 and MM3. We therefore improved the IRAS map using the publicly available HiRes maximum correlation method ([Aumann et al. 1990](#)), showing MM1 detection at 12 μm and 25 μm . At 60 μm and 100 μm , a single peak is detected slightly shifted to the west. We conclude that the huge beam width of IRAS sums the three flux densities from the three sources and the environmental filament contribution. Measured flux densities reported in the IRAS catalog at 60 μm and 100 μm are taken as upper limits for the three sources. All results are shown in Table 5.

4. Modeling the continuum and the molecular emission of MM1 and MM2

In this section we explain how we derive physical models for MM1 and MM2 and how we use them to investigate the kinematics and the molecular abundances inside the cores. Following the method initiated and validated by [van der Tak et al. \(1999, 2000b\)](#), we use the dust continuum emission to derive the density and temperature profiles of the cores. Dust emission is sensitive to the total column density of dust (optically thin part of the SED in the millimeter wave range), and to the dust temperature

and its distribution (mid to far-IR range). We try to build the simplest model in order to have the most general representation of the object. Then from the obtained physical model, we can run molecular line modeling to constrain kinematics (line profiles) and chemistry (abundances of observed species). Since MM3 is weak or not detected in a number of molecules and does not have a well-constrained SED, we do not attempt to model it. We instead restrict ourself to a simple discussion of its evolutionary stage.

4.1. IRAS 18151–1208 MM1

4.1.1. Spectral energy distribution

The MM1 core is massive ($M \approx 550 M_\odot$ according to [Beuther et al. 2002b](#), , applying the correction of 1/2 from the associated 2005 erratum). It coincides with the bright IRAS 18151–1208 source ($L \approx 2.0 \times 10^4 L_\odot$). In a first approximation, assuming that the object has a spherical symmetry, we want to derive the best radial distribution of density and temperature that can fit the SED and that takes observational constraints into account.

(1) 1D modeling

We used the radiative transfer code MC3D in its 1D version ([Wolf et al. 1999](#)) to calculate the expected dust emission. This code is Monte-Carlo based and uses the standard MRN ([Mathis et al. 1977](#)) dust grain distribution with the dust opacities from [Ossenkopf & Henning \(1994\)](#). The model parameters are the central stellar luminosity L_* , its temperature T_* , the internal and external radii r_0 and r_{ext} of the object, the molecular hydrogen density n_0 at r_0 , and the power-law index p of the density distribution in the form $n(r) = n_0(r/r_0)^p$.

The bolometric luminosity is derived by integrating the SED, and we obtain $L_{\text{bol}} = 1.4 \times 10^4 L_\odot$. The temperature of the central star is taken as the corresponding main sequence star, i.e. $T_* = 22\,500$ K (type B2V of $10 M_\odot$ approximately, cf. [Underhill et al. 1979](#)). We adjust r_0 to fit the dust sublimation radius where $T \approx 1500$ K. The external radius r_{ext} of the model is derived from the radius of the 1.2 mm continuum emission (here the deconvolved mean of major and minor axes given by [Beuther et al. 2002b](#)) assuming that the source has a Gaussian shape smaller than the beam size. The resulting extension is 18.2", hence $r_{\text{ext}} = 27\,300$ AU or ≈ 0.13 pc at 3 kpc. The power-law index p is set to -1.2 according to the continuum profile fit by [Beuther et al. \(2002b\)](#). Finally the only free parameter left is n_0 , and it is derived by fitting optically thin 1.2 mm continuum emission with a χ^2 calculation. We find $n_0 = 2.8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ at $r_0 = 21$ AU with $\chi^2 = 3.94$, hence $\langle n \rangle = 8.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and a total mass of gas equal to $660 M_\odot$. Outer and mean temperatures, formally T_{ext} and $\langle T \rangle$, are respectively 25.4 K and 27.3 K. The derived temperature profile can be fitted with a power law of the form $\log_{10}(T) = \alpha \log r + \beta$ with $\alpha = -0.588$ and $\beta = 3.95$.

The resulting SED (see Fig. 5) shows that millimeter and sub-millimeter continuum parts are well modeled. In contrast, the mid- and far-infrared emission is not reproduced, due

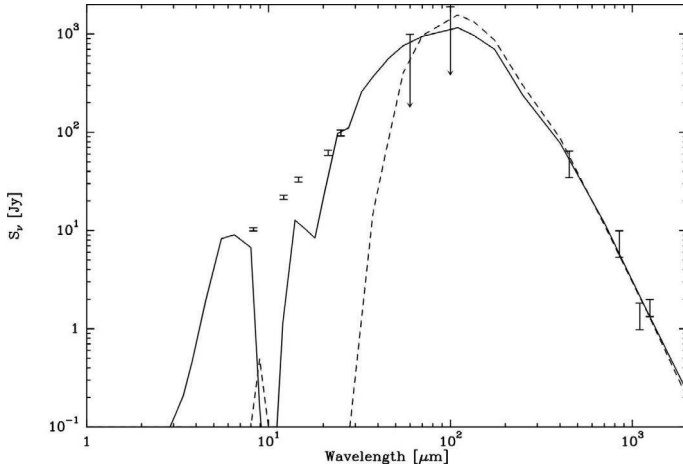


Fig. 5. Spectral energy distributions obtained from 1D (dashed line) and 2D models (continuous line) overlaid on observed fluxes of MM1 source. Dust continuum peak fluxes have been adjusted to fit radial extension of the model. Mid-infrared fluxes are obtained in 2D by choosing a typical view angle $\theta_{\text{los}} \sim 45^\circ$ ($90^\circ = \text{edge-on view}$).

to spherical symmetry that does not permit infrared photons, coming from inner parts, to leave the source without being reprocessed into photons at millimeter wavelengths. The 2D modeling, where the polar regions contain less matter than in the mid-plane, should therefore reproduce the observed mid-infrared emission better.

(2) 2D modeling

We used the 2D version of the MC3D code that was developed for disks. It is parametrized in the radial and altitude directions (r, z), and it assumes the Keplerian disk equilibrium by Shakura & Syunyaev (1973):

$$n(r, z) = \begin{cases} n_0 \left(\frac{z}{r_0}\right)^p e^{-\pi c^2 z^2 \sqrt{2r_{\text{ext}} r^{-2.5}}} & \text{if } r \in [r_0; r_{\text{ext}}] \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (2)$$

We note that the model has three free parameters: n_0 determined as for the 1D modeling, the inverse height of scale c , and the source angle relative to the line of sight θ_{los} . It is mostly θ_{los} that controls the fraction of mid-infrared emission. Values close to 45° can reproduce the SED roughly, and we do not adjust the value further to keep the model as general as possible. The inverse height of scale c controls how thin the disk-like structure is. Since MM1 is young and is still mostly a spherical core, we try to keep c as small as possible while always having a significant mid-infrared emission for typical, average lines of sight. Thus c was gradually increased from 0.4 by 0.1 steps until an infrared emission greater than 0.1 Jy (limit of detection in the observations) could be obtained, finally leading to $c = 0.7$. Other parameters are kept identical as in the 1D model (T_* , L_* , r_0 , r_{ext} , and p). Calculations show that the best fit is obtained for $n_0 = 2.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ with $\chi^2 = 0.732$ (total mass $M = 830 M_\odot$). The derived SED is plotted in Fig. 5. It illustrates how a 2D modeling can reproduce the observed infrared emission better, although the silicate feature is not matched. We display the resulting density and temperature distributions in Fig. 6. One can see that the equatorial regions are denser and colder than around the polar axis. This is why mid-IR emission can escape and directly contribute to the SED.

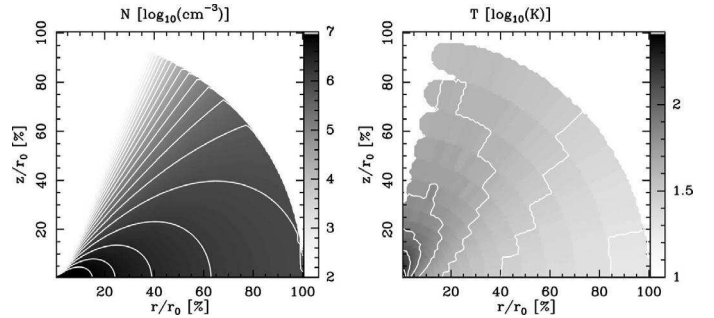


Fig. 6. Density and temperature distributions for the 2D model presented on a logarithmic grey scale, with 20 logarithmic levels from 10^2 to 10^7 cm^{-3} for density and 10 logarithmic levels from 10 K to 263 K.

4.1.2. CS and C^{34}S line emissions

Since molecular line emission is usually dominated by the mostly spherical external layers of the protostellar cores, the 2D description might not be required to reproduce molecular lines.

We used the CS and C^{34}S line emission to compare the results of modeling in 1D and 2D geometries. We directly used outputs of continuum models described above, assuming that dust and gas temperatures are equal, to which we added parameters for molecular abundances and kinematics. The molecular abundances relative to H_2 , $X(\text{CS})$, and $X(\text{C}^{34}\text{S})$, mostly determine the line intensities when the opacity is low ($\tau \lesssim 1$). Then we used a constant turbulent velocity v_T . It is the main contributor to the line width compared to the thermal dispersion. Both $X(\text{CS})$ and v_T are therefore the free parameters to fit the intensities and widths of the line emission we observed. Finally we want to test whether an infall motion in our model could improve our results, giving at least an upper limit for it. The infall velocity is parameterized by the free-fall, power-law distribution $v_{\text{in}}(r) = v_{\text{in}}(r/r_0)^{-0.5}$ (Shu 1977). We test its effect on modeled line emission by switching between $v_{\text{in}} = 0$ and $v_{\text{in}} = -0.4 \text{ km s}^{-1}$, the lowest value that modifies modeled line emission significantly for MM1.

The line profiles are computed with the RATRAN code (Hogerheijde & van der Tak 2000). This code allows 1D and 2D modeling respectively using multi-shell and grid descriptions of the object. The radiative transfer calculation uses the Monte-Carlo method to derive the populations of the energy levels and then builds data cubes that are convolved with corresponding beam sizes of the telescope to be directly compared with the observations.

In the 1D (spherical) geometry, a χ^2 calculation is performed for the optically thin C^{34}S line ($\tau_{2-1} = 9.0 \times 10^{-2}$ and $\tau_{3-2} = 2.2 \times 10^{-1}$) over a grid for $f_{\text{C}^{34}\text{S}} = X(\text{C}^{34}\text{S})/X(\text{C}^{34}\text{S})_{\text{typ}}$ (with $X(\text{C}^{34}\text{S})_{\text{typ}} = 1.0 \times 10^{-10}$) and v_T . The best fit is obtained for $(f_{\text{C}^{34}\text{S}}, v_T) = (0.5, 1.0)$ with $\chi^2 = 0.956$. Then the grid is refined only for $f_{\text{C}^{34}\text{S}}$, because model results are less dependent on v_T (kept equal to 1.0 km s^{-1}). The best result is obtained for $f_{\text{C}^{34}\text{S}} = 0.51$ with $\chi^2 = 0.952$, leading to the abundance $X(\text{C}^{34}\text{S}) = 5.1 \times 10^{-11}$. Assuming a typical $[\text{S}^{34}\text{S}]$ isotopic ratio of 20 (Wilson & Rood 1994; Chin et al. 1996; Lucas & Liszt 1998), the CS emission is modeled with the abundance $X(\text{CS}) = 1.0 \times 10^{-9}$.

The final results of the line modeling are displayed in Fig. 7. Given the very small number (2) of free parameters, the resulting fits are quite good. It reproduces the line intensities well. Only the profiles for the higher excitation lines indicate a significant difference between observations and this simple model. There

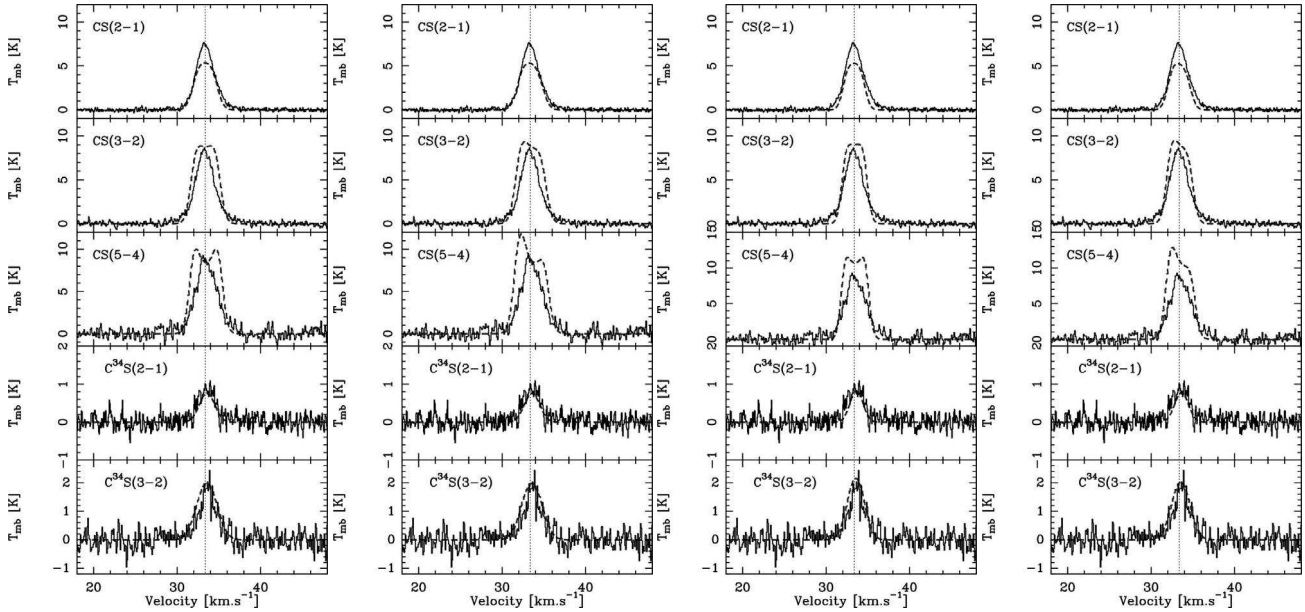


Fig. 7. Emission of CS and $C^{34}S$ from MM1 object (continuous line) overlaid by – from left to right – 1D static, 1D with infall ($v_{in} = -0.4 \text{ km s}^{-1}$), 2D static, and 2D with infall ($v_{in} = -0.4 \text{ km s}^{-1}$) model line emissions (dashed). Velocity resolutions of spectra are kept identical to the observational resolutions reported in Table 2.

are clear self-absorptions for the (3–2) and the (5–4) transitions ($\tau_{5-4} = 3.6$), which indicate an overestimate of high CS column densities for the highest excitation regions (central regions). This could well be due to a significant decrease in the CS abundance toward to the center of the core (see Sect. 5.5 for a discussion).

We find that a minimum infall velocity of -0.4 km s^{-1} is needed to start to see a clear, asymmetric shape of the profile. Introducing infall improves only slightly the results for the (2–1) and (3–2) transitions and makes the fit of the (5–4) transition worse (cf. Fig. 7, second plot from the left). We conclude that an infall velocity in the 1D model does not improve the fits, and we consider the value of -0.4 km s^{-1} as an upper limit.

For the 2D modeling, the same χ^2 adjustment is performed for v_T and $f_{C^{34}S}$. Interestingly enough, the final best fit is exactly the same as in the 1D geometry with $X(\text{CS}) = 1.0 \times 10^{-9}$ and $X(C^{34}S) = 5.1 \times 10^{-11}$. We note that line profiles and relative intensities between the transitions are similar to the 1D case. Only a very slight improvement in the profile of CS (5–4), which is less self-absorbed, can be noted. The result is shown on the third plot from the left in Fig. 7.

Again the effect of an infall velocity on the line profiles is tested. With $v_{in} = -0.4 \text{ km s}^{-1}$ we note that the asymmetric profile of the line emission is not as strong as in the 1D case (cf. Fig. 7, fourth plot from the left). We however conclude that infall in the 2D case does not critically improve the results.

Comparison between 1D and 2D modeling shows that using a spherical description of the source is sufficient to reproduce CS and $C^{34}S$ molecular line emission, even if 2D is slightly better with less self-absorption than in the 1D case. In addition we conclude that infall motion is not clearly detected and is not necessary to reproduce observations of MM1. We thus decide to use only 1D modeling without infall motion for the other observed lines.

That 2D modeling is not needed for the CS line emission can be explained by the optical depth, which is not high at the corresponding frequencies compared with the mid-IR continuum, or by the asymmetry that is significant only on small scales where

the temperature is high (between 300 and 1000 K). The observed molecular lines do not trace these inner regions.

4.1.3. Other lines: N_2H^+ , HCO^+ , $H^{13}CO^+$, and H_2CO

We adopt the 1D model derived in the previous section. For each molecule, the only free parameter left is therefore its relative abundance to H_2 .

(1) N_2H^+ ($J = 1-0$) modeling

The N_2H^+ ($J = 1-0$) is split by hyperfine structure. Theoretically there are 15 hyperfine components, which blend into seven for sources with low turbulence (Caselli et al. 1995) or into three if turbulence is strong, as in our case. To fit observations correctly from ATNF telescope at Mopra, we created the molecular datafile for the RATRAN radiative transfer code. Energy levels, Einstein coefficients A_{ul} , and collisional rates γ_{ul} are derived from Daniel et al. (2004) through the BASECOL database maintained by the Observatoire de Paris⁵.

Energy levels included in the molecular datafile vary from $J = 0$ to $J = 6$. The hyperfine structure resulting from angular momentum and nuclear spin interaction (F_1 and F quantum numbers) leads to a total of 55 energy levels. The statistical weight $n_{J,F_1,F}$ of each level is simply determined by the good quantum number F (see Daniel et al. 2005):

$$n_{J,F_1,F} = 2F + 1 \quad (3)$$

The molecular data file takes 119 radiative transitions into account where the first 15 of them fit to the ($J = 1-0$) transition. The spectra obtained are then summed to finally reproduce the whole composite profile of the triplet (see Fig. 8).

Collision rates γ_{ul} reported by Daniel et al. (2004) are given for helium as the collision partner. As described by Schöier et al. (2005), we take $1.4 \times \gamma_{ul}$ to correct for an H_2 collision partner. Initially collision rates are given for temperatures from 5 K to 50 K, which is the temperature range of the outer parts of our

⁵ <http://amdpo.obspm.fr/basecol/>

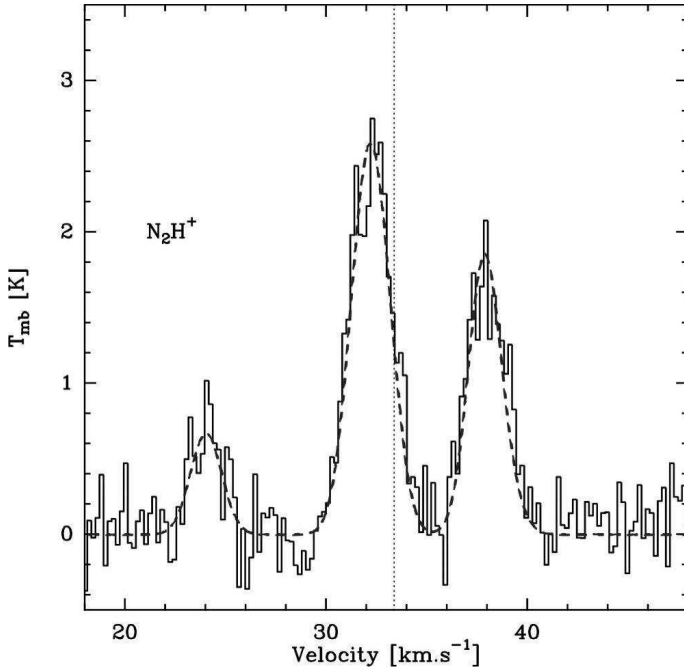


Fig. 8. Emission of N_2H^+ from MM1 object overlaid by 1D model of the source (dashed line). The triplet shape is completely reproduced using our RATRAN molecular datafile. Velocity resolutions of spectra are kept identical to the observational resolutions reported in Table 2.

sources. To be able to model the entire sources, we extrapolated the rates to high temperatures using a least-squares method that derives collisional rates from a linear fit of the form

$$\log(\gamma_{ul}) = a \cdot \log(T) + b. \quad (4)$$

This extrapolation has the advantage of fitting the global trend of the collisional rate without any exaggerated values for high temperatures.

Emission of N_2H^+ is considered as optically thin ($\tau \sim 10^{-2}$) due to its typically low abundance. Thus we model it by comparing the velocity integrated fluxes of observation and model starting from a typical abundance $X(\text{N}_2\text{H}^+) = 1.0 \times 10^{-11}$. The ratio of modeled to observed fluxes is then used to further correct the abundance while verifying that the line profile is always correctly reproduced. Iterating the process gives $X(\text{N}_2\text{H}^+) = 3.5 \times 10^{-10}$. An overlay of the model on the observation is shown in Fig. 8.

(2) HCO^+ and H^{13}CO^+ ($J = 1-0$) modeling

The HCO^+ and H^{13}CO^+ lines are good tracers of high-density gas and of its kinematics. The H^{13}CO^+ ($J = 1-0$) emission is usually optically thin (here we finally get $\tau = 3.4 \times 10^{-2}$) so we adopt the same routine to derive molecular abundances as for N_2H^+ . We then get an abundance of $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+) = 3.4 \times 10^{-11}$. When applying a typical isotopic ratio $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 67$ (Wilson & Rood 1994; Lucas & Liszt 1998), we modeled the HCO^+ line with $X(\text{HCO}^+) = 2.3 \times 10^{-9}$. Results are shown in Fig. 9. The resulting modeled HCO^+ line is optically thick ($\tau = 1.7$), reaching a maximum intensity of ~ 4 K. It suggests that the region of emission in the model is smaller than the telescope beam as expected for a high-density tracer. On the other hand, the observed intensity and profile are very different. It indicates that the bulk of the HCO^+ -rich gas does not follow the general distribution of matter indicated by other tracers (dust emission and optically thin lines). The HCO^+ ($J = 1-0$) line seems to have

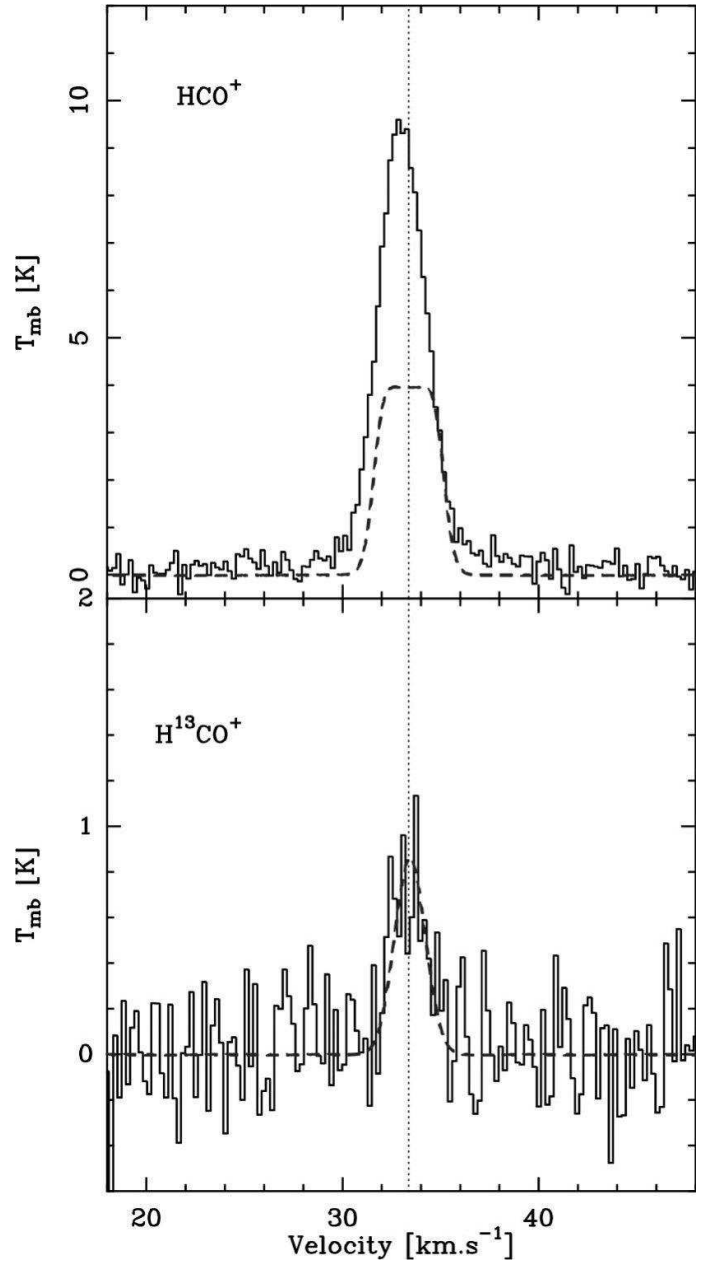


Fig. 9. Emission of HCO^+ (top) and H^{13}CO^+ (bottom) ($J = 1-0$) from MM1 source overlaid by 1D model of the source (dashed line). Resulting abundances are $X(\text{HCO}^+) = 2.3 \times 10^{-9}$ and $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+) = 3.4 \times 10^{-11}$, according to the typical isotopic ratio $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 67$. Velocity resolutions of spectra are kept identical to the observational resolutions reported in Table 2.

an excess on the blue side, which could be associated with the blue-shifted outflow wing that is mostly located inside the core in CO (see Fig. 3). Generally speaking, HCO^+ is a good outflow tracer, and we speculate that the HCO^+ line is actually dominated by some HCO^+ -rich gas associated with the outflow shocks inside the core (i.e. at high density as required to excite HCO^+). This would mean that the derived HCO^+ abundance in the core envelope is only an upper limit and could well be much smaller, except locally in outflow shocks.

(3) para- and ortho- H_2CO modeling

The ratio between para and ortho populations of H_2CO is an interesting parameter in the global context of gas temperature

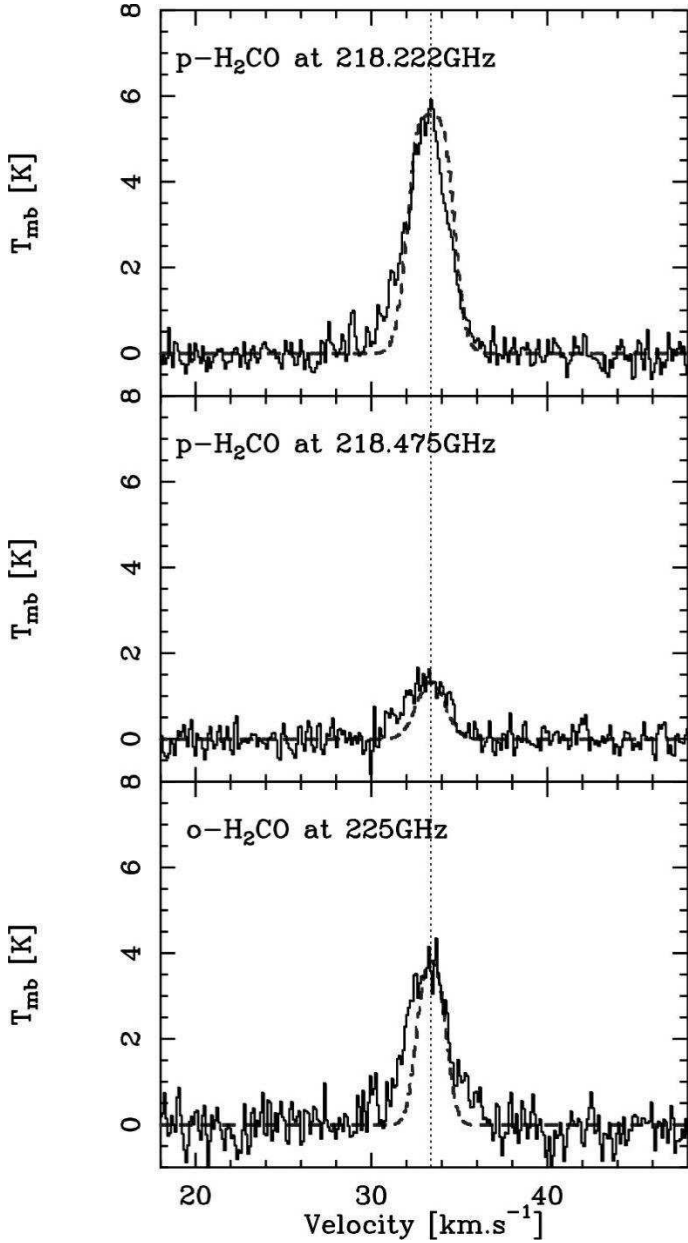


Fig. 10. Para- H_2CO (top and middle) and ortho- H_2CO (bottom) emissions from MM1 source overlaid by 1D model of the source (dashed lines). Resulting abundances are $X(\text{para} - \text{H}_2\text{CO}) = 1.5 \times 10^{-10}$ and $X(\text{ortho} - \text{H}_2\text{CO}) = 1.3 \times 10^{-10}$, leading to a ratio para/ortho ≈ 1.2 . Velocity resolutions of spectra are kept identical to the observational resolutions reported in Table 2.

and chemical activity (Kahane et al. 1984) and can be a useful tool for following the chemical evolution of gas inside and between the observed sources. Our modeling indicates that the lines are mostly optically thin ($\tau_{218.2\text{GHz}} = 1.37$, $\tau_{218.5\text{GHz}} = 0.09$ and $\tau_{225\text{GHz}} = 0.77$), so we adopt the same routine as described for N_2H^+ . The abundances obtained are as follows $X(\text{para} - \text{H}_2\text{CO}) = 1.5 \times 10^{-10}$ and $X(\text{ortho} - \text{H}_2\text{CO}) = 1.3 \times 10^{-10}$, leading to a ratio para/ortho ≈ 1.2 . The agreement between the modeled and the observed lines is good. All the lines, however, tend to show some excess on the blue side, while the ortho line even shows excesses on both sides (see Fig. 10). In addition we want to emphasize that the two para- H_2CO transitions, which have two significantly different E_{up}/k (respectively 21.0 K and 68.1 K), are well-reproduced. This is an indication

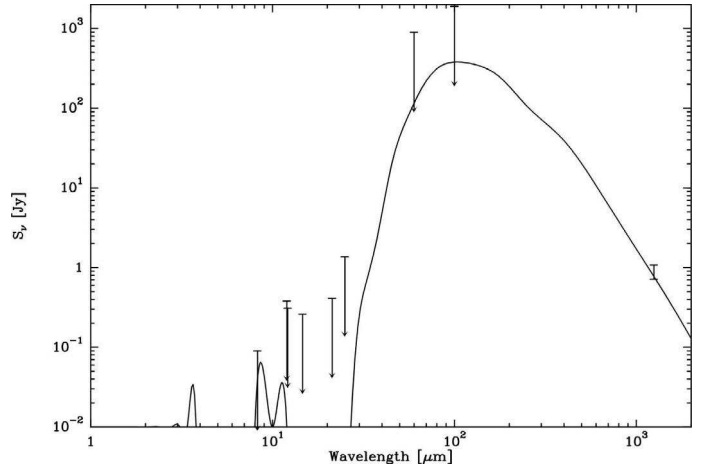


Fig. 11. Spectral energy distribution of MM2 overlaid with the 1D model result. Infrared emission always has an upper limit due to the non-detection of the source.

that the excitation temperature of the emitting gas is also well-reproduced by the physical model.

4.2. IRAS 18151–1208 MM2

4.2.1. Spectral energy distribution

Since MM2 is not detected in the mid-infrared and considering our conclusions from the modeling of MM1, we decided to only model the source in a simple 1D, spherical geometry. We cannot derive the bolometric luminosity of MM2 by integrating its SED, due to all infrared fluxes being upper limits. Instead, we assumed a luminosity of $2700 L_{\odot}$, which is uncertain by at least a factor of 2. This luminosity corresponds to a B4V type star (approximately $7 M_{\odot}$) with $T_{\star} = 16\,600$ K, which we used to describe the heating source of our model. The 1.2 mm continuum source deconvolved extension from Beuther et al. (2002b) is equal to $14.4''$, thus $r_{\text{ext}} = 21\,600$ AU or ≈ 0.10 pc at 3 kpc, and we assume a power-law index $p = -1.3$ from the same paper. Because only one mm-wave peak flux density was measured for MM2 (see Table 5), we adapted n_0 to fit this unique measurement. After two iterations we converged to $n_0 = 1.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ at $r_0 = 12.4$ AU, hence $\langle n \rangle = 1.1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ and a total mass gas of $M = 460 M_{\odot}$. We derived $T_{\text{ext}} = 19.2$ K, $\langle T \rangle = 19.4$ K and the temperature could be fitted by a power law of the form $\log_{10}(T) = \alpha \cdot \log r + \beta$ with $\alpha = -0.614$ and $\beta = 3.85$. The resulting SED does not show any emission in the mid- and far-infrared, in agreement with the observations (see Fig. 11) and as expected for a simple 1D description.

4.2.2. Molecular emission modeling

We used the same procedure to model the molecular lines toward MM2 as for MM1. We therefore derived the molecular abundance relative to H_2 and the turbulent velocity v_{T} . We also tested a possible infall velocity field in the form $v_{\text{in}}(r) = v_{\text{in}}(r/r_0)^{-0.5}$.

Emission of optically thin C^{34}S lines ($\tau_{2-1} = 4.4 \times 10^{-2}$ and $\tau_{3-2} = 4.4 \times 10^{-2}$) in the MM2 object are treated by taking two different grids for the χ^2 calculation over its intensity and area. The first grid is $(f_{\text{C}^{34}\text{S}}, v_{\text{T}}) = ([0.1, 0.2 \dots 0.5], [1.5, 1.6 \dots 2.0])$, and it shows a best fit for $(f, v_{\text{T}}) = (0.3, 1.7)$. The second one is finer with $f_{\text{C}^{34}\text{S}} = [0.25, 0.26 \dots 0.35]$ and a fixed $v_{\text{T}} = 1.7 \text{ km s}^{-1}$ because of the low dependence of the modeled line on this

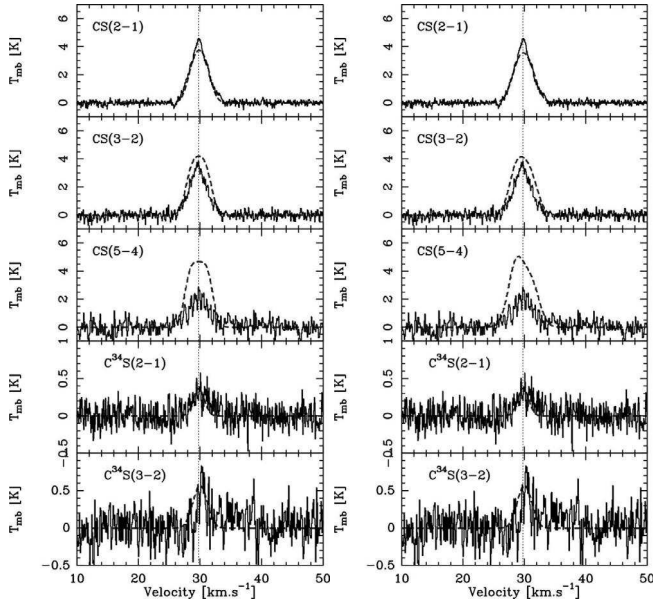


Fig. 12. Emission of CS from MM2 object overlaid by 1D static (*left*) and 1D with the infall ($v_{\text{in}} = -1.0 \text{ km s}^{-1}$) model of the source (dashed lines). Velocity resolutions of spectra are kept identical to the observational resolutions reported in Table 2.

parameter compared to $f_{\text{C}^{34}\text{S}}$. It gives the best fit for $f_{\text{C}^{34}\text{S}} = 0.27$, hence an abundance $X(\text{C}^{34}\text{S}) = 2.7 \times 10^{-11}$. As for MM1, the resulting modeled lines reproduce all transitions well except the CS (5–4) line, which is heavily overestimated in intensity. Again it points to a lower abundance of CS in the inner regions compared to the outside.

Then, as above for MM1, we added an infall velocity profile following a typical $r^{-0.5}$ distribution. The asymmetric shape was obtained for a minimum infall velocity $v_{\text{in}} = -1.0 \text{ km s}^{-1}$. The resulting profile is unchanged for (2–1) transition, is slightly improved for the (3–2), but shows an excess of blue emission that is not observed for CS (5–4) (see Fig. 12, right). Therefore including infall velocity distribution does not improve our fit, so does not seem to be necessary. It gives an upper limit for the infall velocity of $v_{\text{in}} = -1.0 \text{ km s}^{-1}$.

The optically thin emission of N_2H^+ ($\tau \sim 10^{-2}$) in MM2 is treated by comparing the observed and modeled velocity-integrated area and using it to adapt an initial typical abundance (1.0×10^{-10}). The resulting fit for N_2H^+ is shown in Fig. 13 and corresponds to $X(\text{N}_2\text{H}^+) = 6.3 \times 10^{-10}$. As for MM1, the quality of the fit is high.

For HCO^+ and H^{13}CO^+ , we obtain the following abundances: $X(\text{HCO}^+) = 5.1 \times 10^{-9}$ and $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+) = 7.6 \times 10^{-11}$. The best-fit result is shown in Fig. 14. As for MM1, the modeled HCO^+ line emission does not reproduce the observations well. The HCO^+ column density derived from the H^{13}CO^+ line implies a heavily saturated ($\tau = 19$) HCO^+ line that is not observed. Obviously in contrast to all the other molecules, the distribution of HCO^+ does not follow the simple spherical geometry of the model.

We then derived the best abundances for the para and ortho- H_2CO to reproduce the three observed transitions (see Fig. 15). The abundance obtained for the ortho transition at 225 GHz is $X(\text{ortho-}\text{H}_2\text{CO}) = 2.0 \times 10^{-10}$. For the two para transitions, no unique abundance can be derived. For the best fit of the 218.222 GHz line emission, the abundance obtained is $X(\text{para-}\text{H}_2\text{CO}) = 2.6 \times 10^{-10}$, but the 218.475 GHz line is then

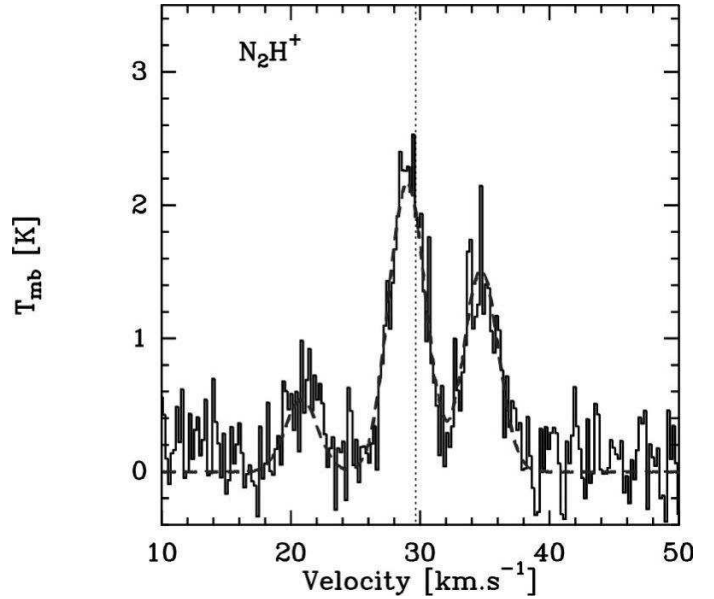


Fig. 13. Line emission of N_2H^+ from MM2 object overlaid by the 1D model of the source (dashed line). Velocity resolutions of spectra are kept identical to the observational resolutions reported in Table 2.

too weak by a factor of almost 2; see Fig. 15. At the other extreme, if the 218.475 GHz line is fitted, the abundance obtained is $X(\text{para-}\text{H}_2\text{CO}) = 4.8 \times 10^{-10}$. In contrast to MM1 for which a correct ratio of the two para lines was obtained, the modeled ratio (218.222 over 218.475) for MM2 appears to be too high. That the weaker 218.475 GHz line emission has a higher upper energy level ($E_{\text{up}}/k = 68.1 \text{ K}$) suggests that the emitting gas is actually warmer in MM2 than what is represented by the simple 1D model. The resulting para-to-ortho ratio is therefore in the range ≈ 1.3 –2.4.

5. Discussion

5.1. MM2: a new massive protostar driving a powerful outflow.

MM2 is a millimeter source without an infrared counterpart (MSX or IRAS). It is even seen in absorption over the local background in the MSX $8\mu\text{m}$ image (see Fig. 1). A water maser has been detected toward the core by Beuther et al. (2002a). With the addition of our newly discovered CO outflow driven by MM2, it all clearly points to the protostellar nature of MM2. Inside the core size of 0.22 pc ($14.4''$, see Table 5), a total mass of $460 M_{\odot}$ is obtained with MC3D (dust emissivity for the MRN grain distribution; see Table 6). MM2 is therefore a newly discovered massive protostellar core that is not detected in the mid- or far-IR: an IR-quiet massive protostellar object. A more complete comparison with the detailed analysis obtained for low-mass protostars and in Cygnus X by Motte et al. (2007) is given in the next section.

5.2. Evolutionary stages of MM1, MM2 and MM3.

In contrast to low-mass star formation (e.g. André et al. 2000), the evolutionary sequence for high-mass stars is not well-constrained and understood. The general lack of spatial resolution leads to discussions of evolutionary sequences mostly applied to massive clumps (such as HMPOs, typical size of 0.5 pc) or to high-mass dense cores (typical size of 0.1 pc),

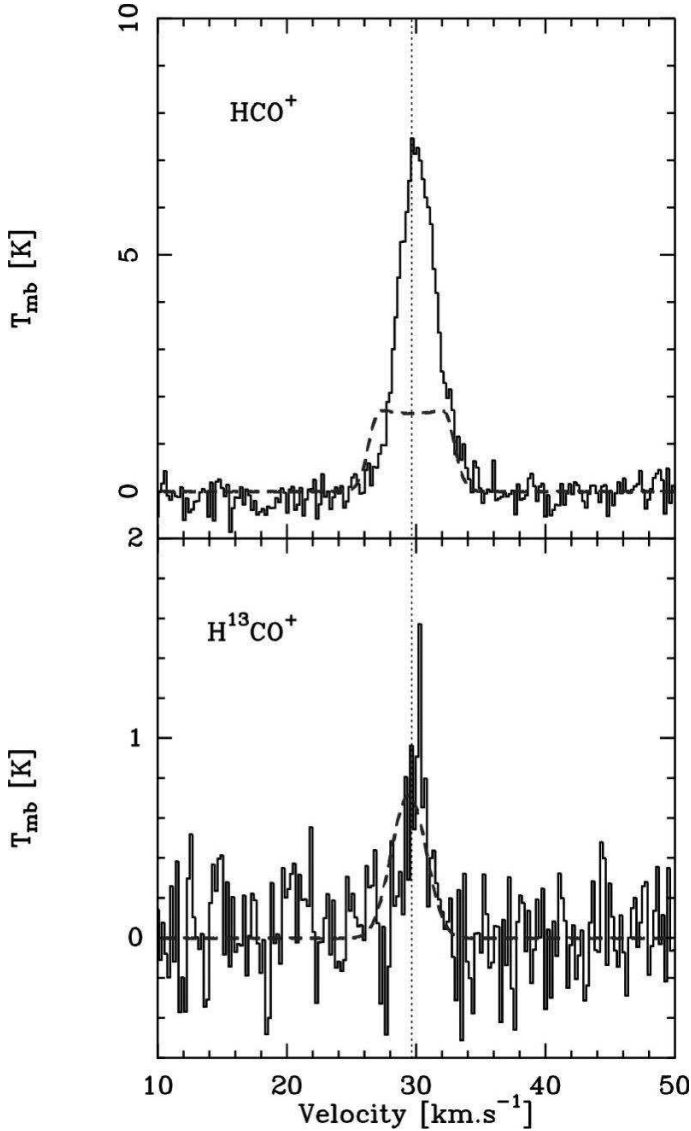


Fig. 14. Emissions of HCO^+ (top) and H^{13}CO^+ (bottom) ($J = 1-0$) from MM2 source overlaid by 1D model of the source (dashed line). Velocity resolutions of spectra are kept identical to the observational resolutions reported in Table 2.

which cannot usually be directly compared to protostars that have physical sizes close to 0.01–0.05 pc (e.g. Motte et al. 1998; Motte & André 2001). A recent attempt to clarify these different scales and associated evolutionary sequences is compiled in Motte et al. (2007); see their Table 4. From the complete survey of the relatively nearby Cygnus X complex, a total of 40 high-mass dense cores were recognized with an average size of 0.13 pc, similar to the sizes of nearby, low-mass dense cores, but 20 times more massive and 5 times denser. These high-density cores were all found to already be protostellar in nature and were proposed to represent the earliest phases of high-mass star formation. Among the 40 cores, 15 were already associated with a UC-HII region and bright in the infrared, 8 were only bright in the infrared, and 17 were IR-quiet protostellar cores. This sequence is supposedly to be mostly an evolutionary sequence, the IR-quiet cores being the precursors of the IR-bright cores and then of UC-HII regions. We discuss the cores in IRAS 18151–1208 in the framework of these recent Cygnus X results.

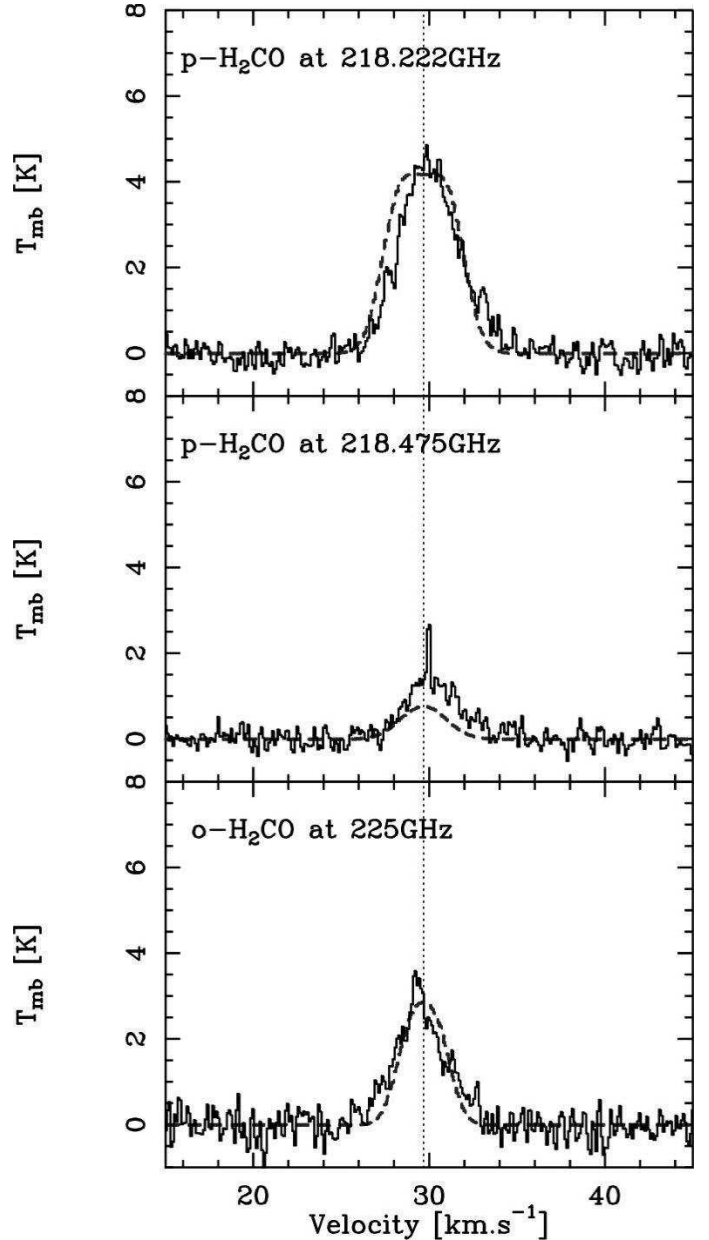


Fig. 15. Para- H_2CO (top and center) and ortho- H_2CO (bottom) emissions from MM2 source overlaid by 1D model of the source (dashed lines). Velocity resolutions of spectra are kept identical to the observational resolutions reported in Table 2.

First of all, no bright radio source is detected in the whole IRAS 18151–1208 clump. All the massive protostellar objects detected in the clump are necessarily objects in an evolutionary stage prior to the formation of a UC-HII region. In Fig. 1, the distribution of mid-infrared emission from MSX is displayed. It is clear that the main bright infrared source is associated with MM1, while the MM2 area is devoid of mid-infrared emission. The core is even actually seen in absorption over the local background. MM3 is more complicated since a moderately bright MSX source is situated close to the center of the core.

MM1 has a mass of $660 M_{\odot}$ in a radius of 27 300 AU (core size of 0.27 pc) obtained from the fit of the SED with MC3D (Table 6). It has a bolometric luminosity higher than $10^4 L_{\odot}$, and is bright in the mid-IR ($S_{20\mu\text{m}} = 61 \text{ Jy}$). It drives a powerful bipolar outflow and therefore hosts at least one mid-IR bright massive

Table 6. Summary of results from dust continuum emission modeling (above mid-line) and from molecular line emission modeling (below mid-line). The relative uncertainties are at the 3σ level, and they correspond to the rms noise propagated through the modeling process.

	MM1	MM2
L	$14\,000 L_{\odot}$	$2\,700 L_{\odot}$
T_*	$22\,500\text{ K}$	$16\,600\text{ K}$
M_{gas}	$660 \pm 130 M_{\odot}$	$460 \pm 100 M_{\odot}$
r_{ext}	$27\,300\text{ AU}$	$21\,600\text{ AU}$
n_0	$2.8(0.6) \times 10^9\text{ cm}^{-3}$	$1.1(0.2) \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$
$\langle n \rangle$	$8.0(2.0) \times 10^5\text{ cm}^{-3}$	$1.1(0.2) \times 10^6\text{ cm}^{-3}$
p	-1.2^a	-1.3^a
T_{ext}	$25.4(0.5)\text{ K}$	$19.2(0.4)\text{ K}$
$\langle T \rangle$	$27.3(0.2)\text{ K}$	$19.4(0.2)\text{ K}$
α	$-0.588(0.011)$	$-0.614(0.012)$
β	$3.95(0.03)$	$3.85(0.04)$
r_{in}	$21(2)\text{ AU}$	$12(1)\text{ AU}$
v_{T}	$1.0(0.1)\text{ km s}^{-1}$	$1.7(0.1)\text{ km s}^{-1}$
$X(\text{CS})$	$1.0(0.3) \times 10^{-9}$	$5.4(1.5) \times 10^{-10}$
$X(\text{C}^{34}\text{S})$	$5.1(1.4) \times 10^{-11}$	$2.7(0.8) \times 10^{-11}$
$X(\text{N}_2\text{H}^+)$	$3.5(0.8) \times 10^{-10}$	$6.3(1.4) \times 10^{-10}$
$X(\text{HCO}^+)$	$2.3(0.7) \times 10^{-9}$	$5.1(1.6) \times 10^{-9}$
$X(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$	$3.4(1.1) \times 10^{-11}$	$7.6(2.4) \times 10^{-11}$
$X(\text{p-H}_2\text{CO})$	$1.5(0.4) \times 10^{-10}$	$2.6(0.7)\text{--}4.8(1.3) \times 10^{-10}$
$X(\text{o-H}_2\text{CO})$	$1.3(0.4) \times 10^{-10}$	$2.0(0.6) \times 10^{-10}$
[para/ortho]	≈ 1.2	$\approx 1.3\text{--}2.4$

^a Values from continuum map analysis by Beuther et al. (2002b).

protostar. Using the same dust properties (millimeter dust emissivity and average temperature) as in Motte et al. (2007) and inside a 0.13 pc size, the MM1 core would have a mass as high as $74 M_{\odot}$, and would therefore be among the most massive cores of Cygnus X. With an equivalent $S_{20\mu\text{m}} = 190\text{ Jy}$ at 1.7 kpc (distance of Cygnus X), it would be the brightest core not associated with a UC-HII region (see Fig. 7 in Motte et al. 2007). It is, however, not as bright in the mid-IR as the well-known AFGL 2591 source described by van der Tak et al. (1999). In the Motte et al. (2007) classification, MM1 is therefore a high-luminosity IR (or IR bright) protostar.

Except its nondetection in the mid- and far-IR ($S_{20\mu\text{m}} \lesssim 2\text{ Jy}$), the properties of MM2 resemble those of MM1. It has a mass of $460 M_{\odot}$ in a radius of 21 600 AU (core size of 0.22 pc) obtained with MC3D (Table 6), a still high bolometric luminosity of $2700 L_{\odot}$, and it drives a powerful bipolar outflow. Using the same dust properties as in Motte et al. (2007), and inside a 0.13 pc, the MM2 core would have a mass of $45 M_{\odot}$ and would therefore be among the 40 high-density cores of Cygnus X. In the Motte et al. (2007) classification, MM2 is a mid-IR-quiet massive protostar.

Observations of MM3 do not permit a definitive conclusion on its nature. Although it is massive with a flatter density profile (about $200 M_{\odot}$ and $p = 0.8$, Beuther et al. 2002b) and no detected outflow, any mid-IR emission is confused due to the nearing confusing source detected by MSX and the presence of a bright IR filament in the background. At best, one can only propose that MM3 is a probable prestellar core.

One can also use the CO outflow energetics to further discuss the evolutionary stages of MM1 and MM2. Outflows are believed to be the best indirect tracers of protostellar accretion. Interestingly enough, while MM2 is not a bright IR source and is less luminous than MM1, its CO outflow is as powerful as the one of MM1. This is like Class 0 low-mass protostars, which

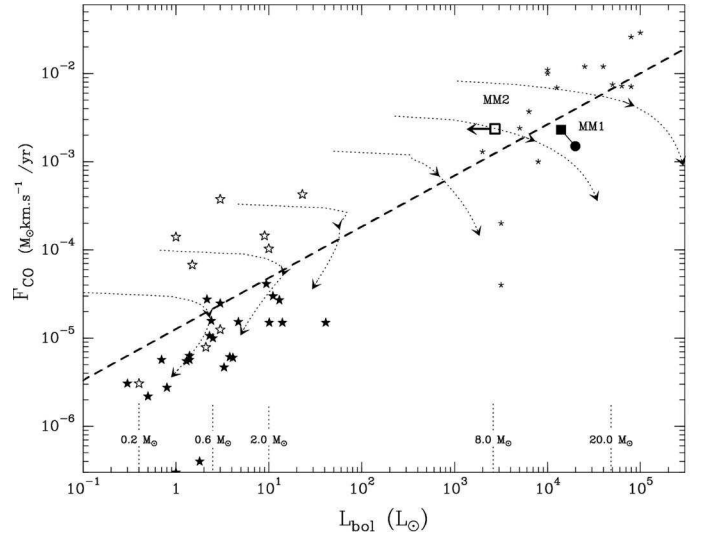


Fig. 16. Diagram of the bolometric luminosities versus CO outflow momentum fluxes for protostars adapted from Fig. 5 in Bontemps et al. (1996). Big starred markers (black and white): low-mass protostars (Bontemps et al. 1996); small starred markers: unresolved massive protostars in HMPOs from Beuther et al. (2002c). The dotted tracks arrows are from the Bontemps et al. (1996) toy model for masses from 0.2 to $50 M_{\odot}$. The black circle for MM1 indicates the values obtained by Beuther et al. (2002c) for this source, the black squares the values we derived as given in Tables 4 and 6. The white square indicates the location of the MM2 high-mass protostar. The total luminosity of the MM2 core is taken as an upper limit of the luminosity of the unresolved high-mass protostar.

on average have more powerful outflows than more evolved and IR-bright Class I objects. It has been interpreted by Bontemps et al. (1996) as due to a decrease in the accretion rate with time. Extrapolating these results to higher masses, we investigate in Fig. 16 how MM1 and MM2 place in the evolutionary diagram based on the energetics of CO outflows. The location of the low-mass protostars (Class 0 and Class I) is displayed with stars and is reproduced well by a toy model (dotted tracks) based on an exponential decrease in the accretion rate with time (see details in Bontemps et al. 1996) for stars between 0.2 and $2 M_{\odot}$. Three additional tracks are given for $M = 8, 20, 50 M_{\odot}$. One can note, for instance, that, while the low-mass protostars reach a maximum luminosity that is higher than their final ZAMS luminosity (by a factor of 5 for $0.2 M_{\odot}$ stars), the luminosities of massive protostars are always increasing. In this scenario, the dashed line would represent the location of the transition between Class 0 and Class I protostars, i.e. the location where half of the final mass is accreted (first black arrow symbols, second arrow symbols are for 90% of the mass accreted). If this can be extrapolated to high-mass protostars it indicates that MM2 is younger than MM1 and could host a high-mass Class 0 like protostar. The HMPO (star symbols) including MM1 and MM2 are not resolved well as individual collapsing objects. This is particularly important for MM2 for which the measured luminosity depends on its continuum fluxes in the millimeter range and therefore directly scales with the size of the region. The luminosity of MM2 should therefore be seen as an upper limit of the actual luminosity of the protostar. In this diagram, MM2 and MM1 are located in the area of the $M = 20 M_{\odot}$ track with MM2 having less than 50% of its final mass, and MM1 having about 50% of its final mass accreted. While the stellar embryo of MM2 is therefore certainly not yet a ionising star, MM1 could be hosting a

weakly ionizing stellar embryo of $\sim 10 M_{\odot}$. This could explain why MM1 would appear as the brightest core in Cygnus X (in Fig. 7 of Motte et al. 2007), which is not yet associated with a UC-HII region.

The overall properties of MM1 and MM2 therefore provide us with a coherent picture of MM1 and MM2 hosting at least one high-mass protostar which are not yet creating a UC-HII region. MM2 hosts a certainly younger, and probably slightly less massive protostar, than MM1. The high-mass protostar hosted by MM1 is a good candidate for being just at the limit of switching on a new UC-HII region. In this scheme, well-known protostars such as AFGL 2591 would be slightly more evolved with an already formed UC-HII region and a much brighter flux in the mid-IR.

5.3. Density and temperature profiles from dust continuum

From the detailed 1D and 2D analyses of the continuum emission and of the optically thin molecular line modeling, we arrived at the conclusion that a 1D spherical geometry is enough to reproduce the molecular line emission. It is only to account for the mid-infrared emission that a 2D geometry is required. Our careful analysis showed that the 1D and 2D models were indistinguishable when it comes to modeling the molecular lines. This is actually not surprising since only a very small fraction of the total mass in the core is affected by the 2D inner flattening of the density distribution. Only $11 M_{\odot}$ of the $660 M_{\odot}$ of MM1 is found to be at $T > 100$ K. The bulk of mass is at much lower temperatures and does not contribute to the infrared emission (see Fig. 17).

Facing the same difficulty to reproduce the mid-infrared emission of massive protostars, van der Tak et al. (1999) adopted another strategy by using a 1D spherical model with a large inner cavity, which could let escape the infrared photons. Our results also validate this approach since it was a way to neglect the inner-dust contribution for the molecular line modeling. On the other hand, this approach tends to converge toward large sizes of the cores that are not observed. We believe it is more realistic to impose the sizes of the cores as observed in the dust continuum.

Finally, we note that the use of a self-consistent dust radiative transfer code such as MC3D is ideal for reducing the number of free parameters. On the other hand, it imposes some stringent hypotheses on the dust properties by requiring a full opacity curve for dust grains, from infrared to millimeter wavelengths. For instance, we use the MRN distribution of grains that is known not to take the real dust opacity in the millimeter range into account very well when ice mantles are present for cold and dense cores (Ossenkopf & Henning 1994). For SED modeling, this is not very important since dust emission in the millimeter range is optically thin. But it is important for mass derivation, we expect that the masses we derived are overestimated due to freeze-out onto grains. As a consequence the abundances could be underestimated accordingly. The resulting absolute uncertainty can be evaluated by directly deriving total masses from the 1.25 mm continuum fluxes of MM1 and MM2 in Table 5 using the mass determination by Motte et al. (2007) and the average temperatures obtained in Table 6. We get 200 and $114 M_{\odot}$ for MM1 and MM2, respectively, which are ~ 3.5 times less than with MC3D. This systematic effect is, however, a general concern and our resulting abundances are still directly comparable to results from most previous similar studies that used the same assumptions.

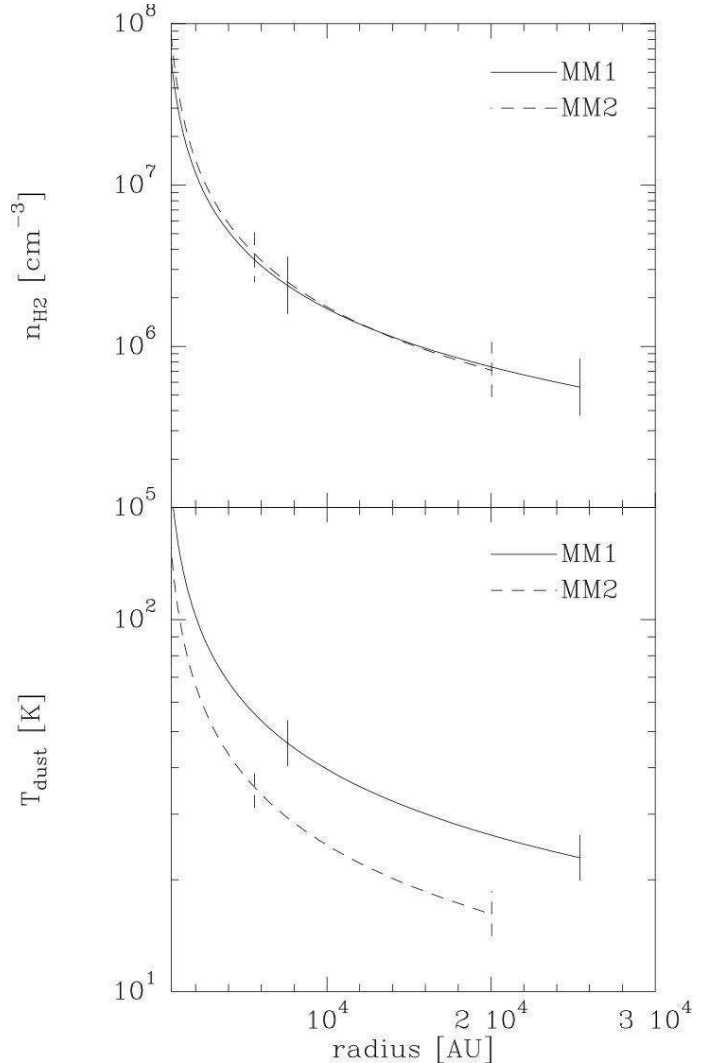


Fig. 17. Density (*top*) and temperature (*bottom*) profiles used in 1D for molecular line emission modeling of MM1 (plain) and MM2 (dashed). Intervals (vertical lines) represent where 90% of the mass is present in the models, hence what physical conditions are dominating line emission process of molecules observed.

5.4. Average abundances from molecular observations.

Modeling of MM1 and MM2 allowed us to derive absolute molecular abundances. The CS abundances we find, $X \approx 0.5\text{--}1.0 \times 10^{-9}$, are typical values for this type of source (Pirogov et al. 2007). We note the same result for N_2H^+ where $X \approx 3.5\text{--}6.3 \times 10^{-10}$ (Pirogov et al. 2003), HCO^+ with $X \approx 2.3\text{--}5.1 \times 10^{-9}$ (van der Tak et al. 2000a), and finally $X(\text{H}_2\text{CO})$ is in the wide, typical abundance range observed (Keane et al. 2001; Bisschop et al. 2007). All these results fit abundance ranges derived from standard chemical evolution modeling as made by Doty et al. (2002): $X(\text{CS})$ varying from 1×10^{-10} to 1×10^{-8} , $X(\text{N}_2\text{H}^+)$ from 1×10^{-12} to 3×10^{-10} , $X(\text{HCO}^+)$ from 1×10^{-11} to 6×10^{-9} , and $X(\text{H}_2\text{CO})$ from 1×10^{-10} to 2×10^{-8} . Thus we conclude that our observations and models do not reveal any abundance anomaly compared to other massive protostellar objects and to chemical predictions.

5.5. Depleted CS abundance in the inner regions

The modeling of multiple line emission from a single molecular species enables us to probe physical conditions inside a source.

In our model, where no shocks are inserted, the main factor is thermal excitation. Modeling of CS transitions (E_{up}/k is equal to 7.0, 14.1, and 35.3 K for $J = 2-1$, $J = 3-2$, and $J = 5-4$) reveals that, for both MM1 and MM2 sources, the two lowest CS transitions are almost reproduced, whereas the highest one is stronger than observed (see Figs. 7 and 12). A lower abundance of CS in the inner regions could explain this discrepancy. Since the gas is cold and dense in basically the whole MM1 and MM2 cores, a significant depletion of CS onto the grains is expected (see Tafalla et al. 2002, and references therein). For the line modeling of the low-mass Class 0 protostar IRAM 04191, Belloche et al. (2002) had also to consider a significant CS depletion (by a factor of about 20) to reproduce the observed lines. The CS depletion is expected to still be significant, even for high-mass cores such as MM1 and MM2 because they have not yet formed a large hot-core region. Only a very small fraction of the total mass of MM1 is expected to be at $T > 100$ K. We conclude that CS depletion in the inner regions of MM1 and MM2 could be responsible for the too weak CS(5–4) emission that is not reproduced by our modeling.

5.6. H_2CO : a probe of physical and chemical interactions?

Our study clearly shows that the H_2CO emission we observed can be modeled with no radial variation of abundance. The test of an overabundance driven by a hot core ($T > 100$ K) does not show any significant improvement in line fitting. We can understand it from the low contribution in mass of the hot parts of MM1 and MM2 (resp. $11 M_{\odot}$ and $3 M_{\odot}$; see Fig. 17). Thus we conclude that H_2CO line emission does not show any hot-core contribution.

However the line emission from MM2 leads to a greater abundance of H_2CO than MM1, with a need for a hotter inner part, although it is the colder and the younger of the two sources. The line emission from MM2 could be affected by a significant contribution of outflow shocks in the inner envelope of the protostar. This idea is supported by the higher turbulent velocity observed in MM2 ($v_{\text{T}} = 1.7 \text{ km s}^{-1}$ in contrast to 1.0 km s^{-1} for MM1) and its internal para-to-ortho ratio greater than 1, suggesting recent chemical activity (Kahane et al. 1984) driven in these shocks.

5.7. Chemical evolution of high-mass cores

We finally wish to speculate that the chemical differences between MM1 and MM2 are related to their different evolutionary stages. The derived abundances, obtained with the same modeling process and radiative transfer code, show that $X(\text{CS})$ is 2 times higher for MM1 than for MM2, and 5 times lower than in the probably more evolved AFGL 2591 high-mass protostar, suggesting that the CS abundance might increase with time. Interestingly enough, the Johnstone et al. (2003) study of sub-millimeter sources in Orion was suggesting the same trend. The chemical models by Wakelam et al. (2004) actually predict such an evolution of the CS abundance in protostars: a constant production of CS is expected at low temperatures ($T < 100$ K), thus increasing the abundance with the source evolution. Moreover, when the hot core region develops, the release of CS from the grains may even increase the CS abundance more. This could be the case for the high abundances in AFGL2591 and in the sources observed by Hatchell & van der Tak (2003).

In contrast, $X(\text{N}_2\text{H}^+)$ is found to decrease with time; the N_2H^+ abundance inside AFGL 2591 shows a clear trend of

decrease from MM2 to AFGL 2591: $X(\text{N}_2\text{H}^+)_{\text{AFGL 2591}} = 0.1 \times X(\text{N}_2\text{H}^+)_{\text{MM1}} = 0.05 \times X(\text{N}_2\text{H}^+)_{\text{MM2}}$. This molecule hardly depletes on cold dust grains and is rapidly destroyed at warm temperatures. This behavior is not unique and has already been observed in high-mass protostellar objects (Reid & Matthews 2007). We suggest that the CS and N_2H^+ , i.e. abundance ratio may be a good tracer of protostellar evolution, but more observations and modeling are required to test this hypothesis.

6. Conclusions

Here we summarize our conclusions on the massive protostellar objects MM1 and MM2 of the IRAS 18151–1208 region.

1. The three cores of the region, MM1, MM2, and MM3 are physically linked and were probably formed from a single parental cloud or clump.
2. We detected for the first time a CO outflow driven by MM2. It clearly establishes the protostellar nature of MM2. In contrast, MM3 does not show any outflow activity and is therefore most probably a pre-stellar core.
3. Following the evolutionary scheme discussed in Motte et al. (2007), MM1 is a high-luminosity IR (or IR-bright) massive protostar, while MM2 is an IR-quiet massive protostar.
4. We have established that, while an inner flattening of the matter distribution is required to reproduce the SED of MM1, a simple 1D spherical geometry is enough to model molecular line observations. In contrast, MM2 does not even require an inner flattening since it is not detected in the mid-infrared range.
5. A significant depletion of CS in the inner parts of the MM1 and MM2 cores is required to reproduce the observed CS line emission fully.
6. We find that the abundance ratio between CS and N_2H^+ could be a very good evolution tracer for high-mass protostellar cores hosting high-mass protostars.

Acknowledgements. We would like to thank Henrik Beuther for his useful and precise comments as referee and for kindly providing his 1.2 mm continuum map data of the region that we used for the figure of the whole region (Fig. 1). They both greatly improved the general content of this paper. We also thank Jonathan Braine and Nicola Schneider for their corrections.

References

- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Aumann, H. H., Fowler, J. W., & Melnyk, M. 1990, *AJ*, 99, 1674
- Belloche, A., André, P., Despois, D., & Blinder, S. 2002, *A&A*, 393, 927
- Beuther, H., Schilke, P., Gueth, F., et al. 2002a, *A&A*, 387, 931
- Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., et al. 2002b, *ApJ*, 566, 945
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., et al. 2002c, *A&A*, 383, 892
- Bisschop, S. E., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., & de Wachter, E. B. M. 2007, *A&A*, 465, 913
- Bonnell, I. A., Vine, S. G., & Bate, M. R. 2004, *MNRAS*, 349, 735
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Cabrit, S., & Bertout, C. 1992, *A&A*, 261, 274
- Caselli, P., Myers, P. C., & Thaddeus, P. 1995, *ApJ*, 455, L77+
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 471, 400
- Chernin, L. M., & Masson, C. R. 1995, *ApJ*, 455, 182
- Chiu, Y.-N., Henkel, C., Whiteoak, J. B., Langer, N., & Churchwell, E. B. 1996, *A&A*, 305, 960
- Daniel, F., Dubernet, M. -L., & Meuwly, M. 2004, *J. Chem. Phys.*, 121, 4540
- Daniel, F., Dubernet, M.-L., Meuwly, M., Cernicharo, J., & Pagani, L. 2005, *MNRAS*, 363, 1083
- Davis, C. J., Varricatt, W. P., Todd, S. P., & Ramsay Howat, S. K. 2004, *A&A*, 425, 981

- Doty, S. D., van Dishoeck, E. F., van der Tak, F. F. S., & Boonman, A. M. S. 2002, *A&A*, 389, 446
- Guilloteau, S., & Lucas, R. 2000, in *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, ed. J. G. Mangum, & S. J. E. Radford, ASP Conf. Ser., 217, 299
- Hatchell, J., & van der Tak, F. F. S. 2003, *A&A*, 409, 589
- Hogerheijde, M. R., & van der Tak, F. F. S. 2000, *A&A*, 362, 697
- Johnstone, D., Boonman, A. M. S., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 412, 157
- Kahane, C., Lucas, R., Frerking, M. A., Langer, W. D., & Encrenaz, P. 1984, *A&A*, 137, 211
- Keane, J. V., Tielens, A. G. G. M., Boogert, A. C. A., Schutte, W. A., & Whittet, D. C. B. 2001, *A&A*, 376, 254
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2007, *ApJ*, 656, 959
- Lucas, R., & Liszt, H. 1998, *A&A*, 337, 246
- Mathis, J. S., Rimpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- McCutcheon, W. H., Sato, T., Purton, C. R., Matthews, H. E., & Dewdney, P. E. 1995, *AJ*, 110, 1762
- McMullin, J. P., Golap, K., & Myers, S. T. 2004, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems (ADASS) XIII*, ed. F. Ochsenbein, M. G. Allen, & D. Egret, ASP Conf. Ser. 314, 468
- Motte, F., & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., et al. 2007, *A&A*, 476, 1243
- Ossenkopf, V., & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Pirogov, L., Zinchenko, I., Caselli, P., Johansson, L. E. B., & Myers, P. C. 2003, *A&A*, 405, 639
- Pirogov, L., Zinchenko, I., Caselli, P., & Johansson, L. E. B. 2007, *A&A*, 461, 523
- Reid, M. A., & Matthews, B. C. 2007, *ArXiv e-prints*, 712
- Schöier, F. L., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 2002, *A&A*, 390, 1001
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, *A&A*, 432, 369
- Shakura, N. I., & Syunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Sridharan, T. K., Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., & Wyrowski, F. 2002, *ApJ*, 566, 931
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
- Underhill, A. B., Divan, L., Prevot-Burnichon, M.-L., & Doazan, V. 1979, *MNRAS*, 189, 601
- van der Tak, F. F. S. 2005, in *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, IAU Symp., 227, 70
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., Evans, II, N. J., Bakker, E. J., & Blake, G. A. 1999, *ApJ*, 522, 991
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Caselli, P. 2000a, *A&A*, 361, 327
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., Evans, II, N. J., & Blake, G. A. 2000b, *ApJ*, 537, 283
- van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 1998, *ARA&A*, 36, 317
- Wakelam, V., Caselli, P., Ceccarelli, C., Herbst, E., & Castets, A. 2004, *A&A*, 422, 159
- Williams, S. J., Fuller, G. A., & Sridharan, T. K. 2004, *A&A*, 417, 115
- Wilson, T. L., & Rood, R. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Wolf, S., Henning, T., & Stecklum, B. 1999, *A&A*, 349, 839
- Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1989, *ApJS*, 69, 831
- Zinnecker, H., & Yorke, H. W. 2007, *ARA&A*, 45, 481

3.3 Données complémentaires

La région de formation stellaire IRAS 18151–1208 a été observée pour la première fois, comme son nom l'indique, par le satellite IRAS (*InfraRed Astronomical Satellite* soit satellite astronomique infrarouge en français) dans un domaine couvrant l'infrarouge moyen et lointain. Par la suite, l'instrument MSX (*Midcourse Space eXperiment*) a apporté dans l'infrarouge moyen des données complémentaires ayant une meilleure résolution spatiale.

Nous avons utilisé et exploité ces données pour la réalisation de cette étude. Comme il n'était pas possible d'inclure l'intégralité de ce travail dans l'article qui a été présenté auparavant, nous le faisons ici pour présenter la totalité du travail qui a été effectué sur cette région.

3.3.1 Cartes IRAS

Pour débiter nous montrons les images brutes obtenues par le satellite IRAS (colonne de gauche sur la Fig. 3.1). Ces images montrent que IRAS 18151–1208 émet fortement dans le domaine infrarouge, avec un flux émis croissant de 12 μm à 100 μm . Malheureusement la sous-structure de la source n'est pas visible. Aussi nous avons utilisé la procédure de traitement *HiRes* (pour *High RESolution*, soit haute résolution en anglais) mise en place par l'équipe de l'*Infrared Science Archive* (ou IRSA) de la NASA, disponible via un courrier électronique de requête formaté. Ce traitement utilise la méthode de corrélation maximale décrite par Aumann *et al.* (1990) afin d'augmenter la résolution nominale de l'image. Les résultats obtenus après traitement (voir Fig. 3.1, colonne de droite) montrent que :

- quelque soit la longueur d'onde, la multiplicité de la région n'apparaît pas,
- une légère extension vers l'ouest apparaît à 12 μm ,
- le photocentre se décale vers l'ouest à 60 et 100 μm .

Tout d'abord, les deux premières remarques évoquées au-dessus nous indiquent bien que l'antenne, à cause de son lobe large et malgré la procédure *HiRes*, détecte difficilement la multiplicité de cette source. Malgré tout, l'extension présente à 12 μm vers l'ouest laisse à penser que le satellite IRAS n'était pas loin de détecter la source infrarouge proche du pic millimétrique MM3, nommée ici MM3* que la mission spatiale *Midcourse Space Experiment*(MSX), allait observer. Nous y reviendrons plus tard dans la partie 3.3.2. Pour finir, le décalage du photocentre vers l'ouest à 60 et 100 μm indique clairement que d'autres sources situées à proximité de la source principale, et qui n'étaient pas détectées dans l'infrarouge proche, contribuent désormais au flux observé.

3.3.2 Cartes MSX

Les données MSX sont ouvertes librement à la communauté scientifique et se présentent sous la forme d'images récupérables via le site de l'IRSA. Ces images ont une résolution angulaire d'environ 15'' et la taille des pixels qui les constitue est de 3'' \times 3''. L'ensemble des sources ponctuelles détectées constitue le catalogue MSX dans lequel la source principale MM1 de IRAS 18151–1208 est répertoriée.

La figure 3.2 nous montre la région de formation stellaire IRAS 18151–1208 vue par les quatre récepteurs infrarouges A, C, D et E à respectivement 8.28, 12.13, 14.65 et

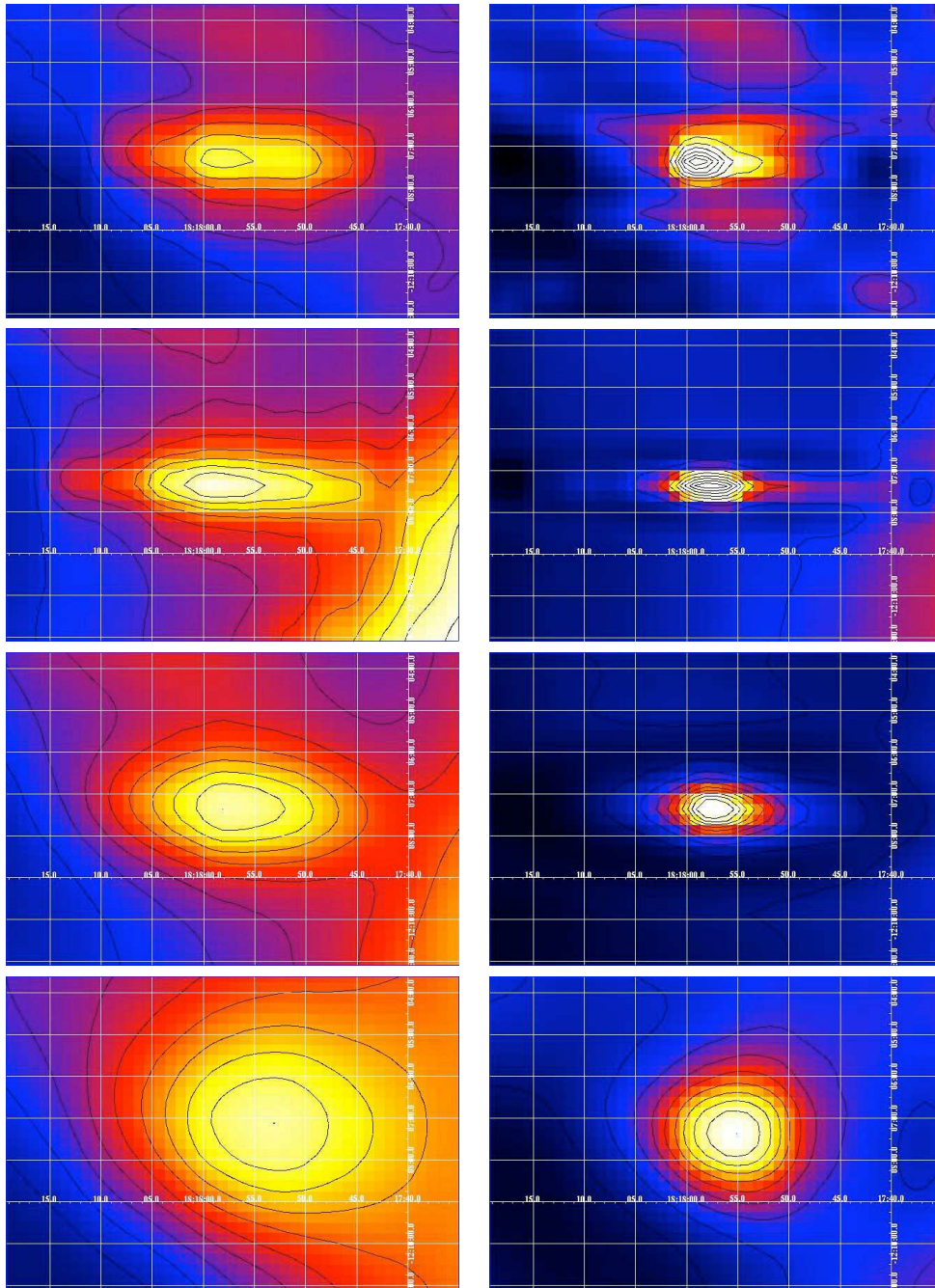


FIG. 3.1 – Images brutes (à gauche) de la région de formation stellaire IRAS 18151–1208 obtenues par les quatre bandes infrarouges à 12, 25, 60 et 100 μm du satellite IRAS. Les mêmes images après traitement par la routine HiRes (à droite). Les contours vont de 10% à 90% du maximum par pas de 10%. Ces maxima sont, respectivement, de 97, 358, 1483 et 1396 $\text{MJy}\cdot\text{sr}^{-1}$ pour les images brutes (à 12, 25, 60 et 100 μm) et 366, 1535, 6740 et 4035 $\text{MJy}\cdot\text{sr}^{-1}$ pour les images traitées. On voit bien que, dans tous les cas, la triplicité de la source n'apparaît pas et les flux mesurés sont la somme des flux provenant des trois sources, au moins pour les images à 60 et 100 μm .

source	α (J2000)	δ (J2000)	$\Delta\alpha$	σ_α	$\Delta\delta$	σ_δ
MM1	$18^h17^m58.15^s$	$-12^\circ07'24.9''$	$+15.7''$	$1.0''$	$-2.9''$	$0.9''$
MM3*	$18^h17^m52.05^s$	$-12^\circ06'43.0''$	$+75.7''$	$1.0''$	$+39.0''$	$1.0''$

TAB. 3.1 – *Coordonnées équatoriales (époque J2000) des deux sources MM1 et MM3* détectée par la mission MSX, obtenues à partir de la moyenne de leurs coordonnées dans chacune des bandes à 8.28, 12.13, 14.65 et 21.3 μm . La source principale MM1 est légèrement décalée vers le sud-est d'environ 16'' par rapport à la position obtenue par IRAS, alors que la source secondaire MM3* se situe au nord-ouest à une distance de 100''. Ceci explique l'extension observée sur l'image IRAS à 12 μm traitée par HiRes.*

21.3 μm . On distingue parfaitement sur les quatre images une source secondaire d'intensité moindre que la source principale. Après vérification, il s'avère que cette source est complètement décorélée de la source millimétrique MM3 située à environ 15'' du pic de l'émission infrarouge. Nous avons donc nommé cette source, par analogie de position, MM3*. On s'est alors attaché à utiliser ces images de deux manières différentes : mesurer les coordonnées des deux sources qui y figurent et mesurer les flux qui en sont issus.

La mesure des coordonnées a été faite en repérant à l'oeil nu, à l'aide des isophotes, le maximum d'intensité sur la carte. Pour chaque source nous avons calculé la moyenne en α et en δ ainsi que l'écart quadratique moyen associé σ_α et σ_δ sur les quatre cartes. Nous avons reporté dans le tableau 3.1 la position des deux sources observables ainsi que les écarts (en arcsecondes) à la position IRAS d'origine en α et δ .

Nous remarquons que la source principale MM1 est en léger décalage par rapport à la position IRAS, en direction de l'ouest à une distance de 16'' environ. La seconde source, MM3*, apparaît quant à elle au ouest-nord-ouest de la position IRAS de la région, à une distance proche de 100''. Nous comprenons alors l'extension vers le nord-ouest visible sur la carte à 12 μm de l'instrument IRAS (cf. Fig. 3.1).

Par la suite nous nous sommes attaché à mesurer l'extension des deux sources visibles sur les images MSX. Plus exactement, nous avons mesuré le grand axe et le petit axe, en arcsecondes, de l'isophote correspondant à 50% du flux maximal. Le procédé a été utilisé pour les sources MM1 et MM3*, pour chacune des bandes. Les résultats associés ont été reportés dans la table 3.2. Le résultat principal de ces mesures est que la source MM1 est plus compacte et plus sphérique que la source MM3*, comme le montrent les extensions moyennes $\langle\Delta\theta\rangle$ qui sont respectivement de 12.0'' et 17.9'', ainsi que les excentricités moyennes des isophotes $\langle e\rangle$ qui sont de 0.35 pour MM1 et 0.61 pour MM2.

Ensuite nous avons mesuré les flux issus de la source MM3* en traitant directement les images, le seul flux disponible sur le catalogue MSX étant celui de la source principale MM1. La première étape a donc consisté à convertir l'unité – propre à l'image – en $\text{Jy}\cdot\text{px}^{-1}$. En appelant x_{ij} la valeur brute d'un pixel à la position $\{i,j\}$ et f_{ij} la valeur du flux en $\text{Jy}\cdot\text{px}^{-1}$ on a la formule suivante :

$$f_{ij} = C_r \times \Omega \times x_{ij} \quad (3.1)$$

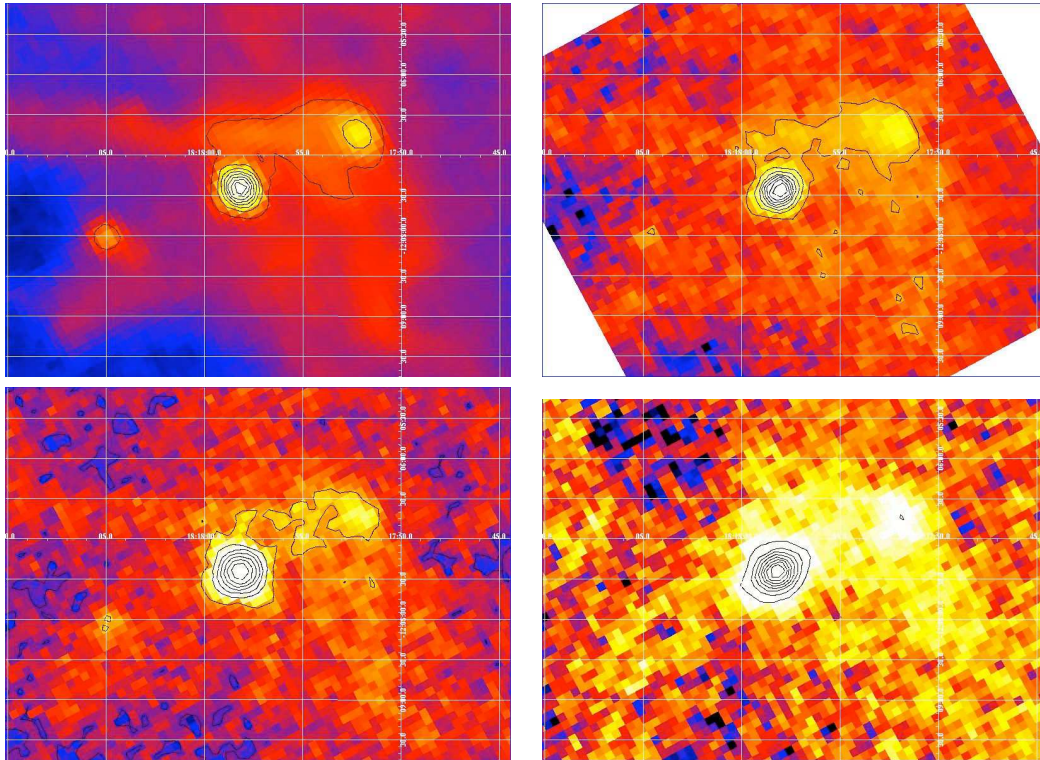


FIG. 3.2 – Images de la région de formation stellaire IRAS 18151–1208 par la mission MSX. De gauche à droite et de bas en haut : les bandes A ($8.28 \mu\text{m}$), C ($12.13 \mu\text{m}$), D ($14.65 \mu\text{m}$) et E ($21.3 \mu\text{m}$).

source	A	C	D	E	$\langle \Delta\theta \rangle$	$\langle e \rangle$
MM1	$12.7'' \times 12.2''$	$12.1'' \times 11.3''$	$11.5'' \times 11.3''$	$13.1'' \times 11.6''$	$12.0''$	0.35
MM3	$19.0'' \times 14.3''$	$22.2'' \times 16.0''$	$18.8'' \times 13.6''$	$20.1'' \times 19.4''$	$17.9''$	0.61

TAB. 3.2 – Extensions des sources MM1 et MM3 détectées dans chacune des bandes des observations MSX. Celles-ci ont été mesurées à 50% du flux maximal et montrent deux principales différences morphologiques entre ces deux sources. La première est que la source MM1 est plus compacte que MM3 avec respectivement des extensions moyennes $\langle \Delta\theta \rangle$ égales à $13.0''$ et $17.9''$. La deuxième est que MM1 est plus sphérique que MM3, comme le montre leurs excentricités moyennes $\langle e \rangle$ qui sont égales respectivement à 0.35 et 0.61.

MM1		A	C	D	E
F	(Jy)	10.33	21.79	33.02	61.76
σ_F	(%)	4.1	5.0	6.1	6.0
SNR		238.7	37.9	92.4	73.1

TAB. 3.3 – *Mesure des densités de flux F , de leurs erreurs quadratiques moyennes σ_F et du rapport de détection de la source ponctuelle par rapport au bruit (point source detection signal-to-noise ratio en anglais, noté ici SNR) pour la source MM1 par la mission MSX.*

où C_r est un facteur de conversion propre à chacun des récepteur A, C, D et E en $\text{Jy}\cdot\text{sr}^{-1}$, Ω est l'angle solide (en sr) correspondant à la taille du pixel. Les valeurs admises pour les facteurs de conversions sont $C_A = 7.133 \times 10^{12}$, $C_C = 2.863 \times 10^{13}$, $C_D = 3.216 \times 10^{13}$ et $C_E = 2.476 \times 10^{13}$. Nous avons ensuite effectué une série de relevés sur les images obtenues, en prenant comme référence la taille de MM3* dans chacune des bande (cf. Tab. 3.2) : le flux du pixel central F_0 (Jy), le flux moyen sur toute la source $\langle F \rangle$ ($\text{Jy}\cdot\text{pixel}^{-1}$), le flux total F_{tot} (Jy) et l'écart quadratique moyen sur toute la source σ_F .

Ces mesures ont, de plus, été effectuées autour de la position millimétrique de MM2 avec une extension typique de $25''$. Elles permettent alors d'avoir une limite supérieure de détection de la source. L'ensemble des résultats est reporté dans le tableau 3.4.

Pour résumer l'ensemble des résultats obtenus à partir de ces observations de la mission MSX, nous remarquons tout d'abord que la source MM1 domine en intensité les deux autres sources, avec une parfaite détection de la source ponctuelle quelque soit la bande (cf. Tab. 3.3). Nous voyons ensuite que la source MM3*, proche de MM3, est détectée elle aussi dans les quatre bandes avec un bon niveau de détection ($F_0/\langle F \rangle \sim 2$). Elle émet plus faiblement et l'augmentation de la densité de flux avec la longueur d'onde, visible pour MM1, n'apparaît pas pour MM3*. Enfin nous montrons que la source MM2 n'est pas détectée et pourrait même présenter une légère absorption du flux au centre de celle-ci. En effet nous voyons pour les bandes A, C et D que la densité de flux centrale est inférieure à la densité de flux moyenne de la source au-delà de l'écart quadratique moyen mesuré σ_F ($F_0 \lesssim \langle F \rangle$, cf. Tab. 3.4).

Nous concluons donc que la source MM1 émet fortement dans le domaine infrarouge moyen ; que l'émission venant de MM2 n'est pas détectée et, de plus, pourrait absorber l'émission de son environnement en arrière-plan ; enfin qu'une source proche de la source millimétrique MM3 émet dans l'infrarouge moyen. Il est à noter que l'ambiguïté qui apparaît à propos de la source MM3 est un facteur important qui détermine la nature même de cette source. En effet, si l'émission de MM3* avait coïncidé avec le pic millimétrique de MM3, nous aurions eu de sérieux doutes sur la nature pré-stellaire de celle-ci.

MM2		A	C	D	E
F_0	(Jy)	1.3×10^{-2}	2.0×10^{-2}	1.5×10^{-2}	4.5×10^{-2}
$\langle F \rangle$	(Jy·pixel ⁻¹)	1.5×10^{-2}	2.8×10^{-2}	1.8×10^{-2}	4.2×10^{-2}
σ_F	(Jy)	1.3×10^{-3}	4.4×10^{-3}	3.2×10^{-3}	6.3×10^{-2}
F_{tot}	(Jy)	1.52	3.60	1.71	5.81

MM3		A	C	D	E
F_0	(Jy)	5.0×10^{-2}	7.3×10^{-2}	4.2×10^{-2}	9.9×10^{-2}
$\langle F \rangle$	(Jy·pixel ⁻¹)	2.4×10^{-2}	3.7×10^{-2}	2.2×10^{-2}	5.1×10^{-2}
σ_F	(Jy)	9.1×10^{-3}	1.3×10^{-2}	7.4×10^{-3}	1.5×10^{-2}
F_{tot}	(Jy)	2.35	4.78	2.15	6.94

TAB. 3.4 – *Mesure directe des flux sur les cartes MSX pour les sources MM2 et MM3. Pour chacune d'elle le flux central F_0 , le flux moyen $\langle F \rangle$, l'écart quadratique moyen σ_F et le flux intégré F_{tot} ont été obtenus. En ce qui concerne MM2, qui n'est pas détectée, ces mesures ont été faites autour de la position du pic millimétrique donnée par Beuther et al. (2002b).*

3.4 Discussion complémentaire sur l'évolution chimique des HMPOs

Nous avons, lors de ce travail, longuement travaillé sur l'évolution chimique des espèces observées dans la région de formation stellaire IRAS 18151–1208. Notamment, il est apparu que l'abondance de CS était deux fois plus importante dans la source MM1 que dans la source MM2, alors que celle-ci est elle-même cinq fois moins abondante que dans la proto-étoile massive AFGL 2591 qui est probablement plus évoluée (Hatchell et van der Tak, 2003).

Or nous avons mis en avant le fait que MM1 était certainement plus évoluée que MM2. Des arguments tels que : la puissance des jets égaux pour une luminosité moindre de MM2, l'absence de détection infrarouge de MM2, une température plus importante de MM1 et le fait que MM1 soit un objet moins enfoui confortent tous cette hypothèse. On peut donc supposer que l'abondance de CS augmente dans le temps. À l'appui de cette hypothèse nous pouvons citer les travaux de Johnstone *et al.* (2003) sur les sources millimétriques de la nébuleuse d'Orion et qui confirment cette tendance. On peut aussi se reporter au modèles chimiques de Wakelam *et al.* (2004b) qui prédisent la même évolution dans le temps. En effet, à basse température ($T < 100$ K, soit la majorité de la matière dans les enveloppes des proto-étoiles massives) les modèles chimiques prédisent une production constante de cette molécule. On peut aussi ajouter que cette évolution naturelle s'accélère lorsque le cœur chaud central se développe, relâchant ainsi une grande quantité de CS piégé dans les couches de glace à la surface des grains de poussière. Ceci expliquerait également la forte abondance de cette molécule observée dans la source AFGL 2591 par Hatchell et van der Tak (2003). Ce comportement avait déjà été observé par Belloche *et al.* (2002) à l'intérieur d'une proto-étoile. Grâce à des observations interférométriques, ceux-ci avaient montré un gradient d'abondance de CS depuis les parties internes (chaudes et plus évoluées) vers les parties externes (froides) de la proto-étoile IRAM 04191.

En contrepartie notre étude a montré clairement que l'abondance de N_2H^+ variait elle aussi de la source MM1 à la source MM2. Les éléments observationnels indiquaient d'emblée cette tendance, avec une émission de la transition (1 – 0) beaucoup plus importante venant de MM2 que de MM1, alors que le contraire était observé pour l'ensemble des autres molécules, en particulier les CS. Au final, l'abondance de N_2H^+ s'est révélée être deux fois plus faible dans MM1 que dans MM2. Compte tenu de la différence d'évolution entre ces deux objets, on peut émettre l'hypothèse que l'abondance de N_2H^+ décroît avec le temps. Cette hypothèse est encore une fois corroborée par la source AFGL 2591 qui, de son côté, montre une abondance 10 fois plus petite que dans MM1 (cf. Figure 3.3). Cette évolution dans le temps se comprend très bien, sachant que le N_2H^+ se fixe très difficilement sur les grains de poussière, et donc en conséquence est un très bon traceur de gaz froid du milieu interstellaire ; de même cette molécule disparaît rapidement (transformation en NH_3) dès que le gaz se réchauffe. Ce comportement avait déjà été observé de manière observationnelle par Reid et Matthews (2007) dans le HMPO IRAS 23033+5951. Pour finir on peut noter que cette évolution coïncide parfaitement avec l'absence totale de détection de N_2H^+ dans les régions HII, stade final de l'évolution des proto-étoiles massives.

En reportant l'ensemble des abondances que nous avons indiqué sur un graphe (cf. Figure 3.3) l'évolution de l'abondance de ces deux molécules devient très claire. On peut même supposer que le rapport de ces abondances pourrait être un bon traceur de l'évolution des HMPOs, mais ceci nécessiterai un échantillon plus large de sources du même type, en utilisant la même méthode de modélisation pour avoir un ensemble de résultats consistants.

3.5 Conclusions

Lors de cette étude de la région de formation stellaire IRAS 18151–1208 plusieurs résultats intéressants ont été montrés.

Tout d'abord, les trois sources principales de la région, à savoir MM1, MM2 et MM3 font parti d'un ensemble commun physiquement lié comme le montre l'extension spatiale de gaz moléculaire qui l'entoure. Elles sont donc issues du même nuage initial et, par extension, ont eu des conditions initiales de formation très similaires.

Ensuite nous avons pour la première fois détecté un jet de matière provenant de la source MM2. Ceci appuie l'hypothèse qu'il s'agit bien d'un objet à l'intérieur duquel une (ou plusieurs) étoile est en formation. Ce jet de matière présente une puissance équivalente à celle du jet bipolaire de MM1, alors que cette source est moins lumineuse. Si on étend les considérations faites à ce sujet sur l'évolution des proto-étoiles de faible masse (Bontemps *et al.*, 1996), nous avons donc un indice de plus que MM2 est moins évoluée que MM1. En faisant le raisonnement inverse, on peut aussi affirmer que le fait que MM2 soit moins évoluée que MM1 (à partir des autres indices d'évolution tels que la SED par exemple) implique qu'il est possible d'étendre l'évolution jet de matière-luminosité des proto-étoile de faibles masses aux proto-étoiles massives.

Par ailleurs, la nature exacte de chacune des sources est désormais bien définie. En suivant la classification de Motte *et al.* (2007), MM1 est un HMPO de type *mid-IR bright* alors que MM2 est un HMPO de type *mid-IR quiet*. De son côté, la source MM3 qui ne présente aucune signe d'accrétion de matière (pas d'effondrement, pas de jets, pas de masers) et ni aucune émission infrarouge associée doit être considérée comme

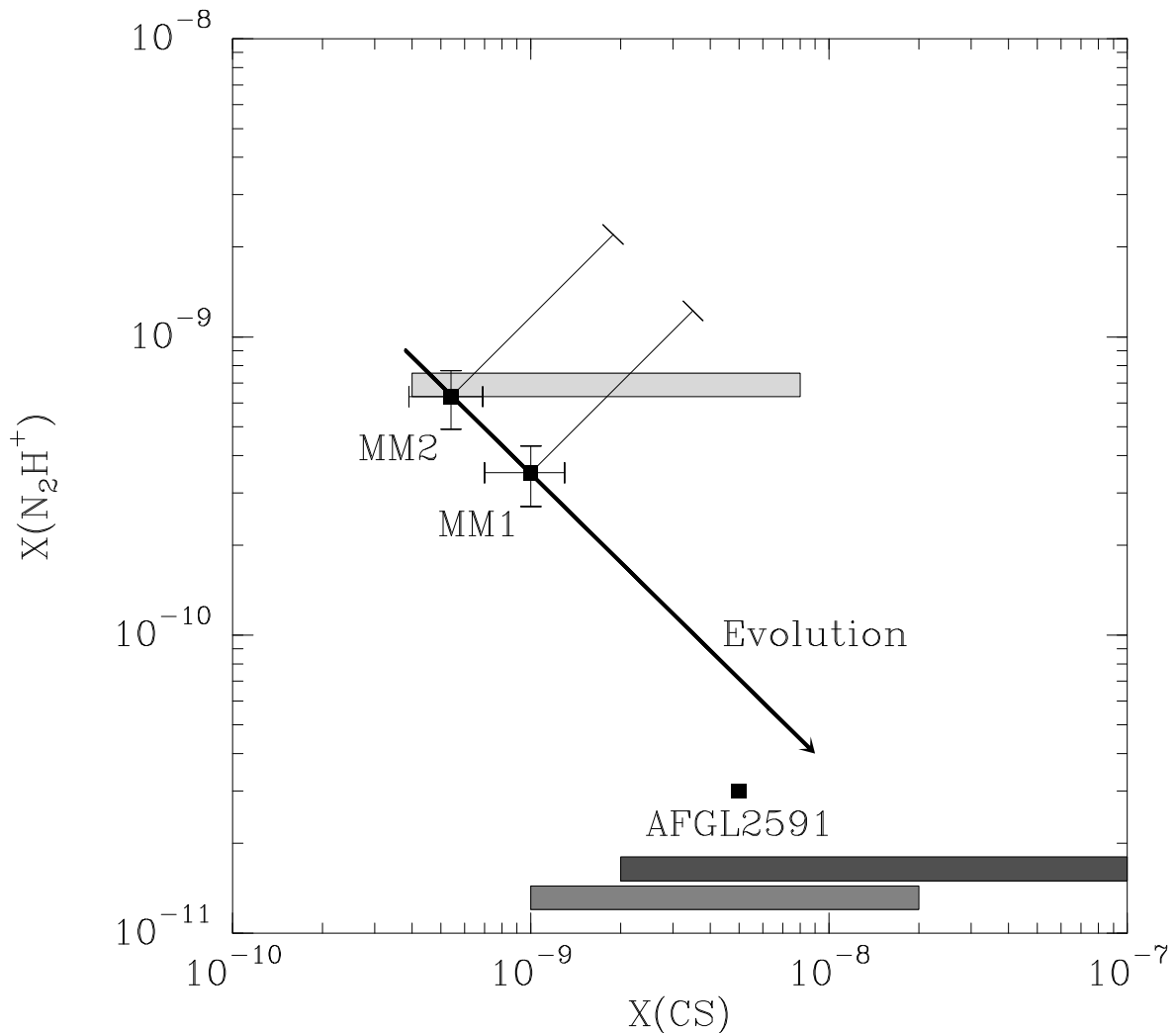


FIG. 3.3 – Évolution temporelle de l'abondance de CS et de N_2H^+ dans les proto-étoiles massives. Les barres d'erreur obliques représentent la variation d'abondance en fonction de l'opacité de la poussière choisie. La flèche représente l'évolution supposée au cours du temps. Le cadre gris représente la gamme d'abondance de CS observée par Belloche et al. (2002) à l'intérieur d'un seul objet massif (depuis les parties internes à gauche jusqu'aux parties externes à droite). Les deux cadres gris foncés du bas représentent les gammes de CS observées pour les régions ultra-compactes HII. Lors de l'évolution des proto-étoiles massives, on peut émettre l'hypothèse que l'abondance de CS augmente alors que celle de N_2H^+ décroît.

un objet préstellaire massif.

De même, ce travail a montré qu'une répartition à symétrie sphérique de la matière ne permettait pas de reproduire l'émission infrarouge détectée dans MM1, conséquence du fait que cet objet est plus évolué que MM2. En effet, on peut affirmer que les HMPOs, au départ très enfouis, ont une enveloppe quasi-sphérique. Il est normal de penser que lors de l'évolution de la source, cette matière environnante interagit avec les jets de matière et se répartie de manière plus aléatoire, permettant ainsi aux zones internes de devenir « visibles ».

Par contre, nous avons vu que la représentation 1D restait très correcte pour l'émission des raies moléculaires qui proviennent des parties externes de l'objet. En ce qui concerne MM2, HMPO peu évolué, une représentation 1D pour la distribution spectrale d'énergie et les émissions des raies moléculaires est tout à fait suffisante.

Par ailleurs, nous avons montré qu'une déplétion de la molécule de CS dans les parties internes de MM1 et de MM2 était nécessaire pour expliquer les résultats des modélisations de cette molécule. Cette hypothèse est compréhensible du fait des hautes densités atteintes dans les HMPOs.

Finalement, nous proposons le rapport CS/N_2H^+ comme un bon traceur de l'évolution des HMPOs. En effet, il semble très plausible que ce soit durant cette phase d'évolution que les abondances de ces deux molécules varient le plus, passant d'une valeur maximale à une valeur minimale. Néanmoins, des études complémentaires à ce sujet seraient nécessaires pour affirmer ou infirmer cette hypothèse.

Chapitre 4

Étude des molécules soufrées dans les coeurs denses massifs

Cette partie de notre travail s'intéresse plus particulièrement à l'évolution chimique des coeurs denses massifs, autre piste de réflexion pour mieux comprendre les mécanismes qui entraînent la formation d'étoiles de type O et B. L'objectif est aussi de d'étudier les molécules soufrées en tant qu'horloges chimiques potentielles pour ces objets.

4.1 Introduction

Jusqu'à présent, nous nous sommes focalisés sur les conditions physiques qui règnent au sein des proto-étoiles massives et qui conduisent à leurs compositions chimiques actuelles (cf. van der Tak *et al.*, 2003, pour avoir un exemple supplémentaire). Or, inversement, la composition chimique de ces objets peut être un formidable outil pour estimer leurs stades évolutifs, alors que les indices pour les connaître manquent à l'heure actuelle (Millar *et al.*, 1997; Hatchell *et al.*, 1998; Doty *et al.*, 2002; Wakelam *et al.*, 2004b). Dans ce contexte, la chimie du soufre est particulièrement intéressante notamment dans les milieux chauds, du fait que les espèces soufrées deviennent particulièrement abondantes lorsque la température augmente (Charnley, 1997; Wakelam *et al.*, 2004b). Ceci s'explique par l'évaporation de la glace et des interactions avec les zones de chocs : le soufre pourrait alors devenir une « horloge » des phases les plus enfouies de la formation stellaire (Charnley, 1997; Wakelam *et al.*, 2004a). Les variations d'abondance des molécules soufrées dans les proto-étoiles de faible masse étaient peu compris avant les travaux de Wakelam *et al.* (2004b,a). Désormais, il est possible d'établir l'évolution de certains objets à l'intérieur d'une même classe.

Une première tentative d'utilisation des molécules soufrées comme traceurs de l'évolution chimique des proto-étoiles massives avait été effectuée par van der Tak *et al.* (2003). Mais l'analyse de leurs résultats était basée sur les modèles de Charnley (1997), qui ne prenaient pas en compte l'oxygène atomique du milieu interstellaire que des observations récentes ont révélées en forte abondance (Lis *et al.*, 2001; Vastel *et al.*, 2002). De plus, Wakelam *et al.* (2004a) soulignent que le soufre se trouve sous forme principalement atomique dans les coeurs chauds alors que van der Tak *et al.* (2003) supposaient le contraire. Afin d'améliorer ce type d'approche, nous avons essayé d'observer simultanément des transitions à basse et haute énergie pour sonder les parties

externes ($T < 100$ K) et internes ($T > 100$ K) des régions étudiées.

Pour analyser ces observations, nous tentons d'appliquer une méthode similaire à celle décrite par Wakelam *et al.* (2004b) qui ont réussi à mesurer l'âge du *hot corino* de IRAS 16293–2422 avec un certain succès. En utilisant les transitions provenant de niveaux d'énergie multiples, nous avons essayé de déterminer l'abondance des molécules pour chacune des sources. Plus tard, nous espérons comparer ces résultats avec des profils d'abondance théoriques issus du code chimique NAHOON (de V. Wakelam), couplé à notre méthode de modélisation globale qui définit une structure physique des sources, ceci afin de contraindre l'âge de chacune des sources. Pour couvrir l'ensemble des niveaux d'énergie peuplés dans les proto-étoiles massives (de 20 K à plus de 100 K, cf. Doty *et al.* 2002), des transitions ayant des niveaux supérieurs avec une énergie entre 10 et 110 cm^{-1} sont nécessaires. De plus, le sondage des parties internes des HMPOs est le seul moyen de dater chimiquement l'évolution qui s'y déroule.

Nous avons sélectionné quatre coeurs denses massifs de type *mid-IR quiet* bien identifiés, ayant des luminosités bolométriques comprises entre 0.6 et $2.3 \times 10^4 L_{\odot}$ et situés à des distances comprises entre 1.8 et 5.0 kpc (cf. Table 4.1). Ces objets sont clairement identifiés comme étant isolés et singuliers à l'échelle du lobe principal utilisé pour les observer. De plus, un grand nombre de données sur le continuum et les émissions de raies moléculaires de ces objets ont été publiées (CO, SiO, CH₃OH et H₂CO, par exemple Benedettini *et al.* 2004). Les conditions physiques qui règnent dans les enveloppes de ces objets ont déjà été déterminées (Beuther *et al.*, 2002c). Nous les avons utilisés pour contraindre un maximum de paramètres pour la modélisation. Nous avons limité notre étude à des objets de type *quiet* afin de la simplifier, et ceci pour deux raisons. Premièrement, différentes conditions physiques ont été observées dans ces objets mais ils ont globalement la même structure, dans les sens qu'ils ne présentent ni un champ UV puissant ni une région ionisée ultra-compacte qui modifierait la chimie du milieu de manière drastique. Deuxièmement, ces objets sont probablement ceux qui peuvent être les plus identifiants aux proto-étoiles de classe 0, objets pour lesquels nous avons un bon niveau d'expertise grâce à notre collaboration avec V. Wakelam. Le dernier atout de cet échantillon est qu'il contient des sources sélectionnées par le programme WISH d'observation des raies de l'eau avec le HSO, programme dont nous avons parlé dans la partie introductive de cette thèse.

Donnons ici quelques détails supplémentaires sur chacune de ces sources. IRAS 05358+3543 et IRAS 18162–2048 font parti de l'échantillon d'HMPOs initial déterminé par Sridharan *et al.* (2002). IRAS 05358+3543 est un coeur dense massif relativement proche (1.8 kpc), de faible luminosité ($L \sim 6.3 \times 10^3 L_{\odot}$) et constituée de trois sources principales (mm1, mm2 et mm3, pour une masse totale d'environ 300 M_{\odot}) situées dans un périmètre restreint de $4'' \times 9''$ (Leurini *et al.*, 2007). Ces trois objets sont donc indistincts dans le lobe principal des antennes que nous avons utilisé. La source montre l'existence d'une région interne hypercompacte ionisée qui devrait évoluer ensuite vers un stade ultra-compact. Beuther *et al.* (2007b) ont montré que cet objet se divisait en quatre sous-sources (vues dans le continuum), dont deux font partie d'un système proto-binaire : mm1 (avec un âge dynamique $\sim 3.6 \times 10^4$ ans et une séparation projetée de 1 700 U.A., voir Longmore *et al.* 2006). Aucune émission centimétrique n'a été détectée venant de mm1 qui, par contre, émet un maser méthanol. Ceci indique bien que IRAS 05358+3543 est un objet très jeune. mm3 semble être le plus froid ($T \leq 20$ K), donc le plus jeune des objets et mm2 pourrait représenter un stade intermédiaire entre les deux

autres sources. Plusieurs jets moléculaires y sont observés, en particulier 2 depuis mm1 (Beuther *et al.*, 2002b). Pour finir, de fortes raies d'émission asymétriques du HCO^+ ont été observées dans cette source par Fuller *et al.* (2005).

Ensuite Benedettini *et al.* (2004) ont effectué une étude de multiples raies d'émission moléculaires dans IRAS 18162–2048, un cœur dense massif lumineux dans l'infrarouge (cf. Yamashita *et al.*, 1989, et $L_{\text{bol}} = 2 \times 10^4 L_{\odot}$) à une distance cinématique de 1.9 kpc (Kurtz *et al.*, 1994) et de masse $M \sim 570 M_{\odot}$. C'est dans cette source qu'a été observé un des plus puissant jet de matière connu ayant un âge dynamique de l'ordre de 10^6 ans. Cette source fait partie d'un ensemble plus étendu de proto-étoiles massives (Stecklum *et al.*, 1997).

La source IRAS 18264–1152 est un cœur dense massif dont la distance est estimée à 3.5 kpc, avec une luminosité supérieure à $10^4 L_{\odot}$. Beuther *et al.* (2002a) y ont détecté un jet de matière massif centré sur le pic millimétrique de la source. Des observations interférométriques ont permis à Qiu *et al.* (2007) de révéler l'existence de la dualité de cette source à plus petite échelle. La masse totale de gaz environnant a été estimée à $1200 M_{\odot}$, alors que la masse des jets était de $20.2 M_{\odot}$, ce qui correspond à un âge dynamique de 0.5×10^4 ans.

W43, située à 5.5 kpc, est une région étendue qui contient de nombreuses proto-étoiles massives entourées d'une région HII et qui a été étudiée en détail par Motte *et al.* (2003). Nous avons étudié un des coeurs massifs les plus denses de cet amas, W43-MM1, dont la température moyenne a été évaluée à 19 K pour une luminosité de $2.3 \times 10^4 L_{\odot}$. Cette source émet un maser méthanol et un maser à eau, mais aucune émission infrarouge (partie internes chaudes et de taille réduite) ou centimétrique (région ionisée) n'a été détectée.

Ces travaux sur l'observation, la modélisation et l'analyse des émissions des molécules soufrées dans notre échantillon de coeurs denses massifs ont été réunis dans un article en phase de revue à la revue *Astronomy & Astrophysics*. Ma contribution à ce travail a consisté à :

- effectuer les observations au télescope de 30m de l'IRAM et au télescope du CSO à Hawaii,
- réduire les données,
- appliquer la méthode de modélisation globale à ces mêmes coeurs pour en tirer les abondances moléculaires,
- participer à la rédaction en tant que co-auteur principal (2^e auteur).

Nous avons inclus, de plus, une discussion puis une synthèse des résultats significatifs de cette étude, éléments que nous rappellerons rapidement à la fin de ce chapitre pour pouvoir tirer les enseignements de ces multiples travaux.

4.2 Article "S-bearing molecules in Massive Cores"

TAB. 4.1 – Échantillon de sources choisies pour l'étude des molécules soufrées dans des coeurs denses massifs de type mid-IR quiet. Les luminosités, distances et vitesses systémiques sont tirées de Sridharan et al. (2002) pour IRAS 05358+3543 et IRAS 18264–1152, Benedettini et al. (2004) pour IRAS 18162–2048 et Motte et al. (2003) pour W43-MM1.

Source	Coordonnées des sources			Propriétés		
	α [J2000] (^h ^m ^s)	δ ([°] ['] ^{''})	v_{LSR} (km·s ⁻¹)	L_{bol} (L _⊙)	d (kpc)	
IRAS 05358+3543	05 39 13.1	+35 45 50	–17.6	6.3×10^3	1.8	
IRAS 18162–2048	18 19 12.1	–20 47 31	+12.1	2.0×10^4	1.9	
IRAS 18264–1152	18 29 14.4	–11 50 23	+43.6	1.0×10^4	3.5	
W43-MM1	18 47 47.0	–01 54 28	+98.8	2.3×10^4	5.0	

S-bearing molecules in Massive Dense Cores

F. Herpin^{1,2}, M. Marseille^{1,2}, V. Wakelam^{1,2}, S. Bontemps^{1,2}, and D.C. Lis³

¹ Université de Bordeaux, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, F-33000 Bordeaux, France

² CNRS/INSU, UMR 5804, BP 89, 33271 FLOIRAC cedex, France.

e-mail: herpin@obs.u-bordeaux1.fr

³ California Institute of Technology, Downs Laboratory of Physics 320-47, Pasadena, CA 91125, USA.

Received ??, 2008; accepted ??, 2008

ABSTRACT

Context. High-mass stars, though few in number, play a major role in the interstellar energy budget and the shaping of the Galactic environment. However, despite their importance, the formation of high-mass stars is not well understood, due to their large distances, short time scales, and heavy extinction.

Aims. Chemical composition of the massive cores forming high-mass stars can put constraints on the time scale of the massive star formation: sulphur chemistry is of specific interest due to its rapid evolution in warm gas and because the abundance of sulphur bearing species increases significantly with temperature.

Methods. Four mid-infrared quiet massive cores have been observed in various transitions (E_{up} up to 289 K) of CS, OCS, H₂S, SO, SO₂ and of their main isotope at mm wavelengths with the IRAM 30 m and CSO telescopes. 1D modeling of the dust continuum is used to derive the density and temperature laws, which are then applied in the RATRAN code to model the observed line emission, and to derive the relative abundances of the molecules.

Results. All lines, except the highest energy SO₂ transition, are detected. A clear infall signature (up to 2.9 km s⁻¹) is detected towards the core W43MM1. The inferred mass rate is 3-4.5 10⁻³ M_⊙/yr. The other cores might be driving outflows, as evidenced by the different velocity components detected in the line emission profiles. We propose an evolutionary sequence of our sources (W43MM1→IRAS18264-1152→IRAS05358+3543→IRAS18162-2048), based on the SED analysis. The analysis of the variations in abundance ratios from source to source reveals that the SO and SO₂ relative abundances increase with time. Larger SO₂ abundance is measured in the inner parts of the objects, *i.e.* in warmer environment.

Conclusions. Molecular abundance ratios like [OCS/H₂S], [SO/OCS], [SO₂/OCS], and [CS/SO] appear to be good indicators of evolution depending on layers probed by the observed molecular transitions. Observations of molecular emission from warmer layers, hence involving higher upper energy levels are mandatory to include.

Key words. ISM: individual objects: W43MM1, IRAS18264-1152, IRAS05358+3543, IRAS18162-2048 – ISM: abundances – Stars: formation – Line: profiles

1. Introduction

OB stars are the main contributors to the evolution and energy budget of galaxies. Their formation is however not yet understood and the "classical" scheme for low-mass star formation (see Shu 1977; Andre et al. 2000) cannot be applied as such to OB stars. Indeed, young OB stars and protostars strongly interact with the surrounding massive clouds and cores leading to a complex and still not clearly defined sequence of objects from pre-stellar cores which are often believed to be represented by the so-called IR dark clouds (IRDCs), to High-Mass Protostellar Objects (HMPOs), to hot cores ... (e.g. Beuther et al. 2007; Menten et al. 2005).

This tentative evolutionary scheme is however mostly based on observations of distant objects for which the physical scales are often at the order of 0.5 pc. In contrast, the well established protostellar evolution from Class 0 to Class III Young Stellar Objects (YSOs) for low-mass stars revealed that the individual protostars have sizes of the order of 0.05 pc (e.g. Andre et al. 2000; Motte & André 2001; Ward-Thompson et al. 2007). More recently, Motte et al. (2007) have obtained get a first complete view of high-mass protostellar phases at the scale of a molecular complex which is not too distant (Cygnus X at 1.7 kpc). This

complex is rich enough to provide reliable statistics (40 massive dense cores) at a physical scale of ~ 0.1 pc. This first unbiased survey of the earliest phases of the high-mass star formation suggests that massive pre-stellar dense cores are extremely rare, and that of the order of 50 % of the massive dense cores are already forming high-mass stars while being still cold and not bright in the IR (IR-quiet cores). The remaining 50 % of dense massive cores can be referred to as IR-bright cores. Referring to the typical sizes discussed in Williams et al. (2000), these 0.1 pc size objects are dense cores, in contrast to clumps which are about 1 pc in size and which correspond to the more distant objects, such as the HMPOs discussed by Beuther et al. (2002c). We follow the scheme discussed in Motte & Hennebelle (2008) in which the study of massive dense cores at physical scales of ~ 0.1 pc or less is required to really address the question of evolutionary stages for high-mass star formation. The interest of studying the evolution of massive dense cores is also supported by the most recent theoretical scenarios of formation of high-mass stars and clusters, which predict either a monolithic collapse of turbulent gas at the scale of massive dense cores (Tan & McKee 2002; Krumholz & McKee 2008), or a competitive accretion inside the gravitational potential of a cluster-forming massive dense core (Bonnell & Bate 2006). Finally, it is worth noting that some direct observational evidences for a so-called global collapse have

usually been obtained for massive dense cores at the typical ~ 0.1 pc scale (e.g. Motte et al. 2005).

Recent investigations focus on the determination of physical conditions present in massive protostars, making possible studies of the chemical composition of these objects (e.g. van der Tak et al. 2003). Chemical composition of protostellar envelopes can be useful to put constraints on the age of protostars since we still have no proof of the age order of these objects (Millar et al. 1997; Hatchell et al. 1998; Doty et al. 2002; Wakelam et al. 2004a). In this context, the sulphur chemistry is of specific interest because of its rapid evolution in warm gas and because the abundance of sulphur bearing species increases significantly with temperature (Charnley 1997; Wakelam et al. 2004a): both by ice evaporation and by shock interaction sulphur can act as a clock on the time scale relevant to the embedded phase of star formation (Charnley 1997; Wakelam et al. 2004b). In fact, the molecular abundance sensitivity to the evolutionary state and physical parameters in low-mass stars was poorly understood before Wakelam et al. (2004a) and Wakelam et al. (2004b). A good sketch is now established for these objects allowing to date them within a "class" of objects. Hence, in this project, we propose to put some constraints on the time of formation of quiescent mid-IR massive cores using their chemical evolution since the molecular cloud stage; detailed chemical modelling will be presented in a forthcoming paper (Wakelam et al. 2009, in preparation). Here, we present the observational data and their interpretation with the help of a line excitation model.

The first attempt of using sulphur bearing molecules as evolutionary tracer for massive young stars was made by van der Tak et al. (2003), but suffered from several difficulties. Their analysis was based on the Charnley (1997) model results. This model does not include any atomic oxygen in the initial conditions. Recently (Lis et al. 2001; Vastel et al. 2002), large abundances of atomic oxygen have been suggested in molecular clouds (where hot cores form). Furthermore, Wakelam et al. (2004b) underlined that sulphur may be mainly in the atomic form in hot cores; the opposite was assumed by van der Tak et al. (2003). Moreover, absolute abundances (compared with H_2), as used in van der Tak et al. (2003), depend on the source size and the telescope beam, making any analysis tricky. Our observations of low- and high-energy transitions for each selected molecule enable us to probe the inner (> 100 K) and outer (< 100 K) regions of the objects studied.

To analyze these observations, we apply a method similar to Wakelam et al. (2004a) who measured the age of the hot corinos of IRAS16293–2422 with reasonable success. Using transitions at several energies, we first constrain, with a radiative transfer model (RATRAN, Hogerheijde & van der Tak 2000a), the sulphur bearing abundance profiles along the envelopes (this paper). In a forthcoming paper, the derived abundance profiles will be carefully compared to grids of a chemical model (NAHOON) adapted to the physical structure of each source in order to constrain their ages. To cover the complete range of energy of the massive envelopes (from 20 K to more than 100 K, Doty et al. 2002), transitions with upper energies between 10 and 110 cm^{-1} are required. Indeed, observing emission lines covering a large energy scale is mandatory to derive the excitation conditions of the molecules, the only way to probe the inner warmer regions is to observe high energy transitions which levels are not populated in the cold outer gas. Probing the inner region of massive dense cores is the only way to chemically date their evolution from the molecular cloud.

Table 1. Source Sample.^a

Source	Source Coordinates			Properties	
	RA (J2000.0) (h m s)	Dec (° ' ")	V_{LSR} (km s ⁻¹)	L_{bol} (L_{\odot})	d (kpc)
IRAS05358+3543	05 39 13.1	+35 45 50	-17.6	6.3×10^3	1.8
IRAS18162-2048	18 19 12.1	-20 47 31	+12.1	2.0×10^4	1.9
IRAS18264-1152	18 29 14.4	-11 50 23	+43.6	$1. \times 10^4$	3.5
W43MM1	18 47 47.0	-01 54 28	+98.8	2.3×10^4	5.5

^aLuminosity, distance and velocities are from Sridharan et al. (2002) (IRAS05358+3543 and IRAS18264-1152), Benedettini et al. (2004) (IRAS18162-2048) and Motte et al. (2003) (W43MM1).

2. Description of the Source Sample

The selected sources are 4 quiescent mid-IR dense cores ($Flux_{12\mu m} < 10$ Jy; following Motte et al. 2007) well isolated, with bolometric luminosities $0.6\text{--}2.3 \times 10^4 L_{\odot}$ at distances 1.8–5.5 kpc (see Table 1) and a size of $\sim 0.11\text{--}0.13$ pc (as seen in the beam of our observations, see § 6.2). These sources are well characterized as individual sources in the telescope beam. Even in the sources that have been found to be multiple in interferometric observations, one component typically dominates the continuum flux (especially for $\lambda \leq 1.2 \mu m$, in the IR) and is the main powerhouse. In addition, a large number of continuum and molecular line (CO, SiO, CH_3OH , H_2CO etc) data towards these sources have been published (e.g. Benedettini et al. 2004). The physical conditions have thus already been determined in some of the envelopes (e.g. Beuther et al. 2002b) and we use the published data to constrain the remaining ones. We limit our study to the quiescent mid-IR sources to simplify this first step of the analysis for two reasons. First, different physical conditions have been observed in these objects but they still have similar structure in the sense that there is no strong UV field or ultra-compact HII regions, which will change drastically the chemistry with time. The second reason is that these cores could be for massive dense cores equivalents of Class 0 YSOs, for which the sulphur chemistry evolution (Wakelam et al. 2004a,b) has already been applied. Finally, the sources observed here are a part of a sample that will be studied through the key program *WISH* with the HIFI instrument aboard the ESA Herschel Space Observatory.

Sources IRAS 05358+3543 and IRAS 18264-1152 are part of the Sridharan et al. (2002) survey. IRAS 05358+3543 is a quiet ($L \sim 6.3 \times 10^3 L_{\odot}$) and nearby (1.8 kpc) massive core, composed of three main sources (mm1, mm2 and mm3; total mass around $300 M_{\odot}$), all within $4'' \times 9''$ (Leurini et al. 2007), hence within the telescope beam. The source exhibits a hypercompact HII region which may evolve into an UC-HII region. Beuther et al. (2007) show that the source actually splits into four individual continuum components, two of which are part of a protobinary system, mm1 (dynamical age $\sim 3.6 \times 10^4$ yr), with a projected separation of 1700 AU (see Longmore et al. 2006). No cm emission has been detected from the source mm1, and the source exhibits a class II methanol maser indicating that it is a very young object. The source mm3 is the coldest and youngest ($T_{dust} \leq 20$ K). Several molecular outflows are observed (two from mm1, outflow rate of $6 \times 10^4 M_{\odot}$; Beuther et al. 2002a). Strong line emission asymmetries in HCO^+ have been observed by Fuller et al. (2005).

Benedettini et al. (2004) performed multi-line observations of IRAS18162-2048, a luminous infrared source ($L = 2 \times 10^4 L_{\odot}$; Yamashita et al. 1989) at a kinematic distance of 1.9 kpc (Kurtz

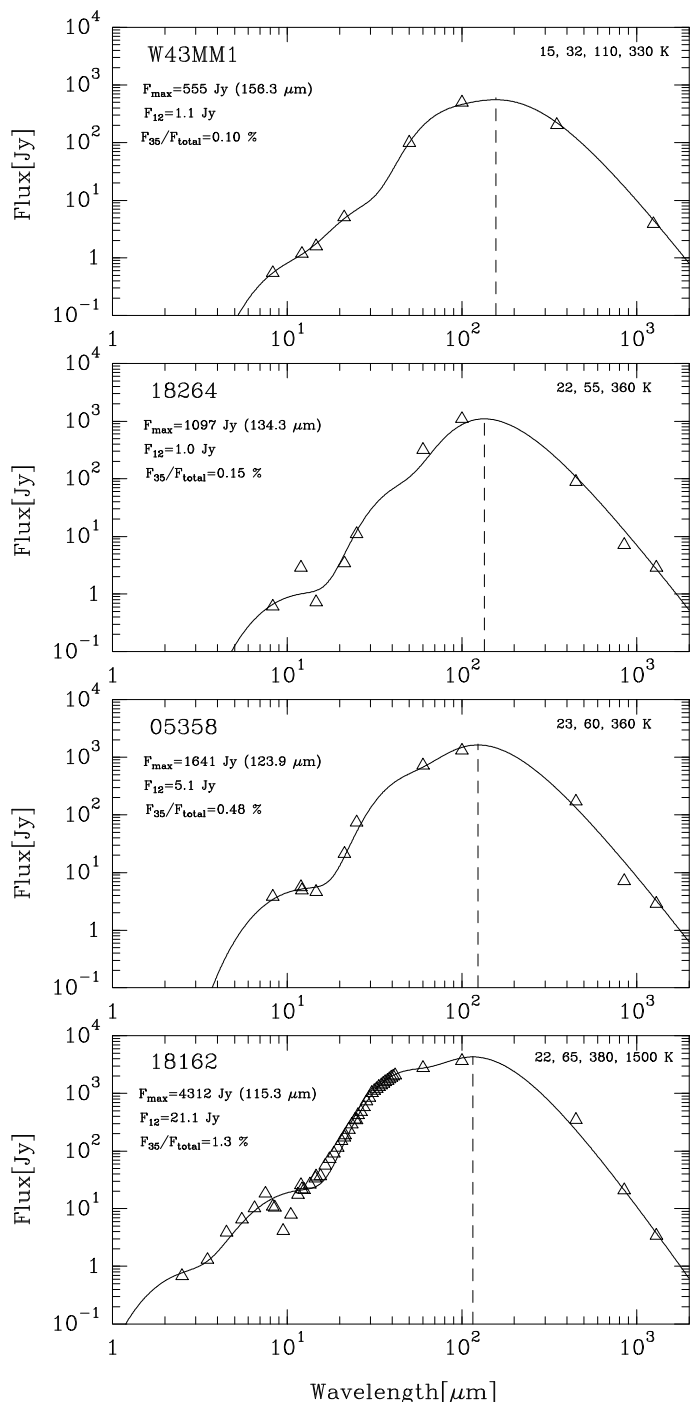


Fig. 1. Spectral energy distributions obtained from 1D model overlaid on observed fluxes of each source. Peak fluxes in the millimeter range have been adjusted to fit radial extension of the model. Each panel gives the temperatures of the black-body components used in the model, the maximum flux F_{\max} and the corresponding wavelength, the flux F_{12} at $12 \mu\text{m}$, and the contribution of the hot part (F_{35} , integrated flux for $\lambda < 35 \mu\text{m}$) to the total integrated flux F_{total} .

et al. 1994). A very powerful outflow ($M \sim 570 M_{\odot}$), one of the most massive known, was observed (dynamical age $\sim 10^6$ yr). The source has been resolved into a cluster of several objects (Stecklum et al. 1997).

IRAS18264–1152 is a massive core at an estimated distance of 3.5 kpc. Its luminosity is estimated to be up to $10^4 L_{\odot}$. A massive molecular outflow is centered on the mm dust peak (Beuther

et al. 2002a). Continuum observations with Plateau de Bure (Qiu et al. 2007) reveal that the source is double; the mass of the dust-gas core is estimated to be $570 M_{\odot}$, while the outflow mass is $20.2 M_{\odot}$ (dynamical age of $0.5 \cdot 10^4$ yr).

W43 is a massive star-forming region, located at 5.5 kpc, which harbors a giant HII region and was studied in detail by Motte et al. (2003). MM1 is one of the four main submillimeter fragments. The dust temperature is estimated to be 19 K and its luminosity $2.3 \cdot 10^4 L_{\odot}$. W43MM1 harbors a methanol and a water maser, but does not show any infrared or centimeter emission. An infall has been detected by Motte et al. (private communication).

Continuum emission from our sources is quite well determined, with well sampled observations from IRAS, MSX, SCUBA/JCMT or SHARC/CSO (Hunter et al. 2000; Jenness et al. 1995; Minier et al. 2005), SMA (Beuther et al. 2007; Su et al. 2004) and MAMBO/IRAM30 m (Beuther et al. 2002b). The SED for IRAS18162 is particularly well constrained, thanks to a complete ISO-SWS observation. Fewer continuum observations are available for the source W43MM1.

From the fitted SEDs (see Sect. 6.2), shown in Fig. 1, we make a rough evolutionary classification of our 4 objects, using the following parameters:

- wavelength and flux of the maximum continuum emission,
- flux at $12 \mu\text{m}$,
- contribution of the hot part ($\lambda < 35 \mu\text{m}$) to the total integrated flux,
- temperature of the black-body components.

We assume that the less evolved the source, the coldest it is, hence the SED peaks at longer wavelength with weaker flux. As the massive core evolves, it becomes warmer hence heating the dust wherein it is embedded: as a consequence the contribution of the flux at shorter wavelength (F_{35}) increases.

Applying these criteria, W43MM1 appears to be the youngest object. A sequence of evolution W43MM1 \rightarrow 18264 \rightarrow 05358 \rightarrow 18162 is proposed and adopted for the following discussion.

3. Observations

The observations presented here were performed during two sessions. The first one in September 2005, using the IRAM-30 m antenna¹. The second one in May 2006, using the Caltech Submillimeter Observatory (CSO)², on the summit of Mauna Kea (Hawaii).

With the 30 m telescope, all sources were observed in the rotational transition lines of CS $J=5-4$, SO $J=3_4-2_3$, $J=5_6-4_5$, $J=6_5-5_4$, SO₂ $J=5_{1,5}-4_{0,4}$, $J=10_{0,10}-9_{1,9}$, $J=11_{1,11}-10_{0,10}$, $J=14_{0,14}-13_{1,13}$, OCS $J=8-7$, $J=13-12$, $J=19-18$, H₂S $J=1_{1,0}-1_{0,1}$, $J=2_{2,0}-2_{1,1}$, and in the isotopic lines of ³⁴SO $J=3_4-2_3$, SO₂ $J=5_{1,5}-4_{0,4}$, OC³⁴S $J=8-7$, H₂³⁴S $J=1_{1,0}-1_{0,1}$ (see Table 2). Only IRAS05358+3543, IRAS18264–1152 and W43MM1 were observed in the CS and C³⁴S $J=3-2$ lines. Observations were made using multiple receivers (either simultaneously A100, B100, A230, B230 or C150, D150, C270, D270) coupled to the high-resolution VESPA backend (resolution of 80 kHz) in frequency switching mode. The sky conditions were reasonable ($\tau_0^{\text{atm}} \sim 0.1-0.5$, see Table 2 for the T_{sys}). The

¹ <http://iram.fr/IRAMES/index.htm>

² CSO is supported by the National Science Foundation, grant AST 05-40882.

Table 2. List of observational parameters for IRAM 30 m and CSO telescopes. Here are indicated observed species, energy level transitions, upper energies, line emission frequencies, half power beam widths (HPBW), instruments, main beam efficiencies η_{mb} , receiver names, velocity resolutions δv and system temperatures T_{sys} .

Species	Transition	E_{up} [cm ⁻¹]	Frequency [GHz]	HPBW [']	Instrument ^a	η_{mb}	Receiver	δv [m·s ⁻¹]	T_{sys} [K]
CS	3 – 2	10	146.9690	17	30 m	0.69	D150	160	315-350
	5 – 4	24	244.9356	10	30 m	0.48	A230	96	530-860
	7 – 6	46	342.883	24.5	CSO	0.75	345	43	1210-1340
C ³⁴ S	3 – 2	10	144.6171	17	30 m	0.69	D150	162	270-390
	7 – 6	46	337.396	25	CSO	0.75	345	43	1260-1760
SO	3 ₄ – 2 ₃	11	138.178	18	30 m	0.70	D150	170	300-330
	5 ₆ – 4 ₅	24	219.949	11	30 m	0.55	B230	110	590-930
	6 ₅ – 5 ₄	35	251.825	10	30 m	0.48	D270	190	750-830
	8 ₈ – 7 ₇	61	344.308	24.5	CSO	0.75	345	43	1020-1050
³⁴ SO	3 ₄ – 2 ₃	11	135.775	18	30 m	0.70	D150	170	290-350
	8 ₈ – 7 ₇	61	337.582	25	CSO	0.75	345	43	1020-1060
SO ₂	5 _{1,5} – 4 _{0,4}	11	135.696	18	30 m	0.70	D150	170	270-400
	10 _{0,10} – 9 _{1,9}	34	160.827	15	30 m	0.66	C150	150	350-520
	11 _{1,11} – 10 _{0,10}	42	221.965	11	30 m	0.55	B230	100	530-550
	14 _{0,14} – 13 _{1,13}	65	244.254	10	30 m	0.48	A230	190	830-1430
	18 _{0,18} – 17 _{1,17}	105	321.330	26	CSO	0.75	345	45	770-820
	28 _{4,24} – 28 _{3,25}	289	267.719	9	30 m	0.46	D270	170	470-510
³⁴ SO ₂	5 _{1,5} – 4 _{0,4}	11	133.471	18	30 m	0.70	D150	170	200-220
	8 – 7	14	97.301	25	30 m	0.77	A100	240	140-160
OCS	13 – 12	37	158.107	15.5	30 m	0.66	C150	150	340-360
	19 – 18	77	231.060	11	30 m	0.52	A230	100	450-580
	8 – 7	14	94.922	25	30 m	0.77	B100	240	140-160
OC ³⁴ S	8 – 7	14	94.922	25	30 m	0.77	B100	240	140-160
H ₂ S	1 _{1,0} – 1 _{0,1}	19	168.762	14.5	30 m	0.70	D150	140	610-800
	2 _{2,0} – 2 _{1,1}	58	216.710	11	30 m	0.57	B230	110	410-600
H ₂ ³⁴ S	1 _{1,0} – 1 _{0,1}	19	167.91	14.5	30 m	0.70	D150	140	630-670

^a Conversional factor is $S/T_{mb} = 4.95$ Jy/K for IRAM 30 m telescope and $S/T_{mb} = 74$ Jy/K for CSO telescope.

telescope pointing and focus have been determined on suitable planets (*i.e.* Jupiter) or standard calibration sources.

Complementary observations have been performed with the CSO telescope for lines with frequencies higher than 300 GHz (in order to better cover the energy ladder). As IRAS05358+3543 was not visible at the CSO during our run, only the other three sources were observed in lines of CS $J=7-6$, SO $J=8-7$, SO₂ $J=18_{0,18}-17_{1,17}$, and in corresponding isotopic lines of C³⁴S, ³⁴SO, ³⁴SO₂. The receiver is a helium-cooled SIS mixer operating in double-sideband mode designed to fully cover the 280-420 GHz window. The backend consists of a 1024 channel acousto-optical spectrometer covering a bandwidth of 50 MHz, providing a velocity resolution of $\Delta v \approx 0.086$ km s⁻¹ at 345 GHz. Observations were performed under good but unstable weather conditions ($\tau_0^{atm} \sim 0.06-0.15$, see Table 2 for the T_{sys}). For IRAS18264 and W43MM1, the CS $J=7-6$ line was blended with an H₂CO line from the image sideband even with an appropriate tuning (we applied a frequency shift to the local oscillator).

Data reduction was performed using the CLASS software from the GILDAS suite (Guilloteau & Lucas 2000). We found and eliminated unusable data, then spectra at the same position were summed and finally antenna temperature T_a^* was converted into T_{mb} (using the η_{mb} values from Tab. 2). Special attention was paid to the frequency switching observing method.

4. Results

Spectra of the detected lines are displayed in Fig. 2–5. Some lines (³⁴SO 8 – 7, SO₂ 28_{4,24} – 28_{3,25} and ³⁴SO₂ 5_{1,5} – 4_{0,4}) are

not detected in any of our sources. The line parameters are given in Tables 2–5 (only available in electronic form).

4.1. W43MM1

The CS line emission from this source is characterized by what looks like a strong self-absorption (at ~ -0.2 km s⁻¹ from the source velocity) resulting in a stronger blue component compared to the red one. Indeed the self-absorption in the 3 – 2 line goes to zero kelvins, splitting the line profile into two well separated components. Similar, but weaker, self-absorption is observed in the 5 – 4 and 7 – 6 transitions. However, the isotopic lines are only weakly asymmetric, redshifted with respect to the systemic velocity. The derived opacities are respectively 0.4 and 0.6 for the C³⁴S 3 – 2 and 7 – 6 line emissions, indicating optically thick lines. All lines are very broad, up to 15 km s⁻¹. HCO⁺ and H¹³CO⁺ 3 – 2 emission lines observed by Motte et al. (2003) have exactly the same profiles as the CS and C³⁴S emission lines, respectively. The self-absorption is present in the H₂S line emissions too (the isotopic line is not detected), even producing for the 1_{1,0} – 1_{0,1} line a negative dip, below the continuum level, at the same velocity as CS. The 2_{2,0} – 2_{1,1} line emission has a different profile with more redshifted emission.

The SO 3 – 2, 5 – 4 and the isotopic 3 – 2 line profiles are also weakly asymmetric, with a more pronounced blueshifted emission. The 6 – 5 and 8 – 7 lines exhibit, on the contrary, a stronger redshifted component. The SO₂ 5_{1,5} – 4_{0,4} line is also blue-asymmetric, but all other SO₂ lines are more or less symmetrical and gaussian.

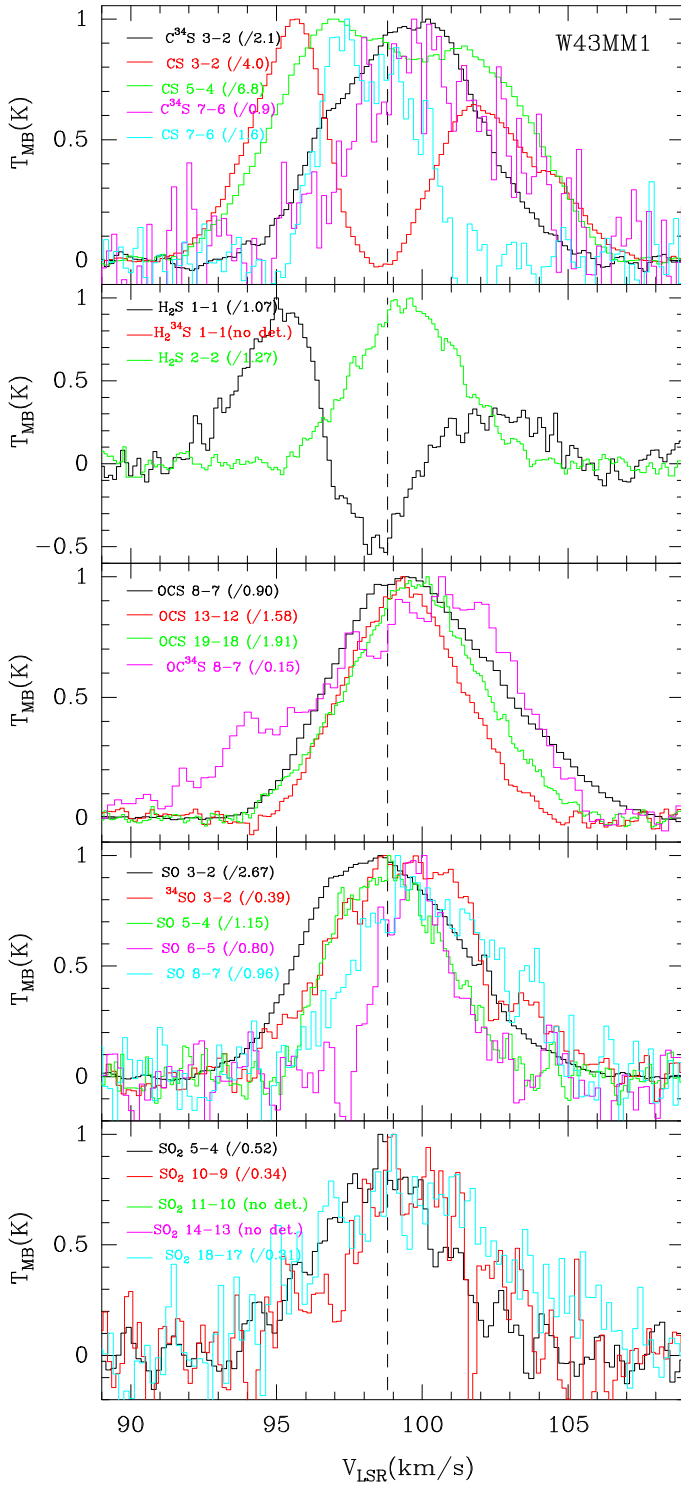


Fig. 2. Normalized emission of CS, H₂S, OCS, SO, SO₂ (and isotopic species) lines from W43MM1. Spectra velocity resolutions are 0.10–0.19 km s⁻¹.

All OCS lines emission exhibit a gaussian profile, weakly red-shifted by ~ 0.5 km s⁻¹ from the source velocity, with a red wing. The isotopic line profile is complicated with several components.

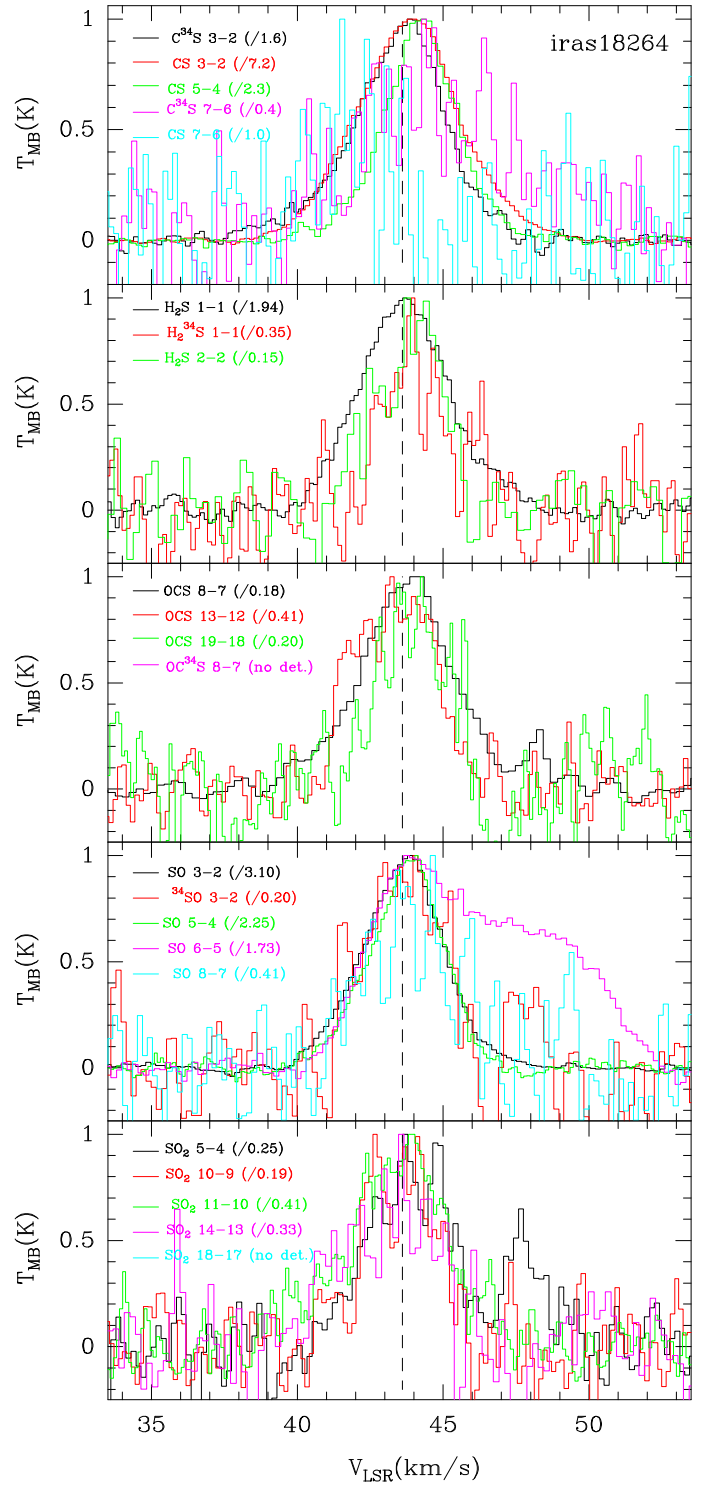


Fig. 3. Normalized emission of CS, H₂S, OCS, SO, SO₂ (and isotopic species) lines from IRAS18264. Spectra velocity resolutions are 0.10–0.19 km s⁻¹.

4.2. IRAS18264–1152

All emission line profiles are well peaked on the source velocity and have more or less the same shape, with a blue wing.

All CS lines are detected, except the 7 – 6, which is blend with an H₂CO line from the image band, contaminating the profile. The C³⁴S 7 – 6 line is tentatively detected. The H₂S lines exhibit a less peaked profile, also with a blue wing. All the SO lines are detected as well, but the 6₅ – 5₄ line emission exhibits

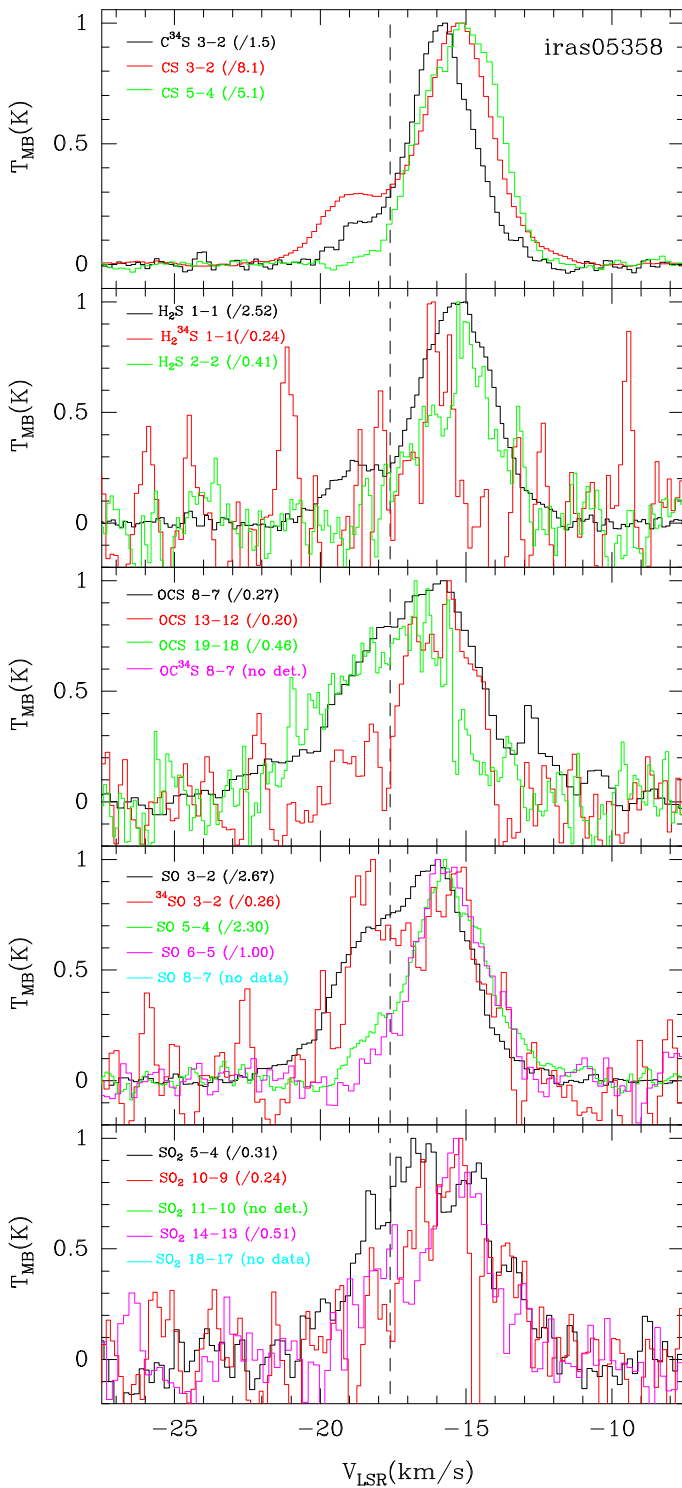


Fig. 4. Normalized emission of CS, H₂S, OCS, SO, SO₂ (and isotopic species) lines from IRAS05358. Spectra velocity resolutions are 0.10–0.19 km s⁻¹.

a strong and very broad red wing which looks suspicious. We do not consider this line in the further study. The SO₂ line profiles are more flattened. Actually, an unidentified line at 47.8 km s⁻¹ is observed in the SO₂ 5_{1,5} – 4_{0,4} spectra, possibly coming from the reference OFF spectra, as for the suspicious 6₅ – 5₄ wing. The OCS lines exhibits essentially the same profile, with a blue asymmetry.

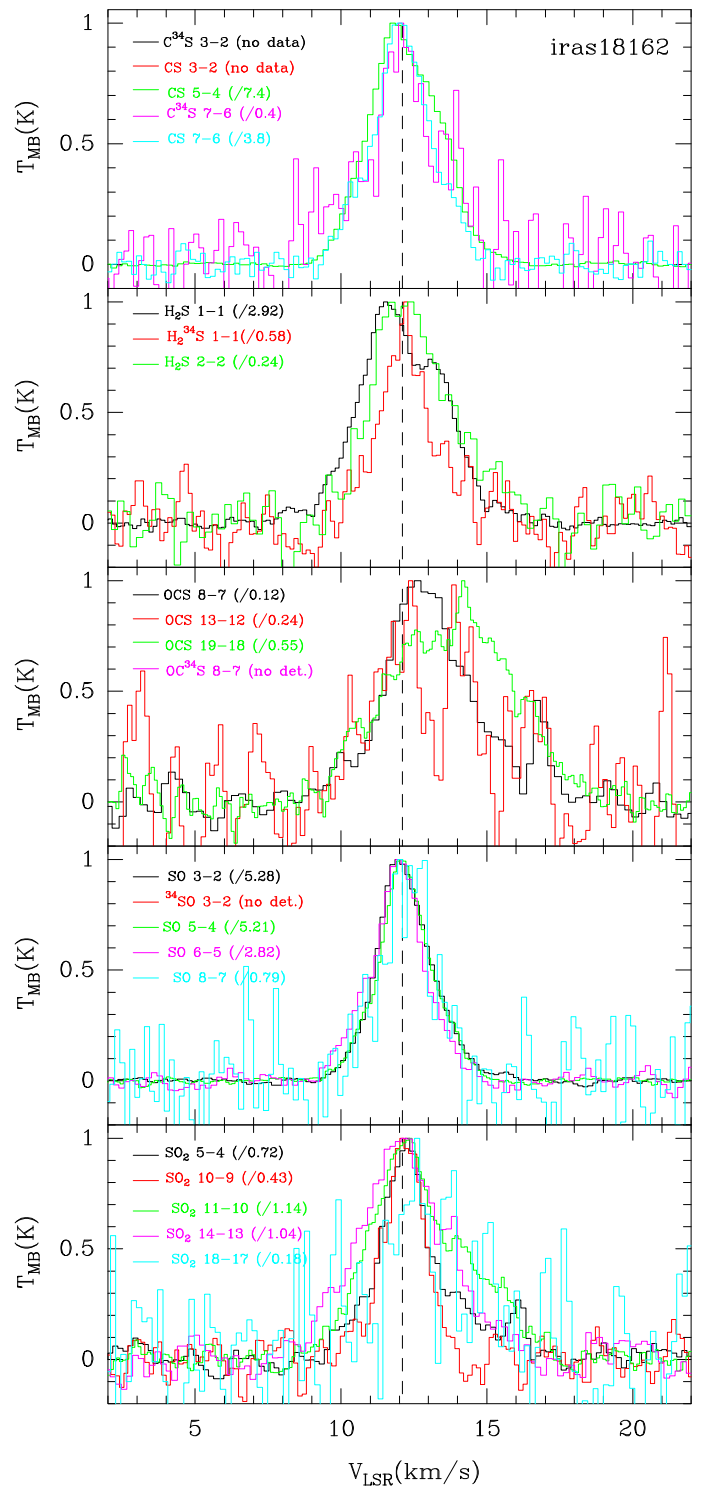


Fig. 5. Normalized emission of CS, H₂S, OCS, SO, SO₂ (and isotopic species) lines from IRAS18162. Spectra velocity resolutions are 0.10–0.19 km s⁻¹.

4.3. IRAS05358+3543

The CS line emission is strong in both observed transitions (the 3 – 2 line emission being the strongest and broadest one), with a strong dip at the source velocity, even for the isotopic line. The isotopic line emission here is optically thin (around 0.1 according to our model), this dip is due to two velocity components rather than to self-absorption. All profiles are asymmetrical, with a stronger red component, the blue one being almost completely

extinguished (nearly in absorption) for the CS 5–4 line emission. The peak-to-peak velocity separation is 3.0, 3.5 and 4.3 km s⁻¹, respectively for the C³⁴S 3–2, CS 3–2 and 5–4 lines.

The H₂S 1_{1,0}–1_{0,1} line emission also exhibits a strong dip at the source velocity too. The separation between the two emission peaks is 3.6 km s⁻¹. The same shape is also seen for the 2_{2,0}–2_{1,1} line, where no blue peak is seen, the red component being split in two peaks. The isotopic line might be tentatively detected, with a very strong asymmetry.

Profiles of the SO lines generally exhibit a dip at the source velocity. The peak-to-peak separation is 3 km s⁻¹ for the 3₄–2₃ line. The isotopic 3₄–2₃ line shows a red-shifted (by more than 1 km s⁻¹) double-horn profile.

The SO₂ emission is detected in all transitions (except the 11_{1,11}–10_{0,10}), but the *S/N* is quite low (5–9). All the lines are asymmetric, nearly without any red component. The 14_{0,14}–13_{1,13} emission is the strongest.

A dip is seen in all OCS lines too, most prominently in the 13–12 transition. The 19–18 line is the strongest.

4.4. IRAS18162–2048

In general, all lines (except OCS) observed towards this source have similar profiles, without any absorption and with a well defined peak centered on the source velocity. The CS line shape is similar for the different transitions observed, with the 5–4 line being substantially stronger and broader, exhibiting a red wing.

The H₂S emission is slightly broader than CS, with more complex profiles: the 1_{1,0}–1_{0,1} emission profile is made of two peaks, possibly revealing self-absorption at a redshifted velocity (by 0.5 km s⁻¹ with respect to the source systemic velocity). The 2_{2,0}–2_{1,1} line profile is slightly asymmetrical, with a red wing. The optically thin isotopic line emission exhibits a symmetrical profile centered on the source velocity, with a narrower profile than for the H₂S emission.

The SO lines are strong and easily detected, but the isotopic line is not detected. The SO₂ lines are well detected, even the 18_{0,18}–17_{1,17} transition, the 11_{1,11}–10_{0,10} being the strongest one. The line profiles show a red wing.

All the OCS lines are completely asymmetrical with a very weak blue component, indicating a self-absorption at the source velocity.

5. Analysis

5.1. Line Asymmetries

Analysis of the line profiles can reveal the presence of outflows, infalls or even rotation because of their known signatures (see Fuller et al. 2005, and references therein): outflow or rotation generally give rise to red asymmetric lines, while infall produces blue ones. Actually, the profiles of optically thick lines from infalling material have stronger blueshifted emission than redshifted one. However, it is important to stress that outflow or rotation could also produce a blue asymmetric line profile along a particular line of sight to a source.

To quantify the asymmetry of a line, we use Mardones et al. (1997) criteria: we calculate the asymmetry parameter

$$\delta v = \frac{v_{\text{thick}} - v_{\text{thin}}}{\Delta V_{1/2, \text{thin}}} \quad (1)$$

where v_{thick} and v_{thin} are the line peak velocities, respectively of an optically thick and thin tracer, and $\Delta V_{1/2, \text{thin}}$ the optically thin line width (FWHM).

Table 6. Asymmetry parameter (Mardones et al. 1997) calculated for the detected line emissions (except for the *reference* optically thin ³⁴SO and H₂³⁴S line emissions, and for the doubtful lines CS 7–6 and SO 6₅–5₄ for IRAS18264). Negative values of δv correspond to blueshifted emission while positive values are redshifted.

Species	Line	Source			
		W43MM1	18264	05358	18162
CS	3-2	-0.58	0.05	0.37	
	5-4	-0.31	0.16	0.42	0.03
	7-6	-0.30			-0.01
C ³⁴ S	3-2	0.05	-0.02	0.27	
	7-6	0.18	0.20		0.13
SO	3 ₄ –2 ₃	-0.10	0.00	0.22	0.03
	5 ₆ –4 ₅	-0.06	0.05	0.29	0.06
	6 ₅ –5 ₄	0.11		0.28	-0.08
	8 ₈ –7 ₇	0.11	0.04		0.12
SO ₂	5 _{1,5} –4 _{0,4}	-0.04	0.08	0.17	0.03
	10 _{0,10} –9 _{1,9}	0.12	-0.02	0.27	0.05
	11 _{1,11} –10 _{0,10}		-0.03		0.44
	14 _{0,14} –13 _{1,13}		-0.12	0.38	0.00
	18 _{0,18} –17 _{1,17}	0.15			0.19
OCS	8–7	0.17	0.06	0.26	0.53
	13–12	0.09	-0.06	0.24	0.52
	19–18	0.14	0.09	0.17	1.08
H ₂ S	1 _{1,0} –1 _{0,1}	-0.64	0.02	0.39	-0.37
	2 _{2,0} –2 _{1,1}	0.12	0.08	0.42	0.16

Because not all the same lines are detected or observed in all sources, the difficulty is to find a common strong thin line, generally from isotopic species. We use ³⁴SO 3₄–2₃ for IRAS05358+3543 ($v_{\text{thin}} = -17.0$ km s⁻¹, $\Delta v_{1/2} = 4.4$ km s⁻¹) and IRAS18264–1152 ($v_{\text{thin}} = 43.6$ km s⁻¹, $\Delta v_{1/2} = 4.0$ km s⁻¹), H₂³⁴S 1_{1,0}–1_{0,1} for IRAS18162–2048 ($v_{\text{thin}} = 12.1$ km s⁻¹, $\Delta v_{1/2} = 1.5$ km s⁻¹). For W43MM1, the best choice is to use H¹³CO⁺ 3–2 observations from Motte et al. (2003): $v_{\text{thin}} = 98.8$ km s⁻¹, $\Delta v_{1/2} = 5.9$ km s⁻¹. Results are given in Table 6.

Negative values of δv correspond to blueshifted emission while positive values to redshifted one. Following Mardones et al. (1997) and Fuller et al. (2005), we adopt a criteria of $|\delta v| > 0.25$ to indicate that a line profile is asymmetric. Main conclusions are that the source IRAS18264 has quite asymmetric lines, except for the C³⁴S 7–6 line (close to the 0.25 value), while for IRAS18162 asymmetric lines are observed in OCS (redshifted) and in the H₂S 1_{1,0}–1_{0,1} transition (blueshifted). Very strong asymmetries are observed in the two other sources: all lines from IRAS05358 are strongly redshifted (δv up to 0.42); W43MM1 shows clearly blueshifted lines in CS (up to –0.58) and H₂S (up to –0.64), probably indicating the presence of infall towards this source. Nevertheless, we stress again that such an emission profile can be sometimes produced by an outflow too, *e.g.* CO 1–0 line profile towards IRAS18162 by Benedettini et al. (2004). Hence, this option cannot be eliminated without further investigations.

5.2. Infall in W43MM1

Following Myers et al. (1996), we derive the infall properties for W43MM1, applying the formula for an optically thick line with a strong blue asymmetry:

$$V_{\text{in}} \approx \frac{\sigma^2}{v_{\text{red}} - v_{\text{blue}}} \ln \left(\frac{1 + e^{T_{\text{BD}}/T_{\text{D}}}}{1 + e^{T_{\text{RD}}/T_{\text{D}}}} \right) \quad (2)$$

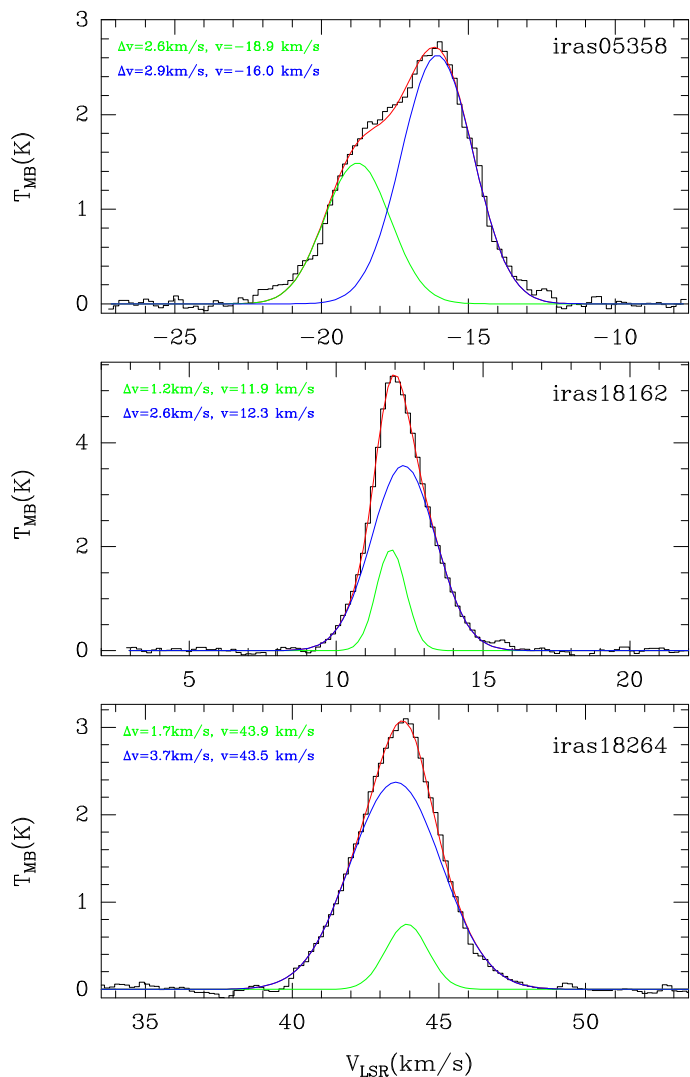


Fig. 6. Gaussian fit of the SO $3_4 - 2_3$ line emission from IRAS05358, IRAS18162 and IRAS18264. The observed spectra are in black, total fit in red, individual components in blue and green.

where T_D is the brightness temperature of the dip (assumed optically thick), T_{BD} and T_{RD} the height of respectively the blue and red peak above the dip, and v_{blue} and v_{red} respectively the velocity of the blue and red peak. The velocity dispersion σ is obtained from the FWHM of an optically thin line.

Adopting the $^{34}\text{SO}_2$ $5_{1,5} - 4_{0,4}$ line as an optically thin tracer, the velocity dispersion in the circumstellar material is estimated to be 5.5 km s^{-1} and the source velocity to be 98.8 km s^{-1} . Another possibility could have been to adopt the values derived from the observation of the H^{13}CO^+ $3 - 2$ line emission by Motte et al. (2003).

The derived infall velocities are 2.1 , 1.8 and 2.9 km s^{-1} , calculated respectively for the CS $3 - 2$, $5 - 4$ and H_2S $1_{1,0} - 1_{0,1}$ line emissions. The inferred *kinematic* mass infall rate (for a size of $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}$ and a density of $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$) is $3\text{-}4.5 \cdot 10^{-3} \text{ M}_{\odot}/\text{yr}$.

5.3. Outflows in the other sources?

The SO $3_4 - 2_3$ emissions lines towards IRAS18162 can be fitted with two gaussians of two different FWHM: 1.2 and 2.6 km s^{-1} (see Fig. 6). The CS $7 - 6$ line emission can be fitted by two gaussians too: one of 1 km s^{-1} broad, the other one

of 2.8 km s^{-1} . The optically thin H_2^{34}S line can be fitted by two gaussians of FWHM 1.2 and 3.2 km s^{-1} , comparable to the components derived from the other lines. Moreover, it is interesting to note that the two gaussian components are centered at velocities (11.9 and 12.3 km s^{-1}) comparable to the velocities (11.9 and 12.8 km s^{-1}) of the two major outflow components seen in CO, ^{13}CO and C^{18}O $1 - 0$ line emissions by Benedettini et al. (2004). For IRAS181264, the CS $3 - 2$ and SO $3_4 - 2_3$ line emissions can be fitted with two gaussians of two different FWHM: 1.7 and 3.7 km s^{-1} . These two-components reveal the presence of gas flows, possibly an outflow towards objects IRAS18162 and IRAS18264.

Line emission profiles seen in the source IRAS05358 exhibits a strong dip (especially for CS), even for the optically thin isotopic species, which is hence not a self-absorption but rather a the signature of two well separated velocity components with FWHM around 2.6 and 2.9 km s^{-1} (derived from CS $3 - 2$ and SO $3_4 - 2_3$ lines emission fitting, see Fig. 6). This could be due to the outflow detected by Beuther et al. (2002a) and Beuther et al. (2002c) or to the multiplicity of the source itself. IRAS05358 is indeed composed of three mm sources (Leurini et al. 2007), all within our beam, mm1 being the most massive, the other two being less evolved (mm3 is probably a starless massive core). Actually, only mm1 appears to be detected in molecular lines by Leurini et al. (2007), and the line emissions profiles are double peaked. Hence, two velocity components we detect could originate from mm1. This multiplicity might of course influence the derived physical and chemical structure.

6. Modelling the continuum and the molecular emission of the sources

6.1. Brief description of the model

We use the modeling method proposed by Marseille et al. (2008) and initiated by Hogerheijde & van der Tak (2000a) in their previous studies. It consists, in a first step, of a SED modeling using the basic parameters (distance, luminosity, size, shape of the matter distribution) retrieved from the literature, and the temperature distribution inside our sources obtained from a Monte-Carlo-based code (MC3D; Wolf et al. 1999). All these elements are put together to create a basic physical description of the sources. Then parameters linked to the molecular emission (abundance, turbulent velocities) are added and introduced into the RATRAN code (Hogerheijde & van der Tak 2000b) which simulates line emission spectra that can be compared with the observations. This modeling method restricts the maximum number of free parameters, hence permits to derive rapidly relative physical characteristics and molecular abundances to be compared from one source to another. In particular, it assumes a spherical symmetry of the sources, which is acceptable if we restrict our study to the molecular line emission modeling coming from cold gas ($T < 100 \text{ K}$) as Marseille et al. (2008) showed it for the massive dense core case.

6.2. SED determination

The values used to derive temperature distribution in our sources (the distance, d ; power-law density index, p ; heating source temperature, T_* ; and source size, r_{out}) are retrieved from the literature, or derived with a basic integration as in the case of the total luminosity, L . The parameter, p , which defines the density distribution through a power law in the form $\rho(r) \propto r^p$, was derived by Beuther et al. (2002c) and Motte et al. (2003) from fits to the

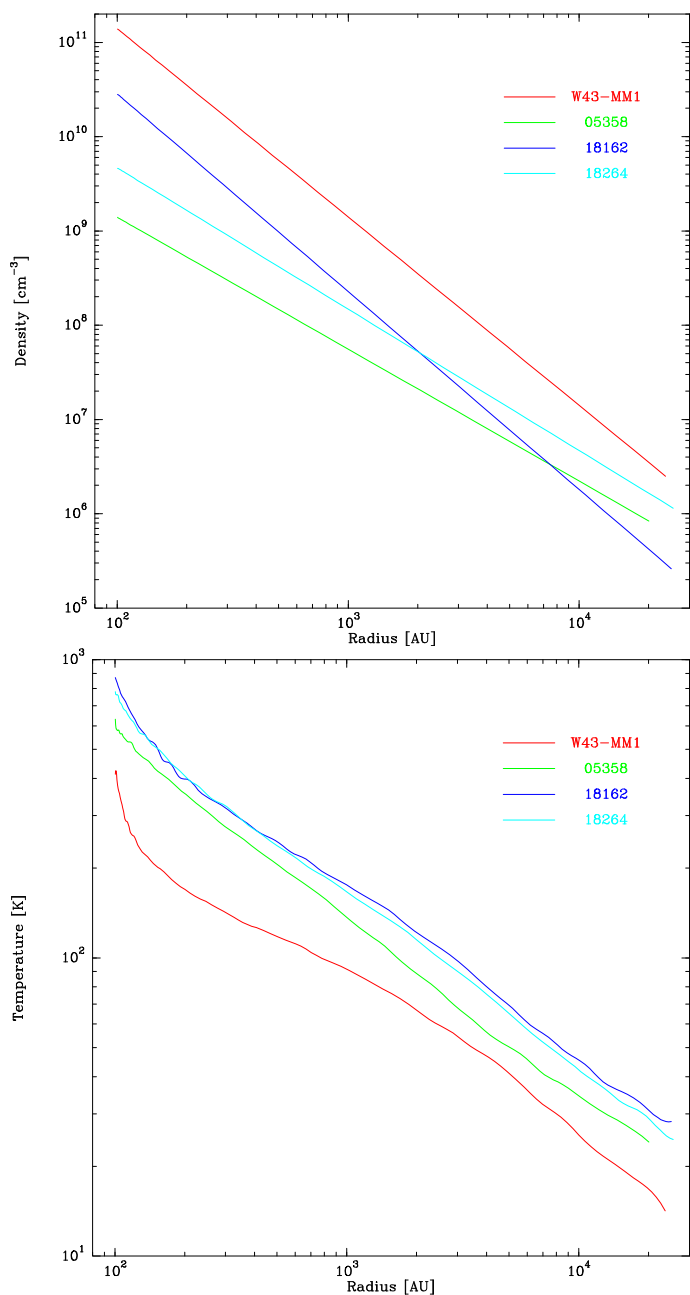


Fig. 7. Plot of the density (top) and temperature (bottom) versus the distance to the center for the 4 objects.

millimeter continuum emission maps. We note that the source size can critically change the derived abundances, through its total mass. For this reason, we adopt systematically the size of the mm-wave emission, deconvolved by the beam, that should represent the main massive part of the source. These values are reported in Table 7. The density and temperature distributions are shown in Fig. 7. These distributions are smoothest in the two sources IRAS05358 and IRAS18264 while a strong gradient is present in W43MM1 and IRAS18161. Note that a large massive and cold (less than 20 K) external layer is necessary in the W43MM1 model.

The fit of the millimeter and submillimeter SED of each source permits deriving the temperature distribution inside them, easily fitted with a law in the form $\log_{10}(T(r)) = \alpha \log_{10}(r) + \beta$. This in turn enables estimating the dust sublimation radius, r_{sub} , where the temperature reaches 1500 K. In addition, the SED

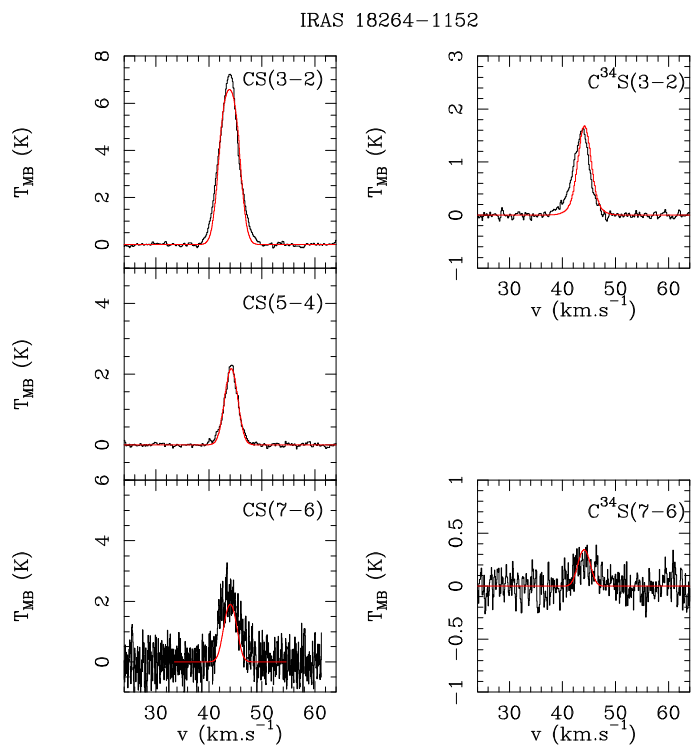


Fig. 8. Fit of the CS lines emission from IRAS18264. The observed spectra are in black, fit in red.

modeling allows us to obtain an estimation of the total mass M of the sources, hence the density distribution inside them. We obtain these values by iterating on a global scale factor of density n_0 , the density at reference radius r_0 equal to 100 AU. The values obtained, with mean densities and temperatures of the sources, are reported in Table 7.

The physical description of the sources is then directly used to model the molecular emission. We use the RATRAN radiative transfer code developed by Hogerheijde & van der Tak (2000b), in which we introduce the source description derived above, and add the abundance of the molecule. We then build data cubes with a velocity resolution equivalent to the observations, and with a high spatial resolution (0.5'') that we convolve with the corresponding beam size to compare them directly to observations. We adopt a flat abundance profile for each molecule, retrieving a value for each transition observed. Then the different values obtained for each transition of a single species are interpreted in terms of abundance variations in the real source. The line profiles observed are also constrained by gas motions, particularly through the turbulence which is mainly responsible for the line emission widths seen in massive protostars. Thus we add a turbulent velocity field characterized by a rms velocity v_T , for each transition of each molecular species. OCS lines are the most sensitive to the gas components in our model.

In the case of W43MM1, where asymmetric profiles due to infall are clearly detected, we introduce a radial velocity field that follows a law in the form $v_{\text{infall}} = v_0 / \sqrt{r/r_{\text{out}}}$, and fit the asymmetry parameter with different values of v_0 for each transition and molecular species. Concerning other sources, the only difficulty occurs when the line emission profiles are clearly asymmetric. In this case we use the line profile that we obtained to extrapolate the missing emission or the excess of emission due to blue- or red-shifted wings.

Some result for CS in the source IRAS18264 is shown in Fig. 8.

Table 7. Summary of results from dust continuum emission modeling (above mid-line) and from molecular line emission modeling (below mid-line). Different turbulent (v_T) or infall (v_{infall}) velocities are used to reproduce the different line emissions from each source.

Source	W43MM1 ^a	18264	05358	18162
d (kpc)	5.5	3.5	1.8	1.9
L ($10^4 L_\odot$)	2.3	1.4	0.7	2.9
T_* (10^4 K)	3.0	2.9	2.6	3.0
r_{out} (10^4 AU)	2.5	2.7	2.1	2.6
p^b	-2.0	-1.5	-1.4	-2.1
n_0^c (10^4)	40	1.0	0.3	6.1
r_{sub} (AU)	4.9	26.5	20.1	27.2
α	-0.54	-0.61	-0.62	-0.60
β	3.55	4.05	3.99	4.04
$\langle T \rangle$ (K)	20.0	32.6	31.1	35.6
T_{out} (K)	14.2	24.6	24.1	27.2
$\langle n \rangle$ (10^6 cm^{-3})	11.8	2.6	0.2	1
M (M_\odot)	4100	1200	400	570
v_i (km/s)	0.7-1.4	0.7-1.3	0.7-2.6	0.5-1.8
v_{infall} (km/s)	-(3.5-0.5)			

^a source description from Motte et al. 2003

^b from Beuther et al. 2002, excepted for W43MM1

^c density at 100 AU

6.3. Uncertainties

An examination of uncertainties involved in the modeling process shows that accuracy of our abundance determination is determined by four main points: (i) the signal-to-noise ratio, (ii) the total mass of the source assumed in the model, (iii) the source temperature and the corresponding populations of energy levels of the molecule studied, and (iv) the uncertainty in the dust opacity at millimeter wavelength. The last point is mitigated by the use of the same radiative transfer code and the some modeling process, which makes the comparison between different sources relevant. While signal-to-noise ratio is directly known from the observations, the other uncertainties have to be carefully considered to estimate their importance.

At first, mass uncertainty comes from measurements of the flux at millimeter wavelengths. Considering calibration errors, we can assume that this value is known with a 20 % accuracy. Due to our modeling method, uncertainties in the dust temperature are also linked the mass estimation, combined to the little variation of the bolometric luminosity induced by the the flux errors. Nevertheless, results from the radiative transfer models show that dust temperature is typically constrained to 3 %. Even if temperature does not change a lot, its influence on energy level populations, combined with the mass (hence density) uncertainty, can be significant. These uncertainties are dependent on the molecule studied and the transitions observed. The uncertainties can partially offset themselves, especially when variation of the energy level populations of a transition are going the same way.

Finally, we derived rough uncertainty estimates by testing temperature and energy level population variations induced by flux uncertainties in the mm range. Results show that our modeling process has a relative precision between 25 % and 30 %, depending on the considered molecular line emission. This range of values does not take into account the signal-to-noise ratio of the observations fitted. Concerning SO_2 transitions, populations of the energy levels are varying widely, increasing the uncertainty up to 40 %, or even 70 % for the $5_{1,5}-4_{0,4}$ transition, where populations have an opposite behavior against temperature vari-

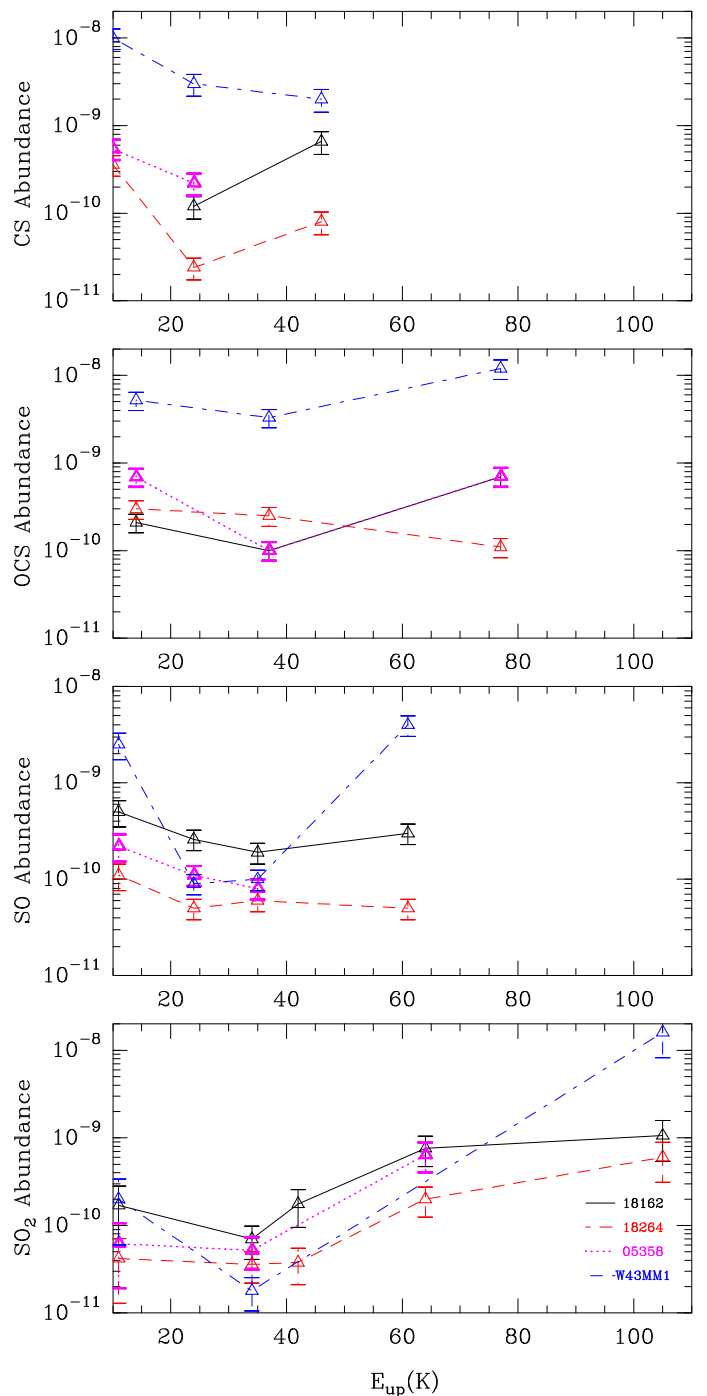


Fig. 9. Abundances of CS, OCS, SO and SO_2 versus the energy of the upper level of the transition given in Table 8 for the 4 sources.

ations in our models. Furthermore, we note that these estimates have been derived assuming an optically thin emission, whereas some of them are clearly thick. That is why results given in this case must be treated as order of magnitude estimates.

6.4. Molecular abundances

The derived abundances for each molecule and each source are given in Table 8 for different layers. Each layer is characterized by a temperature (and of course by a density, but the molecular excitation depends mainly on T). Density and temperature profiles for each source are given in Fig. 7. We also connect

them to the highest-excitation transition in that layer: different lines involve different energy levels, hence different excitation conditions (temperature, density) and consequently different physical layers where most of the line emission is produced. Nevertheless, it would be wrong to say that lines are completely uncoupled and are totally coming from different layers (results are plotted in Fig. 9 versus the energy of the upper level of the transition the most excited). It is obvious that emissions lines coming from warmer regions (more than 120 K), *e.g.* involving higher upper energy levels, are missing and we are not probing well these most inner regions.

The H_2S abundance is roughly the same in the 4 objects studied ($1.6 - 3.6 \cdot 10^{-10}$) in the outer region ($T \sim 60$ K), showing more variation ($0.16 - 4 \cdot 10^{-10}$) in the warmer inner parts ($T \sim 100$ K): in IRAS18264, IRAS05358 and IRAS18162, the abundance is one order of magnitude lower while it remains constant in W43MM1.

The abundance of nearly all other molecules (except OCS and SO in IRAS18264) shows the same behavior with a decrease from colder to warmer layers (hence outer to more inner parts, *e.g.* $9 - 5 \cdot 10^3$ AU for IRAS18162), then a *flattening* in an intermediate region around $70 - 80$ K (*e.g.* $5 \cdot 10^3$ AU for the source IRAS18162), and E_{up} between 25 and 35 K, followed by a strong increase by an order of magnitude in the most inner parts studied ($\sim 3 \cdot 10^3$ AU, for the same source). This is particularly evident for the SO_2 molecule, for which 5 well sampled transitions have been studied, but the same trend is seen for SO, OCS, and perhaps also for CS.

In the three less evolved objects, CS and OCS are the most abundant species in the colder outer region (while it is SO for IRAS18162), followed by SO, H_2S and SO_2 for W43MM1 and IRAS18264, or H_2S , SO and SO_2 for IRAS05358. Closer to the center of the massive core, SO_2 , CS and OCS are the most abundant species in all the objects.

W43MM1 is clearly different from the other sources, with the higher abundances of CS, OCS, SO (except in the flattening region). The SO_2 abundance in W43MM1 behaves differently with the same abundance as in IRAS18162 in the outer part, the lowest abundance in the intermediate region, and the highest in the warmer inner part. The strongest variation is observed for SO in W43MM1. IRAS18264 and IRAS05358 exhibit the same abundance variations for SO and SO_2 . Even if IRAS05358 is known to be made of at least 3 sources, molecular observations of Leurini et al. (2007) show that no emission is detected towards mm2 and mm3, the less evolved objects. Hence, the multiplicity of this source is probably not critical when comparing abundances to the other sources.

The derived isotopic ratio [$^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$] is $7.3 - 14.5$, $13.3 - 25.7$, $13.8 - 26$ and $41.7 - 67$ respectively for IRAS05358, IRAS18264, IRAS18162 and W43MM1. The Solar system abundance ratio is 22.5 (Kahane et al. 1988), but Chin et al. (1996) found ratios varying from 14 to 35 in the Galactic disk. Reproducing the whole CS and C^{34}S emission was impossible with the same isotopic ratio for all the sources.

7. Discussion

7.1. Molecular ratios as a diagnostic tool of evolution

No evolution hierarchy is obvious in the abundances, even if they differ substantially from source to source, particularly in the inner parts. Nevertheless, as underlined in the previous section, W43MM1 has larger abundances of CS, OCS and SO compared to IRAS18264 and IRAS05358. Moreover the order of abun-

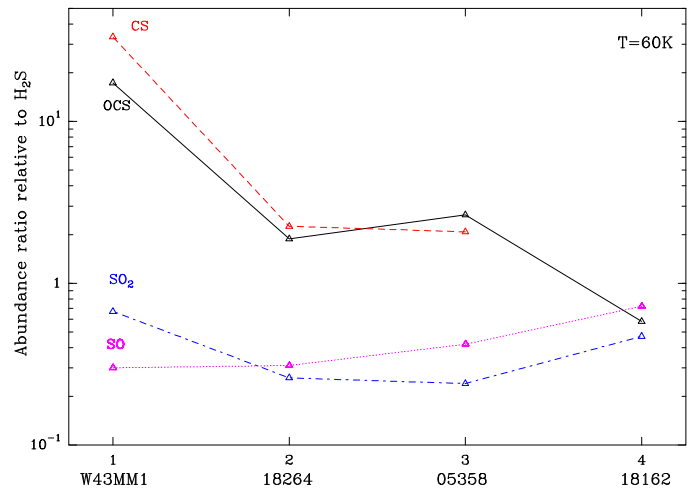


Fig. 10. Abundance ratio of OCS, CS, SO and SO_2 relative to H_2S for each source in the layer at $T = 60$ K. The sources are ordered according to the sed classification.

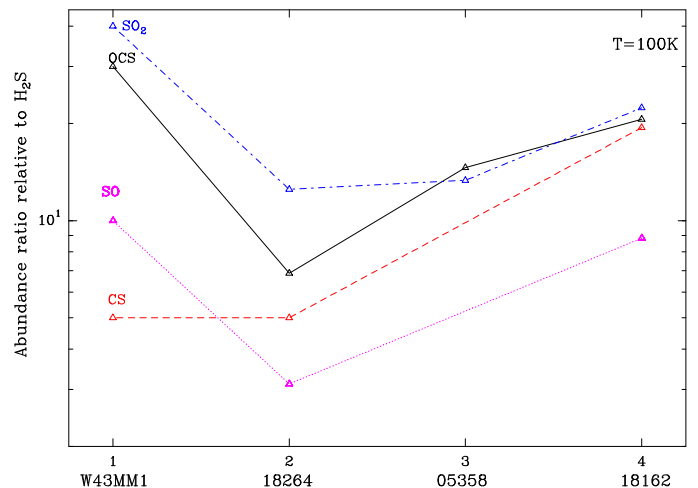


Fig. 11. Abundance ratio of OCS, CS, SO and SO_2 relative to H_2S for each source in the layer at $T = 100$ K. The sources are ordered according to the sed classification.

dance of the molecules in IRAS18162 is different with SO and SO_2 being clearly enhanced. This trend might thus be correlated to the evolutionary track proposed in Sect. 2.

We have investigated possible correlations of the molecular abundance ratios with the order of evolution of our 4 objects for two different layers: one around $T = 60 - 70$ K and a more inner one around $T = 100$ K. To be coherent, we only consider values derived for the same layer, *i.e.* same temperature (*e.g.* transitions CS 5 - 4 and OCS 13 - 12 with $E_{\text{up}} = 24 - 37$ K, hence mostly excited in the 75 K layer). Figures 10, 11, 12 and 13 show that some global trends appear, either a decrease or an increase with the evolution, but depending on the layer.

We first compare the molecular abundances relative to H_2S . In the colder region ($T = 60$ K, Fig. 10), the $[\text{OCS}/\text{H}_2\text{S}]$ ratio is clearly decreasing from W43MM1 to IRAS18162 by a factor 10. The $[\text{CS}/\text{H}_2\text{S}]$ ratio is higher in W43MM1 than in other sources, but no obvious trend is visible. The $[\text{SO}/\text{H}_2\text{S}]$ and $[\text{SO}_2/\text{H}_2\text{S}]$ ratios remain roughly constant, with respectively the lowest and highest value for W43MM1; a small increase might actually be present for SO. In the inner, hence warmer, part of the envelope ($T = 100$ K Fig. 11), drawing conclusions is more diffi-

Table 8. Molecular abundances (compared to H₂) derived for all species within the 4 sources. The temperature of the layer where most of the emission comes from is given (with the corresponding distance to the center for IRAS18162 as an indication). The column 3 gives the line whose emission is the strongest at this distance. Abundances for other sources (from the literature) are given in the columns 8, 9 and 10 for comparison. AFGL2591 is a mid-IR bright HMPO, G31.41+0.31 a hot core, and IRAS16293 a low-mass protostar.

Source				W43MM1	18264	05358	18162	AFGL2591 ^a	G31.41 ^b	16293 ^c
Abundance ($\times 10^{-10}$)	T (K)	d^d (10^3 AU)	Line							
$\chi(\text{CS})$	60	5.9	3 – 2	100	3.6	5.4	–	100	70	5100
	75	4.9	5 – 4	30	0.24	2.2	1.2			
	96	3.3	7 – 6	20	0.8	–	6.6			
$\chi(\text{C}^{34}\text{S})$	60	5.9	3 – 2	1.5	0.31	0.21	–			
	96	3.3	7 – 6	7.0	0.48	–	0.25			
$\chi(\text{OCS})$	72	5.2	8 – 7	52	3.0	6.9	2.1	100	40	10000
	76	4.8	13 – 12	33	2.5	1.0	1.0			
	96	3.3	19 – 18	120	1.1	7.0	7.0			
$\chi(\text{OC}^{34}\text{S})$	72	5.2	8 – 7	4.1	<0.07	<0.35	<0.25			
$\chi(\text{H}_2\text{S})$	60	5.5	1 ₁₀ – 1 ₀₁	3.0	1.6	2.6	3.6	80	≥ 30	5300
	96	3.3	2 ₂₀ – 2 ₁₁	4.0	0.16	0.48	0.34			
$\chi(\text{H}_2^{34}\text{S})$	60	5.5	1 ₁₀ – 1 ₀₁	<0.19	0.11	<0.13	0.52			
$\chi(\text{SO})$	51	8.7	3 ₄ – 2 ₃	25	1.1	2.2	5.0	100	40	17000
	62	6.4	5 ₆ – 4 ₅	0.9	0.5	1.1	2.6			
	75	4.8	6 ₅ – 5 ₄	1.0	0.6	0.8	1.9			
	96	3.3	8 ₈ – 7 ₇	40	0.5	–	3.0			
$\chi(^{34}\text{SO})$	51	8.7	3 ₄ – 2 ₃	0.6	0.15	0.16	<0.06			
	96	3.3	8 ₈ – 7 ₇	<4.0	<1.0	–	<0.5			
$\chi(\text{SO}_2)$	57	7.2	5 _{1,5} – 4 _{0,4}	2.0	0.42	0.62	1.7	20	120	5400
	71	5.3	10 _{0,10} – 9 _{1,9}	1.8	0.36	0.52	0.70			
	76	4.8	11 _{1,11} – 10 _{0,10}	–	0.38	–	1.76			
	112	2.7	14 _{0,14} – 13 _{1,13}	–	2	6.4	7.6			
	112	2.7	18 _{0,18} – 17 _{1,17}	160	<6	–	10.6			
$\chi(^{34}\text{SO}_2)$	57	7.2	5 _{1,5} – 4 _{0,4}	<0.33	<0.44	<16	<0.22			

^a Mean abundances from van der Tak et al. 2003

^b Mean abundances from Hatchell et al. 1998

^c Mean abundances from Wakelam et al. 2004a

^d indicative corresponding distance to the center for the source 18162

cult, because not all 4 sources were observed in the same transitions. When observed, W43MM1 stands out as it shows either the highest or the lowest ratio, independently on the trend seen for the three other objects. The infall inside W43MM1 may play a role. Indeed, the 100 K layer for W43MM1 is closer to the center of the massive core than in the other sources, and moreover corresponds to a higher density (see Fig. 7). An increase of the different ratios relative to H₂S from IRAS181264 to IRAS18162 is seen. Between the two layers, the main difference is for OCS and CS: ratios are decreasing at $T = 60$ K, but increasing at higher temperature (except OCS for W43MM1).

Relative to OCS (Fig. 12) the abundances of CS, SO and SO₂ are varying but the variations differ from the colder part to the warmer one. At 70 – 75 K, no trend is obviously visible for CS while the [SO₂/OCS] and [SO/OCS] ratios increase by at least one order of magnitude. At a higher temperature, hence for more inner regions, ratios behavior is different: relative to OCS, CS abundance tends to increase while the two other ratios remain roughly constant. Even if all 4 objects were observed, the [CS/SO] ratio decreases (Fig. 13) at 60 K, but increases in the warmer layer (96 K). The study of the [SO₂/SO] ratio shows that IRAS18264, W43MM1 and IRAS18162 have approximatively the same ratio at 100 K, while some decrease might be seen at lower temperature.

Actually, cross-comparison of these plots, and more generally of the abundance variations from source to source reveal that the SO and SO₂ relative abundance (compared to other

molecules) increase along the object evolution, but some results for W43MM1 are puzzling, likely confused by the large distance of the source. This trend is less obvious at higher temperature, maybe because in that regions the H₂S transformation process into SO and SO₂ (Wakelam et al. 2004a,b) is becoming less efficient (*i.e.*, is close to be complete). The *new* SO and SO₂ molecules have been produced in the more inner parts. This hypothesis is strengthened by the higher SO and SO₂ abundances measured in all the objects for the higher temperatures, *i.e.* in a warmer environment. The CS evolution is less obvious in general, but the [CS/SO] variation follows quite well the evolutionary classification of the 4 objects.

The very high SO₂ abundance closer to the center of the clump observed in W43MM1 may be due to the strong shocks in the inner part of the envelope where a strong infall is present (see Sect. 4.2): as we get closer to the infall, shocks are stronger and SO is converted into SO₂ (see Hatchell et al. 1998), leading then to a ratio of unity, as observed in the other sources where the process has already taken place, transforming the ratio all across the envelope. Hence shock chemistry might contribute to the SO₂ formation process.

7.2. Comparison with previous studies

A comparison between abundances derived for low- and high-mass protostars is not straightforward, because of the different

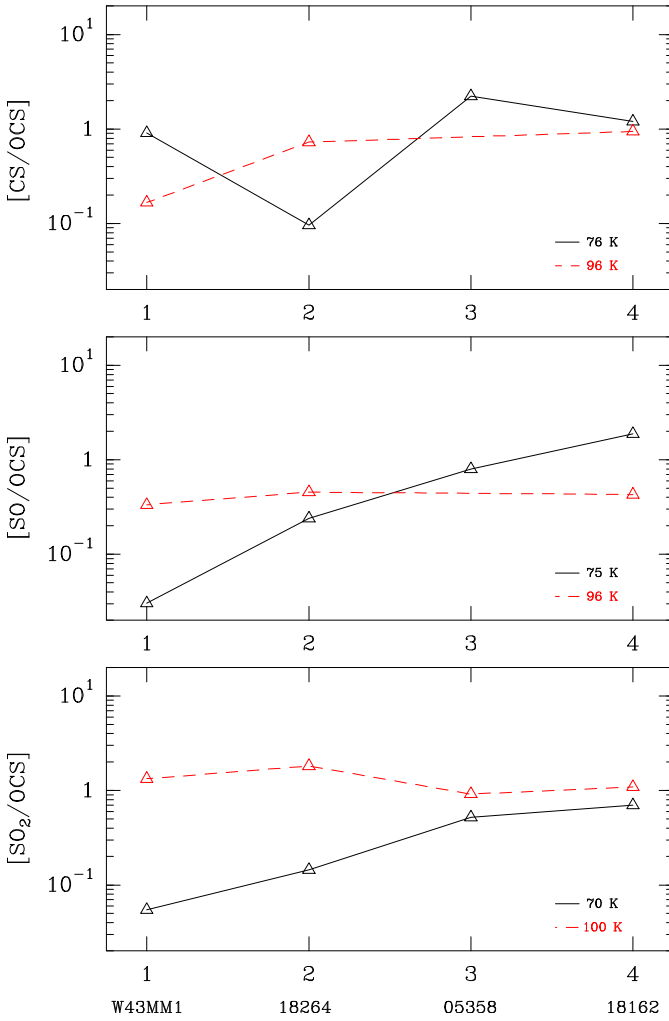


Fig. 12. Abundance ratio of CS, SO and SO₂ relative to OCS for each source in two different layers. The sources are ordered according to the sed classification.

composition of the ices (from which H₂S evaporates) and of the different physical conditions (density and temperature; *e.g.* density can be two orders of magnitude higher for the same temperature) as stressed by Wakelam et al. (2004a). Nevertheless, Table 8 also gives abundances for AFGL2591 (van der Tak et al. 2003), a *mid-IR bright* HMPO (L_{bol} 2 – 10 times larger, warmer SED with higher F_{12} and F_{35}/F_{total}), hence more evolved object, and G31.41+0.31 (Hatchell et al. 1998), a massive hot core and IRAS16293 (Wakelam et al. 2004a). We stress that those values are mean abundances across the whole envelope. Values for AFGL2591 and G31.41 differ a lot for H₂S and SO₂ (by at least a factor 10) but are comparable for CS, OCS, and SO to the abundances found in W43MM1. The other sources from our sample exhibit abundances one or two order of magnitude lower. Abundances in low-mass protostar are 100 – 1000 times higher. Clearly the same set of lines has to be observed towards these sources and the same modelling applied for a meaningful comparison with our sample.

The sulphur chemistry was studied by van der Tak et al. (2003) in the envelopes of more evolved massive protostellar object, *mid-IR bright* HMPOs. The abundances they derived are 10 – 100 times higher than ours (see Table 8). They concluded that shock chemistry is unlikely to contribute and that OCS is a major sulphur carrier in the ices. The main bias in their study was

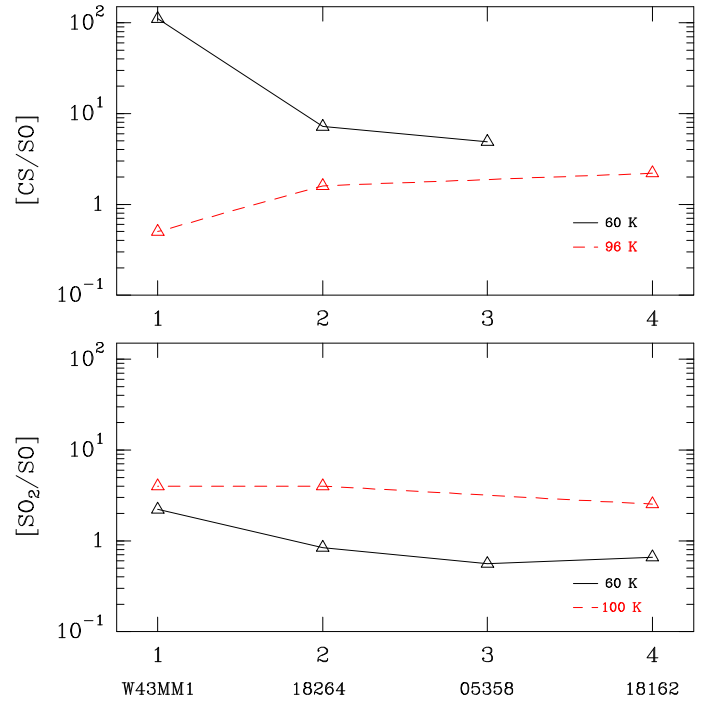


Fig. 13. Abundance ratio of CS and SO₂ relative to SO for each source in two different layers. The sources are ordered according to the sed classification.

that no abundance variation across the envelope was assumed and that the same physical model was adopted for all sources. This is critical, as Wakelam et al. (2004a) have demonstrated that different local physical conditions even within a single source (*e.g.* IRAS16293) change the derived abundances. Moreover, van der Tak et al. compare absolute abundances, which depend a lot on the source size and hence do not reveal any variation from source to source. Nevertheless, the molecular ratios computed from their work do not show significant variations from source to source.

Sulphur is released into the gas phase as H₂S, then H₂S is transformed into SO and later in SO₂ via neutral-neutral reaction at 100 K on time scales of $\sim 10^3$ yr (Wakelam et al. 2004a). The destruction of H₂S is first by H₃O⁺, even more efficiently here than in low-mass protostars as water is more abundant in the high-mass objects (see van der Tak et al. 2006). Once in the gas phase, OCS is destroyed later than H₂S (by S⁺).

The total abundance of sulphur (SO+SO₂+H₂S+OCS+CS) can be estimated to $10^{-8} - 10^{-9}$, several orders of magnitude lower than the corresponding solar abundance ($3.4 \cdot 10^{-5}$) and the derived value ($2.8 \cdot 10^{-6}$) in the low-mass hot core IRAS16293 by Wakelam et al. (2004a).

8. Conclusion

We have presented here new observations of sulfur-bearing species toward 4 objects classified as mid-IR quiet massive dense cores. Different gas components, probably revealing outflows, are detected in IRAS05358, IRAS18264 and IRAS18162. A strong infall of more than 2 km s^{-1} towards W43MM1 is seen, leading to an impressive kinematic mass infall rate.

An evolutionary classification derived from the calculated SED is proposed from W43MM1 to IRAS18162 and is likely to be observed in the molecular abundances too. More precisely, molecular ratios like [OCS/H₂S], [SO/OCS], [SO₂/OCS], and

[CS/SO] might be good indicators of evolution, depending on layers probed by the observed molecular transitions: obvious trends along the massive core evolution are seen for colder outer regions at 60 K, but drawing conclusions is more difficult for the inner regions. Observations of molecular emission from warmer layers, hence implying higher upper energy levels are mandatory to conclude. A follow-up with APEX or CSO telescope should be carried out to give access to these higher frequencies. Of course, the source multiplicity due the distance is problematic and only ALMA will reach the sufficient resolution.

Nevertheless, a specific chemical modelling will be done for these sources in a forthcoming paper (Wakelam et al., in preparation) in order to explain the observed molecular ratios and to try to date the studied objects more precisely.

References

- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Benedettini, M., Molinari, S., Testi, L., & Noriega-Crespo, A. 2004, *MNRAS*, 347, 295
- Beuther, H., Leurini, S., Schilke, P., et al. 2007, *A&A*, 466, 1065
- Beuther, H., Schilke, P., Gueth, F., et al. 2002a, *A&A*, 387, 931
- Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., et al. 2002b, *ApJ*, 566, 945
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., et al. 2002c, *A&A*, 383, 892
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2006, *MNRAS*, 370, 488
- Charnley, S. B. 1997, *ApJ*, 481, 396
- Chin, Y.-N., Henkel, C., Whiteoak, J. B., Langer, N., & Churchwell, E. B. 1996, *A&A*, 305, 960
- Doty, S. D., van Dishoeck, E. F., van der Tak, F. F. S., & Boonman, A. M. S. 2002, *A&A*, 389, 446
- Fuller, G. A., Williams, S. J., & Sridharan, T. K. 2005, *A&A*, 442, 949
- Guilloteau, S. & Lucas, R. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 217, *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, ed. J. G. Mangum & S. J. E. Radford, 299
- Hatchell, J., Thompson, M. A., Millar, T. J., & MacDonald, G. H. 1998, *A&A*, 338, 713
- Hogerheijde, M. R. & van der Tak, F. F. S. 2000a, *A&A*, 362, 697
- Hogerheijde, M. R. & van der Tak, F. F. S. 2000b, *A&A*, 362, 697
- Hunter, T. R., Churchwell, E., Watson, C., et al. 2000, *AJ*, 119, 2711
- Jenness, T., Scott, P. F., & Padman, R. 1995, *MNRAS*, 276, 1024
- Kahane, C., Gomez-Gonzalez, J., Cernicharo, J., & Guelin, M. 1988, *A&A*, 190, 167
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2008, *Nature*, 451, 1082
- Kurtz, S., Churchwell, E., & Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659
- Leurini, S., Beuther, H., Schilke, P., et al. 2007, *A&A*, 475, 925
- Lis, D. C., Keene, J., Phillips, T. G., et al. 2001, *ApJ*, 561, 823
- Longmore, S. N., Burton, M. G., Minier, V., & Walsh, A. J. 2006, *MNRAS*, 369, 1196
- Mardones, D., Myers, P. C., Tafalla, M., et al. 1997, *ApJ*, 489, 719
- Marseille, M., Bontemps, S., Herpin, F., van der Tak, F. F. S., & Purcell, C. R. 2008, *A&A*, 488, 579
- Menten, K. M., Pillai, T., & Wyrowski, F. 2005, in *IAU Symposium*, Vol. 227, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 23–34
- Millar, T. J., MacDonald, G. H., & Gibb, A. G. 1997, *A&A*, 325, 1163
- Minier, V., Burton, M. G., Hill, T., et al. 2005, *A&A*, 429, 945
- Motte, F. & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- 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., Bontemps, S., Schilke, P., et al. 2007, *A&A*, 476, 1243
- Motte, F. & Hennebelle, P. 2008, *ArXiv e-prints*, 806
- Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. C. 2003, *ApJ*, 582, 277
- Myers, P. C., Mardones, D., Tafalla, M., Williams, J. P., & Wilner, D. J. 1996, *ApJ*, 465, L133+
- Qiu, K., Zhang, Q., Beuther, H., & Yang, J. 2007, *ApJ*, 654, 361
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Sridharan, T. K., Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., & Wyrowski, F. 2002, *ApJ*, 566, 931
- Stecklum, B., Feldt, M., Richichi, A., Calamai, G., & Lagage, P. O. 1997, *ApJ*, 479, 339
- Su, Y.-N., Zhang, Q., & Lim, J. 2004, *ApJ*, 604, 258
- Tan, J. C. & McKee, C. F. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 267, *Hot Star Workshop III: The Earliest Phases of Massive Star Birth*, ed. P. Crowther, 267–+
- van der Tak, F. F. S., Boonman, A. M. S., Braakman, R., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 412, 133
- van der Tak, F. F. S., Walmsley, C. M., Herpin, F., & Ceccarelli, C. 2006, *A&A*, 447, 1011
- Vastel, C., Polehampton, E. T., Baluteau, J.-P., et al. 2002, *ApJ*, 581, 315
- Wakelam, V., Caselli, P., Ceccarelli, C., Herbst, E., & Castets, A. 2004a, *A&A*, 422, 159
- Wakelam, V., Castets, A., Ceccarelli, C., et al. 2004b, *A&A*, 413, 609
- Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 33–46
- Williams, J. P., Blitz, L., & McKee, C. F. 2000, *Protostars and Planets IV*, 97
- Wolf, S., Henning, T., & Stecklum, B. 1999, *A&A*, 349, 839
- Yamashita, T., Suzuki, H., Kaifu, N., et al. 1989, *ApJ*, 347, 894

Table 2. Observed line emissions parameters for W43MM1. Widths ($\Delta v_{3\sigma}$ is the linewidths at 3σ level; $\Delta v_{1/2}$ is the half power linewidth) and line fluxes are derived from gaussian fits (several components) made with CLASS software. For the non detection, 1σ upper limits are given.

Species	Transition	Δv km/s	T_{mb} K	σ mK	$\int T_{\text{mb}} \delta v$ K.km/s	$\Delta v_{3\sigma}$ km/s	$\Delta v_{1/2}$ km/s	comment
CS	3-2	9.3(0.2)	4.01	36	22.90(0.15)	15.69	9.21	^a
	5-4	9.68(0.04)	6.85	62	61.6(0.3)	14.50	9.36	^a
	7-6	4.2(0.3)	1.2	255	5.4(0.7)	4.5	4.5	^b
C ³⁴ S	3-2	5.69(0.02)	2.12	42	12.96(0.06)	11.23	6.02	
	7-6	6.1(0.3)	1.05	269	4.8(0.2)	2.7	5.6	
SO	3 ₄ - 2 ₃	6.10(0.01)	2.66	23	17.52(0.03)	13.24	6.62	
	5 ₆ - 4 ₅	4.40(0.06)	1.14	65	5.10(0.07)	7.22	4.51	
	6 ₅ - 5 ₄	2.6(0.1)	0.8	85	2.01(0.09)	3.47	2.54	
	8 ₈ - 7 ₇	5.4(0.3)	0.6	184	2.8(0.1)	5.4	5.4	weak det.
³⁴ SO	3 ₄ - 2 ₃	5.6(0.1)	0.39	26	2.42(0.04)	10.22	5.52	
	8 ₈ - 7 ₇			197	< 0.009			no det.
SO ₂	5 _{1,5} - 4 _{0,4}	5.05(0.1)	0.52	38	2.33(0.05)	8.63	3.91	
	10 _{0,10} - 9 _{1,9}	5.1(0.3)	0.33	43	1.41(0.06)	8.02	4.0	
	11 _{1,11} - 10 _{0,10}			47	<0.006			no det.
	14 _{0,14} - 13 _{1,13}			60	<0.01			no det.
	18 _{0,18} - 17 _{1,17}	7.8(0.3)	0.23	80	1.89(0.07)	7.8	7.8	
³⁴ SO ₂	28 _{4,24} - 28 _{3,25}			60	<0.01			no det.
	5 _{1,5} - 4 _{0,4}			32	<0.006			no det.
OCS	8 - 7	6.51(0.02)	0.90	11	6.20(0.02)	13.10	6.55	^a
	13 - 12	4.57(0.03)	1.58	39	7.33(0.05)	8.72	4.51	
	19 - 18	5.37(0.02)	1.92	35	10.46(0.04)	11.03	5.01	
OC ³⁴ S	8 - 7	7.26(0.03)	0.14	7	1.13(0.01)	13.63	6.92	
H ₂ S	1 _{1,0} - 1 _{0,1}	9.1(0.2)	1.06	72	12.52(0.6) ^e	12.50	2.76	^a
	2 _{2,0} - 2 _{1,1}	4.15(0.04)	1.26	45	5.40(0.05)	7.62	4.11	
H ₂ ³⁴ S	1 _{1,0} - 1 _{0,1}			72	<0.01			no det.

^a self-absorption at v_{source} ^b line blend with H₂CO line from image band.

Table 3. Observed line emissions parameters for IRAS18264–1152. Widths ($\Delta v_{3\sigma}$ is the linewidths at 3σ level; $\Delta v_{1/2}$ is the half power linewidth) and line fluxes are derived from gaussian fits (several components) made with CLASS software. For the non detection, 1σ upper limits are given.

Species	Transition	Δv km/s	T_{mb} K	σ mK	$\int T_{\text{mb}} \delta v$ K.km/s	$\Delta v_{3\sigma}$ km/s	$\Delta v_{1/2}$ km/s	comment
CS	3-2)	4.19(0.01)	7.2	54	31.49(0.07)	10.28	4.01	
	5-4	2.97(0.03)	2.26	45	6.81(0.05)	7.32	2.81	
	7-6	3.2(0.8)?	0.6?	500	1.9(0.5)?	?	?	^b
C ³⁴ S	3-2	3.67(0.04)	1.64	42	6.02(0.05)	8.32	3.41	
	7-6	5.1(0.5)	0.34	111	1.1(0.1)	3.7	4.7	tentative det.
SO	3 ₄ – 2 ₃	3.27(0.02)	3.11	44	10.38(0.05)	7.32	3.21	
	5 ₆ – 4 ₅	2.98(0.02)	2.33	53	7.08(0.05)	6.42	2.81	
	6 ₅ – 5 ₄	6.2(0.1)	1.72	45	11.8(0.2)	11.36	7.62	^a
	8 ₈ – 7 ₇	4.1(0.4)	0.44	116	1.3(0.1)	2.2	4.8	weak det.
³⁴ SO	3 ₄ – 2 ₃	3.02(0.2)	0.19	39	0.60(0.04)	4.01	4.01	^d
	8 ₈ – 7 ₇			132	< 0.006			no det.
SO ₂	5 _{1,5} – 4 _{0,4}	3.30(0.3)	0.24	33	0.91(0.05)	5.91	5.59	
	10 _{0,10} – 9 _{1,9}	2.9(0.2)	0.19	34	0.50(0.03)	3.03	3.03	weak line
	11 _{1,11} – 10 _{0,10}	4.1(0.1)	0.40	41	1.56(0.04)	7.02	3.31	
	14 _{0,14} – 13 _{1,13}	3.9(0.3)	0.34	59	0.99(0.07)	3.95	3.95	
	18 _{0,18} – 17 _{1,17}			79	< 0.004			no det.
	28 _{4,24} – 28 _{3,25}			63	< 0.01			no det.
³⁴ SO ₂	5 _{1,5} – 4 _{0,4}			64	< 0.01			no det.
OCS	8 – 7	3.73(0.1)	0.18	5	0.71(0.01)	9.19	3.51	
	13 – 12	3.3(0.1)	0.41	46	1.35(0.05)	4.13	3.58	
	19 – 18	2.7(0.1)	0.20	34	0.49(0.03)	3.21	3.21	bad data
OC ³⁴ S	8 – 7			4	< 0.001			no det.
H ₂ S	1 _{1,0} – 1 _{0,1}	3.63(0.04)	1.94	59	7.32(0.06)	7.22	3.61	
	2 _{2,0} – 2 _{1,1}	2.5(0.3)	0.14	28	0.33(0.03)	5.51	2.81	^c
H ₂ ³⁴ S	1 _{1,0} – 1 _{0,1}	2.7(0.1)	0.35	60	0.68(0.06)	3.72	3.72	

^a self-absorption at v_{source} ^b line blend with H₂CO line from image band.^c unidentified line @ 34.87 km/s (216.716 GHz).^d + other line @ 29.1 km s⁻¹ (135.78223 GHz), $T_{\text{mb}} = 0.14$ K, $\delta v = 1.1$ km s⁻¹, $\int T_{\text{mb}} \delta v = 0.17$ K.km.s⁻¹

Table 4. Observed line emissions parameters for IRAS05358+3543. Widths ($\Delta v_{3\sigma}$ is the linewidths at 3σ level; $\Delta v_{1/2}$ is the half power linewidth) and line fluxes are derived from gaussian fits (several components) made with CLASS software. For the non detection, 1σ upper limits are given.

Species	Transition	Δv km/s	T_{mb} K	σ mK	$\int T_{mb} \delta v$ K.km/s	$\Delta v_{3\sigma}$ km/s	$\Delta v_{1/2}$ km/s	comment
CS	3-2	5.54(0.06)	7.92	35	29.75(0.02)	11.07	2.77	^a
	5-4	3.60(0.10)	5.14	59	16.64(0.07)	7.37	3.31	^a
	7-6							no data
C ³⁴ S	3-2	4.30(0.16)	1.59	24	4.10(0.01)	7.12	2.51	^a
	7-6							no data
SO	3 ₄ - 2 ₃	3.97(0.05)	2.42	45	11.46(0.01)	8.42	4.71	^a
	5 ₆ - 4 ₅	3.31(0.05)	2.29	63	7.09(0.06)	6.62	2.91	^a
	6 ₅ - 5 ₄	2.81(0.08)	0.99	60	2.82(0.06)	4.54	2.81	^a
	8 ₈ - 7 ₇							no data
³⁴ SO	3 ₄ - 2 ₃	4.47(0.35)	0.26	50	1.1	4.13	4.4	^a
	8 ₈ - 7 ₇							no data
SO ₂	5 _{1,5} - 4 _{0,4}	4.9(0.2)	0.31	36	1.48(0.05)	5.91	4.55	
	10 _{0,10} - 9 _{1,9}	3.9(0.4)	0.24	49	0.70(0.06)	1.90	4.81	
	11 _{1,11} - 10 _{0,10}			55	<0.01			no det.
	14 _{0,14} - 13 _{1,13}	3.89(0.3)	0.50	68	1.49(0.09)	4.11	3.41	
	18 _{0,18} - 17 _{1,17}							no data
³⁴ SO ₂	28 _{4,24} - 28 _{3,25}			45	<0.008			no det.
	5 _{1,5} - 4 _{0,4}			25	<0.005			no det.
OCS	8 - 7	4.69(0.05)	0.27	10	1.29(0.01)	12.9	5.01	^a
	13 - 12	3.08(0.05)	0.20	27	0.58(0.05)	3.11	3.01	^a
	19 - 18	5.2(0.2)	0.46	58	2.01(0.06)	5.61	5.51	^a
OC ³⁴ S	8 - 7			10	<0.003			no det.
H ₂ S	1 _{1,0} - 1 _{0,1}	4.8(0.15)	2.56	53	9.36(0.15)	8.46	3.03	^a
	2 _{2,0} - 2 _{1,1}	2.98(0.15)	0.37	44	0.89(0.04)	3.91	3.41	^a
H ₂ ³⁴ S	1 _{1,0} - 1 _{0,1}	1.2(0.3)	0.24	77	0.25(0.05)	0.83	1.01	very weak line ^b

^a self-absorption at v_{source} ^b detected at 2σ with two peaks @ -15.57 and -16.21 km/s

Table 5. Observed line emissions parameters for IRAS18162–2048. Widths($\Delta v_{3\sigma}$ is the linewidths at 3σ level; $\Delta v_{1/2}$ is the half power linewidth) and line fluxes are derived from gaussian fits (several components) made with CLASS software. For the non detection, 1σ upper limits are given.

Species	Transition	Δv km/s	T_{mb} K	σ mK	$\int T_{mb} \delta v$ K.km/s	$\Delta v_{3\sigma}$ km/s	$\Delta v_{1/2}$ km/s	comment	
CS	3-2							no obs.	
	5-4	2.93(0.01)	7.41	38	22.10(0.03)	6.78	2.91		
	7-6	2.46(0.04)	4.05	237	9.3(0.1)	4.08	2.14		
C ³⁴ S	3-2							no obs.	
	7-6	2.1(0.3)	0.47	116	0.87(0.06)	1.17	2.63		
SO	3 ₄ – 2 ₃	2.24(0.01)	5.27	40	12.00(0.04)	6.46	2.10		
	5 ₆ – 4 ₅	2.20(0.01)	5.22	45	11.31(0.03)	5.42	4.84		
	6 ₅ – 5 ₄	2.24(0.03)	2.80	79	6.25(0.08)	4.52	1.78		
	8 ₈ – 7 ₇	2.2(0.2)	1.04	230	1.7(0.1)	1.1	1.7		
³⁴ SO	3 ₄ – 2 ₃			38	<0.007			no det.	
	8 ₈ – 7 ₇			123	< 0.006			no det.	
SO ₂	5 _{1,5} – 4 _{0,4}	3.3(0.1)	0.72	34	1.86(0.04)	6.46	1.68	<i>a</i>	
	10 _{0,10} – 9 _{1,9}	1.69(0.07)	0.43	33	0.75(0.02)	2.39	1.75		
	11 _{1,11} – 10 _{0,10})	3.86(0.08)	1.14	35	4.20(0.07)	7.88	3.49		
	14 _{0,14} – 13 _{1,13}	3.63(0.09)	1.02	59	3.71(0.07)	5.81	3.68		
	18 _{0,18} – 17 _{1,17}	1.2(0.5)	0.13	75	0.16(0.05)		3.7?		tentative det.
	28 _{4,24} – 28 _{3,25}			42	<0.007				no det.
³⁴ SO ₂	5 _{1,5} – 4 _{0,4}			38	<0.007			no det.	
OCS	8 – 7	3.5(0.1)	0.12	8	0.40(0.01)	7.17	3.10		
	13 – 12	4.7(0.5)	0.23	51	0.75(0.06)	2.85	6.26		
	19 – 18	5.12(0.08)	0.55	33	2.53(0.04)	7.55	4.55		
OC ³⁴ S	8 – 7			9	<0.003			no det.	
H ₂ S	1 _{1,0} – 1 _{0,1}	3.46(0.02)	2.92	50	10.00(0.05)	8.0	3.36	<i>a</i>	
	2 _{2,0} – 2 _{1,1}	3.2(0.3)	0.24	24	0.78(0.07)	4.26	2.97	<i>b</i>	
H ₂ ³⁴ S	1 _{1,0} – 1 _{0,1}	2.3(0.1)	0.60	65	1.15(0.06)	2.58	1.55		

a self-absorption at v_{source} *b* unidentified lines @ 216.701026 and 216.71.6 GHz (25 and 4 km/s)

4.3 Données complémentaires

4.3.1 Modélisation du continuum et de l'émission moléculaire

Nous avons utilisé la méthode de modélisation que nous avons décrite dans le chapitre précédent et utilisée pour la région de formation stellaire IRAS 18151–1208. Nous avons d'abord modélisé l'émission du continuum de poussière de chacune de ces quatre sources, puis nous y avons appliqué une abondance fixe (profil plat) pour reproduire séparément chacune des transitions de chaque espèce chimique observée. Ceci constitue, bien sûr, un ordre zéro puisqu'on s'attend, dans la réalité, à ce que l'abondance varie à l'intérieur des objets en fonction de leur évolution. Il faudrait donc, en toute rigueur, essayer de reproduire simultanément l'ensemble des observations d'une même espèce en introduisant un profil d'abondance adapté. Cependant, il nous est apparu plus judicieux de nous tourner vers cette approche plus « basique » pour pouvoir rapidement interagir avec la modélisation de l'évolution chimique des proto-étoiles massives qui, de son côté, a besoin de ce premier travail pour pouvoir être guidée¹. Accompagné d'une analyse de la localisation de l'émission en fonction de la transition moléculaire observée, ceci permet au moins d'avoir une idée assez précise des sauts d'abondance de certaines espèces dans les coeurs denses massifs.

4.3.1.1 Modélisation des SEDs

Les SEDs de chacune des quatre sources ont été assez bien déterminées grâce à un grand ensemble de données et d'observations des missions, observatoires et instruments IRAS, MSX, SCUBA (JCMT) ou SHARC (CSO) (Hunter *et al.*, 2000; Jenness *et al.*, 1995; Minier *et al.*, 2005), SMA (Beuther *et al.*, 2007b; Su *et al.*, 2004) et MAMBO (30m de l'IRAM) (Beuther *et al.*, 2002c). La SED de IRAS 18162–2048 est encore plus complète grâce aux observations de l'infrarouge proche et lointain de ISO-SWS. La source ayant le moins de points d'observation est W43-MM1. L'ensemble des SEDs a été reporté dans la Figure 4.1.

Luminosité bolométrique des sources

La luminosité bolométrique L_{bol} de chacune des sources de notre échantillon a été obtenue en modélisant rapidement la SED grâce à une somme de corps gris de différentes tailles et à différentes températures ($\beta = 1.75$). Cette technique permet, par ailleurs, d'avoir une idée de l'état évolutif de la source étudiée, point qui sera utilisé pour la discussion générale sur l'ensemble des résultats.

Les principaux résultats de ce premier travail ont été reportés dans la Table 4.2. Cette dernière contient, en plus des composantes de corps gris utilisées, la longueur d'onde du maximum d'émission (λ_{max}), le flux à cette longueur d'onde (F_{max}), à $12\mu\text{m}$ ($F_{12\mu\text{m}}$), le rapport entre le flux infrarouge moyen et le flux total ($F_{<35\mu\text{m}/\text{tot}}$) et la luminosité totale (L_{bol}) des quatre coeurs denses que nous avons étudiés.

¹Ce travail de modélisation chimique est assuré par V. Wakelam, chargée de recherche au LAB, avec laquelle nous étudions cette thématique. Jusqu'à présent, son code était adapté aux proto-étoiles de faibles masses dans lesquelles les mouvements turbulents du gaz sont négligeables. Le passage aux proto-étoiles massives, où cette hypothèse n'est plus valable, change donc radicalement les résultats. L'utilisation de ce nouveau code nécessite donc quelques résultats simples pour sa validation et son exploitation dans le futur.

Source	18162–2048	18264–1152	05358+3543	W43–MM1
Composante 1 (K)	22	22	23	15
Composante 2 (K)	65	55	60	32
Composante 3 (K)	380	360	360	110
Composante 4 (K)	1500	-	-	330
λ_{\max} (μm)	115.3	123.9	134.3	156.3
F_{\max} (Jy)	4312	1641	1097	555
$F_{12\mu\text{m}}$ (Jy)	21.1	5.1	1.0	1.1
$F_{<35\mu\text{m}/\text{tot}}$ (%)	1.3	0.48	0.15	0.1
L_{bol} ($10^4 L_{\odot}$)	2.9	0.7	1.4	2.3

TAB. 4.2 – Paramètres et résultats de la modélisation de la SED des sources de l'échantillon à partir d'une somme simple de plusieurs composantes assimilées à des corps gris ($\beta = 1.75$). La longueur d'onde du maximum d'émission (λ_{\max}), le flux à cette longueur d'onde (F_{\max}), à 12 μm ($F_{12\mu\text{m}}$), le rapport entre le flux infrarouge moyen et le flux total ($F_{<35\mu\text{m}/\text{tot}}$) et la luminosité totale (L_{bol}) sont également indiquées.

De ces luminosités sont tirées les températures des sources centrales de chauffage, en considérant qu'il s'agit d'une étoile simple sur la séquence principale. Les températures obtenues T_* sont 3.0, 2.9, 2.6 et 3.0×10^4 K pour respectivement W43-MM1, IRAS 18264–1152, IRAS 05358+3543 et IRAS 18162–2048.

Comme nous l'avons indiqué dans l'article, l'évolution d'un ensemble de composantes froides pour W43-MM1 vers un ensemble de composantes plus chaudes pour IRAS 18162–2048 va dans le sens d'une différence d'âge entre ces quatre objets. En faisant l'hypothèse raisonnable que ces coeurs se réchauffent au cours de leur évolution, la séquence évolutive W43-MM1 \rightarrow IRAS 18264–1152 \rightarrow IRAS 05358+3543 \rightarrow IRAS 18162–2048 a été retenue.

Taille des sources et indice de densité p

À l'exception de W43-MM1, décrite complètement par Motte *et al.* (2003), les sources de l'échantillon ont été cartographiées dans le continuum millimétrique par Beuther *et al.* (2002b). On tire de l'extension des sources décrite dans ces travaux une taille de référence qui a permis l'uniformisation des flux dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique (cf. article sur IRAS 18151–1208). Cette adaptation requiert aussi l'utilisation de l'indice de la loi de puissance de la distribution de température p , lui aussi calculé dans ces mêmes travaux. On notera par ailleurs que cette taille de référence est aussi celle du modèle physique de nos sources. Les valeurs utilisées ont été reportées dans la partie supérieure de la Table 4.3.

La description de nos sources étant désormais complète, nous avons utilisé le code MC3D afin de reproduire la SED de ces objets et en parallèle obtenir la masse et la distribution de la température dans ceux-ci.

Résultats de la modélisation des SEDs

Comme l'avait déjà montré l'étude de la région de formation stellaire IRAS 18151–1208, l'utilisation d'un modèle à symétrie sphérique ne permet pas de reproduire l'émission

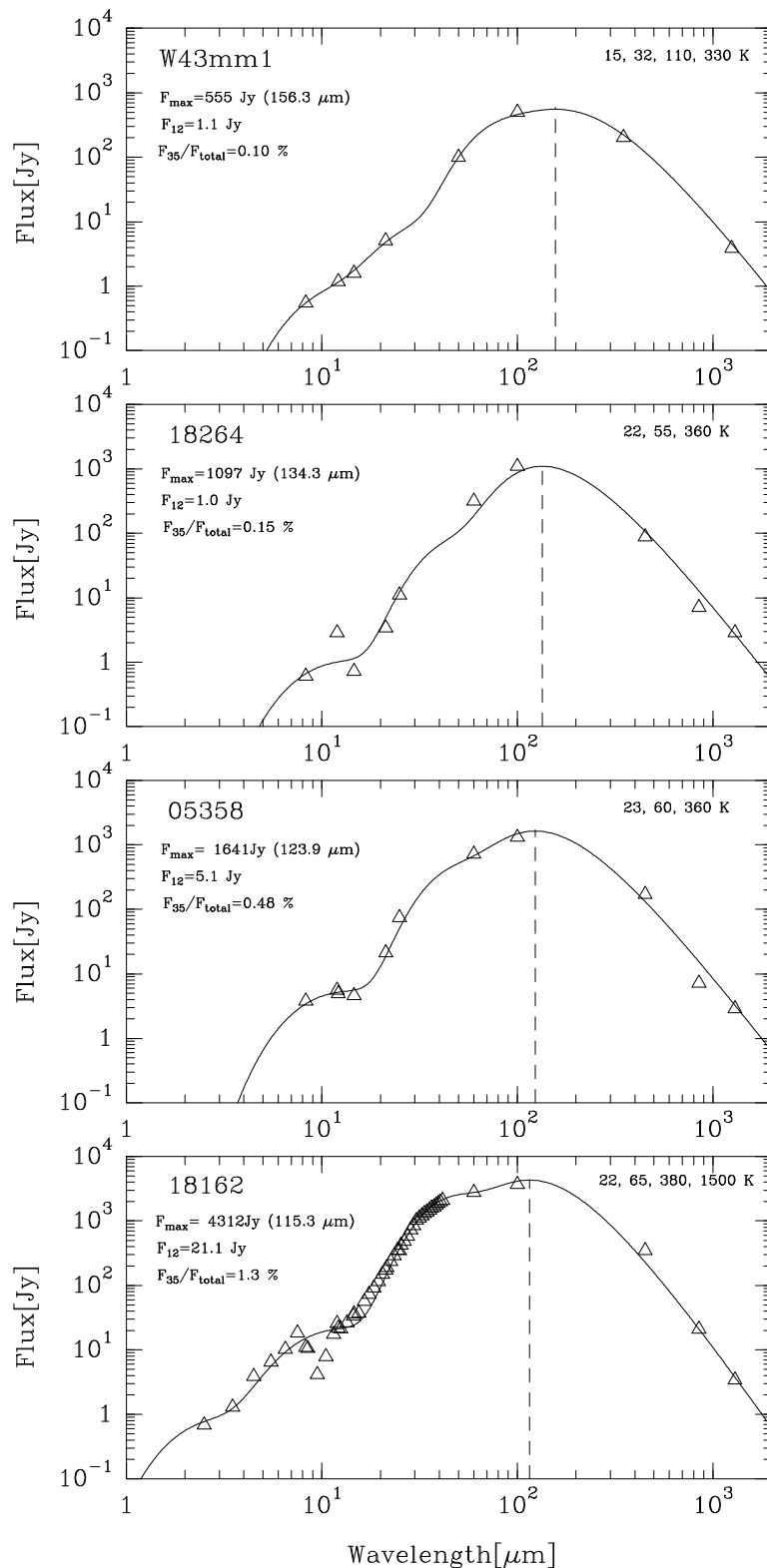


FIG. 4.1 – Continuum de poussière et leur reproduction par une somme de corps gris ($\beta = 1.75$) à différentes températures. Les sources sont classées, de haut en bas, de la moins évoluée à la plus évoluée. On remarque que, lors de l'évolution, les composantes ont des températures qui augmentent, tout comme la proportion de flux infrarouge.

Source	18162–2048	18264–1152	05358+3543	W43–MM1 ^a
d (kpc)	1.9	3.5	1.8	5.5
L ($10^4 L_\odot$)	2.9	1.4	0.7	2.3
T_* (10^4 K)	3.0	2.9	2.6	3.0
r_{out} (10^4 AU)	2.6	2.7	2.1	2.5
p^b	-2.1	-1.5	-1.4	-2.0
n_0^c (10^4)	6.1	1.0	0.3	40
r_{sub} (AU)	27.2	26.5	20.1	4.9
α	-0.60	-0.61	-0.62	-0.54
β	4.04	4.05	3.99	3.55
$\langle T \rangle$ (K)	35.6	32.6	31.1	20.0
T_{out} (K)	27.2	24.6	24.1	14.2
$\langle n \rangle$ (10^6 cm^{-3})	1.0	2.6	0.2	11.8
M (M_\odot)	570	1200	400	4100

^a : Description de la source par Motte *et al.* (2003).

^b : Tiré de Beuther *et al.* (2002d), à l'exception de W43-MM1.

^c : Densité à 100 AU.

TABLE 4.3 – Paramètres utilisés et description des résultats des modélisations des SED de chacune des sources de notre échantillon. On note clairement que ces objets sont massifs et denses, avec des températures qui varient entre 20.0 et 35.6 K en moyenne, ce qui dénote l'aspect jeune de ces sources bien que de légères différences apparaissent déjà entre elles.

dans le domaine infrarouge des proto-étoiles massives. Cependant, il permet d'avoir des distributions de matière et de température correctes pour la modélisation des raies moléculaires émises depuis les régions externes qui dominent l'émission. Les résultats obtenus pour chacun des coeurs denses que nous avons étudié ont été reportés dans la Table 4.3.

Tout d'abord notre modélisation nous permet donc de bien vérifier qu'il s'agit là d'objets très massifs. Nos résultats confirment également que la température (moyenne et externe) des coeurs denses de notre échantillon augmente en suivant la séquence évolutive qui avait été établie auparavant. Ceci nous conforte donc dans notre approche qui vise à mettre en avant des différences d'abondance chimique des molécules soufrées en fonction du stade d'évolution des objets. Comme pour IRAS 18151–1208, nous utilisons alors directement ces modèles pour calculer les abondances des molécules dont on a observé les raies d'émission.

4.3.2 Modélisation des raies moléculaires

Comme nous l'avons indiqué auparavant, l'ensemble des raies moléculaires observées a été modélisé à partir des descriptions des sources. Chacune des transitions a été modélisée séparément, avec comme seuls paramètres libres l'abondance X de la molécule (constante dans le modèle) par rapport au principal collisionneur H_2 et la largeur de vitesse turbulente du gaz moléculaire de l'enveloppe $\Delta v_T = 2v_T$. Un troisième paramètre, la vitesse d'effondrement au bord de l'enveloppe, a été rajouté pour

la modélisation de l'émission de W43-MM1, source qui semble présenter une signature de cet effondrement gravitationnel (cf. Figure 4.2).

L'ensemble des modélisations des raies moléculaires pour chacune des sources de notre échantillon a été reporté dans l'annexe B, et montrent certaines difficultés de modélisation que la Figure 4.2 illustre facilement. Tout d'abord, certaines transitions observées sont clairement optiquement épaisses – CS(3 – 2) et (5 – 4) dans notre exemple – et sont donc difficiles à reproduire. En effet, l'auto-absorption observée est directement reliée au jeu complexe des densités critiques dans certaines zones en avant-plan par rapport à d'autres plus chaudes et plus denses en arrière-plan, déterminant ainsi la profondeur du « creux » à la vitesse systémique. Les profils de densité et de température, découlant à l'avance de la modélisation de la SED sont, pour leur part, non modifiables et la reproduction parfaite du profil dans ce contexte est impossible.

Nous nous sommes donc, dans la majorité des cas, contentés de reproduire les parties les plus optiquement minces (émissions éloignées de v_{lsr}) afin d'obtenir l'objet principal de cette étude, à savoir l'abondance de la molécule dans la source. Au mieux, nous nous sommes attachés à reproduire des signatures d'effondrement comme dans notre exemple portant sur W43-MM1. Quant aux émissions optiquement minces, il est évident que leur reproduction n'a posé aucun problème particulier.

Lien entre transitions de haute énergie et localisation de l'émission

Afin d'analyser plus finement ces abondances obtenues au premier ordre, nous avons utilisé notre code **fluxcontrib** pour déterminer quelles zones des modèles utilisés étaient à l'origine de l'émission obtenue suivant la transition choisie. En effet, on s'attend à ce que les transitions de plus haute énergie proviennent des parties plus internes des proto-étoiles massives. Nous allons montrer que c'est bien le cas, mais que certaines émissions ne sont pas aussi découplées – au niveau de leur localisation – que leur différence d'énergie le laisserait croire.

Les émissions des transitions du CS observées (3 – 2, 5 – 4 et 7 – 6) proviennent de lieux différents de l'enveloppe de la proto-étoile (cf. Figure 4.3). La transition (3 – 2) est émise globalement depuis l'ensemble de l'enveloppe, avec une contribution au flux variant de 0.34 à 0.43 % (de l'extérieur vers l'intérieur) avec un pic de contribution de 1.03 % à 60 K. On peut donc dire que l'abondance obtenue à partir de cette transition reflète l'abondance moyenne dans la source. La transition (5 – 4) est émise par des parties plus internes, avec une contribution au flux variant de 0.11 à 0.78 % (de l'extérieur vers l'intérieur de la source) avec un pic de contribution de 1.65 % à 75 K. La transition (5 – 4) devient dominante par rapport à la transition (3 – 2) à partir d'une température aux alentours de 43 K. Pour finir, la transition (7 – 6) est, comme on s'y attendait, principalement émettrice depuis les parties plus internes de la source. La contribution au flux varie de 0.03 à 1.39 % (depuis la partie externe vers la partie interne) avec un pic de 2.65 % à 96 K. L'émission de cette transition est dominante vis-à-vis des deux autres à partir d'une température égale à 57 K.

Les émissions des transitions de la molécule d'OCS (8 – 7, 13 – 12 et 19 – 18) proviennent, elles aussi, de différentes zones de l'enveloppe du modèle de la source (cf. Figure 4.3). Les transitions (8 – 7) et (13 – 12) sont assez similaires entre elles et correspondent à peu près à la transition la plus basse du CS que nous avons observé. Elles varient de 0.38 à 0.47 % et de 0.30 à 0.60 % (des parties externes vers les parties internes) avec des pics de 1.04 et 1.26 % aux températures très proches de 72 et

W43-MM1

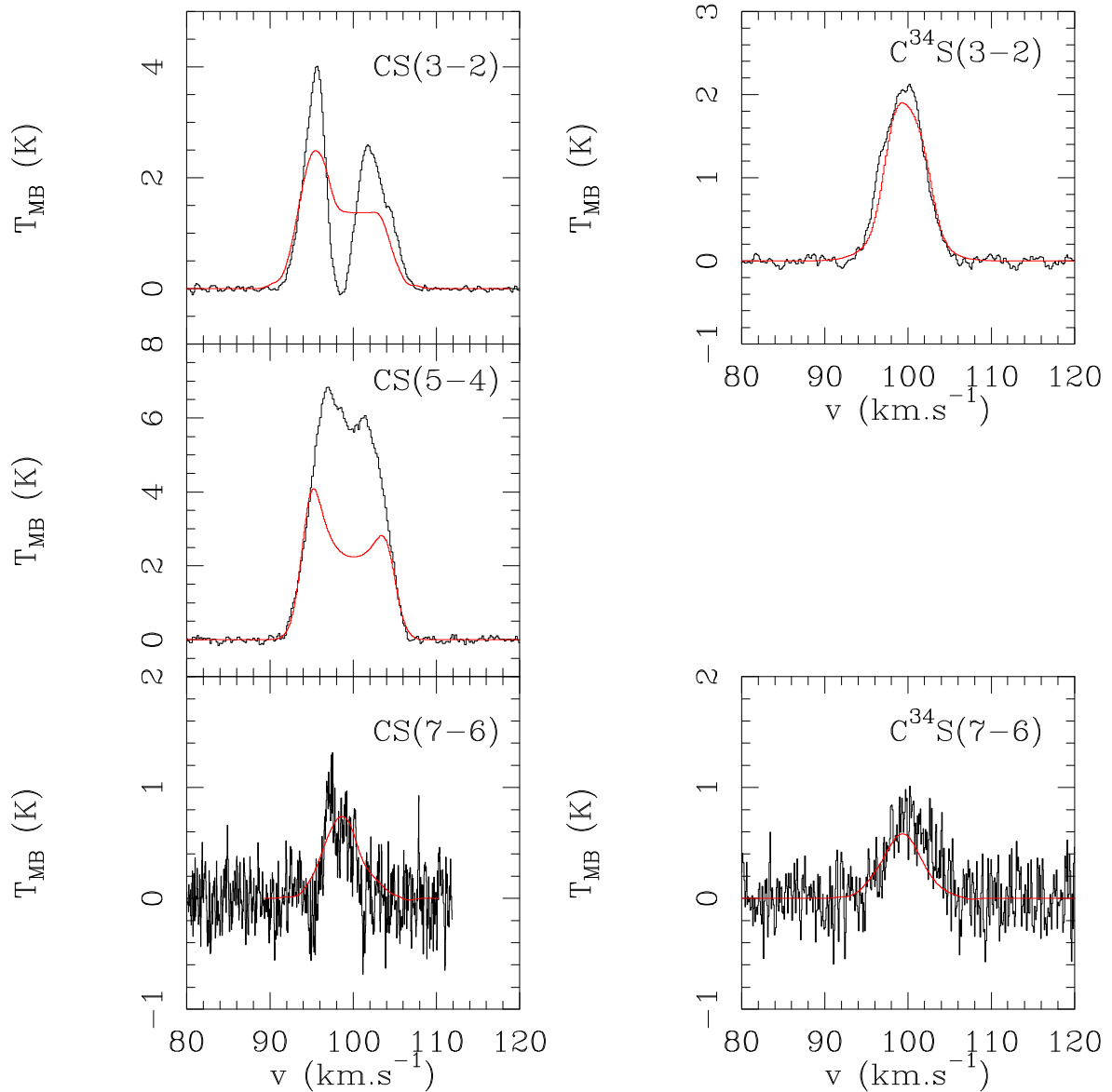


FIG. 4.2 – Modélisation des raies d'émission moléculaires du $CS(3-2)$, $(5-4)$ et $(7-6)$ et de son isotope $C^{34}S(3-2)$ et $(7-6)$ pour la source $W43-MM1$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 1×10^{-8} , 3×10^{-9} et 2×10^{-9} avec des largeurs de turbulence égales à 2.0, 2.7 et 1.5 $km \cdot s^{-1}$; pour l'espèce isotopique les abondances utilisées sont respectivement de 1.5×10^{-10} et 7.0×10^{-10} . Pour les raies d'émission du CS , l'asymétrie des profils a été obtenue en incluant un effondrement au bord respectivement de -2.5 , -0.9 et -2.9 $km \cdot s^{-1}$, étendu à l'ensemble du modèle en suivant les résultats de Shu (1977).

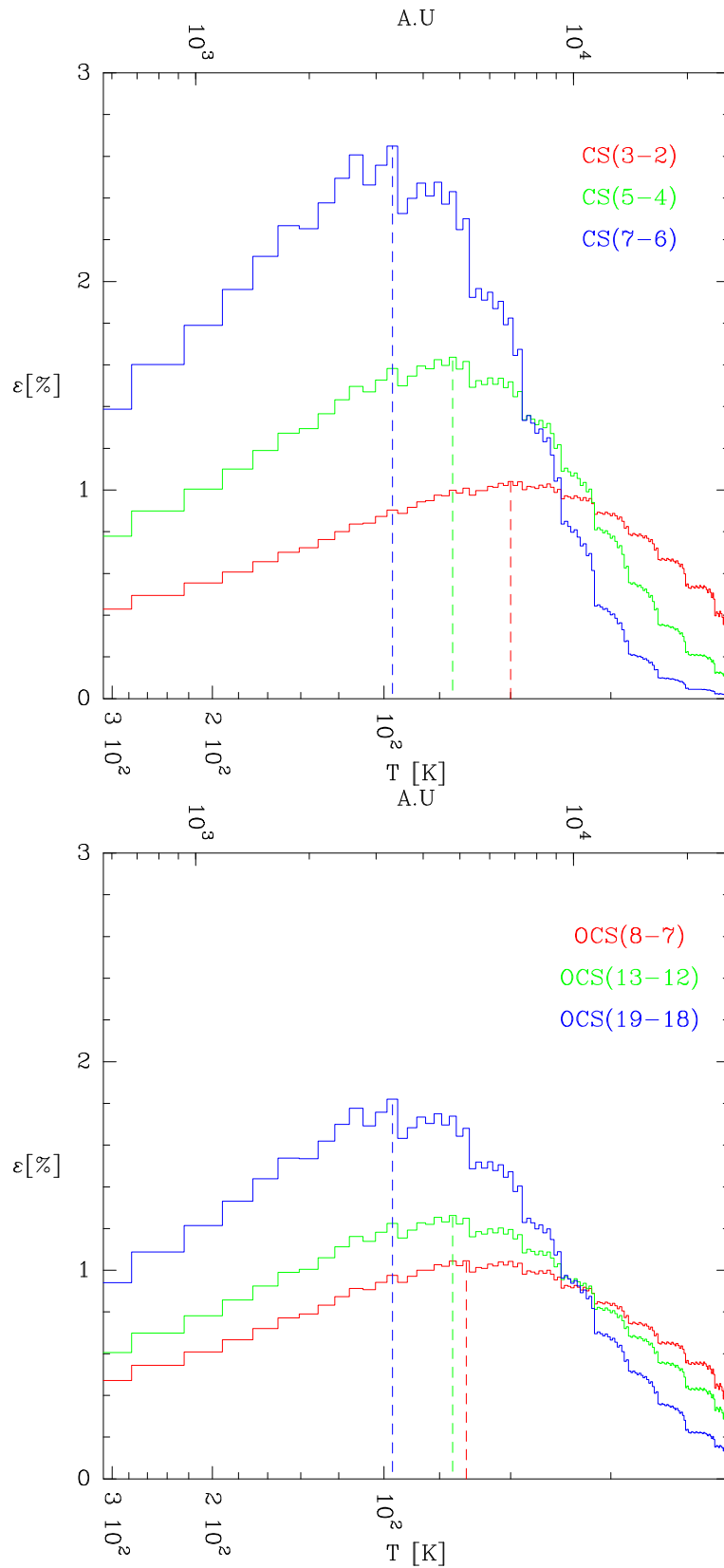


FIG. 4.3 – Localisation de l'émission des transitions des molécules de CS et OCS. L'émission est de plus en plus confinée dans les parties internes du modèle à mesure qu'on monte dans les transitions de haute énergie. Il est cependant difficile de découpler complètement des émissions d'énergie assez proches, comme c'est le cas dans les transitions que nous avons observées.

76 K (sur cet aspect elles ressemblent davantage à la transition $J = 5 - 4$ du CS). On remarque donc que, malgré la différence importante des nombres quantiques entre ces deux transitions, elles correspondent à des niveaux d'énergie similaires et sont émises depuis l'ensemble de la source observée. On comprend mieux, de ce fait, le comportement de la transition (19 – 18) qui trace mieux les parties internes de la source mais n'est pas très découplée (en terme de localisation géographique) des deux autres transitions. La contribution de cette dernière varie de 0.11 à 0.94 % avec un pic de 1.82 % à 96 K. Elle devient dominante par rapport aux deux autres transitions à partir de 49 K.

Notre étude montre également que les transitions de la molécule SO observées proviennent de zones différentes à l'intérieur du modèle (cf. Figure 4.4). La transition (3₄ – 2₃), soit la plus faible en énergie, est émise de manière très égale à l'intérieur de l'ensemble du modèle. Sa contribution au flux varie de 0.41 à 0.37 % (depuis l'extérieur vers l'intérieur du modèle) avec un pic de 0.95 % à 51 K. Ensuite les transitions (5₆ – 4₅) et (6₅ – 5₄), plus hautes en énergie, se concentrent vers l'intérieur du modèle. Elles varient de 0.15 à 0.60 % et de 0.08 à 0.80 % avec un même pic situé aux environs de 75 K pour des valeurs respectives de 1.34 et 1.65 %. Ces deux transitions deviennent dominantes par rapport à la plus basse en énergie à partir d'une température de 43 K. La transition de plus haute en énergie, (8₈ – 7₇), est pour sa part encore plus concentrée à l'intérieur du modèle. Sa contribution au flux varie de 0.01 à 1.42 % (de l'extérieur vers l'intérieur) avec un pic de 2.69 % à 96 K. Cette dernière transition est donc tout à fait comparable avec celle du CS (7 – 6) et reste fortement couplée avec les autres transitions observées.

Ensuite, les transitions de la molécule de SO₂ suivent le même comportement (cf. Figure 4.4). La transition (5_{1,5} – 4_{0,4}) est répartie uniformément dans l'objet, avec une contribution variant de 0.29 à 0.33 % et présentant un pic de 0.78 % à 57 K. Les deux transitions supérieures en énergie, (10_{0,10} – 9_{1,9}) et (11_{1,11} – 10_{0,10}), sont légèrement plus concentrées avec des contributions qui varient respectivement de 0.16 et 0.09 % à 0.47 et 0.63 %. Les maximums de leurs contributions sont eux aussi très proches, avec des valeurs de 1.03 et 1.37 % situées aux températures de 71 K et 76 K. Pour finir les deux dernières transitions en énergie sont les plus intéressantes dans cette étude, avec une concentration très nette vers les parties les plus internes du modèle. Tout d'abord la transition (14_{0,14} – 13_{1,13}) qui ne présente aucune contribution dans la partie externe du modèle, pour à la fin atteindre une valeur de 1.35 % dans la partie la plus interne en passant par un maximum de 2.51 % à la température de 112 K. Pour finir la transition de plus haute énergie est clairement confinée dans les parties les plus internes du modèle, avec une contribution inférieure à 0.1 % pour les températures inférieures à 30 K. Celle-ci atteint, dans les parties internes, une valeur de 2.58 % après être passée par un maximum de 4.52 % pour la même température que la transition précédente, soit 112 K. Dominant largement les émissions des autres transitions au-delà de 70 K, cette transition constitue donc réellement un traceur de parties internes chaudes des proto-étoiles massives que nous avons étudiées.

Pour finir les deux transitions de H₂S que nous avons observé ont des comportements similaires à ceux que notre étude a montré auparavant. La transition (1_{1,0} – 1_{0,1}), d'énergie la plus basse, se répartit assez uniformément dans l'ensemble de la source. La contribution de l'émission de cette transition varie de 0.33 à 0.43 % en partant de l'extérieur vers l'intérieur, en passant par un maximum de 1.08 % à la température de 60 K. Cette transition domine par rapport à la seconde pour les température inférieures

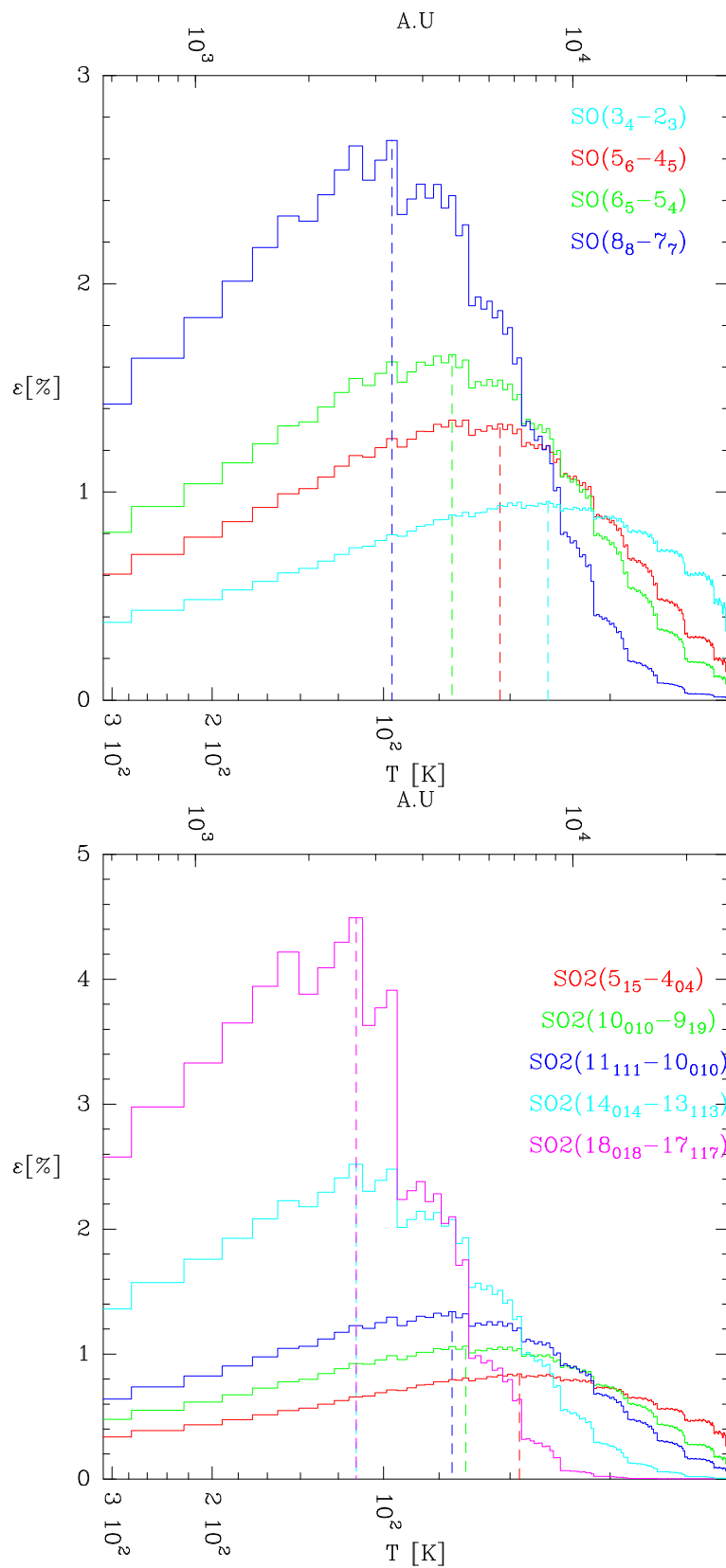


FIG. 4.4 – Localisation de l'émission des transitions des molécules de SO et SO₂. L'émission est de plus en plus confinée dans les parties internes du modèle à mesure qu'on monte dans les transitions de haute énergie. Il est cette fois-ci plus facile de découpler géographiquement les transitions que nous avons observées et qui proviennent d'énergies très différentes.

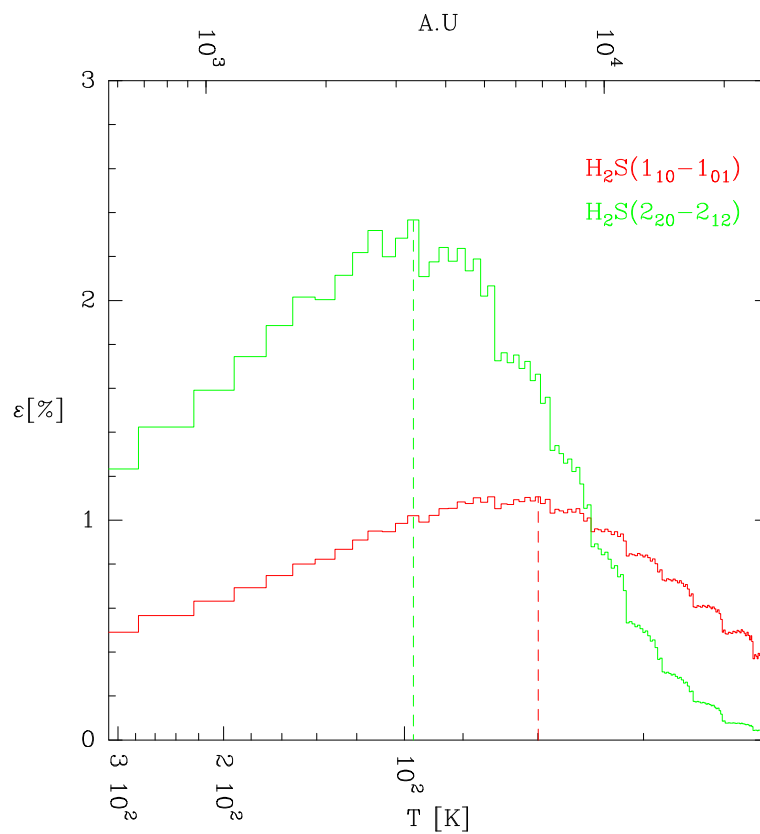


FIG. 4.5 – Localisation de l'émission des deux transitions observée pour la molécule de H_2S . L'émission est plus confinée dans les parties internes du modèle pour la transitions de haute énergie. Le découplage géographique des transitions reste malgré tout difficile.

à 50 K. Ensuite la seconde transition observée, $(2_{2,0} - 2_{1,2})$, est plus haute en énergie et émet davantage depuis les parties internes de l'objet. La contribution de cette émission varie de 0.04 à 1.24 % des parties externes aux parties internes, en passant par un maximum de 2.39 % pour la température de 96 K. Cette transition, par rapport à celle de plus bas niveau d'énergie, domine donc largement l'émission des parties plus internes de la source.

Dans l'ensemble nous avons pu, grâce à cette étude, confirmer que l'observation de transitions de plus hautes énergies permet d'avoir accès aux informations venant de parties de plus en plus internes des sources observées. Malheureusement nous avons aussi remarqué que le découplage entre partie interne et partie externe n'était possible qu'en observant des transitions ayant des niveaux d'énergie très différents. Ainsi on ne peut pas affirmer qu'une transition vient uniquement d'une zone bien définie d'un objet, zone limitée par une gamme de densité et de température, par exemple. À la vue de ces résultats nous pouvons, au mieux, conclure que l'utilisation de deux transitions très différentes en énergie peuvent permettre à des observations en antenne unique de sonder deux parties distinctes de ces objets : les transitions basses — ici CS $(3 - 2)$, OCS $(8 - 7)$, SO $(3_4 - 2_3)$, SO₂ $(5_{1,5} - 4_{0,4})$ ou H₂S $(1_{1,0} - 1_{0,1})$ — tracent l'enveloppe dans sa globalité, amenant à des abondances moyennes dans l'objet ; les transitions très hautes — ici SO $(8_8 - 7_7)$ et SO₂ $(18_{0,18} - 17_{1,17})$ — grâce à des contributions supérieures à 3 % autour de 100 K, tracent les parties plus internes de l'objet. Nous voyons donc là la limitation de l'utilisation de nos données en antenne unique, dont les différentes transitions des molécules observées ne reflètent pas complètement l'évolution radiale de l'émission dans les cœurs denses étudiés.

4.4 Conclusions

Dans cette partie nous avons présenté de nouvelles observations d'espèces moléculaires soufrées provenant de quatre cœurs denses massifs classés comme des HMPOs de type *mid-IR quiet*. Les raies d'émission moléculaires révèlent, dans un premier temps, que ces cœurs présentent plusieurs composantes en vitesses. Celles-ci seraient probablement la conséquence de la présence de multiples jets de matière en leur sein. Elles montrent également un effondrement significatif, de l'ordre de $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, dans les zones extérieures de W43-MM1. Par extension cette valeur mène à un taux d'effondrement impressionnant dans ce cœur ($> 10^{-3} M_{\odot}\cdot\text{an}^{-1}$).

Les résultats obtenus par la modélisation des SEDs ont permis d'établir une classification en âge des cœurs denses massifs étudiés, partant de W43-MM1 (moins évolué) jusqu'à IRAS 18162–2048 (plus évolué). Cette tendance semble également confirmée par l'évolution des abondances moléculaires. Plus précisément, des rapports d'abondances tels que [OCS/H₂S], [SO/OCS], [SO₂/OCS] et [CS/SO] pourraient être de bons indicateurs de l'évolution de la source en fonction de la profondeur liée à la transition moléculaire observée. Aussi des tendances significatives apparaissent pour les régions externes froides de ces objets, mais des conclusions fiables sont plus difficiles à établir pour les régions internes ($T > 60 \text{ K}$).

Nous avons vu enfin que la difficulté principale vient du fait que l'émission des raies moléculaires ne sont pas découplées spatialement en fonction de leurs énergies. Il est alors très difficile d'établir un profil d'abondance chimique dans ces cœurs denses massifs. Pour remédier à cela, deux méthodes sont envisageables :

- observer des transitions à plus haute fréquence pour observer des émissions découplées spatialement de celles provenant des parties les plus froides et ainsi sonder les différences d'abondances réelles qui existent dans ces objets. Cette option est possible grâce à des instruments comme APEX ou Herschel,
- observer ces coeurs denses massifs avec une plus grande résolution spatiale grâce à des interféromètres. On pense alors immédiatement aux apports futurs de l'*Atacama Large Millimeter Array* (ALMA) qui permettra également de résoudre la multiplicité de ces sources.

Chapitre 5

H₂O avec herschel : tracer les régions internes des coeurs massifs

5.1 Intérêt de l'eau pour l'étude des coeurs massifs

Parmi la grande quantité de paramètres qui peuvent largement influencer ou permettre de comprendre l'évolution des coeurs denses massifs, la molécule d'eau est un élément majeur. Elle fait partie des molécules les plus abondantes dans l'univers, avec $n_{\text{H}_2\text{O}}/n_{\text{H}_2} \sim 3 \times 10^{-4}$ dans les parties chaudes ($T > 100$ K) du milieu interstellaire (par exemple Cernicharo *et al.*, 1990; van Dishoeck et Helmich, 1996; Harwit *et al.*, 1998; Boonman *et al.*, 2003) où elle s'évapore de la surface des grains de poussière, ou dans les zones de chocs avec les jets de matière (Nisini *et al.*, 1999). Par ailleurs, cette abondance est beaucoup plus faible lorsque $T < 100$ K, atteignant des valeurs de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-10} dans les parties externes, froides et calmes des coeurs denses massifs (cf. Figure 5.1). On s'attend donc à ce que la molécule d'eau permette de distinguer dans quelles proportions apparaissent les coeurs chauds (*hot cores*) dans les parties les plus internes des coeurs denses massifs pendant leur évolution ; elle devrait permettre également de savoir si les chocs d'éjection prennent une part importante dans l'émission de ses raies moléculaires.

Le saut en abondance décrit précédemment est un atout majeur de la molécule d'eau : elle peut être considérée comme un traceur des parties chaudes et/ou actives des proto-étoiles. Or c'est dans ces zones que jouent les principaux acteurs qui régissent la formation stellaire, comme l'effondrement gravitationnel, l'interaction de l'enveloppe avec les jets de matière ou le chauffage des disques d'accrétion. L'observation de l'eau pourrait permettre une mesure directe du taux d'effondrement de matière dans les parties internes où la dynamique est intense, donc plus facilement détectable. C'est aussi dans ces parties, les plus confinées, que la multiplicité des coeurs denses massifs n'est plus négligeable et que les différents scénarios de formation se confrontent.

Un autre intérêt de l'eau est qu'elle représente le principal réservoir d'oxygène pour la chimie du milieu interstellaire. C'est un catalyseur des réactions chimiques, en phase gazeuse comme en phase solide (sous forme de glace à la surface des grains de poussière). L'eau est donc une molécule-clé pour la compréhension, en général, de la chimie dans les coeurs denses en général.

Pour finir, l'eau joue un rôle dans la balance énergétique (Neufeld et Kaufman, 1993; Doty et Neufeld, 1997) entre l'embryon stellaire massif et son enveloppe. À cause

de son fort moment dipolaire, les raies d'émission moléculaire de l'eau (cf. Figure 5.2) favorisent le refroidissement du gaz chauffé par l'extrême luminosité de l'étoile massive en formation. A contrario, le même phénomène pourrait favoriser le chauffage avec, dans un premier temps, une absorption de l'émission infrarouge puis, dans un deuxième temps, une désexcitation par collision (Ceccarelli *et al.*, 1996).

Au final, on peut dire que l'émission des raies moléculaires de l'eau devrait permettre de suivre efficacement l'évolution des propriétés physiques des cœurs denses massifs, en particulier dans leurs régions internes. Elle devrait donc apporter des éléments décisifs pour la compréhension de la formation des étoiles massives.

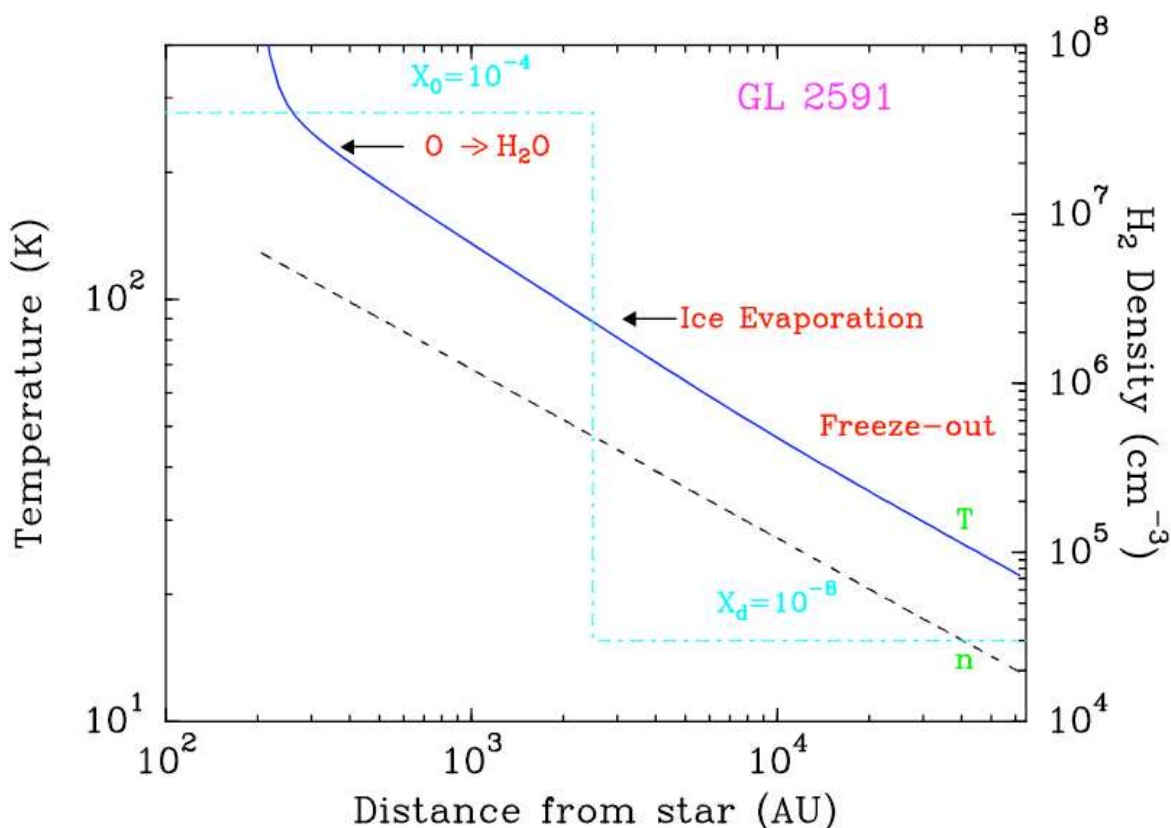


FIG. 5.1 – Distribution de la densité (trait en tirets, en gris), de la température (trait plein, en bleu) et de l'abondance supposée de l'eau relativement à H₂ (trait mixte, en bleu clair) dans le cœur dense massif AFGL 2591. Lorsque $T < 100$ K, l'abondance reste constante et égale à 10^{-8} , une grande partie de l'eau s'étant déposée sur les grains de poussière sous forme de glace. Au-delà de 100 K, l'eau se sublime des grains et retourne en phase gazeuse, créant un saut en abondance de 10 000 ($X = 10^{-4}$). On peut donc supposer que l'émission des raies moléculaires de l'eau provenant des parties internes des cœurs denses massifs va pouvoir être détectée. Or c'est précisément à cette échelle que les principaux acteurs de la formation stellaire – effondrement gravitationnel, interaction de l'enveloppe avec des jets de matière, chauffage du disque d'accrétion – jouent leurs rôles. L'eau est donc une molécule-clé de la compréhension de la formation des étoiles massives. Cette figure a été créée par F. van der Tak pour la mise en place du programme-clé de temps garanti WISH.

5.2 Étude de l'eau avec le HSO

5.2.1 Une opportunité unique

L'observatoire spatial Herschel (*Herschel Space Observatory* ou HSO) de l'Agence Spatiale Européenne (*European Spatial Agency* ou ESA, terme utilisé par la suite), dont le lancement est prévu dans le courant de l'année 2009, va permettre l'observation de nouveaux domaines de longueurs d'onde inaccessibles en grande partie depuis le sol (infrarouge lointain entre 150 μm et 650 μm environ). Équipé d'un miroir de 3.5 m de diamètre, le lobe principal de l'antenne sera du même ordre de grandeur que celui des télescopes millimétriques au sol (entre 14" et 40"). Cet observatoire spatial est doté de trois instruments : PACS (*Photodetector Array Camera and Spectrometer*), SPIRE (*Spectral and Photometric Imaging Receiver*) et HIFI (*Heterodyne Instrument For the Infrared*).

Le HSO a pour but d'observer de nombreux objets de notre Univers, de notre Galaxie mais aussi de notre Système Solaire. En particulier, il observera des galaxies actives, des planètes comme Mars ou Jupiter, les régions de formation stellaire, les mouvements de gaz qui y prennent place, la composition chimique de ces objets ... Une des avancées majeures de ce satellite est qu'il couvre, pour la première fois et en quasi-totalité, le domaine spectral de l'émission des transitions énergétiques de la molécule d'eau, jusqu'ici inaccessible depuis le sol sauf dans de rares cas (masers, quelques raies isotopiques faibles).

L'instrument HIFI, qui nous intéresse plus particulièrement pour notre étude, est composé de deux spectromètres hétérodynes : le spectromètre à large bande WBS (*Wide Band Spectrometer*, $\Delta\nu = 4000$ MHz, $\delta\nu = 1$ MHz) et le spectromètre à haute résolution HRS (*High Resolution Spectrometer*, $\Delta\nu = 250 - 2000$ MHz, $\delta\nu = 0.125 - 1.0$ MHz). Rappelons que le Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (LAB) a élaboré le HRS conjointement avec le Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements de Toulouse (CESR) et aura un accès prioritaire aux données futures du satellite grâce au temps d'observation garanti qui lui a été attribué. Ce temps garanti a été investi dans un des programmes-clé de l'ESA. C'est pourquoi le LAB (avec F. Herpin comme co-investigateur) en collaboration avec le SRON (l'institut néerlandais de recherche spatiale) à Groningue (Pays-Bas) et le MPIfR (*Max-Planck-Institut für Radioastronomie*) à Bonn (Allemagne) ont en charge la préparation des observations, avec HIFI et PACS en mode spectral, des cœurs denses massifs sélectionnés par le programme WISH (*Water In Space with Herschel*, programme dirigé par E. van Dishoeck). Ce programme réunit une soixantaine de chercheurs et étudiants-chercheurs, dont je fais partie, autour du thème central de l'observation de l'eau dans l'univers, et plus particulièrement dans les régions de formation stellaire.

D'autres programmes de temps garanti vont aussi s'intéresser à l'émission des raies moléculaires de l'eau. Ainsi, le programme HS3F (*Herschel Spectral Surveys of Star Forming regions*) coordonné par C. Ceccarelli du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble (LAOG) a pour but de faire des relevés spectraux systématiques avec HIFI dans des régions de formation stellaire variées. En contrepartie d'une bande de fréquence large pour ces observations systématiques, leurs résolutions en vitesse et leurs sensibilités seront moins bonnes comparées au programme WISH. Ce programme vise donc, en priorité, l'observation de nombreuses raies moléculaires issues d'espèces

chimiques différentes. Ainsi l'interprétation de l'évolution dans ce contexte se focalisera plutôt sur un aspect chimique, elle aussi très intéressante. Ce programme ne se concentrera pas uniquement sur la molécule d'eau, et du fait de sa moins bonne résolution en vitesse et sa sensibilité moindre n'accèdera pas à la totalité de ses raies moléculaires, tout en perdant des informations sur les profils de celles qui seront détectées.

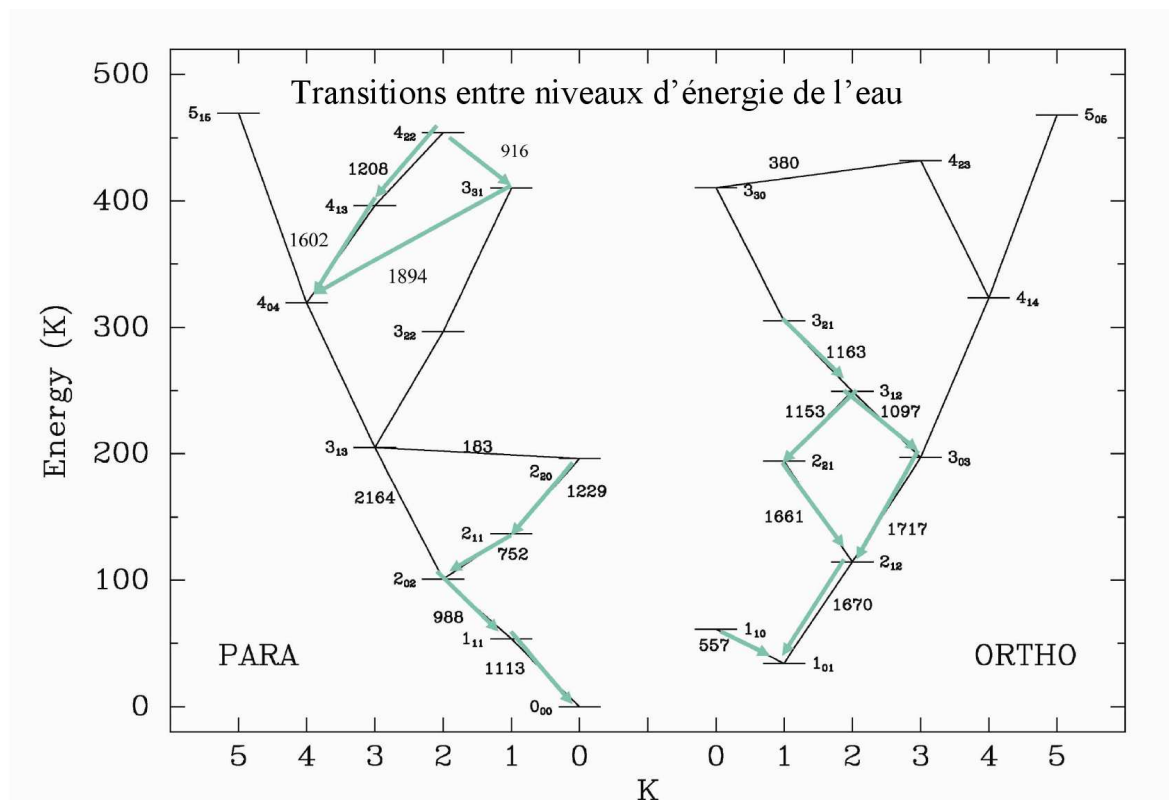


FIG. 5.2 – *Transitions para et ortho de la molécule d'eau. Mise à part les deux transitions principales de bas niveau à 557 et 1113 GHz, la majorité des autres transitions sont issues de niveaux peuplés à des températures ≥ 100 K. On peut donc espérer tirer des informations provenant des parties internes des cœurs denses massifs (échelles de l'ordre de 1000 UA). Les transitions indiquées par des flèches bleues seront observables par l'instrument HIFI du HSO.*

5.2.2 Évolution des raies de l'eau

5.2.2.1 Objectifs

Le programme de temps-garanti WISH a pour but l'observation et l'interprétation des futures détections des raies moléculaires de l'eau. Un de nos objectifs, à travers cette étude portant sur des objets qui représentent l'évolution des cœurs denses formant des étoiles massives, est d'observer une évolution en parallèle des raies moléculaires de l'eau. Les contraintes liées à l'observation de ces cœurs denses massifs, lointains et peu résolus, requiert l'observation d'un grand nombre de transitions de l'eau à haute résolution spectrale. De même, pour étudier les effets d'une formation d'étoile sous

forme d'amas, une cartographie de certaines de ces transitions doivent être effectuées. Les questions clés liées à ce programme d'observation sont alors :

- quelle est la chimie du gaz chauffé proche des jeunes étoiles massives en formation à des stades d'évolution différents et, en particulier, comment se répartit l'eau autour d'elles ?
- quelle est l'importance relative des chocs d'éjection de matière par rapport à l'interaction entre les rayonnements UV et l'environnement de l'étoile massive en formation ?
- quelle est la cinématique du gaz proche autour de l'étoile massive en formation ? Les raies en absorption à haute fréquence devraient être un moyen unique de répondre à cette question.
- quelle sont les effets d'une formation en amas, en particulier l'interaction des jets d'éjection avec les proto-étoiles du cœur dense massif ?

5.2.2.2 Les sources du programme WISH

Les sources qui seront observées par le programme ont pour but de couvrir tous les stades d'évolution couvrant les phases enfouies de la formation des étoiles massives. Le programme définit des sous-classes d'objets à partir de nombreuses observations depuis le sol, mais elles restent assez arbitraires. Afin de prendre en compte la diversité des propriétés physiques au sein des sources dans une sous-classe, plusieurs objets dans chacune d'elle vont être observés. Il est probable que, dans le futur, les observations obtenues avec le HSO permettent de redéfinir les sous-classes en affinant les stades d'évolution de chaque source. À cause du temps limité d'observation, le nombre de sources dans chaque sous-classe est actuellement limité à cinq, mais si les sensibilités en vol sont supérieures à celles prévues, ce nombre pourrait être doublé.

L'échantillon de sources choisies (cf. Table 5.1) provient d'observations systématiques récentes (Molinari *et al.*, 1996; Sridharan *et al.*, 2002; Wood et Churchwell, 1989b; van der Tak *et al.*, 2000a) avec une préférence pour les cœurs denses massifs proches (≤ 2 kpc). Au-delà du fait que l'échantillon doit représenter au mieux les différents stades d'évolution, les sources doivent être « propres », c'est à dire être bien définies dans le lobe de HIFI et doivent se répartir au maximum sur le plan du ciel. Le but à atteindre est d'avoir 70% de l'échantillon observable avec l'interféromètre ALMA (déclinaison inférieure à $+40^\circ$) et 50% des sources observables depuis l'hémisphère nord et sud (déclinaison comprise entre -30° et $+30^\circ$).

5.2.2.3 Liste des transitions observées

Le programme d'observation a choisi un ensemble restreint de raies moléculaires à observer parmi toutes les transitions visibles par le satellite Herschel (cf. Figure 5.2 et Table 5.2).

Tout d'abord, le programme a choisi d'observer les transitions qui descendent jusqu'aux niveaux fondamentaux à 557 GHz ($E_{\text{up}} = 61.0$ K) pour la forme ortho, et 1113 GHz ($E_{\text{up}} = 53.4$ K) pour la forme para, et qui tracent les parties les plus froides (donc étendues) des proto-étoiles massives. La transition à 557 GHz a d'ailleurs été choisie pour cartographier toutes les sources de l'échantillon, avec le but de tracer la présence de l'eau dans ces objets à grande échelle. En particulier, on s'attend à ce que ces transitions passent d'émission en absorption suivant que la densité de colonne d'eau

TAB. 5.1 – Échantillon de cœurs denses massifs prévus par le programme-clé de temps garanti WISH. Les cœurs sont classés dans des sous-sections établies suivant les observations au sol et les stades d'évolution supposés qu'elles représentent.

Source	Source Coordinates			Properties		Settings		Comments ^c
	RA (J2000.0) (h m s)	Dec (° ' ")	V _{LSR} (km s ⁻¹)	L _{bol} (L _☉)	d (kpc)	HIFI ^a	PACS ^b	
Pre-stellar cores								
G11.11–0.12-NH ₃ -P1	18 10 33.9	–19 21 48	+30.4	–	3.6	1+0	0	
G11.11–0.12-SCUBA-P1	18 10 28.4	–19 22 29	+29.2	–	3.6	1+0	0	
G28.34+0.06-NH ₃ -P3	18 42 46.4	–04 04 12	+80.2	–	4.8	1+0	0	
G28.34+0.06-SCUBA-P2	18 42 52.4	–03 59 54	+78.5	–	4.8	1+0	0	
mIR-quiet HMPOs								
IRAS05358+3543	05 39 13.1	+35 45 50	–17.6	6.3 × 10 ³	1.8	13+2	18	
IRAS16272–4837	16 30 58.7	–48 43 55	–46.2	2.4 × 10 ⁴	3.4	13+2	18	
NGC6334-I ^a	17 20 53.3	–35 47 00	–4.5	1.7 × 10 ⁴	1.7	13+2	18	map ^d
W43-MM1	18 47 47.0	–01 54 28	+98.8	2.3 × 10 ⁴	5.5	13+2	18	
DR21(OH) ^a	20 39 00.8	+42 22 48	–4.5	1.7 × 10 ⁴	1.7	13+2	18	map
mIR-bright HMPOs								
W3-IRS5	02 25 40.6	+62 05 51	–38.4	1.7 × 10 ⁵	2.2	13+2	18	
IRAS18089–1732 ^a	18 11 51.5	–17 31 29	+33.8	3.2 × 10 ⁴	3.6	13+2	18	
W33A ^a	18 14 39.1	–17 52 07	+37.5	1.0 × 10 ⁴	4.0	13+2	18	
IRAS18151–1208	18 18 10.3	–12 07 27	+32.0	2.0 × 10 ⁴	2.9	13+2	18	map
AFGL2591 ^a	20 29 24.7	+40 11 19	–5.5	5.8 × 10 ⁴	1.7	13+2	18	
Hot Molecular Cores								
G327–0.6	15 53 08.8	–54 37 01	–45.0	1.0 × 10 ⁵	3.0	13+2	18	
NGC6334-I(N) ^a	17 20 55.2	–35 45 08	–7.7	1.1 × 10 ⁵	1.7	13+2	18	map ^d
G29.96–0.02 ^a	18 46 03.8	–02 39 22	+98.7	1.2 × 10 ⁵	7.4	13+2	18	map
G31.41+0.31	18 47 34.3	–01 12 46	+98.8	1.8 × 10 ⁵	7.9	13+2	18	
(IRAS20126+4104)	20 14 25.1	+41 13 32	–3.8	1.0 × 10 ⁴	1.7	13+2	18	reserve ^e
UC HII Regions								
G5.89–0.39	18 00 30.4	–24 04 02	+10.0	2.5 × 10 ⁴	2.0	13+2	18	
G10.47+0.03	18 08 38.2	–19 51 50	+67.0	1.1 × 10 ⁵	5.8	13+2	18	
G34.26+0.15	18 53 18.6	+01 14 58	+57.2	2.8 × 10 ⁵	3.3	13+2	18	
W51N-e1 ^a	19 23 43.8	+14 30 26	+59.5	1 – 10 × 10 ⁵	5.5	13+2	18	map
NGC7538-IRS1 ^a	23 13 45.3	+61 28 10	–57.4	2.0 × 10 ⁵	2.8	13+2	18	map

^a Number of HIFI lines; the first entry indicates the number of H₂O + H₂¹⁷O + H₂¹⁸O settings; the second entry the number of other settings. See Table 17 for details

^b Number of PACS lines. See Table 17 for details

^c Map refers to the larger HIFI and PACS maps of cluster-forming regions, see Table 16

^d These sources are covered in the same map

^e Source to be kept in reserve to have 5% of time free for follow-up

augmente ou diminue. Ceci permettra également d'observer les mouvements de gaz à travers les chocs des jets de matière.

Pour contraindre l'opacité du milieu, il a été décidé d'observer également la transition ortho-($2_{1,2} - 1_{1,0}$) à 1670 GHz ($E_{\text{up}} = 114.4$ K), c'est à dire à une fréquence très haute, là où l'émissivité de la poussière joue un rôle important. En parallèle, les niveaux d'énergie de cette transition restent assez bas, donc l'émission proviendra des zones assez étendues dans le cœur dense massif, ce qui permet d'être confiant quant à sa détection.

Pour compléter le spectre énergétique observé, les transitions à 752, 988 et 1097 GHz vont aussi être observées. On espère ainsi pouvoir remonter aux variations d'abondance de l'eau des parties externes aux parties internes des cœurs denses massifs.

En complément, quelques raies moléculaires de chaque isotope de l'eau (H_2^{17}O et H_2^{18}O) seront observées, l'atout des isotopes étant de présenter une émission souvent optiquement mince. Leurs raies d'émission sont donc moins sensibles à la très forte opacité présente dans les cœurs denses massifs. Ces observations permettront également d'obtenir de nouvelles mesures isotopiques sur l'oxygène dans les zones de formation stellaire.

TAB. 5.2 – *Liste complète des raies des molécules oxygénées (H_2O , CO et H_3O^+) qui seront observées par le programme WISH avec HIFI.*

Species	Transition	ν GHz	HIFI band	Model mIRb	T_B (K) mIRq	rms mK	T_{sys} K	t sec
p- H_2^{16}O	$1_{11} - 0_{00}$	1113.3	4	-2.5	-0.15	100	730	584 ^a
o- H_2^{16}O	$1_{10} - 1_{01}$	556.9	1	-0.3	0.07	50	160	224 ^{a,c}
p- H_2^{18}O	$1_{11} - 0_{00}$	1101.7	4	-2.5	-0.15	100	730	^b
p- H_2^{17}O	$1_{11} - 0_{00}$	1107.2	4	-0.25	-0.02	50	730	2346
p- H_2^{16}O	$2_{02} - 1_{11}$	987.9	4	1.0	0.08	80	730	1027
p- H_2^{18}O	$2_{02} - 1_{11}$	994.7	4	1.0	0.08	50	730	^b
o- H_2^{16}O	$2_{12} - 1_{01}$	1669.9	6	-6.5	-0.69	150	2500	4054
o- H_2^{16}O	$2_{21} - 2_{12}$	1661.0	6			150	2500	^b
^{13}CO	$J=10 \rightarrow 9$	1101.3	4			100	730	^b
p- H_3O^+	$0_0^- - 1_0^+$	984.7	4			50	730	2638
o- H_2^{18}O	$1_{10} - 1_{01}$	547.7	1	-0.3	0.07	50	160	^{b,c}
o- H_2^{17}O	$1_{10} - 1_{01}$	552.0	1	-0.03	0.07	50	160	226 ^c
p- H_2^{18}O	$2_{11} - 2_{02}$	745.3	2	0.4	0.21	50	320	670 ^c
p- H_2^{16}O	$2_{11} - 2_{02}$	752.0	2	0.4	0.21	80	320	259 ^c
o- H_2^{16}O	$3_{12} - 3_{03}$	1097.4	4	0.5	0.01	50	730	^b

^a: Lines for small-scale mapping.

^b: No new setting needed.

^c: Nominal backend resolution.

5.3 Travaux préparatoires

5.3.1 Modélisations antérieures

Jusqu'alors, les seuls travaux de modélisation traitant de l'émission des raies de l'eau par des cœurs denses massifs avaient été réalisés par Boonman *et al.* (2003) sur le cœur dense massif (visible dans l'infrarouge) AFGL 2591. L'élaboration du programme WISH, dans la partie concernant les cœurs denses massifs, est entièrement basée sur les résultats de ces travaux pour l'estimation de la résolution spectrale et de la sensibilité à atteindre (cf. Figure 5.3). Le principal résultat de cette étude est que l'eau doit pouvoir sonder les parties les plus internes de ce type de source comme prévu par van der Tak *et al.* (1999), les mouvements de gaz semblant jouer un rôle mineur dans le relâchement de l'eau en phase gazeuse dans les parties externes et froides.

5.3.2 Observation de raies isotopiques depuis le sol

Afin de confirmer la détectabilité des raies de l'eau et surtout d'avoir une première estimation de son abondance dans les cœurs denses massifs, des observations depuis le sol de raies moléculaires de ses isotopes ont été effectuées. Les premiers résultats ont été obtenus par van der Tak *et al.* (2006) avec l'antenne de 30 m de l'IRAM (cf. Figure 5.4) ou l'interféromètre du plateau de Bure. Ils montrent que dans les phases évoluées des cœurs denses massifs la raie d'émission de la transition ($3_{1,3} - 2_{2,0}$) ($E_{\text{up}} = 204.7$ K) de l'isotope H₂¹⁸O est bien détectée. L'analyse de ces émissions via la modélisation des sources montrent que la majorité de celle-ci provient des zones internes chaudes des sources et que l'abondance de l'eau dans ces régions est de l'ordre de 10⁻⁴. Cette analyse est confirmée par la carte interférométrique de la source AFGL 2591 (van der Tak *et al.*, 2006) qui montre que l'émission de l'eau se concentre autour de ce qui pourrait être un disque en rotation autour de l'embryon stellaire.

Nous avons également travaillé en collaboration avec F. van der Tak sur l'observation, grâce à l'antenne de 30 m de l'IRAM, de cœurs denses massif moins évolués (HMPOs de type *mid-IR quiet* selon la terminologie du programme WISH). Même si les observations sont encore en cours d'analyse, nous pouvons déjà montrer que les transitions ($1_{1,0} - 1_{0,1}$) et ($3_{1,3} - 2_{2,0}$) du HDO ainsi que la transition ($3_{1,3} - 2_{2,0}$) de l'isotope H₂¹⁸O sont bien détectées dans le cœur dense peu évolué W43-MM1 (cf. Figure 5.5). Les caractéristiques de ces émissions sont données par la Table 5.3.

TAB. 5.3 – *Caractéristiques des raies isotopiques observées récemment depuis le sol dans des cœurs denses massifs de type HMPOs mid-IR quiet. L'aire intégrée $\int T dv$, la vitesse systémique v_0 , la largeur à mi-hauteur Δv , l'intensité I et le niveau de bruit σ_{rms} sont indiqués.*

Molécule	transition	$\int T dv$ [K·km·s ⁻¹]	v_0 [km·s ⁻¹]	Δv [km·s ⁻¹]	I [K]	σ_{rms} [mK]
HDO	($1_{1,0} - 1_{0,1}$)	0.65	101.3	5.7	0.11	9
	($3_{1,3} - 2_{2,0}$)	3.6	100.3	8.1	0.4	77
H ₂ ¹⁸ O	($3_{1,3} - 2_{2,0}$)	2.7	97.6	8.1	0.31	47

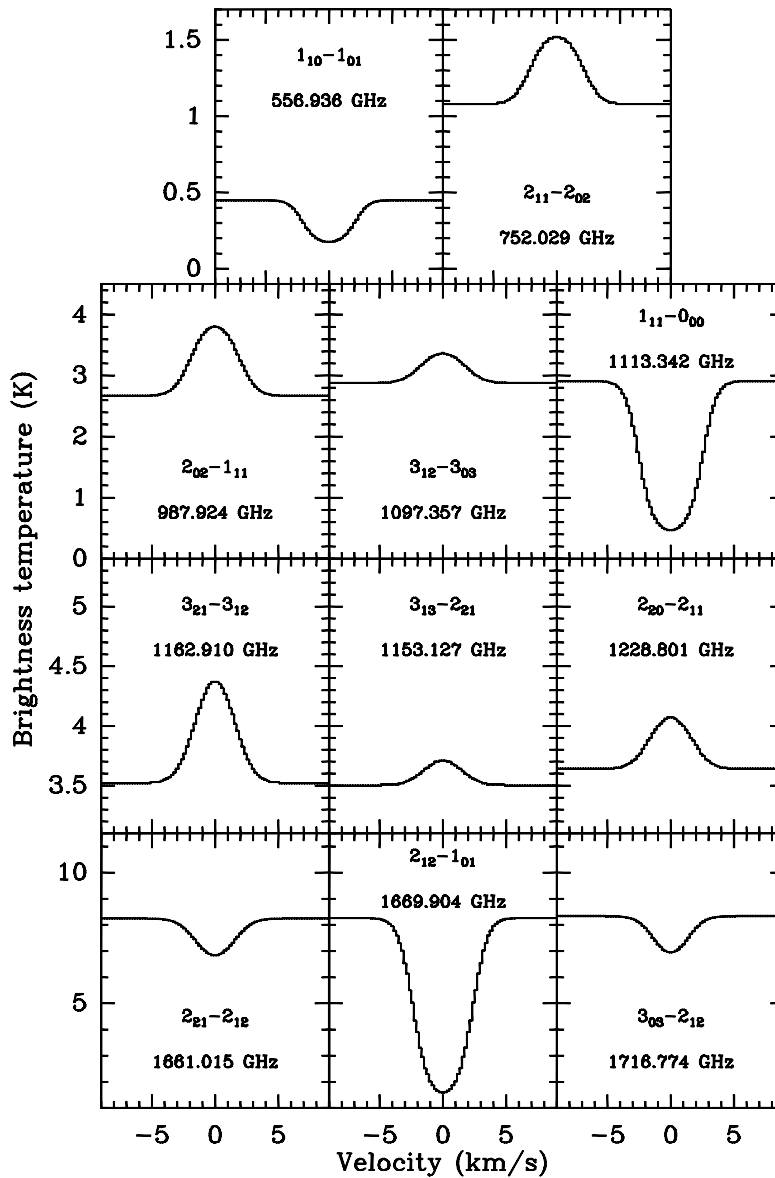


FIG. 5.3 – Résultats des modélisations des raies moléculaires de l'eau pour les transitions visibles par le HSO et son spectromètre HIFI. Ils ont été obtenus à partir de la représentation physique de AFGL 2591 (van der Tak et al., 1999) avec une abondance unique et égale à 10^{-9} dans l'enveloppe. Les spectres présentés ci-dessus prennent en compte la taille du lobe principal du HSO.

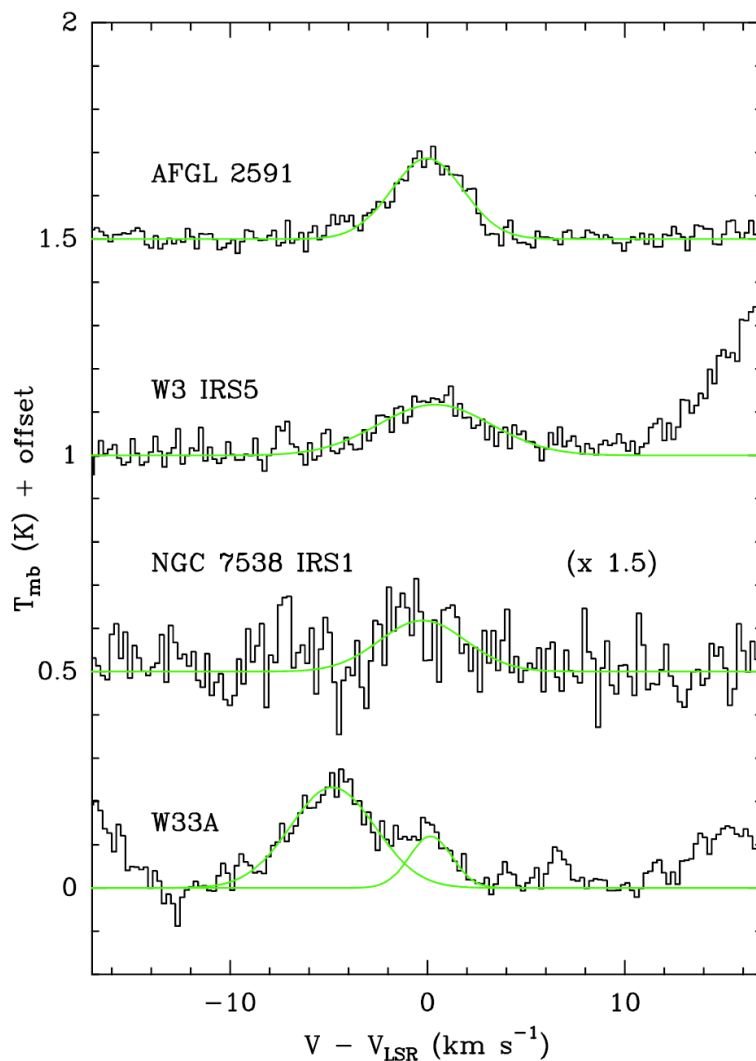


FIG. 5.4 – Observations de la transitions $para-(3_{1,3} - 2_{2,0})$ ($E_{up} = 204.7$ K) de l'isotope $H_2^{18}O$ pour quatre proto-étoiles évoluées (HMPOs de type mid-IR bright), dont la source de référence AFGL 2591. La raie d'émission de cette transition est bien détectée dans l'ensemble de ces sources ce qui permet d'être confiant quant à l'abondance de l'isotope principal de l'eau dans ce type d'objets.

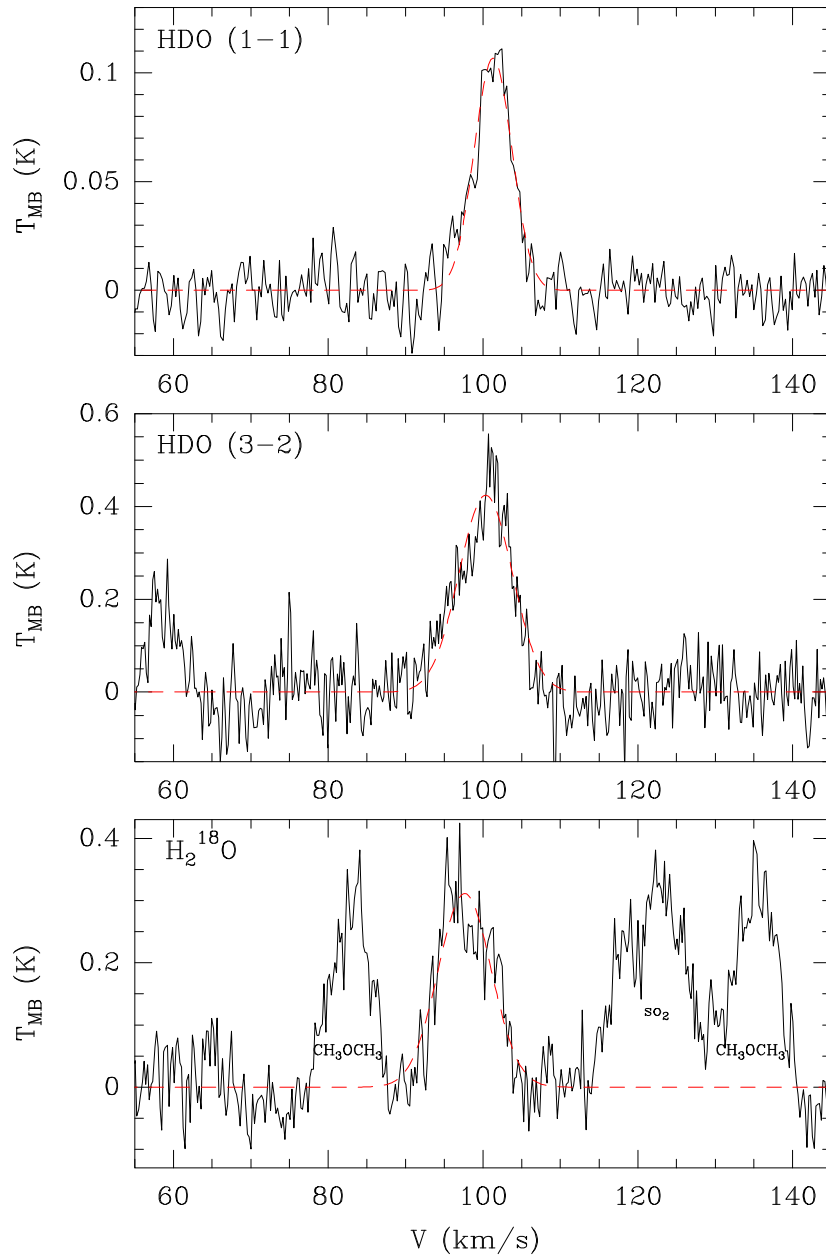


FIG. 5.5 – Observations des transitions $(1_{1,0} - 1_{0,1})$ et $(3_{1,3} - 2_{2,0})$ du HDO de la transition $(3_{1,3} - 2_{2,0})$ de l'isotope H_2^{18}O dans le cœur dense peu évolué W43-MM1.

5.3.3 Collecte de paramètres physiques pour d'autres sources.

Jusqu'à présent, nous l'avons vu, les paramètres physiques utilisés pour la prédiction des raies moléculaires de l'eau font référence au cœur dense massif AFGL 2591, qui ne représente pas les phases les plus précoces de ce type d'objet. Les sources que nous avons étudiées dans les chapitres précédents n'ont donc pas été choisies par hasard : quatre d'entre elles font partie de l'échantillon de cœurs denses massifs peu évolués (dont nous avons la charge au LAB) qui vont être observés par le programme WISH, à savoir IRAS 05358+3543, W43-MM1 et la région de formation stellaire IRAS 18151–1208 (qui va être cartographiée pour la transition à 1113 GHz, nous aurons donc des données pour les deux cœurs denses massifs de cette région, MM1 et MM2). Le but est donc ici d'utiliser les descriptions physiques des sources que nous avons obtenues pour prédire les profils des raies de l'eau qui vont être observées par le HSO. L'intérêt principal est d'avoir une modélisation personnalisée pour chacune des sources, chacune d'elle ayant des propriétés physiques différentes et des stades évolutifs différents. Grâce aux modélisations de leurs SEDs, nous avons obtenu les descriptions physiques de ces sources.

On peut, par avance, faire quelques remarques sur les distributions de densité et de température obtenues à la lumière des résultats déjà connus sur l'abondance de la molécule d'eau (cf. Figure 5.6). On remarque, en particulier, que la limite de 100 K à partir de laquelle l'abondance en eau augmente de 4 magnitudes est située aux alentours de 800 U.A. pour W43-MM1 (cœur dense massif le plus froid de l'échantillon) alors qu'elle est située à 1 600 U.A. pour IRAS 05358+3543. On constate bien ici que le *hot core* de l'objet le moins évolué est moins développé que dans un cœur dense massif comme IRAS 05358+3543 où une émission dans le domaine infrarouge est détectée. On notera par ailleurs que W43-MM1 est à cette même température limite, 100 fois plus dense que IRAS 05358+3543. Notre étude va donc chercher si ces différences notables, liées à la différence d'évolution qui existe entre ces deux sources, vont influencer les raies moléculaires de l'eau qui vont être modélisées.

5.4 Prédiction pour nos cœurs denses massifs

5.4.1 Objectifs pour cette partie du programme WISH

Le programme WISH a comme contrainte déterminante un maximum de 475 heures d'observation, chacune des observations prévues étant répertoriée et codifiée suivant une dénomination précise (*Astronomical Observation Request* ou AOR). L'ensemble des ses caractéristiques est accessible via un fichier lisible grâce au logiciel de préparation d'observation HerschelSpot fourni par l'ESA. En particulier, le temps d'observation de chacune des raies a été programmé pour atteindre un σ_{rms} précis à une résolution spectrale donnée. Initialement le programme d'observation a été préparé en faisant référence à la source AFGL 2591 (van der Tak *et al.*, 1999, 2006). Cette étude est donc aussi l'occasion d'optimiser la stratégie d'observation des cœurs denses moins évolués dont nous avons la charge. Ainsi nous nous attacherons, à la fin de ce travail, à répondre aux questions scientifiques sous-jacentes particulières à ces observations à savoir :

- vont-elles permettre d'accéder aux parties internes des phases précoces de l'évolution des cœurs denses massifs, afin d'avoir une mesure directe de l'effondrement

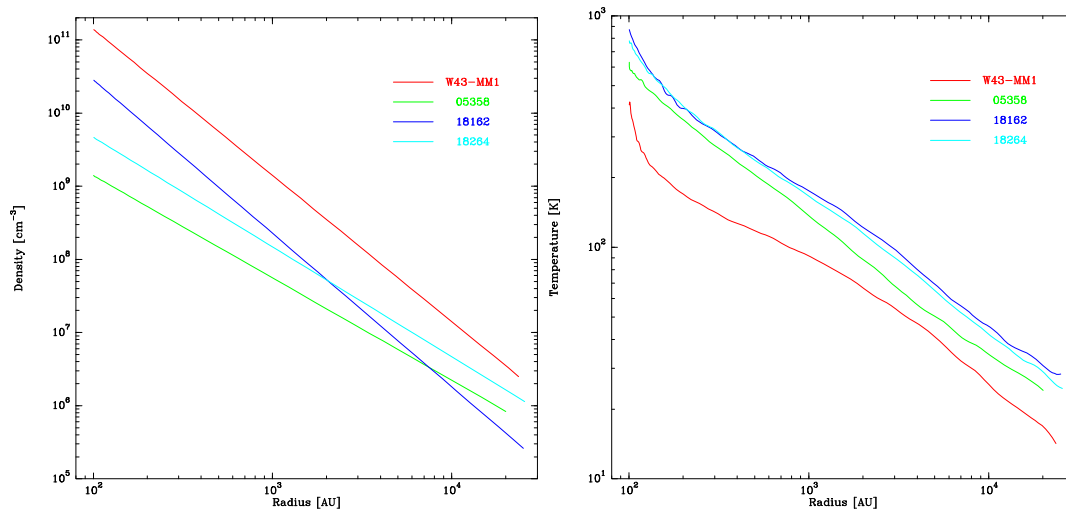


FIG. 5.6 – *Distribution de densité (à gauche) et de température (à droite) dans les quatre sources étudiées dans le chapitre 4. Ces résultats ont été obtenus grâce à la modélisation de la SED décrite dans le même chapitre. On remarque que le cœur dense W43-MM1 est plus froid et plus dense que IRAS 05358+3543 impliquant un hot core plus réduit dans la première source que dans la seconde.*

dans ces objets ?

- vont-elles être émises principalement, dans ces même cœurs denses massifs, par le *hot core* central ou par les chocs d'éjection ?
- vont-elles permettre de tracer une évolution dans ces phases précoces, au regard des résultats déjà obtenus pour AFGL 2591 ?

En supplément, nous donnerons aussi des indications précises qui permettront de mieux répartir l'utilisation du temps d'observation entre les différentes sources et les différentes transitions observées.

5.4.2 Paramètres de modélisation

Pour l'ensemble de notre modélisation, nous avons suivi scrupuleusement le programme d'observation défini pour chacune des sources. Afin d'avoir une modélisation correcte des observations telles que le programme-clé de temps garanti WISH les prévoit actuellement, elle doit donc prendre en compte toutes les caractéristiques techniques induites par l'utilisation du satellite Herschel et de l'instrument HIFI :

- la taille du lobe principal de l'antenne du HSO, variable suivant la fréquence de la raie de l'eau observée,
- l'efficacité de transmission du lobe principal de l'antenne (*main beam efficiency* en anglais, le plus souvent noté η_{MB}), variable selon la fréquence observée,
- la résolution spectrale du spectromètre, choisie en fonction des besoins de l'observateur.

Le programme prévu à l'heure actuelle ne fait pas de distinction entre les sources de l'échantillon. En moyenne, on peut dire que la résolution en vitesse demandée est de l'ordre de $80\text{-}150 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, pour une sensibilité allant de 50 à 150 mK selon les transitions observées. De même, concernant l'abondance de l'eau dans les objets que nous allons

observer, nous avons toujours considéré un profil d'abondance présentant un saut au-delà de la température d'évaporation des glaces, c'est à dire 100 K. L'abondance dans les parties internes, conformément aux travaux antérieurs de van der Tak *et al.* (2000b, 2006) et Boonman *et al.* (2003), a toujours été fixée à 10^{-4} . Par contre, l'abondance des parties externes n'étant pas précisément connue, nous avons considéré trois cas particuliers :

- $X = 10^{-8}$, c'est-à-dire la valeur maximale de l'abondance attendue pour les parties externes,
- $X = 10^{-10}$, c'est-à-dire la valeur minimale de l'abondance attendue pour les parties externes,
- $X = 10^{-12}$, c'est-à-dire une absence d'eau dans les parties internes pour mieux cerner de quelle manière contribue l'eau, très présente dans les parties internes, au profil total des deux autres cas.

Dans tous les cas un rapport d'abondance entre les molécules dans un état ortho et les molécules dans un état para (rapport égal à 3) a été respecté. Les abondances décrites au-dessus sont donc celles des états para, les états ortho étant trois fois plus abondants. Nous remarquons aussi que ces considérations permettent d'obtenir des estimations sur les raies moléculaires des isotopes de l'eau, les rapports isotopiques étant $[^{16}\text{O}/^{18}\text{O}] \simeq 500$ et $[^{16}\text{O}/^{17}\text{O}] \simeq 2500$. On notera par ailleurs que, pour la source W43-MM1 qui présente un effondrement gravitationnel (cf. chapitre 4), nous avons pris soin d'introduire une vitesse radiale de $-1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ en bordure du modèle, vitesse qui augmente en allant vers le centre en suivant une loi de puissance de la forme $1/\sqrt{r}$ conformément au modèle de contraction isotherme quasi-statique.

En complément nous avons créé un code numérique permettant de générer du bruit nous permettant ainsi de simuler le résultat d'une observation réelle. Ce code somme des spectres générés aléatoirement et bornés par la température système jusqu'à atteindre le σ_{rms} requis. Mieux que des considérations sur des chiffres, l'ajout d'un bruit sur un spectre permet de se rendre compte rapidement de la détection ou non d'une raie ou d'un détail d'une raie. En effet, certains détails d'un profil qui en théorie sont, ou ne sont pas, détectés peuvent apparaître ou disparaître « à l'œil » selon leurs positions dans le profil (détail isolé ou non de l'émission principale par exemple).

Concernant les paramètres liés au satellite, la modélisation des raies moléculaires suit scrupuleusement ceux prévus dans le programme d'observation WISH dont les caractéristiques sont résumées dans la Table 5.4 pour les sources que nous avons modélisées. En particulier, elle intègre la taille du lobe principal (HPBW), son efficacité (η_{MB}), la résolution spectrale (δ_ν) et le niveau de bruit attendu (σ_{rms}).

5.4.3 Intérêts des sources modélisées

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, IRAS 05358+3543 est un HMPO de type *mid-IR quiet* à un stade moyennement évolué. Son principal intérêt réside, pour cette étude, dans les nombreux profils asymétriques qui ont déjà été observés dans cette source, notamment en CS (cf. Chapitre 4 de cette thèse). On sait que cette source présente de puissants jets, sûrement multiples dus à la multiplicité même de cette source (Leurini *et al.* 2007, cf. Figure 5.7). L'observation des raies de l'eau dans cet HMPO peut donc nous aider à comprendre sa dynamique, notamment dans ses parties internes. Même si dans notre travail ces jets ne sont pas pris en compte, nous

TAB. 5.4 – Observations programmées pour l'isotope principal par le consortium WISH avec le HRS, en mode Double Side Band (DSB), et dont nous sommes responsables du traitement, de l'analyse et de l'interprétation.

Source	Dénomination	Transition	Fréquence [GHz]	HPBW ["]	η_{MB} [%]	δ_ν [MHz]	σ_{rms} [mK]	Temps [s]
IRAS 05358+3543	H2O 111-000-I05358	para-(1 _{1,1} – 0 _{0,0})	1113	20.8	69.5	0.5	55	1200
	H2O 202-111-I05358	para-(2 _{0,2} – 1 _{1,1})	988	22.5	69.9	0.5	63	900
	H2O 211-202-I05358	para-(2 _{1,1} – 2 _{0,2})	752	29.8	71.0	0.25	72	500
	H2O 212-101-I05358	ortho-(2 _{1,2} – 1 _{0,1})	1670	14.0	66.7	0.5	95	4000
	H2O 312-303-I05358	ortho-(3 _{1,2} – 3 _{0,3})	1097	20.8	69.6	0.5	32	3500
	H2O 110-101-I05358map	ortho-(1 _{1,0} – 1 _{0,1})	557	43.5	71.0	0.25	39	2000
	W43-MM1	H2O 111-000-W43-MM1	para-(1 _{1,1} – 0 _{0,0})	1113	20.8	69.5	0.5	55
H2O 202-111-W43-MM1		para-(2 _{0,2} – 1 _{1,1})	988	22.5	69.9	0.5	63	900
H2O 211-202-W43-MM1		para-(2 _{1,1} – 2 _{0,2})	752	29.8	71.0	0.25	72	500
H2O 212-101-W43-MM1		ortho-(2 _{1,2} – 1 _{0,1})	1670	14.0	66.7	0.5	95	4000
H2O 312-303-W43-MM1		ortho-(3 _{1,2} – 3 _{0,3})	1097	20.8	69.6	0.5	32	3700
H2O 110-101-W43-MM1map		ortho-(1 _{1,0} – 1 _{0,1})	557	43.5	71.0	0.25	39	2200
IRAS 18151 – 1208		H2O 111-000-IRAS18151	para-(1 _{1,1} – 0 _{0,0})	1113	20.8	69.5	0.5	55
	H2O 202-111-IRAS18151	para-(2 _{0,2} – 1 _{1,1})	988	22.5	69.9	0.5	63	900
	H2O 211-202-IRAS18151	para-(2 _{1,1} – 2 _{0,2})	752	29.8	71.0	0.25	72	700
	H2O 212-101-IRAS18151	ortho-(2 _{1,2} – 1 _{0,1})	1670	14.0	66.7	0.5	95	4000
	H2O 312-303-IRAS18151	ortho-(3 _{1,2} – 3 _{0,3})	1097	20.8	69.6	0.5	32	3700
	H2O 110-101-IRAS18151map	ortho-(1 _{1,0} – 1 _{0,1})	557	43.5	71.0	0.25	39	2200
	HMAP-0000-copy-0003	para-(1 _{1,1} – 0 _{0,0})	1113	20.8	69.5	0.25	330	3900

aurons, au moins, le profil des raies sans cet aspect dynamique, ce qui permettra ensuite de mieux dégager la contribution des jets de matière dans les observations futures.

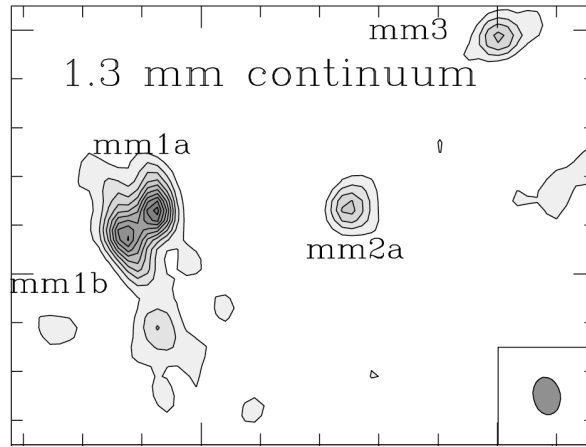


FIG. 5.7 – Carte interférométrique dans le continuum millimétrique de la poussière de la source IRAS 05358+3543 tirée de Leurini et al. (2007). La carte montre que cette source se divise, dans les faits, en trois sources principales (mm1a et mm1b, mm2 et mm3) ayant chacune des jets bipolaires (Leurini et al., 2007).

La source W43-MM1 est un objet incontournable dans l'étude des cœurs denses massifs. Nous l'avons vu dans le chapitre 4, cette source, très massive, présente des indices indéniables d'effondrement à grande échelle. Elle représente aussi un des premiers stades d'évolution des cœurs denses. Une autre particularité de cette source est qu'elle fait partie du grand ensemble de proto-étoiles W43 (Motte et al., 2003) situé à une grande distance du Système Solaire (5.5 kpc).

Nous l'avons vu dans le chapitre 3, IRAS 18151–1208 est une région de formation stellaire massive qui contient deux HMPOs associés aux sources millimétriques MM1 et MM2. Ces deux HMPOs ont la particularité de représenter deux stades d'évolution différents, MM1 étant de type *mid-IR bright* et MM2 étant plus jeune, de type *mid-IR quiet*. On s'attend donc à ce que des différences apparaissent dans leurs émissions de raies moléculaires. Rappelons aussi que ces deux objets présentent des jets bipolaires puissants qui devraient jouer un rôle non-négligeable dans les observations futures. Il faut aussi noter que les observations du programme WISH concernent uniquement la source principale MM1, à l'exception de la transition para-(1_{1,1} – 0_{0,0}) à 1113 GHz qui va faire l'objet d'une cartographie complète de la région (2 minutes d'arc par 3 minutes d'arc avec un mode d'observation à la volée). Nous ne comparerons donc ces deux sources qu'avec cette transition.

5.4.4 IRAS 05358+3543

5.4.4.1 Transition à 557 GHz

Cette transition est la plus importante de l'ensemble qui va être observé, puisqu'une carte réduite de IRAS 05358+3543 va être constituée avec le HSO (5 × 5 pixels autour de la position centrale, l'intervalle entre deux pixels étant égal à un demi-lobe principal). Malgré tout, le lobe principal à cette fréquence sera très grand (43.5'') et la résolution

de cette carte restera très faible. C'est pourquoi nous nous sommes donc concentrés sur l'émission centrale de la source. En effet, l'extension spatiale aura sûrement un intérêt pour les jets de matière, que ne nous reproduisons pas ici.

Pour l'abondance externe de 10^{-8} , le profil obtenu montre une « double corne » à la fois en émission et en absorption, d'une hauteur de 0.12 K et séparées de $9.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre les deux pics on observe un plateau en absorption à -0.12 K. On pourra noter que le profil de la raie pour cette abondance est très saturé. Lorsque l'abondance externe est moindre (10^{-10}), le profil montre une forme gaussienne en absorption d'une profondeur de 0.25 K, la largeur à mi-hauteur de l'absorption étant de $5.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Lorsque l'abondance de l'eau dans la partie externe devient négligeable (10^{-12}) aucune émission n'est détectée avec la sensibilité choisie (cf. Figure 5.8).

5.4.4.2 Transition à 752 GHz

Quand l'abondance externe est maximale (10^{-8}), le profil est clairement en émission et présente une double bosse d'une hauteur de 1.42 K, séparées en vitesse de $4.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Le creux entre les deux bosses descend à une profondeur de 1.20 K. Pour une abondance externe minimale de 10^{-10} , le profil reste en émission et montre une forme gaussienne d'une hauteur de 0.28 K (donc détectée), la largeur à mi-hauteur de l'émission étant de $3.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Une fois de plus, lorsque l'abondance de l'eau est quasi-nulle dans les parties froides (10^{-12}) aucune émission n'est détectée avec la sensibilité atteinte (cf. Figure 5.9).

5.4.4.3 Transition à 988 GHz

Lorsque l'abondance externe est maximale (10^{-8}), le profil obtenu est en émission et présente une « double corne » d'une hauteur de 1.81 K dont les pics sont séparés de $6.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre les deux pics on observe une dépression qui descend jusqu'à 0.43 K sous forme de creux lisse. Notre modèle montre donc que, dans ce cas, les détails du profil seront détectés avec la sensibilité choisie. Pour une abondance externe plus faible (10^{-10}), le profil montre une forme gaussienne d'une hauteur de 0.32 K (donc moins bien détectée), la largeur à mi-hauteur de l'émission étant de $3.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Une fois de plus, lorsque l'abondance dans la partie externe est quasi-nulle (10^{-12}) aucune émission n'est détectée avec la sensibilité choisie (cf. Figure 5.9).

5.4.4.4 Transition à 1097 GHz

Pour la première fois, quelque soit l'abondance externe de l'eau, cette transition ne semble pouvoir être détectée d'après notre modèle, pour cette source.

5.4.4.5 Transition à 1113 GHz

Pour une abondance dans les parties externes maximale et égale à 10^{-8} , le profil obtenu par notre modélisation présente une « double corne » à la fois en émission et en absorption, d'une hauteur de 0.69 K et dont les deux pics sont séparés de $9.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre les deux pics on observe une absorption sous forme d'un plateau large de $8.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et d'une profondeur de -0.57 K. L'ensemble du profil devrait donc être bien détecté. Pour une abondance dans les parties externes plus petite (10^{-10}), le profil montre une double bosse d'une hauteur de 0.17 K (donc légèrement détectée), les deux bosses étant séparées en vitesse de $5.7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre ces deux bosses on observe

une absorption qui descend jusqu'à -0.42 K sous forme d'un creux lisse. Enfin, lorsque l'abondance de l'eau dans la partie externe est presque nulle (10^{-12}) aucune émission n'est visible d'après nos résultats (cf. Figure 5.9).

5.4.4.6 Transition à 1670 GHz

Dans le cas où l'abondance externe est maximale (10^{-8}), le profil présente une « double corne » d'une hauteur de 3.56 K et séparées de $7.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. La raie moléculaire est donc en émission, ce qui est constitue une surprise à la vue d'autres travaux portant sur d'autres sources. Le creux entre les deux pics descend jusqu'à 2.52 K. Pour une abondance externe minimale et égale à 10^{-10} , le profil montre une forme gaussienne d'une hauteur de 4.44 K, la largeur à mi-hauteur de l'émission étant de $3.7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Une fois de plus, lorsque l'abondance dans la partie est quasi-nulle (10^{-12}) nos résultats montrent qu'aucune émission n'est détectée avec la sensibilité choisie (cf. Figure 5.8).

5.4.5 W43-MM1

5.4.5.1 Transition à 557 GHz

Lorsque l'abondance dans les parties externes est maximale (10^{-8}), le profil en émission et très saturé à la vitesse systémique présente une asymétrie côté bleu, avec un unique pic dû à l'effondrement, décalé de $-5.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et de hauteur 0.10 K. Ensuite, lorsque l'abondance dans la partie externe est minimale ou quasi-inexistante ($< 10^{-10}$) aucune émission n'est détectée avec la sensibilité qui est programmée (cf. Figure 5.10).

5.4.5.2 Transition à 752 GHz

Pour une abondance externe maximale de 10^{-8} , le profil en émission présente une asymétrie côté bleu (due à l'effondrement) avec un pic uniquement de ce côté, d'une hauteur de 0.05 K et situé à $-4.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ par rapport à v_{lsr} . En parallèle, côté rouge, on observe une absorption sous forme de creux, de profondeur -0.05 K et située à $+1.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ par rapport à v_{lsr} . Cependant, elle risque de ne pas être détectée. Quand l'abondance dans les parties externes est minimale ou quasi-inexistante ($< 10^{-10}$), nos résultats montrent qu'aucune émission ne sera détectée (cf. Figure 5.11).

5.4.5.3 Transition à 988 GHz

Pour une abondance externe maximale de 10^{-8} , le profil présente une asymétrie côté bleu (à cause de l'effondrement gravitationnel) avec un pic présent uniquement de ce côté, d'une hauteur de 0.07 K et située à $-4.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ par rapport à v_{lsr} . En-dehors de ce pic le profil est principalement constitué d'une absorption sous forme de creux, de profondeur -0.15 K et de largeur $7.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Il est donc probable que seule l'absorption soit détectée dans ce cas. Lorsque l'abondance de l'eau dans les parties externes de la source atteint des valeurs très basses ($< 10^{-10}$), aucune émission n'est détectée d'après les résultats de notre modèle (cf. Figure 5.11).

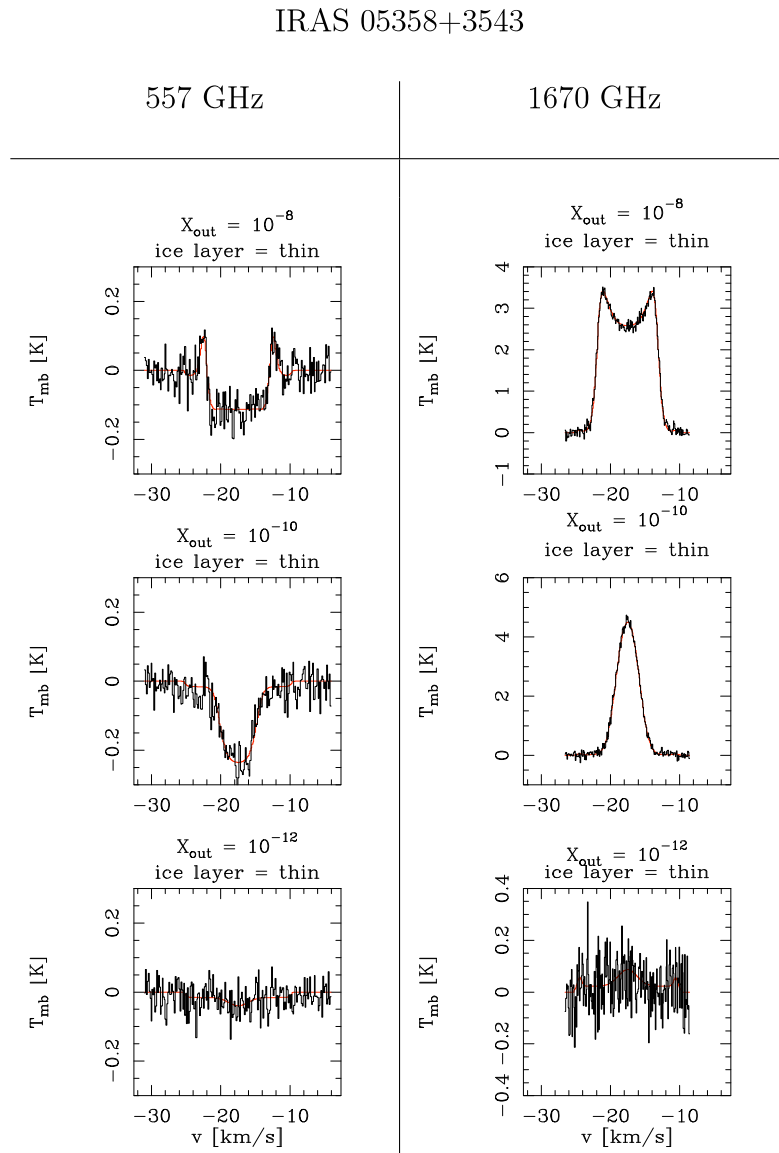


FIG. 5.8 – Modélisation des transitions ortho- $(1_{1,0} - 1_{0,1})$ et ortho- $(2_{1,2} - 1_{0,1})$ de l'eau à 557 GHz et 1670 GHz pour IRAS 05358+3543, vue par le HSO en suivant le programme d'observation de WISH. De haut en bas, l'abondance dans la partie externe varie de 10^{-8} (valeur maximale), en passant par 10^{-10} (valeur basse), jusqu'à 10^{-12} (eau quasi-inexistante).

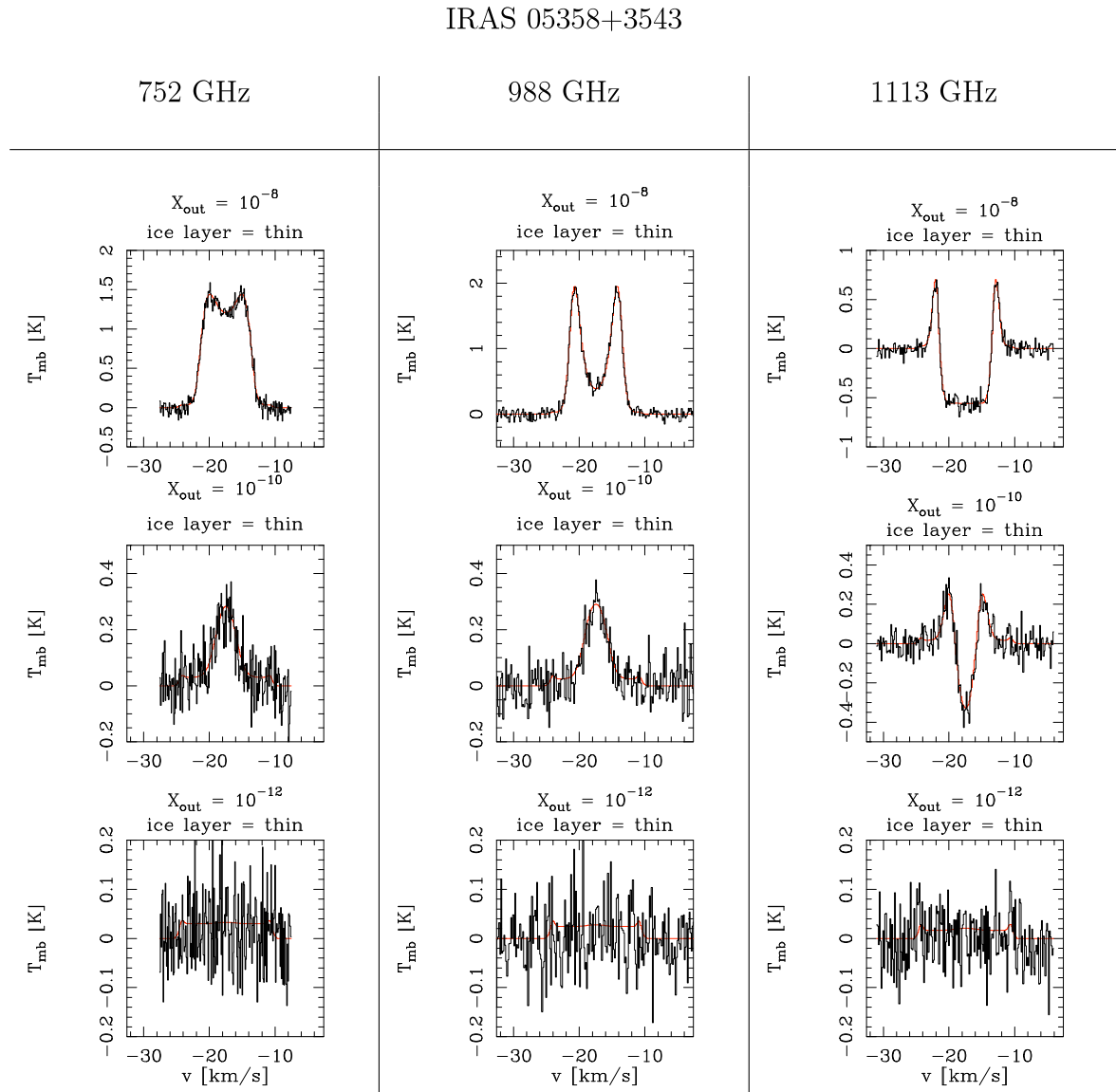


FIG. 5.9 – Modélisation des transitions para- $(2_{1,1} - 2_{0,2})$, $(2_{0,2} - 1_{1,1})$ et $(1_{1,1} - 0_{0,0})$ de l'eau à 752, 988 et 1113 GHz (de gauche à droite sur le graphe) pour IRAS 05358+3543, vue par le HSO en suivant le programme d'observation de WISH. De haut en bas, l'abondance dans la partie externe varie de 10^{-8} (valeur maximale), en passant par 10^{-10} (valeur basse), jusqu'à 10^{-12} (eau quasi-inexistante).

5.4.5.4 Transition à 1097 GHz

Pour une abondance externe maximale de 10^{-8} , le profil présente une asymétrie côté rouge, avec une absorption sous forme de gaussienne inversée, de profondeur -0.06 K, de largeur à mi-profondeur de $6.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et décalée vers le rouge de $+1.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Il y a donc peu de chance que cette absorption soit détectée. Dans le cas où l'abondance dans les parties externes est minimale ou quasi-nulle ($< 10^{-10}$), aucune émission n'est détectée malgré le $\sigma_{\text{rms}} = 50 \text{ mK}$ prévu (cf. Figure 5.10).

5.4.5.5 Transition à 1113 GHz

Lorsque l'abondance de l'eau dans les parties externes est maximale (égale à 10^{-8}), le profil présente une asymétrie côté bleu due à l'effondrement gravitationnel, avec un pic en émission uniquement de ce côté, d'une hauteur de 0.07 K et situé à $-5.7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ par rapport à v_{lsr} . Sinon, le profil est principalement constitué d'une absorption aplatie, de profondeur -0.15 K et de largeur $8.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. On pourra noter que le profil observé pour cette abondance est saturé et que seule l'absorption risque de dominer le profil détecté. Pour une abondance externe moindre et égale à 10^{-10} , le profil montre une forme gaussienne en absorption d'une profondeur de -0.15 K, la largeur à mi-hauteur de l'absorption étant de $6.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Lorsque l'abondance de l'eau dans la partie est nulle (10^{-12}), les résultats ne montrent aucune émission détectable avec la sensibilité prévue (cf. Figure 5.11).

5.4.5.6 Transition à 1670 GHz

Pour une abondance maximale dans les parties externes de W43-MM1 (10^{-8}), le profil montre une fois encore une asymétrie côté bleu due à l'effondrement, avec un pic uniquement de ce côté, d'une hauteur de 0.03 K (non détecté) et situé à $-6.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ par rapport à v_{lsr} . En parallèle, côté rouge, on observe une absorption sous forme de plateau, de profondeur -0.14 K et de largeur à mi-profondeur de $11.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. C'est donc l'absorption qui domine le ce profil. Pour une abondance externe plus faible (égale à 10^{-10}), le profil montre une forme gaussienne en absorption d'une profondeur de 0.15 K (juste détectée), la largeur à mi-hauteur de l'absorption étant de $4.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et déplacée de $0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ vers le rouge à cause de l'effondrement. Lorsque l'abondance dans la partie est quasi-inexistante (10^{-12}) aucune émission n'est détectée d'après notre modèle (cf. Figure 5.10).

5.4.6 IRAS 18151–1208

5.4.6.1 Transition à 557 GHz

Lorsque l'abondance de l'eau dans les parties externe est maximale (10^{-8}), l'émission présente une forme de « double corne » typique en émission. Les deux pics ont une hauteur de 0.24 K (bien détectés) séparés de $4.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre ces deux pics on observe un plateau en absorption à une hauteur de 0.08 K pour une largeur de $3.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Si l'abondance de l'eau est minimale dans les parties externes (10^{-10}), l'émission détectée précédemment se réduit à une double bosse de faible intensité (0.08 K) que la sensibilité choisie permettra peut-être de détecter. En cas d'abondance encore plus basse, notre modèle n'indique aucune émission provenant ce HMPO.

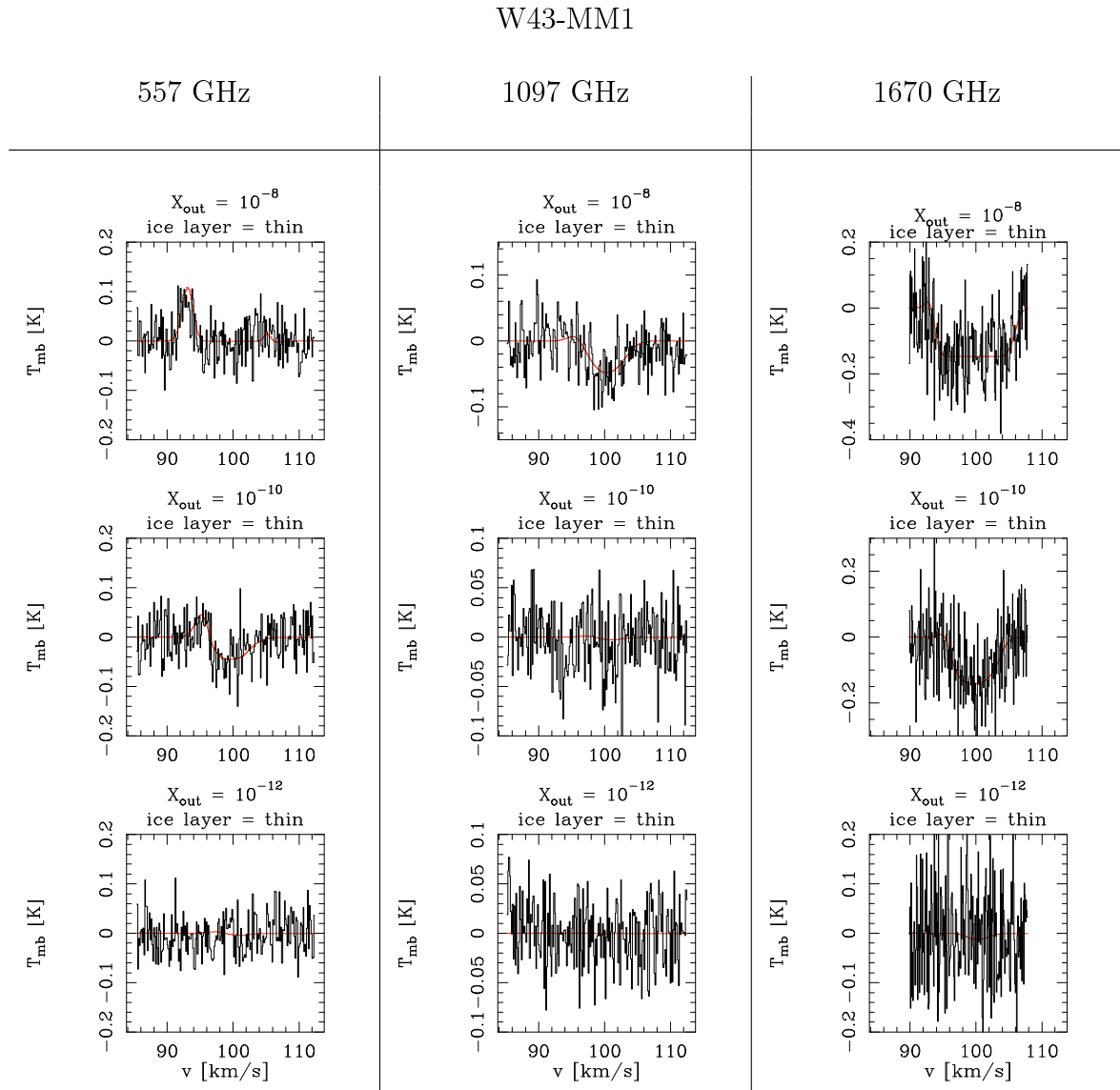


FIG. 5.10 – Modélisation des transitions ortho- $(1_{1,0} - 1_{0,1})$, $(3_{1,2} - 3_{0,3})$ et $(2_{1,2} - 1_{0,1})$ de l'eau à 557, 1097 et 1670 GHz pour W43-MM1, vue par le HSO en suivant le programme d'observation de WISH. De haut en bas, l'abondance dans la partie externe varie de 10^{-8} (valeur maximale), en passant par 10^{-10} (valeur basse), jusqu'à 10^{-12} (eau quasi-inexistante).

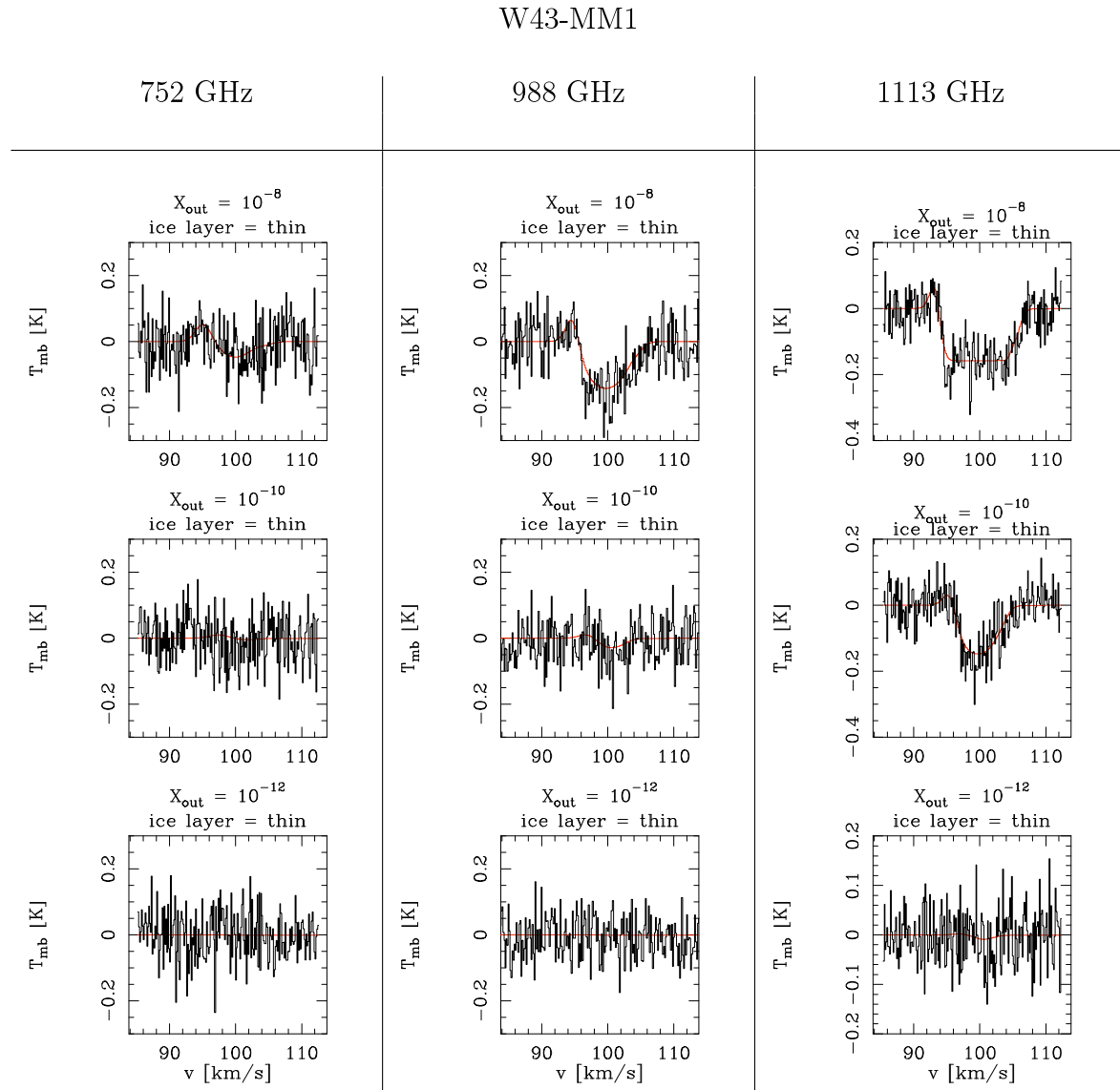


FIG. 5.11 – Modélisation des transitions para- $(2_{1,1} - 2_{0,2})$, $(2_{0,2} - 1_{1,1})$ et $(1_{1,1} - 0_{0,0})$ de l'eau à 752, 988 et 1113 GHz (de gauche à droite sur le graphe) pour W43-MM1, vue par le HSO en suivant le programme d'observation de WISH. De haut en bas, l'abondance dans la partie externe varie de 10^{-8} (valeur maximale), en passant par 10^{-10} (valeur basse), jusqu'à 10^{-12} (eau quasi-inexistante).

5.4.6.2 Transition à 752 GHz

Pour une abondance de l'eau dans les parties externes de la source égale à 10^{-8} , le profil présente une double bosse d'une hauteur de 1.18 K et séparées en vitesse de $2.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre les deux pics on observe une dépression sous forme d'un creux lisse qui descend jusqu'à 0.96 K (cf. Figure 5.14). Lorsque l'abondance externe diminue jusqu'à 10^{-10} , le profil en émission a une forme gaussienne de hauteur 0.31 K et de largeur à mi-hauteur $3.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ posée sur un plateau d'une hauteur de 0.07 K (possiblement détecté). Enfin, lorsque l'abondance dans la partie est presque nulle (10^{-12}), le profil présente le même plateau décrit plus haut, de 0.07 K et qui sera peut-être détecté.

5.4.6.3 Transition à 988 GHz

Pour une abondance externe maximale de 10^{-8} , le profil présente une « double corne » d'une hauteur de 1.20 K et séparée de $3.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre les deux pics on observe une absorption sous forme d'un creux lisse qui descend jusqu'à 0.39 K (cf. Figure 5.14). Pour une abondance externe minimale de 10^{-10} , le profil montre une gaussienne de hauteur 0.19 K et de largeur à mi-hauteur $0.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ posée sur un plateau bas (non-détecté). Enfin, une fois de plus, lorsque l'abondance dans la partie est quasi-nulle (10^{-12}), le profil présente un plateau très bas que le bruit ne permettra pas de détecter.

5.4.6.4 Transition à 1097 GHz

Quand l'abondance externe est maximale est égale à 10^{-8} , le profil est en émission et présente une forme de double pics posés sur plateau bas. Les deux pics ont une hauteur de 0.45 K, séparés de $2.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, entre lesquels on observe une absorption en creux descendant jusqu'à 0.34 K. Le plateau a une hauteur de 0.07 K (très faiblement détecté) pour une largeur de $7.7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (cf. Figure 5.12). Pour une abondance de l'eau externe moindre (10^{-10}), le profil montre une petite émission gaussienne de hauteur 0.15 K et de largeur à la base de $2.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, posée sur le même plateau de 0.07 K de hauteur et de largeur $7.7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Enfin lorsque l'abondance dans la partie est quasi-nulle (10^{-12}), le profil présente le même plateau haut de 0.07 K qui sera peut-être détecté avec le $\sigma_{\text{rms}} = 39 \text{ mK}$ prévu.

5.4.6.5 Transition à 1113 GHz : comparaison entre MM1 et MM2

Pour une abondance externe maximale (10^{-8}), le profil à la fois en émission et en absorption présente une « double corne » d'une hauteur de 0.62 K et séparée de $5.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre les deux pics on observe une absorption sous forme d'un plateau large de $4.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et d'une profondeur de -0.07 K. (cf. Figure 5.14). Lorsque l'abondance externe est plus faible (10^{-10}), le profil reste à la fois en émission et en absorption et devient une double bosse d'une hauteur de 0.16 K (donc légèrement détectée), la séparation entre les deux bosses étant de $3.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre ces deux bosses on observe une absorption qui descend jusqu'à -0.14 K. Enfin, lorsque l'abondance dans la partie externe devient négligeable (10^{-12}), le profil présente un plateau très bas que le bruit ne permettra pas de détecter.

Pour effectuer la comparaison entre MM1 et MM2, la modélisation précédente (pour MM1) a été modifiée pour prendre en compte une résolution en vitesse deux fois plus

importante ($\delta v = 0.0675 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) à laquelle le niveau de bruit a été ajusté par rapport à celui que le programme cherche à atteindre lorsque la carte de la région sera construite (soit 330 mK). La source MM2 a été modélisée en prenant en compte les mêmes paramètres d'observation que MM1. Concernant MM1, on retrouve les mêmes profils que décrits précédemment, sauf que leur détection est beaucoup moins bonne du fait de la faible sensibilité choisie. Pour MM2, l'émission pour une abondance de l'eau externe maximale (10^{-8}) présente un profil sous forme de bosses extrêmement faibles (0.03 K) donc non-détectées. Pour des abondances plus basses, aucune émission n'est détectée.

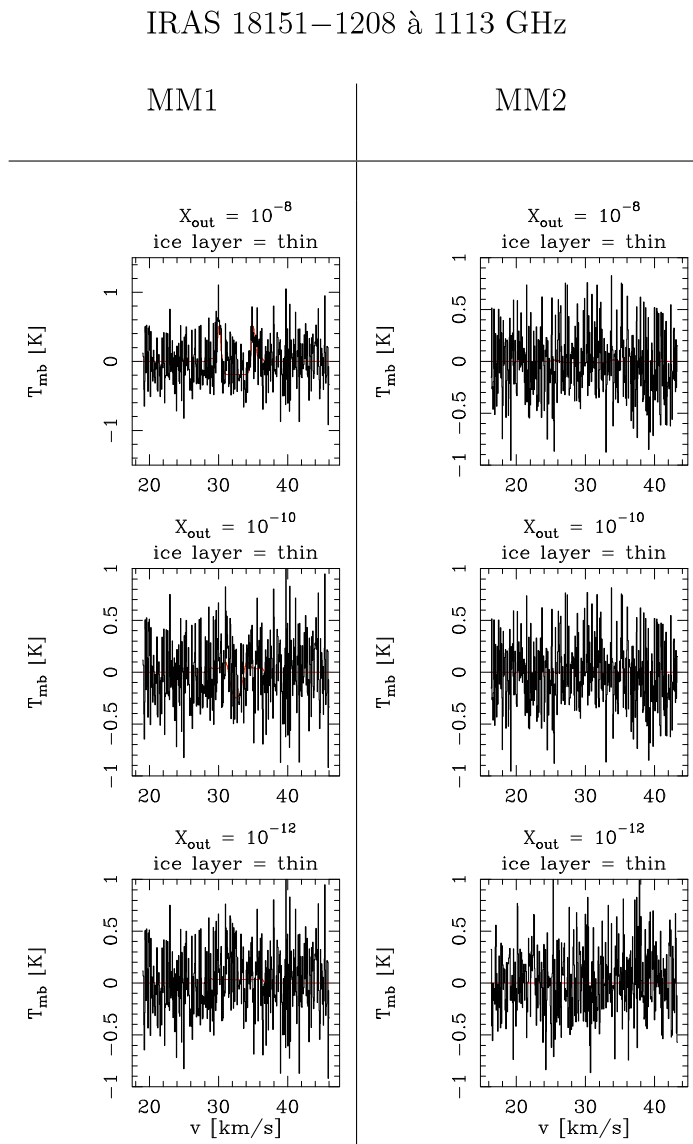


FIG. 5.12 – Modélisation de la transition para- $(1_{1,1} - 0_{0,0})$ de l'eau à 1113 GHz pour les deux sources principales de IRAS 18151–1208 MM1 et MM2, vue par le HSO en suivant le programme d'observation de WISH. De haut en bas, l'abondance dans la partie externe varie de 10^{-8} (valeur maximale), en passant par 10^{-10} (valeur basse), jusqu'à 10^{-12} (eau quasi-inexistante).

5.4.6.6 Transition à 1670 GHz

Lorsque l'abondance externe est maximale (10^{-8}) le profil en émission et en absorption présente une forme de double pic. Les deux pics ont une hauteur de 0.52 K, séparés de $5.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, entre lesquels on observe une absorption en creux descendant jusqu'à -0.54 K . La largeur de cette absorption est de $3.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour une abondance dans les parties externes de la source plus petite (égale à 10^{-10}), le profil encore en émission et en absorption montre une double bosse d'une hauteur de 0.26 K et séparées de $3.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Entre les deux pics on observe une forte absorption sous forme d'un creux lisse qui descend jusqu'à -0.46 K (cf. Figure 5.13). Enfin, une fois de plus, lorsque l'abondance dans la partie externe est de 10^{-12} , le profil présente le même plateau haut de 0.07 K qui, cette fois-ci, ne sera pas détecté avec le $\sigma_{\text{rms}} = 150 \text{ mK}$ prévu.

5.4.7 Analyse et discussion des résultats

Nous avons vu, pour les sources IRAS 05358+3543 et IRAS 18151–1208, que l'émission des raies de l'eau se caractérise souvent par une forte absorption entourée de deux pics donnant au profil une forme typique de « double corne ». Ce type de profil est particulièrement présent lorsque l'abondance externe est maximale (10^{-8}). Cette forme typique se retrouve dans les travaux similaires de van der Tak *et al.* (2006) et Boonman *et al.* (2003). Suivant la transition, cette auto-absorption est plus ou moins prononcée. On peut noter qu'elle est fonction de la fréquence de cette transition : plus la fréquence est haute, plus l'absorption est grande. Ceci se comprend du fait que l'émission du continuum de poussière est plus grande à plus haute fréquence. Ceci a tendance à avantager la transition para- $(2_{1,1} - 2_{0,2})$ à 752 GHz au niveau de sa détection.

À ce propos, on aurait pu penser que la transition ortho- $(1_{1,0} - 1_{0,1})$ à 557 GHz aurait été la plus facilement détectée. En effet, l'énergie du niveau supérieur de cette transition (61.0 K) garantit la forte population de ce niveau dans les proto-étoiles massives dont la très grande majorité de la masse se situe en-dessous de cette température. Or, comme on peut l'observer dans toutes les sources modélisées, la forte population de ce niveau induit une très forte saturation des raies en émission comme en absorption. Il en résulte que, au final, le contraste avec la ligne de base est peut visible et la détection de cette transition semble difficile. De plus, la forte dilution dans le lobe de l'antenne à cette fréquence ($43.5''$) n'améliore pas les résultats obtenus. Malgré tout, comme nous l'avons indiqué auparavant, on espère que l'eau sera un traceur des mouvements de gaz plus que de l'enveloppe de la source elle-même. C'est en fait ce que tend à montrer cette première constatation.

Cette idée est renforcée par les résultats de W43-MM1, objet tellement massif et dense que les raies émises par l'enveloppe de cette source sont très saturées. En revanche, la partie du profil due à l'effondrement gravitationnel apparaît clairement, souvent mieux que l'émission ou l'absorption de la transition. On peut même observer, pour la transition ortho- $(1_{1,0} - 1_{0,1})$ à 557 GHz, que seul le pic bleu dû à l'effondrement est visible. Vu le décalage Doppler auquel apparaît ce pic ($-5.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ par rapport à v_{lsr}), nous avons ici une preuve que les mouvements de gaz dans les parties internes de ces sources vont être visibles grâce aux raies de l'eau.

Pour toutes les sources, il apparaît que la transition ortho- $(3_{1,2} - 3_{0,3})$ sera peu détectée. On peut le comprendre à la vue du haut niveau en énergie de cette transition ($E_{\text{up}} = 249.4 \text{ K}$). La zone d'émission de cette transition s'en trouve réduite, mais

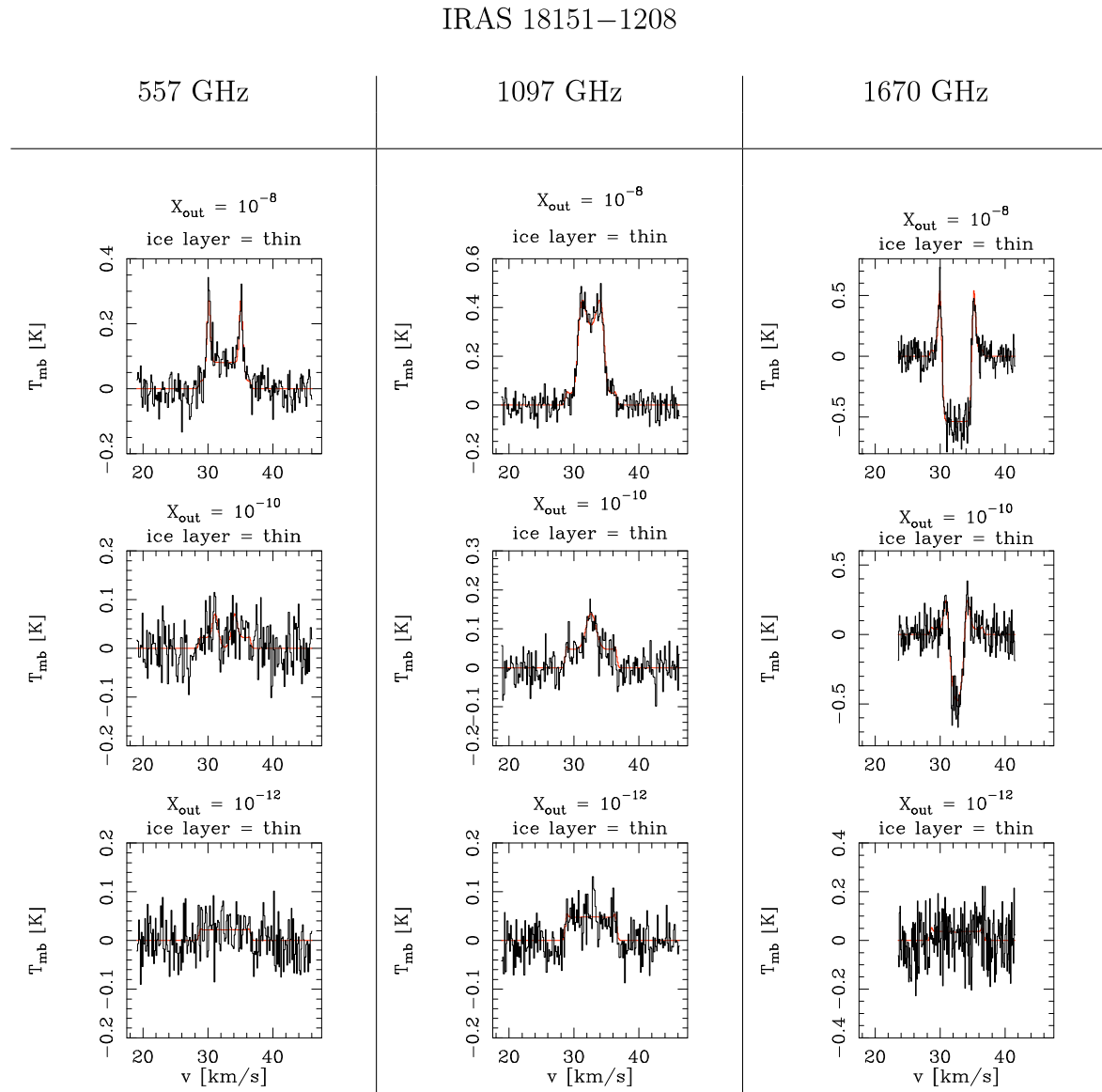


FIG. 5.13 – Modélisation des transitions ortho- $(1_{1,0} - 1_{0,1})$, $(3_{1,2} - 3_{0,3})$ et $(2_{1,2} - 1_{0,1})$ de l'eau à 557, 1097 et 1670 GHz pour IRAS 18151–1208 (MM1), vue par le HSO en suivant le programme d'observation de WISH. De haut en bas, l'abondance dans la partie externe varie de 10^{-8} (valeur maximale), en passant par 10^{-10} (valeur basse), jusqu'à 10^{-12} (eau quasi-inexistante).

IRAS 18151–1208

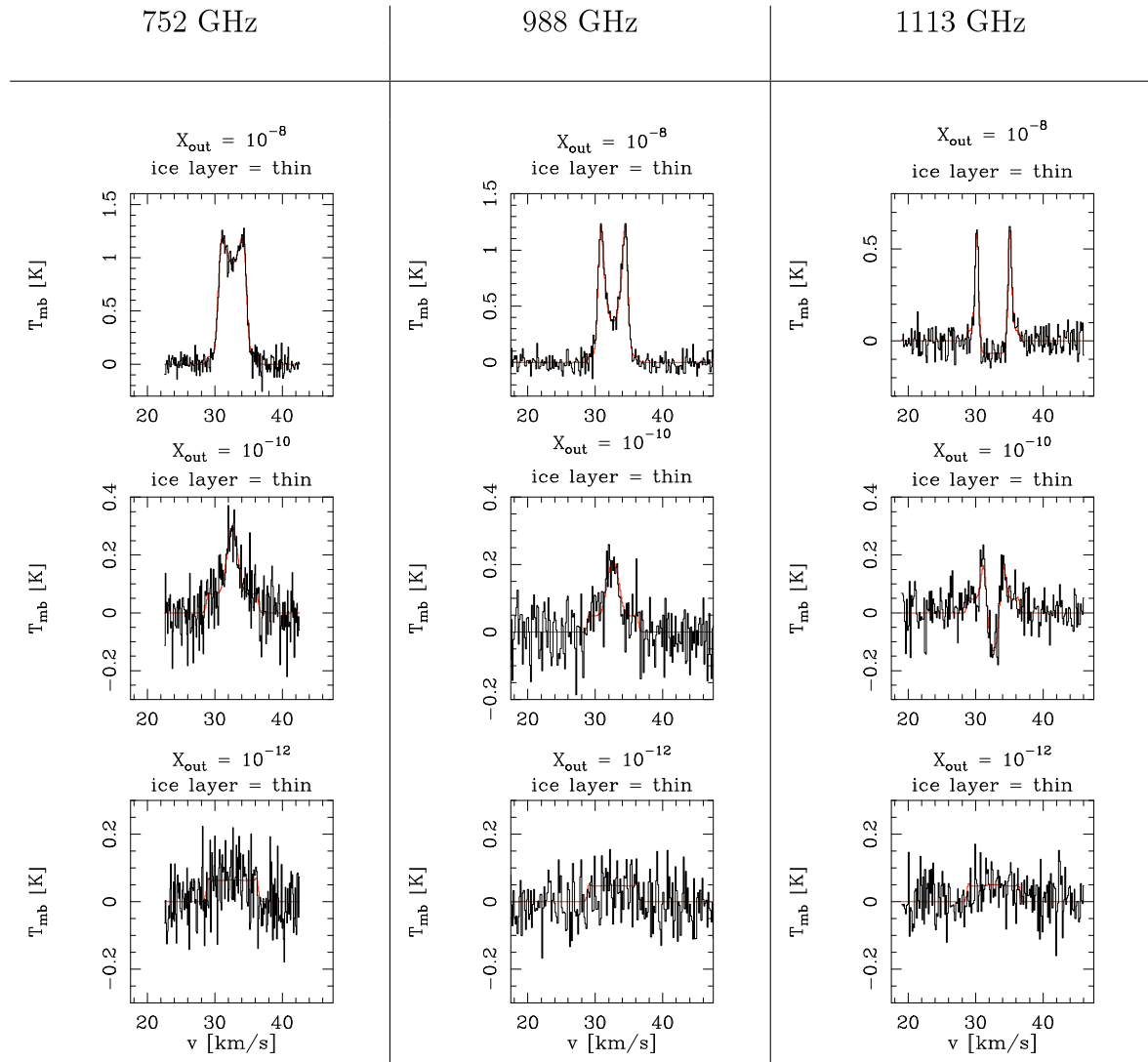


FIG. 5.14 – Modélisation des transitions para- $(2_{1,1} - 2_{0,2})$, $(2_{0,2} - 1_{1,1})$ et $(1_{1,1} - 0_{0,0})$ de l'eau à 752, 988 et 1113 GHz (de gauche à droite sur le graphe) pour IRAS 18151–1208 (MM1), vue par le HSO en suivant le programme d'observation de WISH. De haut en bas, l'abondance dans la partie externe varie de 10^{-8} (valeur maximale), en passant par 10^{-10} (valeur basse), jusqu'à 10^{-12} (eau quasi-inexistante).

sa très forte intensité fait que, dans un cas comme la source MM1 de la région IRAS 18151–1208 où les parties chaudes sont assez développées, sa détection devrait être possible. L’observation de cette transition reste donc, malgré un risque de non-détection, une chance de sonder les parties les plus internes et les plus chaudes des proto-étoiles massives.

La comparaison entre les émissions des sources MM1 et MM2 de la région de formation stellaire IRAS 18151–1208, limitée à la seule transition à 1113 GHz et avec une sensibilité faible, n’apporte pas beaucoup d’information. On peut seulement noter que l’émission venant de MM1, source la plus évoluée, risque d’être mieux détectée que MM2. Comme nous l’avons indiqué auparavant, on peut aussi espérer que les mouvements de gaz contribuent fortement à l’émission, sachant que ces deux sources présentent des jets bipolaires puissants. Dans tous les cas, l’effet de l’enveloppe externe sur le profil de cette transition semble minimal.

Nous observons aussi que le σ_{rms} demandé par le programme WISH n’est pas adapté aux différences physiques qui peuvent exister entre les sources. On notera, par exemple, que la sensibilité pour une source comme W43-MM1 n’est pas suffisante pour détecter clairement les effets de l’effondrement gravitationnel sur le profil de la transition para- $(2_{1,1} - 2_{0,2})$ à 988 GHz (Figure 5.11). De même la sensibilité recherchée pour la cartographie de IRAS 18151–1208 devrait être augmentée, mais on peut argumenter que la résolution spectrale programmée est trop importante et qu’un lissage des données futures permettra d’améliorer ce point. En revanche on remarque que la sensibilité demandée n’est jamais trop importante, même pour les raies qui seront facilement détectées.

En ce qui concerne l’effet de l’abondance sur les profils obtenus, on observe qu’une forte abondance de l’eau dans les parties externes les modifie profondément. L’effet principal est de saturer l’émission, ce qui a pour conséquence l’apparition de profils, en émission ou en absorption, sous forme de plateaux. Ce phénomène est dû à la très forte opacité du milieu aux fréquences observées ($\tau \sim 10^3 - 10^4$) conjuguée à l’auto-absorption des raies. Cette auto-absorption peut être évitée si l’abondance de la molécule est plus faible : dans le cas de la transition ortho- $(2_{1,1} - 2_{0,2})$ à 1670 GHz pour la source IRAS 18151–1208, où on observe que la hauteur de l’émission est plus grande (6.67 K), car non-absorbée, lorsque l’abondance dans la partie externe est de l’ordre de 10^{-10} .

À ce propos, ces derniers résultats montrent les possibles difficultés quant à la détection des raies isotopiques de l’eau dans ces objets. En effet, nos résultats montrent que l’émission est complètement dominée par l’abondance externe de l’eau. Ensuite les rapports isotopiques étant de 2 à 3 ordres de magnitudes, nos résultats obtenus pour l’isotope principal et une abondance externe de 10^{-10} rendent compte de l’émission des raies isotopiques. Ainsi, on peut remarquer que leurs détections ne seront possibles que si l’abondance de l’eau dans sa forme générale est maximale, ramenant ainsi les abondances des espèces isotopiques à des valeurs de l’ordre de $\sim 10^{-10}$ pour le H_2^{18}O et $\sim 10^{-11}$ pour le H_2^{17}O . Concernant le H_2^{18}O , c’est son équivalent à 988 GHz qui sera observé et qui, d’après nos résultats, sera plus facilement détecté pour les deux sources les plus évoluées (IRAS 05358+3543 et IRAS 18151–1208). Pour l’isotope H_2^{17}O , c’est son équivalent à 557 GHz qu’il est prévu d’observer, ce qui à la vue de nos précédentes analyses n’est pas très favorable. Finalement nous pouvons tout de même noter que, dans le cas le plus favorable, certaines raies moléculaires isotopiques

peuvent être détectées en émission ou en absorption, mais elle restent faibles au regard des sensibilités demandées (50 et 90 mK, soit les mêmes que pour l'isotope principal).

Pour finir, l'ensemble des résultats obtenus nous permettent d'amener des débuts de réponse aux questions scientifiques inhérentes à ce travail :

- l'émission des raies moléculaires de l'eau est dominée par son abondance dans l'enveloppe externe, l'émission venant des parties internes étant peu visible (saturation et absorption menant à la formation d'un plateau large). Pour les cœurs denses massifs peu évolués, on peut donc s'attendre à ce que l'émission venant des chocs d'éjection domine celle venant des *hot cores*,
- une mesure directe du taux d'effondrement semble possible, comme le montre les résultats sur W43-MM1, grâce à l'asymétrie côté bleu détectée malgré que ce soit le cas le moins favorable qui ait été pris en compte (effondrement minimal),
- l'émission des raies moléculaires semble être largement favorisée par le stade d'évolution des cœurs denses massifs. Les phases précoces, représentées ici par W43-MM1, présentent des émissions très saturées qui sortent difficilement du continuum de poussière. Les phases plus évoluées, comme IRAS 05358+3543, IRAS 18151–1208 ou, cas extrême, AFGL 2591 montrent une émission nettement moins auto-absorbée. L'étude des raies moléculaires de l'eau doit donc nous renseigner quant au stade d'évolution des cœurs denses massifs.

Pour apporter un soutien à cette première analyse, il convient de rappeler que nous avons détecté des émissions isotopiques de l'eau (cf. ce même chapitre, section 5.3) pour le cœur dense massif W43-MM1. Puisqu'il ne peut pas s'agir d'un effet d'abondance (auto-absorption moindre) à la vue de nos résultats, l'idée d'une domination de l'émission par les chocs d'éjection est fortement avancée.

5.5 Conclusions

À la vue de nos résultats sur la modélisation des observations prévues par le programme WISH, nous avons plusieurs remarques qui peuvent contribuer à son amélioration. Elles visent, en particulier, à optimiser l'utilisation du temps alloué en vue d'obtenir un maximum de résultats.

Tout d'abord, il semble indispensable de moduler la sensibilité à atteindre suivant la source observée. Concernant les objets très massifs, très denses et éloignés comme W43-MM1, il semble indispensable d'améliorer la sensibilité des observations. Ceci pour discerner les multiples composantes qui vont constituer le profil : auto-absorption, pic bleu dû à l'effondrement gravitationnel et plausibles mouvements de gaz. Pour l'ensemble des transitions de cette source, une sensibilité augmentée au minimum d'un facteur 2 serait une amélioration non-négligeable.

Ensuite, l'observation de la transition ortho-(3_{1,2} – 3_{0,3}) semble vouée à l'échec pour les HMPOs de type *mid-IR quiet* comme W43-MM1 ou IRAS 05358+3543. En effet, la très haute énergie de cette transition entraîne que son émission vient de zones très peu étendues (donc très diluées) dans ces objets. Au contraire, on peut argumenter que la détection de cette raie dans ces sources prouverait qu'elles contiennent un cœur chaud plus étendu que prévu. Dans ce cas, les résultats obtenus pour IRAS 18151–1208 (HMPO de type *mid-IR bright*) montrent qu'une sensibilité moindre (de l'ordre de 100 mK) suffit pour savoir s'il y a détection ou non.

La raie émise par la transition ortho- $(1_{1,0} - 1_{0,1})$ à 557 GHz a longtemps été considérée comme étant la plus prometteuse. Or nos résultats ont tendance à montrer un profil toujours très saturé et ayant des difficultés à sortir du continuum de poussière. Le problème majeur de cette transition est sa basse fréquence qui induit un très grand lobe principal de l'antenne, diluant de manière drastique l'intensité de la raie observée. En revanche, la modélisation de l'effondrement de W43-MM1 montre la sensibilité de cette transition aux mouvements de gaz dans l'enveloppe. On doit donc s'attendre à ce que les résultats futurs obtenus grâce à elle nous informent exclusivement sur ce sujet. D'un sens, ce résultat a priori décourageant incite encore plus à l'observation de cette transition. On peut même s'attendre, grâce à la cartographie des sources, à l'observation des mouvements de gaz à grande échelle.

Concernant les raies isotopiques, il apparaît clairement que leurs détections dépendra fortement de l'abondance de l'isotope principal qui devra être maximale pour l'obtention de résultats probants. Cependant, les premières tentatives de détections depuis le sol sont encourageantes sur ce point (van der Tak *et al.*, 2006) et on peut espérer que les observations futures confirmeront ces résultats.

Il conviendrait également de réduire la résolution spectrale pour l'observation de certaines transitions. En effet, les résultats montrent que les profils s'étalent souvent sur de grandes plages de vitesse en montrant des variations sur des intervalles de l'ordre de $\sim 0.2 - 1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. On observe, par exemple, que l'ensemble des informations de la transitions à 1113 GHz pour la source MM1 de IRAS 18151–1208 est disponible avec une résolution de 1 MHz (contre 0.5 MHz prévu actuellement) et une sensibilité de 100 mK (égale au programme actuel, cf. Figure 5.15). Le gain en temps est considérable : à sensibilité égale, il passe de 1400 s à 530 s. Dans ces conditions, il semble possible de réduire d'un facteur 2 la résolution spectrale de l'ensemble des transitions prévues, en observant tout d'abord à la résolution initiale et à sensibilité plus basse (environ 140 mK, atteinte en 800 s environ), puis en lissant les profils d'un facteur 2 obtenus pour re-augmenter la sensibilité jusqu'à 100 mK. Ainsi, le temps d'observation serait réduit d'un facteur 2, tout en garantissant une observation initiale de grande qualité si le besoin est, ce qui est loin d'être négligeable dans le contexte d'une observation spatiale.

Au final, les questions fondamentales sous-jacentes à ce travail ont eu des réponses partielles ou complètes. La mesure d'un taux d'effondrement par l'observation des raies de l'eau semble possible, même si l'émission principale risque d'avoir pour origine les chocs d'éjection dans les cœurs denses massifs qui vont être observés. Globalement, on peut donc dire que l'eau va tracer les mouvements de gaz dans ces cœurs qui sont encore dans une phase précoce d'évolution. L'eau devrait également permettre de tracer l'évolution des propriétés des cœurs denses massifs.

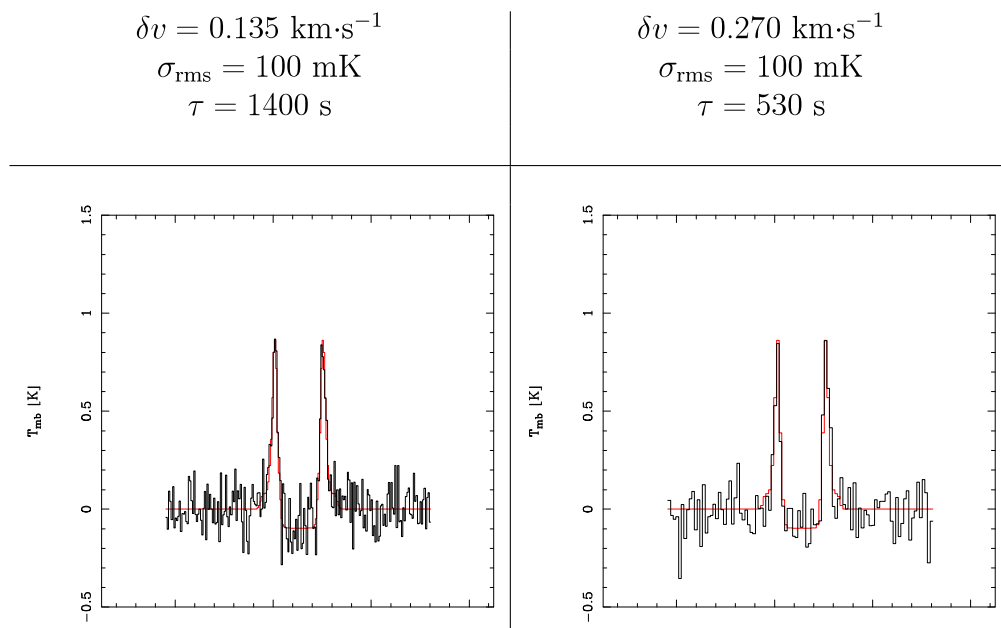


FIG. 5.15 – Modélisation de la transition $\text{para-}(1_{1,1} - 0_{0,0})$ de l'eau à 1113 GHz pour IRAS 18151–1208 (MM1), vue par le HSO en suivant le programme d'observation de WISH (à gauche) et en dégradant la résolution spectrale à sensibilité égale pour gagner en temps d'intégration (à droite).

Chapitre 6

Conclusions

Les travaux effectués lors de cette thèse nous ont permis d'apporter des éléments nouveaux pour la connaissance et la compréhension de l'évolution des cœurs denses à l'origine de la formation des étoiles massives. Pour l'ensemble de ces travaux, mon travail a consisté, en particulier, à :

- effectuer des observations grâce à différents télescopes (radiotélescope de 30m de l'IRAM et télescope du CSO à Hawaii),
- réduire en partie ou en totalité les données des émissions des raies moléculaires des cœurs denses massifs étudiés,
- récolter un grand nombre de données bibliographiques pour les utiliser de manière brut (cas des distributions spectrales d'énergie) ou pour discuter des résultats qui ont été obtenus,
- mettre en forme une méthode de modélisation globale respectant au maximum les observations des cœurs denses massifs étudiés tout en minimisant le nombre de paramètres libres,
- appliquer cette méthode de modélisation globale à ces mêmes cœurs pour en tirer les abondances moléculaires,
- discuter des résultats de la modélisation obtenus, notamment en terme de déviation par rapport à cette approche au premier ordre,
- appliquer cette modélisation de façon à prédire les futures observations des raies moléculaires de l'eau par les satellite Herschel et son spectromètre HIFI pour le programme en temps en garanti WISH.

Ils nous ont permis également de connaître plus en détail des régions de formation particulières, grâce à l'association d'observations et de modélisations adaptées. Ce sont donc de nouvelles données, utiles à la communauté et qui peuvent être encore largement exploitées. En particulier nous avons montré que :

- les trois cœurs de la région IRAS 18151–1208 sont gravitationnellement liés et issus du même nuage parental,
- la source MM2 de la région IRAS 18151–1208 est un cœur dense massif non-détecté dans l'infrarouge, présentant un flot moléculaire puissant,
- la région IRAS 18151–1208 contient trois objets représentant trois stades d'évolution des cœurs denses massifs, de MM1 jusqu'à MM3,
- la modélisation en 1D des raies moléculaires des transitions basses en énergie est suffisante même si la SED des cœur denses massifs détectés dans l'infrarouge ne peut être reproduite qu'en 2D,

- il existe également une séquence évolutive dans l'échantillon utilisé pour l'étude des molécules soufrée, dans le sens W43-MM1 → IRAS 05358+3543 → IRAS 18264–1152 → IRAS 18264–1152, établie grâce à l'émission infrarouge de la SED,
- des flots bipolaires sont détectés pour les cœurs massifs IRAS 05358+3543, IRAS 18264–1152 et IRAS 18162–2048,
- des rapports d'abondance de certaines molécules soufrées peuvent être des traceurs de l'évolution des cœurs denses massifs, un travail à compléter par des observations et des modélisations chimiques.

Par la suite nous nous attacherons à développer ces conclusions en les associant aux questions actuelles sur l'évolution des cœurs denses massifs pendant leur phase précoce. Nous verrons alors quelles sont les questions qui restent en suspens, lesquelles apparaissent et quelles perspectives dans l'avenir permettraient d'y répondre.

Évolution physique des cœurs denses massifs

De l'ensemble de nos travaux, des éléments liés à l'évolution physique des cœurs massifs ressortent nettement :

- l'apparition d'une émission dans le domaine de l'infrarouge moyen durant leur évolution. D'après nos multiples résultats sur les SEDs des cœurs que nous avons étudiés, cette évolution s'effectue de manière progressive. Les modélisations 1D et 2D des cœurs MM1 et MM2 de IRAS 18151–1208 semblent indiquer que cette évolution traduit le passage d'un objet enfoui vers un objet plus « ouvert » c'est-à-dire où la symétrie évolue depuis un aspect globalement sphérique pour dévier vers une géométrie plus complexe,
- l'augmentation en température de ces cœurs massifs durant leur évolution, comme l'étude systématique de la SED dans les objets étudiés le montre,
- la diminution de la vitesse de turbulence v_T . Cette remarque est particulièrement pertinente si on compare les vitesses obtenues à partir de la modélisation des raies moléculaires du CS, traceur de gaz dense (variation de $1.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ à $0.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$).

Par contre, on remarque que la distribution de densité, caractérisée par l'indice p , ne semble pas varier lors de l'évolution des cœurs denses ($p \sim 1.5$).

Les trois premiers éléments que nous avons cité (émission infrarouge, température et force des jets de matière) vont dans le sens que la formation des étoiles massives est un cas extrême de la formation stellaire générale. En effet, le réchauffement progressif de l'enveloppe, dû à la transformation de l'énergie potentielle en énergie cinétique, est une conséquence inévitable de l'effondrement nécessaire à la création d'un embryon stellaire, massif ou non. L'apparition d'une émission infrarouge, d'habitude associée au développement d'un *hot core*, est ici plus discutable du fait de nos résultats qui montrent qu'une répartition non-sphérique de la matière est également nécessaire pour qu'une émission infrarouge puisse être détectée dans des objets aussi enfouis. Cependant, il n'est pas exclu que, au départ, l'émission provienne effectivement de *hot cores* non-résolus. Ce serait alors l'évolution de l'enveloppe à grande échelle qui, au fur et à mesure, laisserait de plus en plus entrevoir cette émission. Les résultats montrent aussi une évolution progressive de cette émission infrarouge, et on peut en conséquence se demander si, à la limite, une classification du type IRDCs/HMPO-IR-quiet/HMPO-IR-bright est physiquement justifiée.

Les résultats sur la turbulence sont, de leur côté, particulièrement spécifiques de la formation des étoiles massives. Tout d'abord, quelque soit le stade d'évolution des cœurs

denses massifs que nous avons étudiés, la vitesse turbulente nécessaire pour reproduire les largeurs de raie observées ($v_T \sim 0.5 - 2.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) est supérieure à la vitesse du son isotherme ($a_s \approx 0.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$). Ceci implique des turbulences supersoniques ayant pour conséquence un grand nombre d'instabilités à certaines échelles (dépendantes de la densité), souvent assez petites. De même, un calcul rapide de la masse moyenne de Jeans dans ces objets montre sa très petite valeur (entre $0.15 M_\odot$ et $2.3 M_\odot$) comparée à leur masse totale. Ces résultats indiquent bien qu'un support magnétique est nécessaire pour tempérer une formation d'étoile qui, a priori, serait alors très efficace dans les cœurs denses massifs. Ils montrent également que l'aspect dynamique et turbulent joue un rôle majeur dans ces objets. En ce qui concerne la diminution des mouvements turbulents, une explication simple serait que des perturbations supersoniques à grande échelle (taille du nuage moléculaire parental) serait à l'origine de l'effondrement initial, lesquelles se dissiperaient peu à peu pendant l'évolution du cœur dense massif.

Évolution chimique des cœurs denses massifs

Nos travaux, qui ont également portés sur l'abondance de nombreuses molécules dans les cœurs denses massifs, ont révélé certains points intéressants :

- l'étude, non-biaisée par la distance, de la région de formation stellaire IRAS 18151–1208 a montré la possible déplétion du CS dans les parties internes des cœurs denses,
- elle a également mis en avant une possible augmentation de l'abondance du CS en parallèle d'une diminution du N_2H^+ , résultats complétés par ceux sur le cœur massif AFGL 2591. Cette tendance est confirmée à la fois par les modèles d'évolution chimique pour le CS et les observations du N_2H^+ , traceur de gaz froid,
- l'évolution chimique des molécules soufrées semble dépendante de la partie (interne ou externe) observée comme le montre l'observation et la modélisation de raies à des niveaux d'énergie différents,
- dans les parties externes des cœurs denses, des rapports d'abondance comme $[\text{OCS}/\text{H}_2\text{S}]$, $[\text{SO}/\text{OCS}]$, $[\text{SO}_2/\text{OCS}]$ et $[\text{CS}/\text{SO}]$ pourraient être de bons traceurs de l'évolution des cœurs denses massifs.

Les résultats que nous avons obtenu montrent que la chimie dans les cœurs denses massifs est complexe. Une première mesure de l'évolution semble possible via le rapport $[\text{CS}/\text{N}_2\text{H}^+]$, mais des observations complémentaires vers d'autres objets, si possible non-biaisés par la distance et en utilisant la même procédure de modélisation, serait nécessaire pour en avoir la confirmation. En ce qui concerne l'utilisation de modèles chimiques, nous avons vu précédemment que le rôle de la turbulence dans l'évolution des cœurs denses massif est majeur. De même, la chimie est influencée par les mouvements de gaz qui peuvent induire des conditions physiques locales favorisant certaines réactions. Or c'est un élément qui n'est pas pris en compte dans les modèles chimiques rattachés, jusqu'à maintenant, à l'étude de la formation stellaire générale plus calme dynamiquement. En conséquence, il s'agit là d'un point à travailler dans le futur. Pour nous guider, ces premiers résultats sont donc précieux.

Un traceur particulier : l'eau

La modélisation des principales raies de l'eau qui vont être observées par le programme WISH et concernant les cœurs denses massifs ont donné de nouveaux résultats

quant à la fonction de traceur de cette molécule. Le résultat majeur de ce travail est que les profils des raies moléculaires de l'eau vont être particulièrement influencés par les mouvements de gaz, l'émission venant de la structure principale du cœur dense étant bien contrainte (peu intense, souvent saturée ou auto-absorbée).

L'objectif des observations étant au départ de sonder les parties les plus internes des cœurs denses massifs, notre étude révèle que ces observations se justifient pour une raison supplémentaire : l'aspect très dynamique et turbulent de l'évolution de ces cœurs. Les chocs, les mouvements de gaz et l'effondrement devraient dominer les profils de raie de l'eau, apportant des avancées considérables pour la compréhension des mécanismes de la formation stellaire massive.

Nos résultats montrent également une évolution de l'émission en fonction du stade d'évolution du cœur dense massif. En association avec les autres traceurs que nous avons évoqué jusqu'à maintenant, nous aurons donc là aussi un outil pour les « dater ».

Perspectives

Dans l'avenir, de nombreux travaux sont envisagés pour continuer dans cette même voie et apporter de nouveaux indices de l'évolution des cœurs denses massifs :

- une étude similaire sur l'échantillon de cœurs denses de région de formation stellaire du Cygne, non-biaisée par la distance, permettrait une étude statistique des propriétés essentielles des cœurs denses massifs qui s'y trouvent (masse, luminosité, jets de matière, SEDs, densité, température, abondance de CS et de N_2H^+ , turbulences),
- un point de vue théorique sur l'instabilité gravitationnelle et l'effondrement, à partir des observations, serait également à développer pour peut-être mieux contraindre un scénario de formation particulier,
- le développement d'un modèle chimique adapté aux cœurs denses massifs, prenant en compte les mouvements turbulents et rendant compte si possible des variations d'abondance observées,
- l'analyse des futures observations des raies de l'eau par le HSO, qui devrait apporter des contraintes fortes sur les mécanismes de la formation stellaire massive,
- l'observation d'un ensemble de cœurs denses massifs par l'interféromètre millimétrique et sub-millimétrique ALMA, qui devrait enfin permettre de sonder les régions internes non-résolues de ces objets.

Ces travaux, réalisables à plus ou moins grande échéance, sont de notre point de vue essentiels pour enfin avoir une connaissance détaillée de la formation des étoiles massives, élément indispensable à la compréhension de l'évolution physique et chimique du milieu interstellaire à l'échelle galactique.

Bibliographie

- André, P., Ward-Thompson, D., et Barsony, M. Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps. *ApJ*, 406 : 122–141, March 1993.
- André, P., Ward-Thompson, D., et Barsony, M. From Prestellar Cores to Protostars : the Initial Conditions of Star Formation. *Protostars and Planets IV*, pages 59–+, May 2000.
- Aumann, H. H., Fowler, J. W., et Melnyk, M. A maximum correlation method for image construction of IRAS survey data. *AJ*, 99 : 1674–1681, May 1990.
- Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., et Vázquez-Semadeni, E. Dynamic Cores in Hydrostatic Disguise. *ApJ*, 592 : 188–202, July 2003.
- Beichman, C. A., Myers, P. C., Emerson, J. P., Harris, S., Mathieu, R., Benson, P. J., et Jennings, R. E. Candidate solar-type protostars in nearby molecular cloud cores. *ApJ*, 307 : 337–349, August 1986.
- Belloche, A., André, P., Despois, D., et Blinder, S. Molecular line study of the very young protostar IRAM 04191 in Taurus : infall, rotation, and outflow. *A&A*, 393 : 927–947, October 2002.
- Beltrán, M. T., Brand, J., Cesaroni, R., Fontani, F., Pezzuto, S., Testi, L., et Molinari, S. Search for massive protostar candidates in the southern hemisphere. II. Dust continuum emission. *A&A*, 447 : 221–233, February 2006.
- Benedettini, M., Molinari, S., Testi, L., et Noriega-Crespo, A. Millimetre observations of the IRAS 18162-2048 outflow : evidence for cloud disruption around an intermediate-mass protostar. *MNRAS*, 347 : 295–306, January 2004.
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., et Tan, J. C. The Formation of Massive Stars. In Reipurth, B., Jewitt, D., et Keil, K., editors, *Protostars and Planets V*, pages 165–180, 2007.
- Beuther, H., Leurini, S., Schilke, P., Wyrowski, F., Menten, K. M., et Zhang, Q. Interferometric multi-wavelength (sub)millimeter continuum study of the young high-mass protocluster IRAS 05358+3543. *A&A*, 466 : 1065–1076, May 2007.
- Beuther, H., Schilke, P., Gueth, F., McCaughrean, M., Andersen, M., Sridharan, T. K., et Menten, K. M. IRAS 05358+3543 : Multiple outflows at the earliest stages of massive star formation. *A&A*, 387 : 931–943, June 2002.

- Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., Motte, F., Sridharan, T. K., et Wyrowski, F. High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission. *ApJ*, 566 : 945–965, February 2002.
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., Walmsley, C. M., et Wyrowski, F. Massive molecular outflows. *A&A*, 383 : 892–904, March 2002.
- Beuther, H., Walsh, A., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., et Wyrowski, F. CH₃OH and H₂O masers in high-mass star-forming regions. *A&A*, 390 : 289–298, July 2002.
- Binney, J. et Tremaine, S. Book Review : Galactic dynamics. / Princeton U Press, 1988. *Nature*, 326 : 219–+, March 1987.
- Bisschop, S. E., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., et de Wachter, E. B. M. Testing grain-surface chemistry in massive hot-core regions. *A&A*, 465 : 913–929, April 2007.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., et Pringle, J. E. Accretion and the stellar mass spectrum in small clusters. *MNRAS*, 285 : 201–208, February 1997.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., et Pringle, J. E. Competitive accretion in embedded stellar clusters. *MNRAS*, 323 : 785–794, May 2001.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., et Zinnecker, H. On the formation of massive stars. *MNRAS*, 298 : 93–102, July 1998.
- Bonnell, I. A., Vine, S. G., et Bate, M. R. Massive star formation : nurture, not nature. *MNRAS*, 349 : 735–741, April 2004.
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., et Cabrit, S. Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects. *A&A*, 311 : 858–872, July 1996.
- Boonman, A. M. S., Doty, S. D., van Dishoeck, E. F., Bergin, E. A., Melnick, G. J., Wright, C. M., et Stark, R. Modeling gas-phase H₂O between 5 μ m and 540 μ m toward massive protostars. *A&A*, 406 : 937–955, August 2003.
- Brand, J. et Blitz, L. The Velocity Field of the Outer Galaxy. *A&A*, 275 : 67–+, August 1993.
- Bronfman, L., Nyman, L.-A., et May, J. A CS(2-1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact HII regions. *A&AS*, 115 : 81–+, January 1996.
- Cabrit, S. et Bertout, C. CO line formation in bipolar flows. III - The energetics of molecular flows and ionized winds. *A&A*, 261 : 274–284, July 1992.
- Carey, S. J., Feldman, P. A., Redman, R. O., Egan, M. P., MacLeod, J. M., et Price, S. D. Submillimeter Observations of Midcourse Space Experiment Galactic Infrared-Dark Clouds. *ApJ*, 543 : L157–L161, November 2000.
- Caselli, P. et Myers, P. C. The Line Width–Size Relation in Massive Cloud Cores. *ApJ*, 446 : 665–+, June 1995.

- Ceccarelli, C. Observations of Low-Mass Protostars : Cold Envelopes and Hot Corinos. In Lis, D. C., Blake, G. A., et Herbst, E., editors, *Astrochemistry : Recent Successes and Current Challenges*, volume 231 of *IAU Symposium*, pages 1–16, 2005.
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., et Tielens, A. G. G. M. Far-Infrared Line Emission from Collapsing Protostellar Envelopes. *ApJ*, 471 : 400–+, November 1996.
- Cernicharo, J., Thum, C., Hein, H., John, D., Garcia, P., et Mattioco, F. Detection of 183 GHz water vapor maser emission from interstellar and circumstellar sources. *A&A*, 231 : L15–L18, May 1990.
- Chapman, J. F., Wardle, M., Millar, T. J., Burton, M. G., et Walsh, A. J. Cyano-polyynes and sulphur bearing species in hot cores : Chemical and line excitation models. *ArXiv e-prints*, 803, March 2008.
- Charnley, S. B. Sulfuretted Molecules in Hot Cores. *ApJ*, 481 : 396–+, May 1997.
- Chin, Y.-N., Henkel, C., Whiteoak, J. B., Langer, N., et Churchwell, E. B. Interstellar sulfur isotopes and stellar oxygen burning. *A&A*, 305 : 960–+, January 1996.
- Churchwell, E., Walmsley, C. M., et Cesaroni, R. A survey of ammonia and water vapor emission from ultracompact HII regions. *A&AS*, 83 : 119–144, April 1990.
- Crutcher, R. M., Nutter, D. J., Ward-Thompson, D., et Kirk, J. M. SCUBA Polarization Measurements of the Magnetic Field Strengths in the L183, L1544, and L43 Prestellar Cores. *ApJ*, 600 : 279–285, January 2004.
- Crutcher, R. M. et Troland, T. H. OH Zeeman Measurement of the Magnetic Field in the L1544 Core. *ApJ*, 537 : L139–L142, July 2000.
- Crutcher, R. M., Troland, T. H., Goodman, A. A., Heiles, C., Kazes, I., et Myers, P. C. OH Zeeman observations of dark clouds. *ApJ*, 407 : 175–184, April 1993.
- Daniel, F., Dubernet, M.-L., et Meuwly, M. Selective hyperfine excitation of n_2h^+ by He : Potential energy surface, cross sections, and propensity rules. *The Journal of Chemical Physics*, 121(10) : 4540–4549, 2004.
- Daniel, F., Dubernet, M.-L., Meuwly, M., Cernicharo, J., et Pagani, L. Collisional excitation rate coefficients of N_2H^+ by He. *MNRAS*, 363 : 1083–1091, November 2005.
- Davis, C. J., Varricatt, W. P., Todd, S. P., et Ramsay Howat, S. K. Collimated molecular jets from high-mass young stars : IRAS 18151-1208. *A&A*, 425 : 981–995, October 2004.
- Doty, S. D. et Neufeld, D. A. Models for Dense Molecular Cloud Cores. *ApJ*, 489 : 122–+, November 1997.
- Doty, S. D., van Dishoeck, E. F., van der Tak, F. F. S., et Boonman, A. M. S. Chemistry as a probe of the structures and evolution of massive star-forming regions. *A&A*, 389 : 446–463, July 2002.

- Draine, B. T. et Lee, H. M. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *ApJ*, 285 : 89–108, October 1984.
- Falgarone, E. et Perault, M. Structure and physics of cool giant molecular complexes. In Morfill, G. E. et Scholer, M., editors, *NATO ASIC Proc. 210 : Physical Processes in Interstellar Clouds*, pages 59–73, 1987.
- Fuller, G. A., Williams, S. J., et Sridharan, T. K. The circumstellar environment of high mass protostellar objects. III. Evidence of infall? *A&A*, 442 : 949–959, November 2005.
- Goicoechea, J. R., Berné, O., Gerin, M., Joblin, C., et Teyssier, D. Star Formation near Photodissociation Regions : Detection of a Peculiar Protostar near Cederblad 201. *ApJ*, 680 : 466–473, June 2008.
- Goldreich, P. et Kwan, J. Molecular Clouds. *ApJ*, 189 : 441–454, May 1974.
- Greene, T. P., Wilking, B. A., Andre, P., Young, E. T., et Lada, C. J. Further mid-infrared study of the rho Ophiuchi cloud young stellar population : Luminosities and masses of pre-main-sequence stars. *ApJ*, 434 : 614–626, October 1994.
- Guilloteau, S. et Lucas, R. Imaging at the IRAM Plateau de Bure Interferometer. In Mangum, J. G. et Radford, S. J. E., editors, *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, volume 217 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 299, 2000.
- Harwit, M., Neufeld, D. A., Melnick, G. J., et Kaufman, M. J. Thermal Water Vapor Emission from Shocked Regions in Orion. *ApJ*, 497 : L105+, April 1998.
- Hatchell, J., Thompson, M. A., Millar, T. J., et MacDonald, G. H. Sulphur chemistry and evolution in hot cores. *A&A*, 338 : 713–722, October 1998.
- Hatchell, J. et van der Tak, F. F. S. The physical structure of high-mass star-forming cores. *A&A*, 409 : 589–598, October 2003.
- Hennebelle, P., Pérault, M., Teyssier, D., et Ganesh, S. Infrared dark clouds from the ISOGAL survey. Constraints on the interstellar extinction curve. *A&A*, 365 : 598–611, January 2001.
- Hennebelle, P., Teyssier, D., et Pérault, M. Infrared Dark Clouds from the ISOGAL Survey. In Laureijs, R. J., Leech, K., et Kessler, M. F., editors, *ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission*, volume 455 of *ESA Special Publication*, pages 125–+, 2000.
- Henning, T., Michel, B., et Stognienko, R. Dust opacities in dense regions. *Planet. Space Sci.*, 43 : 1333–1343, February 1995.
- Henning, T., Pfau, W., et Altenhoff, W. J. Infrared and radio emission from very young and massive stellar objects. *A&A*, 227 : 542–552, January 1990.
- Henriksen, R., Andre, P., et Bontemps, S. Time-dependent accretion and ejection implied by pre-stellar density profiles. *A&A*, 323 : 549–565, July 1997.

- Herbst, E. A new look at radiative association in dense interstellar clouds. *ApJ*, 237 : 462–470, April 1980.
- Herbst, E. et Lee, H.-H. New Dissociative Recombination Product Branching Fractions and Their Effect on Calculated Interstellar Molecular Abundances. *ApJ*, 485 : 689–+, August 1997.
- Hily-Blant, P., Teyssier, D., Philipp, S., et Güsten, R. Velocity field and star formation in the Horsehead nebula. *A&A*, 440 : 909–919, September 2005.
- Hogerheijde, M. R. et van der Tak, F. F. S. An accelerated Monte Carlo method to solve two-dimensional radiative transfer and molecular excitation. With applications to axisymmetric models of star formation. *A&A*, 362 : 697–710, October 2000.
- Hunter, T. R., Churchwell, E., Watson, C., Cox, P., Benford, D. J., et Roelfsema, P. R. 350 Micron Images of Massive Star Formation Regions. *AJ*, 119 : 2711–2727, June 2000.
- Ivezic, Z. et Elitzur, M. Self-similarity and scaling behaviour of infrared emission from radiatively heated dust - I. Theory. *MNRAS*, 287 : 799–811, June 1997.
- Jeans, J. H. *The universe around us*. New York, The Macmillan company ; Cambridge, Eng., The University press [c1929], 1929.
- Jenness, T., Scott, P. F., et Padman, R. Studies of Embedded Far Infrared Sources in the Vicinity of H₂O Masers - Part One - Observations. *MNRAS*, 276 : 1024–+, October 1995.
- Jessop, N. E. et Ward-Thompson, D. A far-infrared survey of molecular cloud cores. *MNRAS*, 311 : 63–74, January 2000.
- Jijina, J. et Adams, F. C. Infall Collapse Solutions in the Inner Limit : Radiation Pressure and Its Effects on Star Formation. *ApJ*, 462 : 874–+, May 1996.
- Johnstone, D., Boonman, A. M. S., et van Dishoeck, E. F. Astrochemistry of sub-millimeter sources in Orion. Studying the variations of molecular tracers with changing physical conditions. *A&A*, 412 : 157–174, December 2003.
- Kahane, C., Gomez-Gonzalez, J., Cernicharo, J., et Guelin, M. Carbon, nitrogen, sulfur and silicon isotopic ratios in the envelope of IRC + 10216. *A&A*, 190 : 167–177, January 1988.
- Kahn, F. D. Cocoons around early-type stars. *A&A*, 37 : 149–162, December 1974.
- Keane, J. V., Tielens, A. G. G. M., Boogert, A. C. A., Schutte, W. A., et Whittet, D. C. B. Ice absorption features in the 5–8 μ m region toward embedded protostars. *A&A*, 376 : 254–270, September 2001.
- Kenyon, S. J. et Hartmann, L. Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud. *ApJS*, 101 : 117–+, November 1995.

- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., et André, P. The initial conditions of isolated star formation - VI. SCUBA mapping of pre-stellar cores. *MNRAS*, 360 : 1506–1526, July 2005.
- Kroupa, P., Tout, C. A., et Gilmore, G. The distribution of low-mass stars in the Galactic disc. *MNRAS*, 262 : 545–587, June 1993.
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., et Klein, R. I. How Protostellar Outflows Help Massive Stars Form. *ApJ*, 618 : L33–L36, January 2005.
- Kurtz, S., Churchwell, E., et Wood, D. O. S. Ultracompact H II regions. 2 : New high-resolution radio images. *ApJS*, 91 : 659–712, April 1994.
- Lada, C. J. Star formation - From OB associations to protostars. In Peimbert, M. et Jugaku, J., editors, *Star Forming Regions*, volume 115 of *IAU Symposium*, pages 1–17, 1987.
- Larson, R. B. Turbulence and star formation in molecular clouds. *MNRAS*, 194 : 809–826, March 1981.
- Lee, C. W. et Myers, P. C. A Catalog of Optically Selected Cores. *ApJS*, 123 : 233–250, July 1999.
- Lequeux, J., Falgarone, et E. Ryter, C. *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences, 2002.
- Leurini, S., Beuther, H., Schilke, P., Wyrowski, F., Zhang, Q., et Menten, K. M. Multi-line (sub)millimetre observations of the high-mass proto cluster IRAS 05358+3543. *A&A*, 475 : 925–939, December 2007.
- Li, J. Z., Smith, M. D., Gredel, R., Davis, C. J., et Rector, T. A. The Rosette Eye : The Key Transition Phase in the Birth of a Massive Star. *ApJ*, 679 : L101–L104, June 2008.
- Lis, D. C., Keene, J., Phillips, T. G., Schilke, P., Werner, M. W., et Zmuidzinas, J. Atomic Oxygen Abundance in Molecular Clouds : Absorption toward Sagittarius B2. *ApJ*, 561 : 823–829, November 2001.
- Longmore, S. N., Burton, M. G., Minier, V., et Walsh, A. J. Mid-infrared source multiplicity within hot molecular cores traced by methanol masers. *MNRAS*, 369 : 1196–1200, July 2006.
- Lucas, R. et Liszt, H. Interstellar isotope ratios from mm-wave molecular absorption spectra. *A&A*, 337 : 246–252, September 1998.
- Mac Low, M.-M. et Klessen, R. S. Control of star formation by supersonic turbulence. *Reviews of Modern Physics*, 76 : 125–194, January 2004.
- Mardones, D., Myers, P. C., Tafalla, M., Wilner, D. J., Bachiller, R., et Garay, G. A Search for Infall Motions toward Nearby Young Stellar Objects. *ApJ*, 489 : 719–+, November 1997.

- Marseille, M., Bontemps, S., Herpin, F., van der Tak, F. F. S., et Purcell, C. R. Evolution of massive protostars : the IRAS 18151-1208 region. *A&A*, 488 : 579–595, September 2008.
- Mathis, J. S., Rumpl, W., et Nordsieck, K. H. The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, 217 : 425–433, October 1977.
- McKee, C. F. et Tan, J. C. The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *ApJ*, 585 : 850–871, March 2003.
- McMullin, J. P., Golap, K., et Myers, S. T. The AIPS++ Project. In Ochsenbein, F., Allen, M. G., et Egret, D., editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems (ADASS) XIII*, volume 314 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 468–+, July 2004.
- Menten, K. M., Pillai, T., et Wyrowski, F. Initial conditions for massive star birth—Infrared dark clouds. In Cesaroni, R., Felli, M., Churchwell, E., et Walmsley, M., editors, *Massive Star Birth : A Crossroads of Astrophysics*, volume 227 of *IAU Symposium*, pages 23–34, 2005.
- Millar, T. J., MacDonald, G. H., et Gibb, A. G. A 330-360 GHz spectral survey of G 34.3+0.15. II. Chemical modelling. *A&A*, 325 : 1163–1173, September 1997.
- Minier, V., Burton, M. G., Hill, T., Pestalozzi, M. R., Purcell, C. R., Garay, G., Walsh, A. J., et Longmore, S. Star-forming protoclusters associated with methanol masers. *A&A*, 429 : 945–960, January 2005.
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., et Palla, F. A search for precursors of ultracompact HII regions in a sample of luminous IRAS sources. I. Association with ammonia cores. *A&A*, 308 : 573–587, April 1996.
- Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., et Palla, F. A search for precursors of Ultracompact Hii regions in a sample of luminous IRAS sources. III. Circumstellar dust properties. *A&A*, 355 : 617–628, March 2000.
- Motte, F. et André, P. The structure of protostellar dense cores : a millimeter continuum survey. In Ossenkopf, V., Stutzki, J., et Winnewisser, G., editors, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, pages 249–+, August 1999.
- Motte, F. et André, P. The circumstellar environment of low-mass protostars : A millimeter continuum mapping survey. *A&A*, 365 : 440–464, January 2001.
- Motte, F., Andre, P., et Neri, R. The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud : wide-field millimeter continuum mapping. *A&A*, 336 : 150–172, August 1998.
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., Lis, D. C., Schneider, N., et Menten, K. M. The earliest phases of massive star formation within entire molecular cloud complexes. In Cesaroni, R., Felli, M., Churchwell, E., et Walmsley, M., editors, *Massive Star Birth : A Crossroads of Astrophysics*, volume 227 of *IAU Symposium*, pages 151–156, 2005.

- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., Schneider, N., Menten, K. M., et Broguière, D. The earliest phases of high-mass star formation : a 3 square degree millimeter continuum mapping of Cygnus X. *A&A*, 476 : 1243–1260, December 2007.
- Motte, F. et Hennebelle, P. Our Knowledge of High-Mass Star Formation at the Dawn of Herschel. *ArXiv e-prints*, 806, June 2008.
- Motte, F., Schilke, P., et Lis, D. C. From Massive Protostars to a Giant H II Region : Submillimeter Imaging of the Galactic Ministarburst W43. *ApJ*, 582 : 277–291, January 2003.
- Mouschovias, T. C. et Ciolek, G. E. Magnetic Fields and Star Formation : A Theory Reaching Adulthood. In Lada, C. J. et Kylafis, N. D., editors, *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems*, pages 305–+, 1999.
- Muench, A. A., Lada, E. A., et Lada, C. J. Luminosity Functions and Mass Functions of Very Young Clusters. In Favata, F., Kaas, A., et Wilson, A., editors, *Star Formation from the Small to the Large Scale*, volume 445 of *ESA Special Publication*, pages 301–+, 2000.
- Myers, P. C. et Benson, P. J. Dense cores in dark clouds. II - NH₃ observations and star formation. *ApJ*, 266 : 309–320, March 1983.
- Myers, P. C., Evans, II, N. J., et Ohashi, N. Observations of Infall in Star-Forming Regions. *Protostars and Planets IV*, pages 217–+, May 2000.
- Myers, P. C., Mardones, D., Tafalla, M., Williams, J. P., et Wilner, D. J. A Simple Model of Spectral-Line Profiles from Contracting Clouds. *ApJ*, 465 : L133+, July 1996.
- Nakano, T. Star Formation in Magnetic Clouds. *ApJ*, 494 : 587–+, February 1998.
- Neufeld, D. A. et Kaufman, M. J. Radiative Cooling of Warm Molecular Gas. *ApJ*, 418 : 263–+, November 1993.
- Nisini, B., Benedettini, M., Giannini, T., Caux, E., di Giorgio, A. M., Liseau, R., Lorenzetti, D., Molinari, S., Saraceno, P., Smith, H. A., Spinoglio, L., et White, G. J. Strong H₂O and high-J CO emission towards the Class 0 protostar L1448-mm. *A&A*, 350 : 529–540, October 1999.
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Ogawa, H., et Fukui, Y. A C 18O Survey of Dense Cloud Cores in Taurus : Star Formation. *ApJ*, 502 : 296–+, July 1998.
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Tachihara, K., et Fukui, Y. A Complete Search for Dense Cloud Cores in Taurus. *ApJ*, 575 : 950–973, August 2002.
- Ossenkopf, V. Dust coagulation in dense molecular clouds : The formation of fluffy aggregates. *A&A*, 280 : 617–646, December 1993.
- Ossenkopf, V. et Henning, T. Dust opacities for protostellar cores. *A&A*, 291 : 943–959, November 1994.

- Padoan, P., Boldyrev, S., et Nordlund, A. Supersonic turbulence and structure of interstellar molecular clouds. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 34 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 769–+, May 2002.
- Palla, F. et Stahler, S. W. Star Formation in Space and Time : Taurus-Auriga. *ApJ*, 581 : 1194–1203, December 2002.
- Peretto, N., André, P., et Belloche, A. Probing the formation of intermediate- to high-mass stars in protoclusters. A detailed millimeter study of the NGC 2264 clumps. *A&A*, 445 : 979–998, January 2006.
- Pirogov, L., Zinchenko, I., Caselli, P., et Johansson, L. E. B. Chemical differentiation in regions of high-mass star formation. CS, dust, and N_2H^+ in southern sources. *A&A*, 461 : 523–535, January 2007.
- Pirogov, L., Zinchenko, I., Caselli, P., Johansson, L. E. B., et Myers, P. C. $N_2H^+(1-0)$ survey of massive molecular cloud cores. *A&A*, 405 : 639–654, July 2003.
- Plume, R., Jaffe, D. T., Evans, II, N. J., Martin-Pintado, J., et Gomez-Gonzalez, J. Dense Gas and Star Formation : Characteristics of Cloud Cores Associated with Water Masers. *ApJ*, 476 : 730–+, February 1997.
- Prasad, S. S., Tarafdar, S. P., Villere, K. R., et Huntress, Jr., W. T. Chemical evolution of molecular clouds. In Hollenbach, D. J. et Thronson, Jr., H. A., editors, *Interstellar Processes*, volume 134 of *Astrophysics and Space Science Library*, pages 631–666, 1987.
- Qiu, K., Zhang, Q., Beuther, H., et Yang, J. High-Resolution Imaging of Molecular Outflows in Massive Young Stars. *ApJ*, 654 : 361–372, January 2007.
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., Chambers, E. T., Simon, R., Shipman, R., et Frieswijk, W. Massive Protostars in the Infrared Dark Cloud MSXDC G034.43+00.24. *ApJ*, 630 : L181–L184, September 2005.
- Reid, M. A. et Matthews, B. C. Deconstructing the High-Mass Star-Forming Region IRAS 23033+5951. *ArXiv e-prints*, 712, November 2007.
- Rohlfs, K. et Wilson, T. L. *Tools of radio astronomy*. Tools of radio astronomy, 4th rev. and enl. ed., by K. Rohlfs and T.L. Wilson. Berlin : Springer, 2004, 2004.
- Rudolph, A., Welch, W. J., Palmer, P., et Dubrulle, B. Dynamical collapse of the W51 star-forming region. *ApJ*, 363 : 528–546, November 1990.
- Savage, B. D. et Sembach, K. R. Interstellar Abundances from Absorption-Line Observations with the Hubble Space Telescope. *ARA&A*, 34 : 279–330, 1996.
- Scalo, J. The IMF Revisited : A Case for Variations. In Gilmore, G. et Howell, D., editors, *The Stellar Initial Mass Function (38th Herstmonceux Conference)*, volume 142 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 201–+, 1998.

- Schneider, N., Bontemps, S., Simon, R., Jakob, H., Motte, F., Miller, M., Kramer, C., et Stutzki, J. A new view of the Cygnus X region. KOSMA ^{13}CO 2 to 1, 3 to 2, and ^{12}CO 3 to 2 imaging. *A&A*, 458 : 855–871, November 2006.
- Schneider, N., Simon, R., Bontemps, S., Comerón, F., et Motte, F. A multiwavelength study of the S106 region. III. The S106 molecular cloud as part of the Cygnus X cloud complex. *A&A*, 474 : 873–882, November 2007.
- Schöier, F. L., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., et Blake, G. A. Does IRAS 16293-2422 have a hot core? Chemical inventory and abundance changes in its protostellar environment. *A&A*, 390 : 1001–1021, August 2002.
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., et Black, J. H. An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations. *A&A*, 432 : 369–379, March 2005.
- Scoville, N. Z. et Solomon, P. M. Molecular Clouds in W49 and W51. *ApJ*, 180 : 31–54, February 1973.
- Shakura, N. I. et Syunyaev, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24 : 337–355, 1973.
- Shu, F. H. Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. *ApJ*, 214 : 488–497, June 1977.
- Simon, R., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., et Chambers, E. T. A Catalog of Mid-course Space Experiment Infrared Dark Cloud Candidates. *ApJ*, 639 : 227–236, March 2006.
- Snow, T. P. et Witt, A. N. Interstellar Depletions Updated : Where All the Atoms Went. *ApJ*, 468 : L65+, September 1996.
- Sridharan, T. K., Beuther, H., Saito, M., Wyrowski, F., et Schilke, P. High-Mass Starless Cores. *ApJ*, 634 : L57–L60, November 2005.
- Sridharan, T. K., Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., et Wyrowski, F. High-Mass Protostellar Candidates. I. The Sample and Initial Results. *ApJ*, 566 : 931–944, February 2002.
- Stahler, S. W. Deuterium and the stellar birthline. *ApJ*, 332 : 804–825, September 1988.
- Stahler, S. W., Shu, F. H., et Taam, R. E. The evolution of protostars. I - Global formulation and results. *ApJ*, 241 : 637–654, October 1980.
- Stecklum, B., Feldt, M., Richichi, A., Calamai, G., et Lagage, P. O. High-Resolution Infrared Observations of GGD 27. *ApJ*, 479 : 339–+, April 1997.
- Su, Y.-N., Zhang, Q., et Lim, J. Bipolar Molecular Outflows from High-Mass Protostars. *ApJ*, 604 : 258–271, March 2004.

- Tafalla, M., Mardones, D., Myers, P. C., Caselli, P., Bachiller, R., et Benson, P. J. L1544 : A Starless Dense Core with Extended Inward Motions. *ApJ*, 504 : 900–+, September 1998.
- Thompson, M. A., Hatchell, J., Walsh, A. J., MacDonald, G. H., et Millar, T. J. A SCUBA imaging survey of ultracompact HII regions. The environments of massive star formation. *A&A*, 453 : 1003–1026, July 2006.
- Underhill, A. B., Divan, L., Prevot-Burnichon, M.-L., et Doazan, V. Effective temperatures, angular diameters, distances and linear radii for 160 O and B stars. *MNRAS*, 189 : 601–605, November 1979.
- van der Tak, F. F. S., Boonman, A. M. S., Braakman, R., et van Dishoeck, E. F. Sulphur chemistry in the envelopes of massive young stars. *A&A*, 412 : 133–145, December 2003.
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., et Caselli, P. Abundance profiles of CH₃OH and H₂CO toward massive young stars as tests of gas-grain chemical models. *A&A*, 361 : 327–339, September 2000.
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., Evans, II, N. J., Bakker, E. J., et Blake, G. A. The Impact of the Massive Young Star GL 2591 on Its Circumstellar Material : Temperature, Density, and Velocity Structure. *ApJ*, 522 : 991–1010, September 1999.
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., Evans, II, N. J., et Blake, G. A. Structure and Evolution of the Envelopes of Deeply Embedded Massive Young Stars. *ApJ*, 537 : 283–303, July 2000.
- van der Tak, F. F. S., Walmsley, C. M., Herpin, F., et Ceccarelli, C. Water in the envelopes and disks around young high-mass stars. *A&A*, 447 : 1011–1025, March 2006.
- van Dishoeck, E. F., Black, J. H., Boogert, A. C. A., Boonman, A. M. S., Ehrenfreund, P., Gerakines, P. A., de Graauw, T., Helmich, F. P., Keane, J. V., Lahuis, F., Schutte, W. A., Tielens, A. G. G. M., Whittet, D. C. B., Wright, C. M., van den Ancker, M. E., Blake, G. A., Creech-Eakman, M., Waters, L. B. F. M., et Wesselius, P. R. ISO spectroscopy of young stellar objects. In Cox, P. et Kessler, M., editors, *The Universe as Seen by ISO*, volume 427 of *ESA Special Publication*, pages 437–+, March 1999.
- van Dishoeck, E. F. et Helmich, F. P. Infrared absorption of H₂O toward massive young stars. *A&A*, 315 : L177–L180, November 1996.
- Vastel, C., Polehampton, E. T., Baluteau, J.-P., Swinyard, B. M., Caux, E., et Cox, P. Infrared Space Observatory Long Wavelength Spectrometer Observations of C⁺ and O⁰ Lines in Absorption toward Sagittarius B2. *ApJ*, 581 : 315–324, December 2002.
- Wakelam, V., Caselli, P., Ceccarelli, C., Herbst, E., et Castets, A. Resetting chemical clocks of hot cores based on S-bearing molecules. *A&A*, 422 : 159–169, July 2004.

- Wakelam, V., Castets, A., Ceccarelli, C., Lefloch, B., Caux, E., et Pagani, L. Sulphur-bearing species in the star forming region L1689N. *A&A*, 413 : 609–622, January 2004.
- Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., Johnstone, D., Onishi, T., et Wilson, C. An Observational Perspective of Low-Mass Dense Cores II : Evolution Toward the Initial Mass Function. In Reipurth, B., Jewitt, D., et Keil, K., editors, *Protostars and Planets V*, pages 33–46, 2007.
- Ward-Thompson, D., Hartmann, L., et Nutter, D. J. Turbulence in Class 0 and I protostellar envelopes. *MNRAS*, 357 : 687–690, February 2005.
- Ward-Thompson, D., Kirk, J. M., Crutcher, R. M., Greaves, J. S., Holland, W. S., et André, P. First Observations of the Magnetic Field Geometry in Prestellar Cores. *ApJ*, 537 : L135–L138, July 2000.
- Warin, S., Benayoun, J. J., et Viala, Y. P. Photodissociation and rotational excitation of interstellar CO. *A&A*, 308 : 535–564, April 1996.
- Williams, J. P. et Garland, C. A. Gas Flows around Two Young Stellar Clusters in NGC 2264. *ApJ*, 568 : 259–266, March 2002.
- Williams, J. P. et Myers, P. C. A Contracting, Turbulent, Starless Core in the Serpens Cluster. *ApJ*, 518 : L37–L40, June 1999.
- Williams, J. P. et Myers, P. C. Evidence for Pressure-driven Flows and Turbulent Dissipation in the Serpens NW Cluster. *ApJ*, 537 : 891–903, July 2000.
- Williams, S. J., Fuller, G. A., et Sridharan, T. K. The circumstellar environments of high-mass protostellar objects. I. Submillimetre continuum emission. *A&A*, 417 : 115–133, April 2004.
- Wilson, T. L. et Rood, R. Abundances in the Interstellar Medium. *ARA&A*, 32 : 191–226, 1994.
- Wolf, S., Henning, T., et Stecklum, B. Multidimensional self-consistent radiative transfer simulations based on the Monte-Carlo method. *A&A*, 349 : 839–850, September 1999.
- Wolfire, M. G. et Cassinelli, J. P. Conditions for the formation of massive stars. *ApJ*, 319 : 850–867, August 1987.
- Wood, D. O. S. et Churchwell, E. Massive stars embedded in molecular clouds - Their population and distribution in the galaxy. *ApJ*, 340 : 265–272, May 1989.
- Wood, D. O. S. et Churchwell, E. The morphologies and physical properties of ultra-compact H II regions. *ApJS*, 69 : 831–895, April 1989.
- Yamashita, T., Suzuki, H., Kaifu, N., Tamura, M., Mountain, C. M., et Moore, T. J. T. A new CO bipolar flow and dense disk system associated with the infrared reflection nebula GGD 27 IRS. *ApJ*, 347 : 894–900, December 1989.

- Yorke, H. W. et Bodenheimer, P. Theoretical Developments in Understanding Massive Star Formation. In Beuther, H., Linz, H., et Henning, T., editors, *Massive Star Formation : Observations Confront Theory*, volume 387 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 189–+, May 2008.
- Yorke, H. W. et Sonnhalter, C. On the Formation of Massive Stars. *ApJ*, 569 : 846–862, April 2002.
- Zavagno, A., Pomarès, M., Deharveng, L., Hosokawa, T., Russeil, D., et Caplan, J. Triggered star formation on the borders of the Galactic H ii region RCW 120. *A&A*, 472 : 835–846, September 2007.
- Zinnecker, H. et Yorke, H. W. Toward Understanding Massive Star Formation. *ARA&A*, 45 : 481–563, September 2007.

Annexe A

Compléments divers

A.1 Complément sur N_2H^+

A.1.1 Sélection des niveaux du N_2H^+

Si $J = 0$:

$$|J - I_1| \leq F_1 \leq J + I_1 \Rightarrow F_1 = 1 \quad (\text{A.1})$$

$$|F_1 - I_2| \leq F \leq F_1 + I_2 \Rightarrow F = \{0, 1, 2\} \quad (\text{A.2})$$

soit 3 niveaux d'énergie possibles.

Si $J = 1$:

$$|J - I_1| \leq F_1 \leq J + I_1 \Rightarrow F_1 = \{0, 1, 2\} \quad (\text{A.3})$$

$$|F_1 - I_2| \leq F \leq F_1 + I_2 \Rightarrow F = 1 \text{ si } F_1 = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$F = \{0, 1, 2\} \text{ sinon} \quad (\text{A.5})$$

soit $1 + 3 + 3 = 7$ niveaux d'énergie possibles.

Si $J > 1$:

$$|J - I_1| \leq F_1 \leq J + I_1 \Rightarrow F_1 = \{J - 1, J, J + 1\} \quad (\text{A.6})$$

$$|F_1 - I_2| \leq F \leq F_1 + I_2 \Rightarrow F = \{F_1 - 1, F_1, F_1 + 1\} \quad (\text{A.7})$$

soit $3 \times 3 = 9$ niveaux d'énergie possibles.

A.1.2 Transition $J = 1 \rightarrow 0$ du N_2H^+

Ce cas correspond à $J' = 1$ et $J = 0$. À partir des inégalités triangulaires et des résultats précédents sur la sélection des deux premiers niveaux, on a :

$$|J - K| \leq J' \leq J + K \Rightarrow K = 1 \quad (\text{A.8})$$

$$|F'_1 - K| \leq F_1 \leq F'_1 + K \Rightarrow F'_1 = \{0, 1, 2\} \quad (\text{A.9})$$

$$(\text{A.10})$$

donc aucune transition n'est interdite si on ne considère que F_1 . Cependant il reste :

$$|F' - K| \leq F \leq F' + K \Rightarrow F = 1 \text{ si } F' = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$F = \{F' - 1, F', F' + 1\} \text{ sinon.} \quad (\text{A.12})$$

Pour chacun des trois niveaux de $J = 0$ on peut définir les niveaux supérieurs existants et autorisés :

$$\{0, 1, 0\} \leftarrow \{1, 0, 1\}$$

$$\{0, 1, 0\} \leftarrow \{1, 1, 1\}$$

$$\{0, 1, 0\} \leftarrow \{1, 2, 1\}$$

$$\{0, 1, 1\} \leftarrow \{1, 1, 0\}$$

$$\{0, 1, 1\} \leftarrow \{1, 0, 1\}$$

$$\{0, 1, 1\} \leftarrow \{1, 1, 1\}$$

$$\{0, 1, 1\} \leftarrow \{1, 2, 1\}$$

$$\{0, 1, 1\} \leftarrow \{1, 1, 2\}$$

$$\{0, 1, 1\} \leftarrow \{1, 2, 2\}$$

$$\{0, 1, 2\} \leftarrow \{1, 0, 1\}$$

$$\{0, 1, 2\} \leftarrow \{1, 1, 1\}$$

$$\{0, 1, 2\} \leftarrow \{1, 2, 1\}$$

$$\{0, 1, 2\} \leftarrow \{1, 1, 2\}$$

$$\{0, 1, 2\} \leftarrow \{1, 2, 2\}$$

$$\{0, 1, 2\} \leftarrow \{1, 2, 3\}$$

soit un total de 15 transitions différentes possibles entre ces deux niveaux.

Annexe B

Résultats des modélisations des émissions de molécules soufrées

B.1 IRAS 18162–2048

Les résultats sont reportés dans les Figures B.1, B.2, B.3, B.4 et B.5.

IRAS 18162–2048

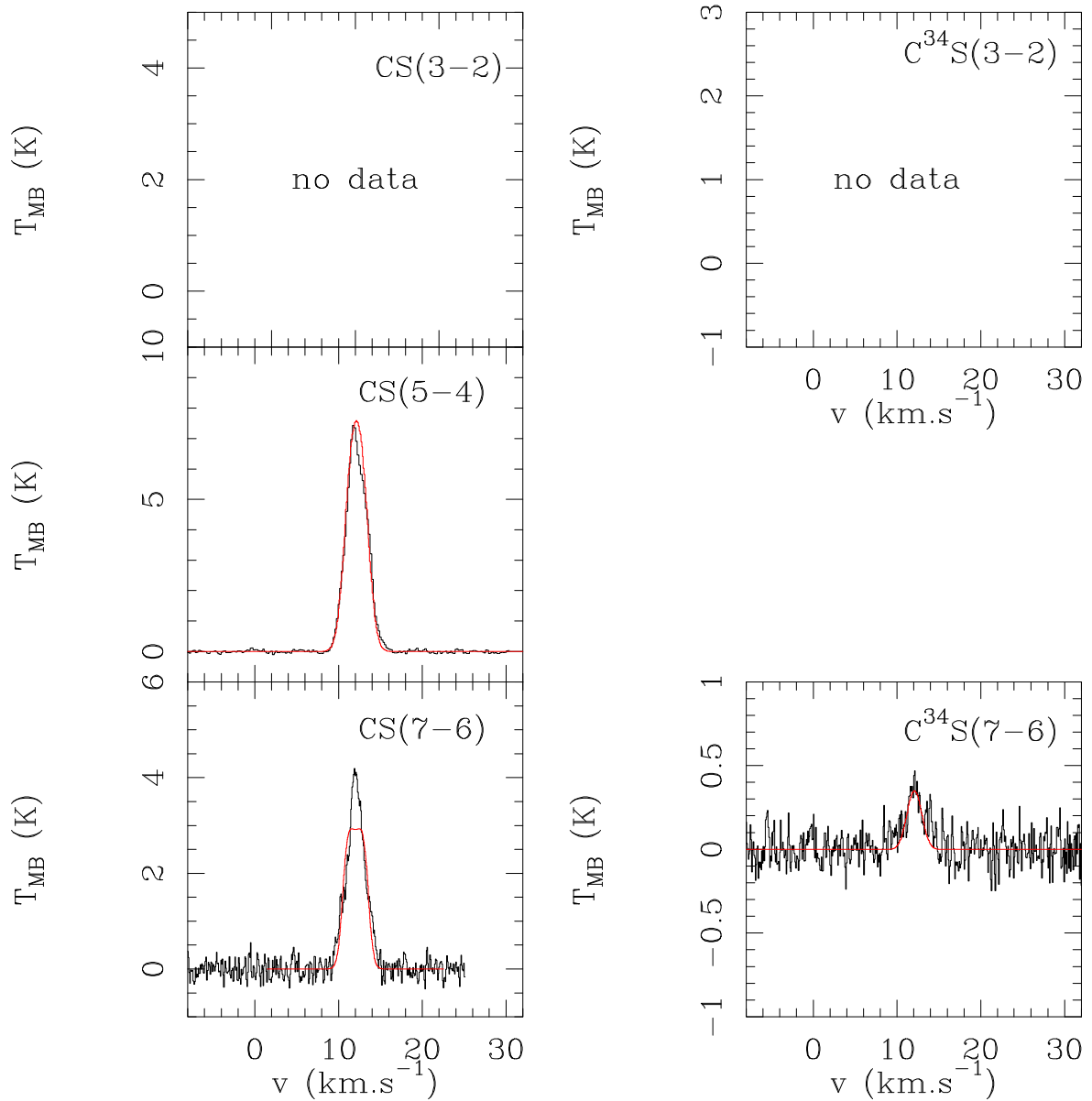


FIG. B.1 – Modélisation des raies d'émission moléculaires du CS(5–4) et (7–6) et de son isotope $C^{34}S(7-6)$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 1.2×10^{-10} et 6.6×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $1.45 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $1.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$; pour l'espèce isotopique l'abondance utilisée est de 2.5×10^{-11} avec une largeur de turbulence de $1.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

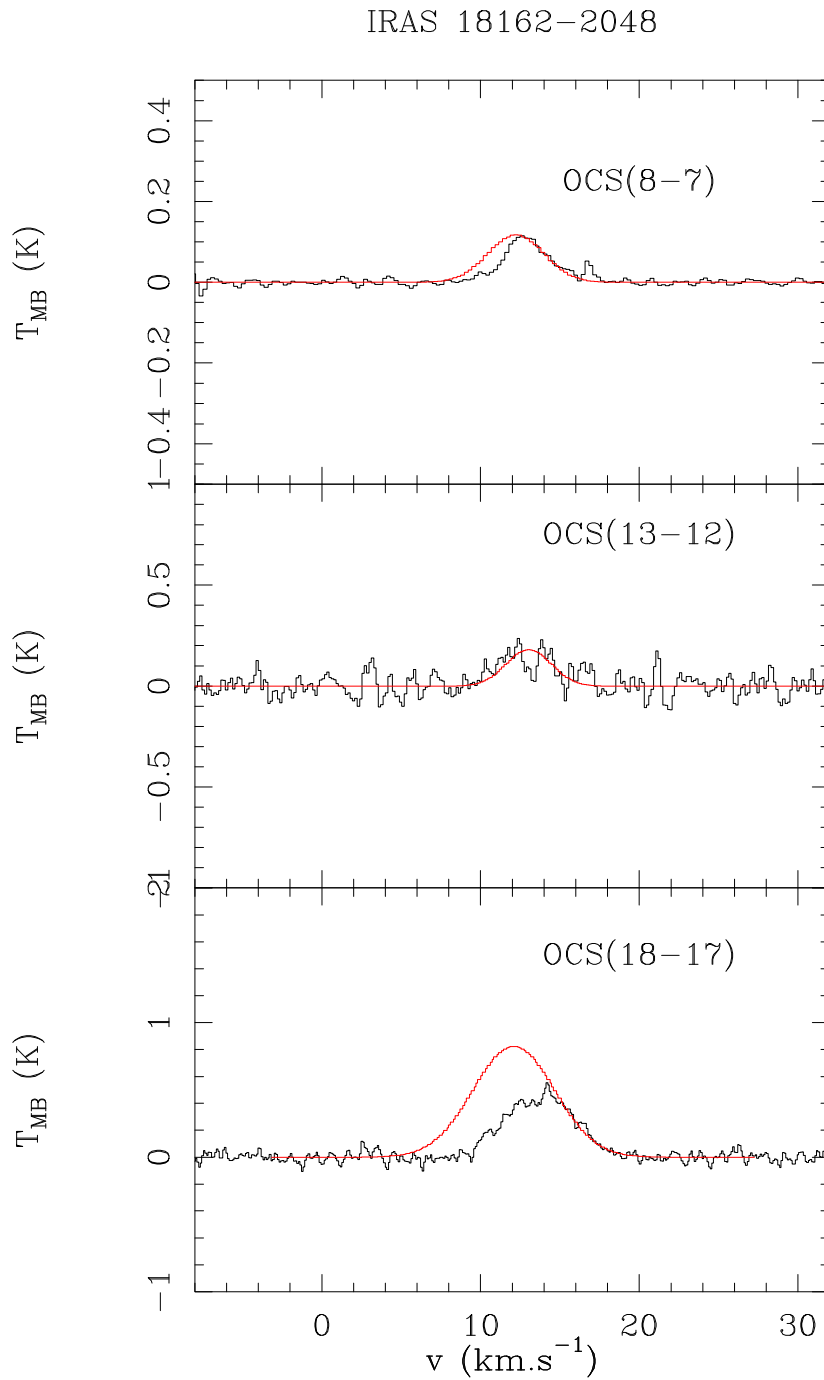


FIG. B.2 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du OCS(8–7), (13–12) et (18–17). Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 2.1×10^{-10} , 1.0×10^{-10} et 7.0×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $2.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $2.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $3.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

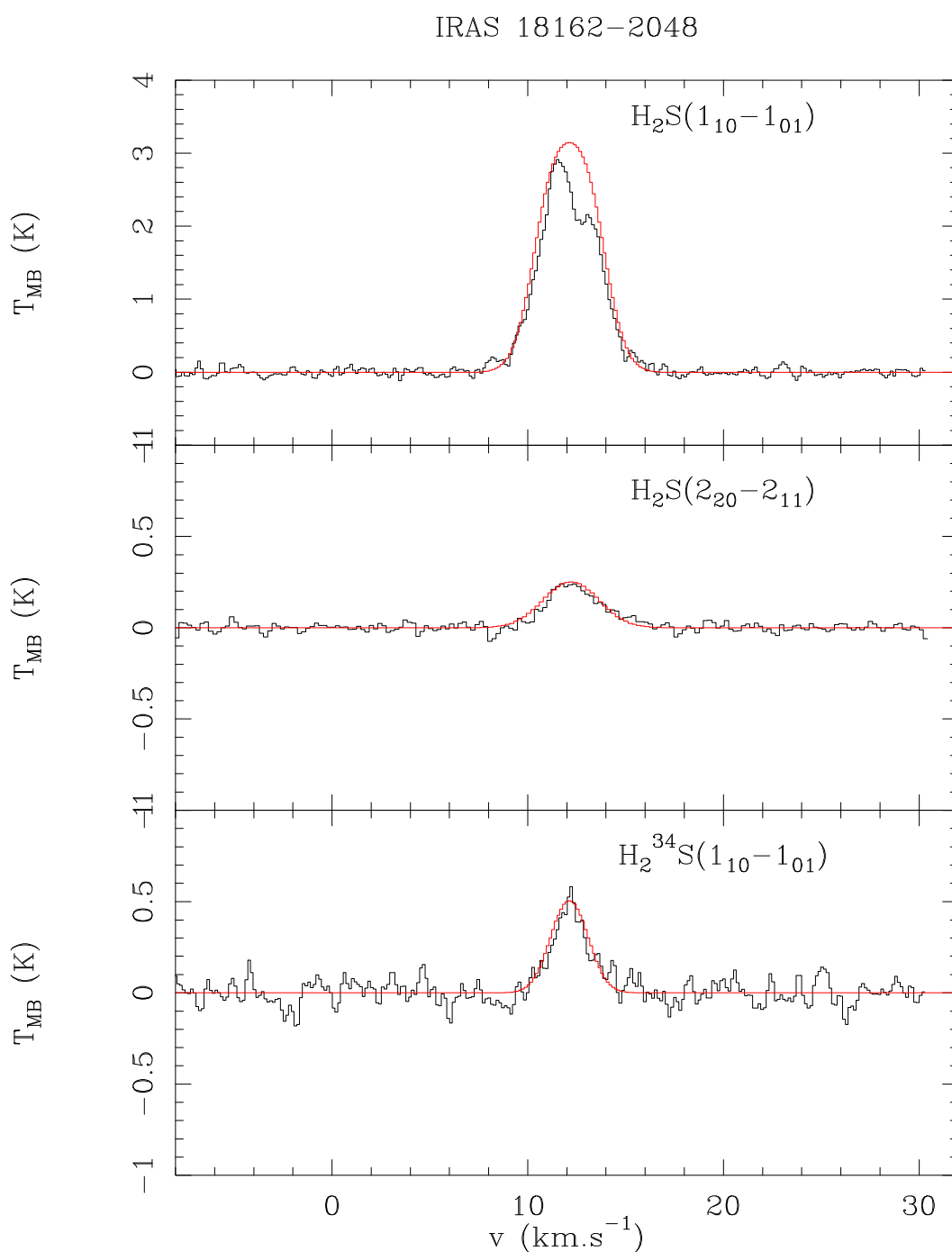


FIG. B.3 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du $\text{H}_2\text{S}(1_{1,0} - 1_{0,1})$ et $(2_{2,0} - 2_{1,1})$ et de son isotope $\text{H}_2^{34}\text{S}(1_{1,0} - 1_{0,1})$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 3.6×10^{-10} , 0.34×10^{-10} et 2.6×10^{-11} avec une largeur de turbulence égale à $1.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $1.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la raie moléculaire isotopique.

IRAS 18162–2048

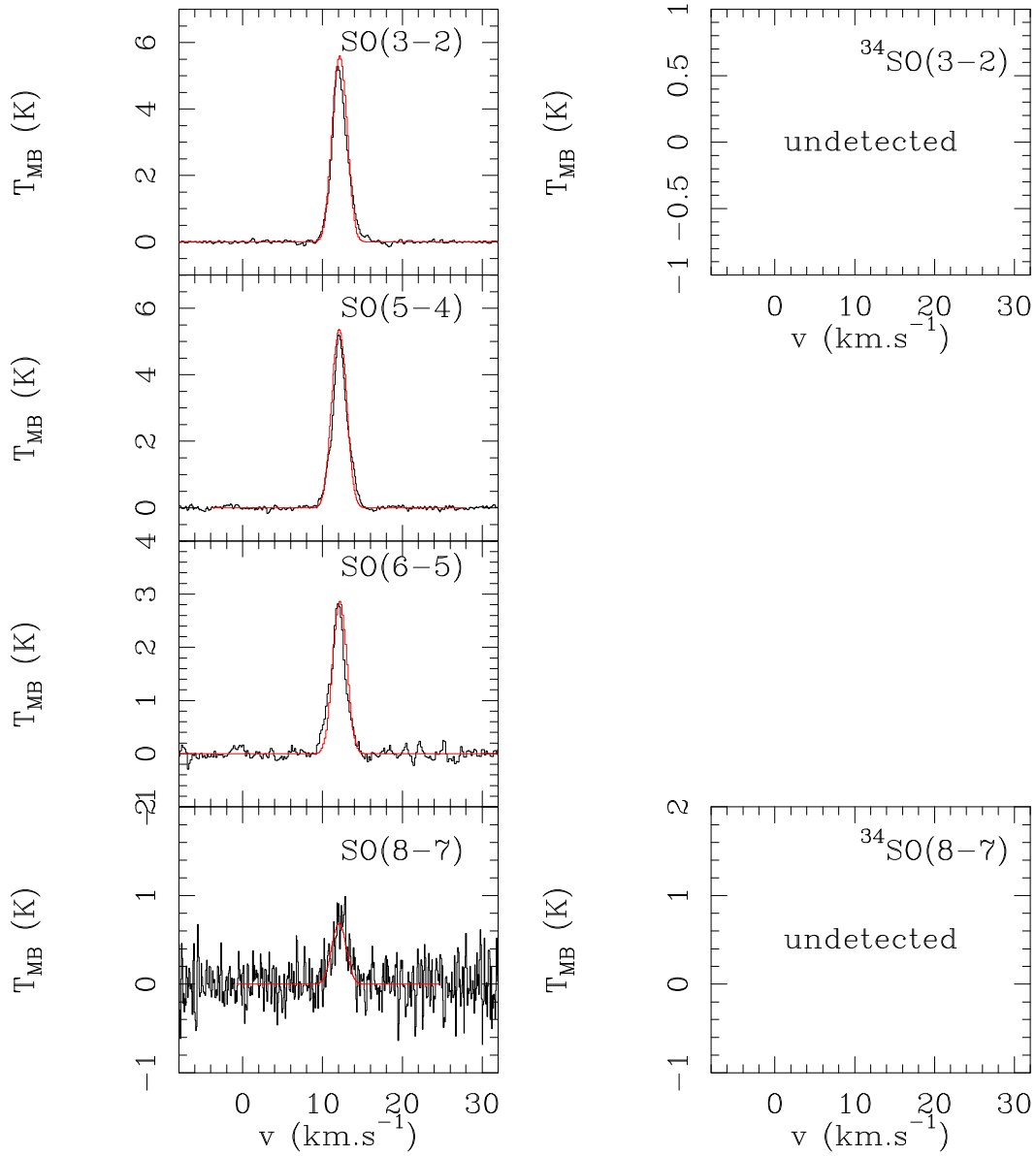


FIG. B.4 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du $\text{SO}(3-2)$, $(5-4)$, $(6-5)$ et $(8-7)$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 5.0×10^{-10} , 2.6×10^{-10} , 1.9×10^{-10} et 3.0×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à 1.2 km.s^{-1} pour l’ensemble des raies d’émission modélisées.

IRAS 18162–2048

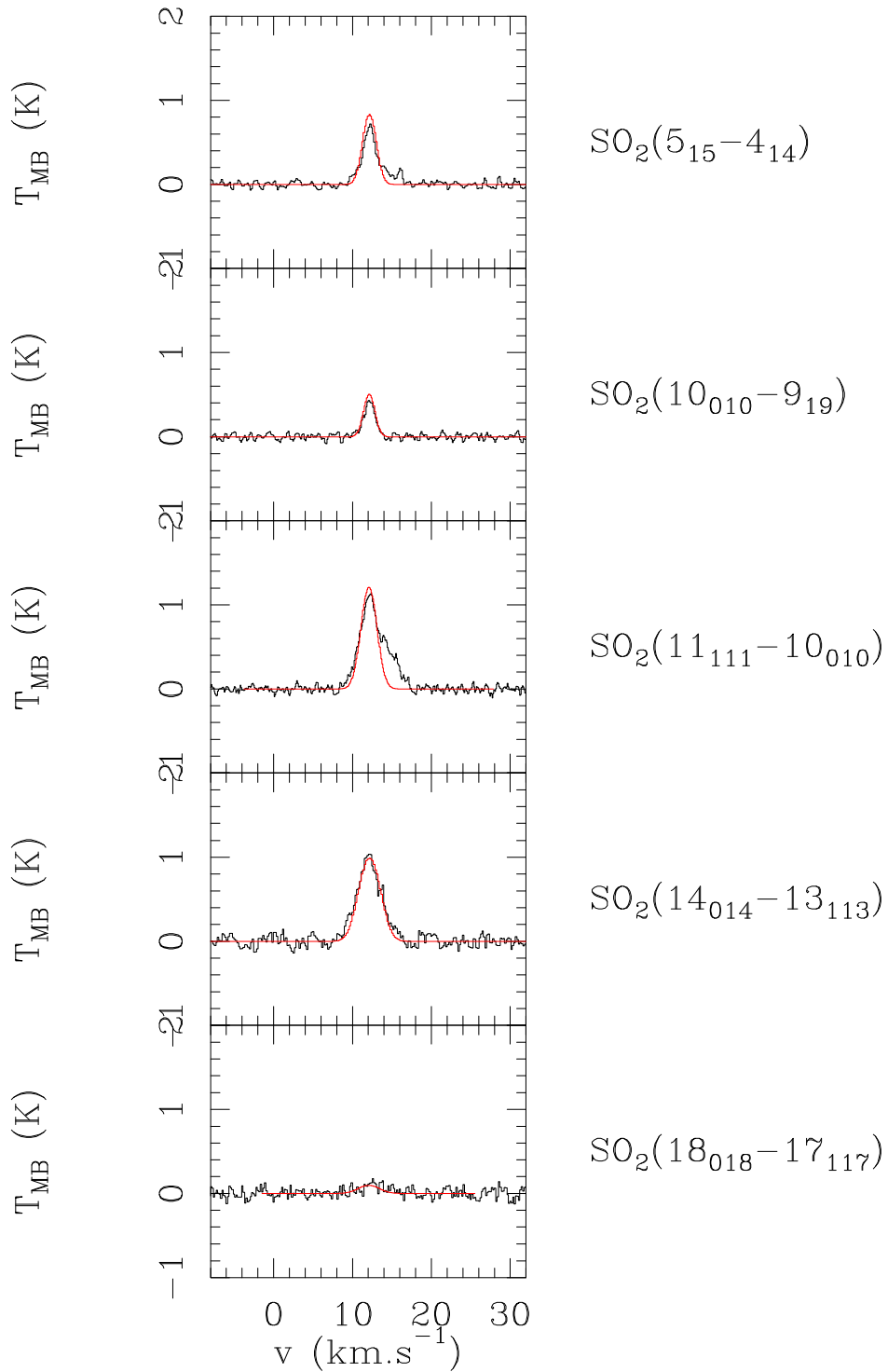


FIG. B.5 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du SO_2 ($5_{1,5}-4_{0,4}$), ($10_{0,10}-9_{1,9}$), ($11_{1,11}-10_{0,10}$), ($14_{0,14}-13_{1,13}$) et ($18_{0,18}-17_{0,17}$). Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 1.7×10^{-10} , 0.7×10^{-10} , 1.8×10^{-10} , 7.6×10^{-10} et 1.1×10^{-9} avec une largeur de turbulence respectivement égale à 1.2, 1.0, 1.4, 1.8 et $1.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

B.2 IRAS 18264–1152

Les résultats sont reportés dans les Figures B.6, B.7, B.8, B.9 et B.10.

IRAS 18264–1152

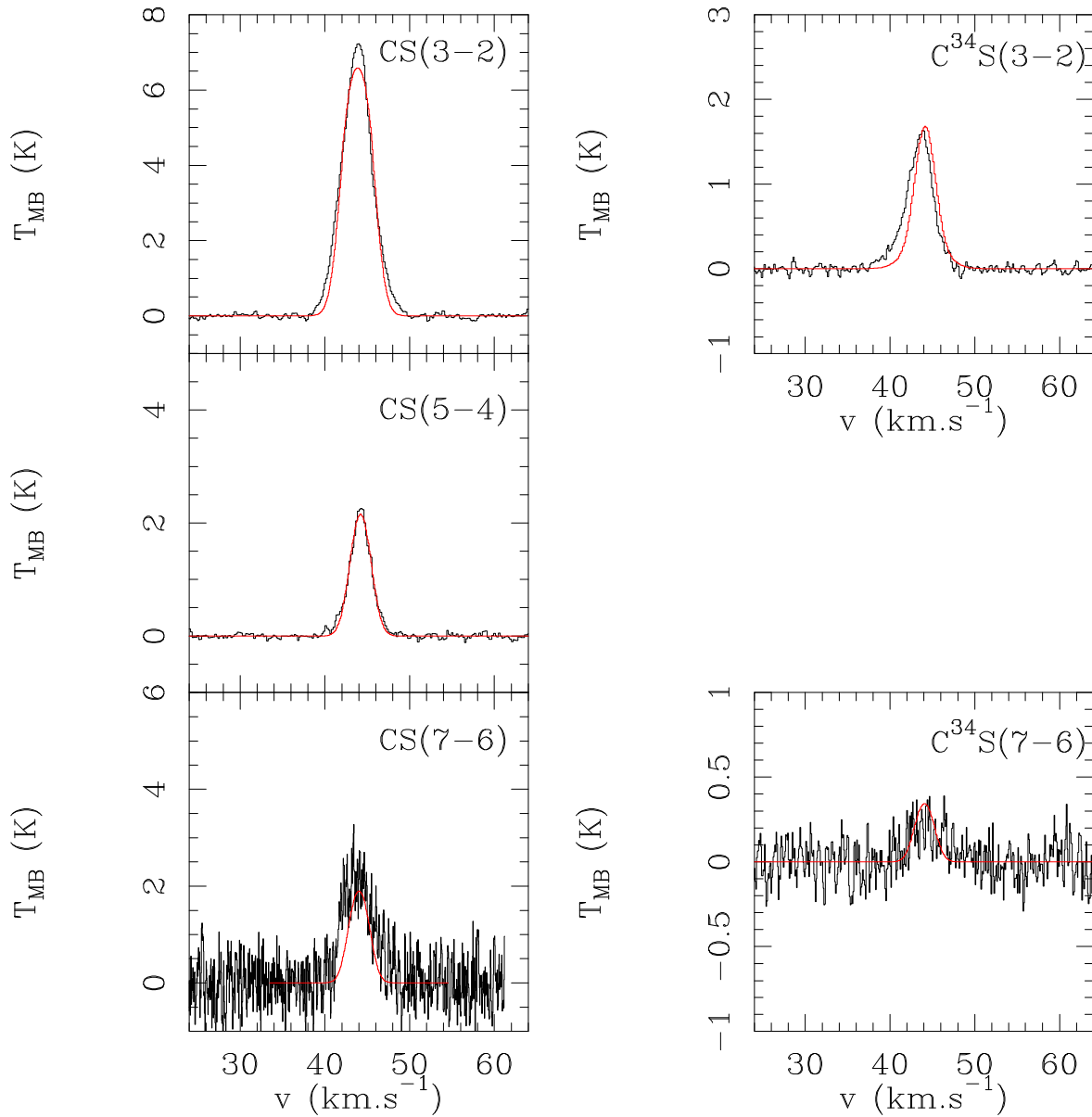


FIG. B.6 – Modélisation des raies d'émission moléculaires du CS(3–2), (5–4) et (7–6) et de son isotope $C^{34}S(3-2)$ et (7–6). Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 3.6×10^{-10} , 0.24×10^{-10} et 0.8×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $1.95 km \cdot s^{-1}$, $1.65 km \cdot s^{-1}$ et $1.5 km \cdot s^{-1}$; pour l'espèce isotopique les abondances utilisées sont respectivement de 3.1×10^{-11} et 4.8×10^{-11} avec une largeur de turbulence de 1.6 et $1.5 km \cdot s^{-1}$.

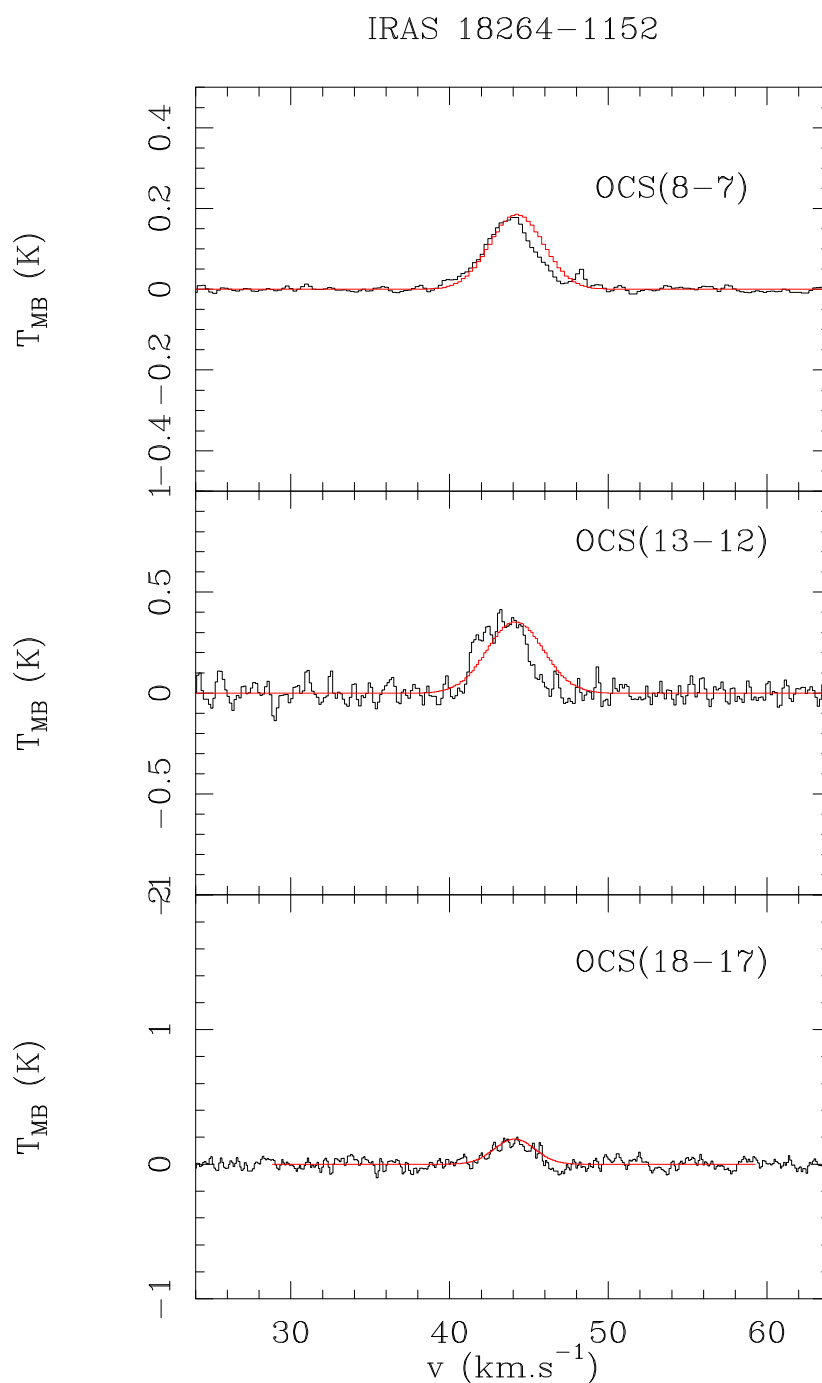


FIG. B.7 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du OCS(8–7), (13–12) et (19–18). Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 3.0×10^{-10} , 2.5×10^{-10} et 1.1×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $2.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $2.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $1.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

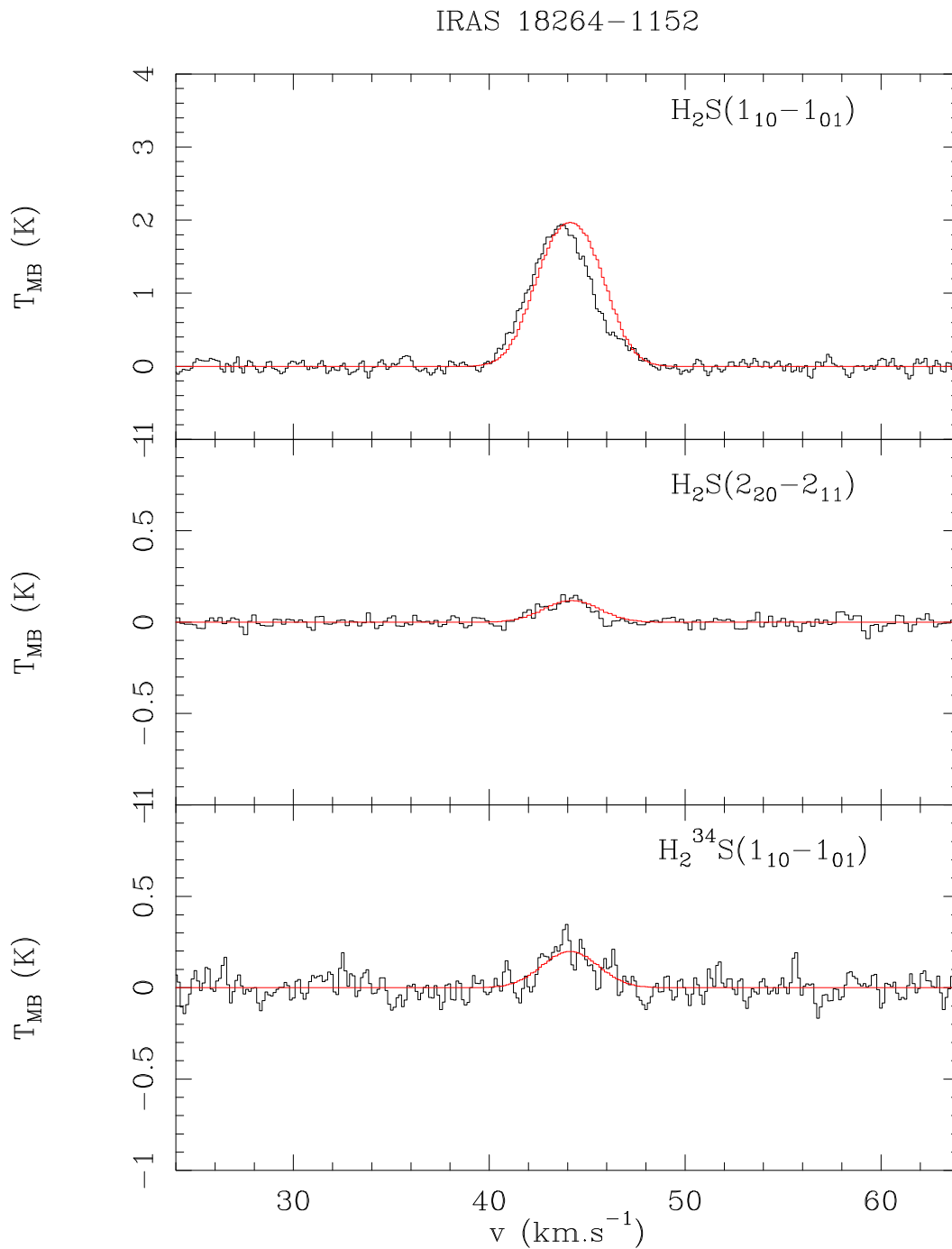


FIG. B.8 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du $\text{H}_2\text{S}(1_{1,0} - 1_{0,1})$ et $(2_{2,0} - 2_{1,1})$ et de son isotope $\text{H}_2^{34}\text{S}(1_{1,0} - 1_{0,1})$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 1.6×10^{-10} , 0.16×10^{-10} et 1.1×10^{-11} avec une largeur de turbulence égale à $2.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour l’ensemble des raies moléculaires.

IRAS 18264–1152

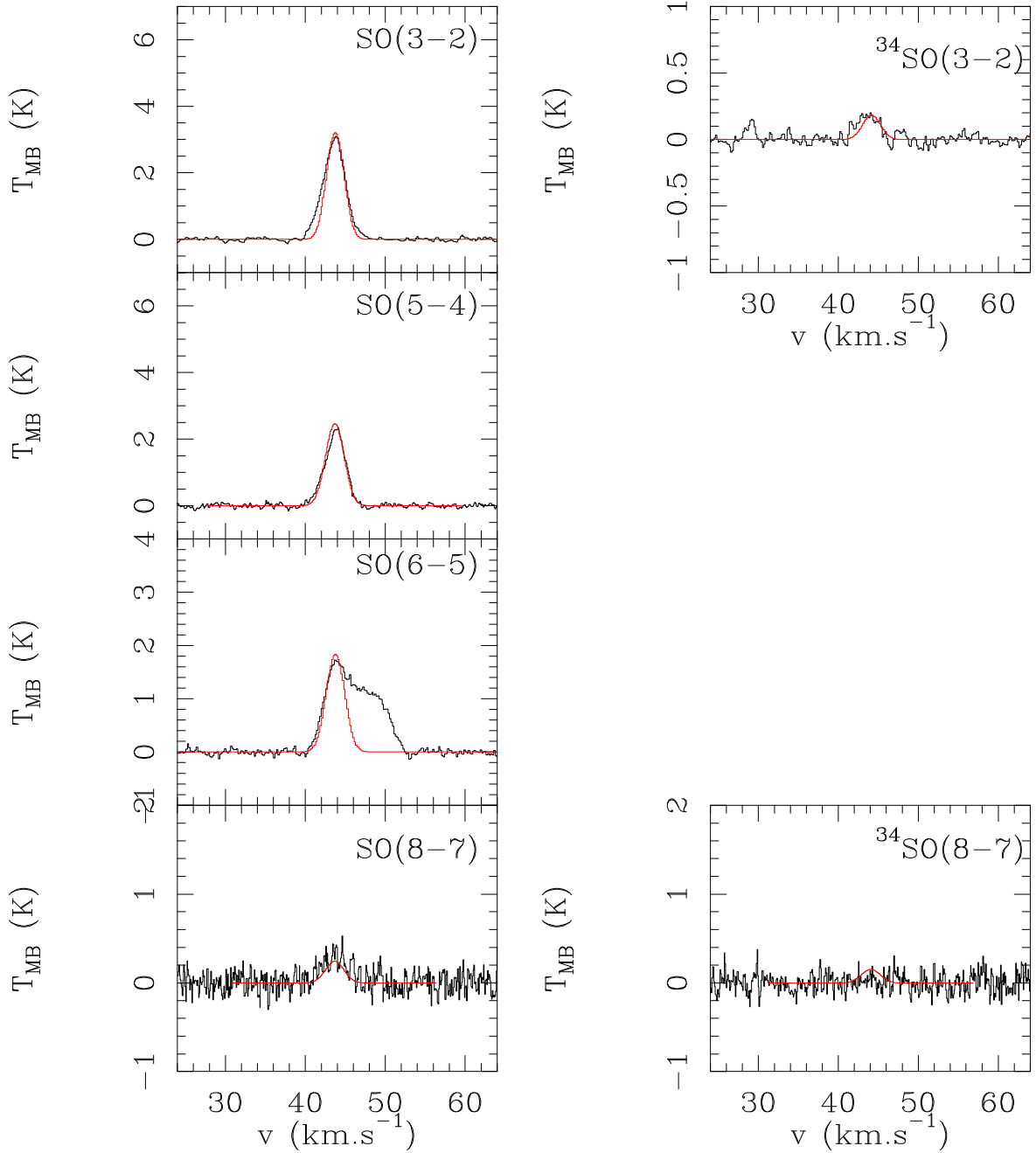


FIG. B.9 – Modélisation des raies d'émission moléculaires du SO(3–2), (5–4), (6–5) et (8–7) et de son isotope ^{34}SO (3–2) et (8–7). Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 1.1×10^{-10} , 0.5×10^{-10} , 0.6×10^{-10} et 0.5×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $1.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$; pour l'espèce isotopique les abondances utilisées sont respectivement de 1.5×10^{-11} et 1.1×10^{-10} avec une largeur de turbulence identique.

B.3 IRAS 05358+3543

Les résultats sont reportés dans les Figures B.11, B.12, B.13, B.14 et B.15.

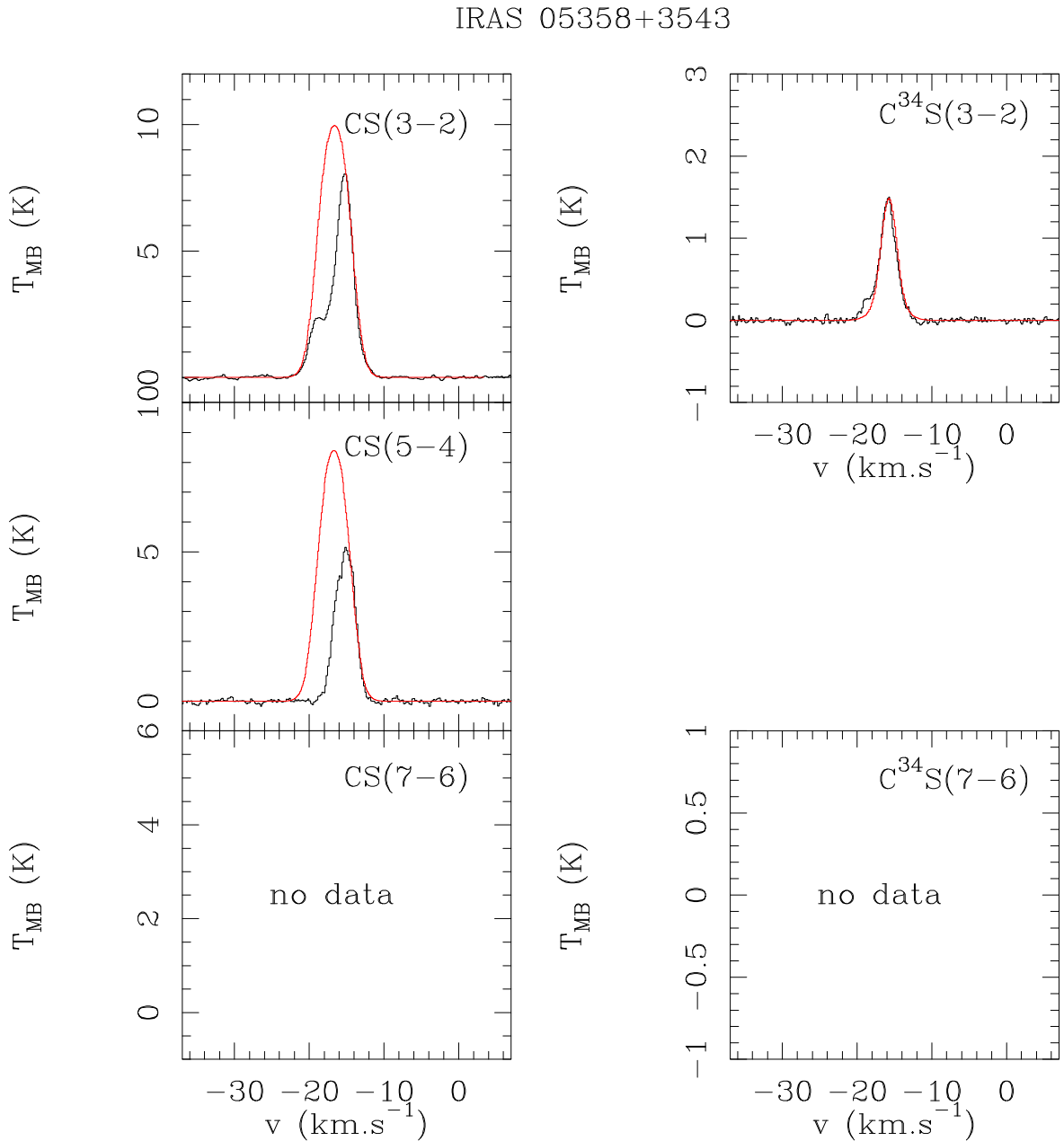


FIG. B.11 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du CS(3 – 2) et (5 – 4) et de son isotope $C^{34}S(3 – 2)$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 5.4×10^{-10} et 2.2×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $2.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$; pour l’espèce isotopique l’abondance utilisée est de 2.1×10^{-11} avec une largeur de turbulence de $1.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

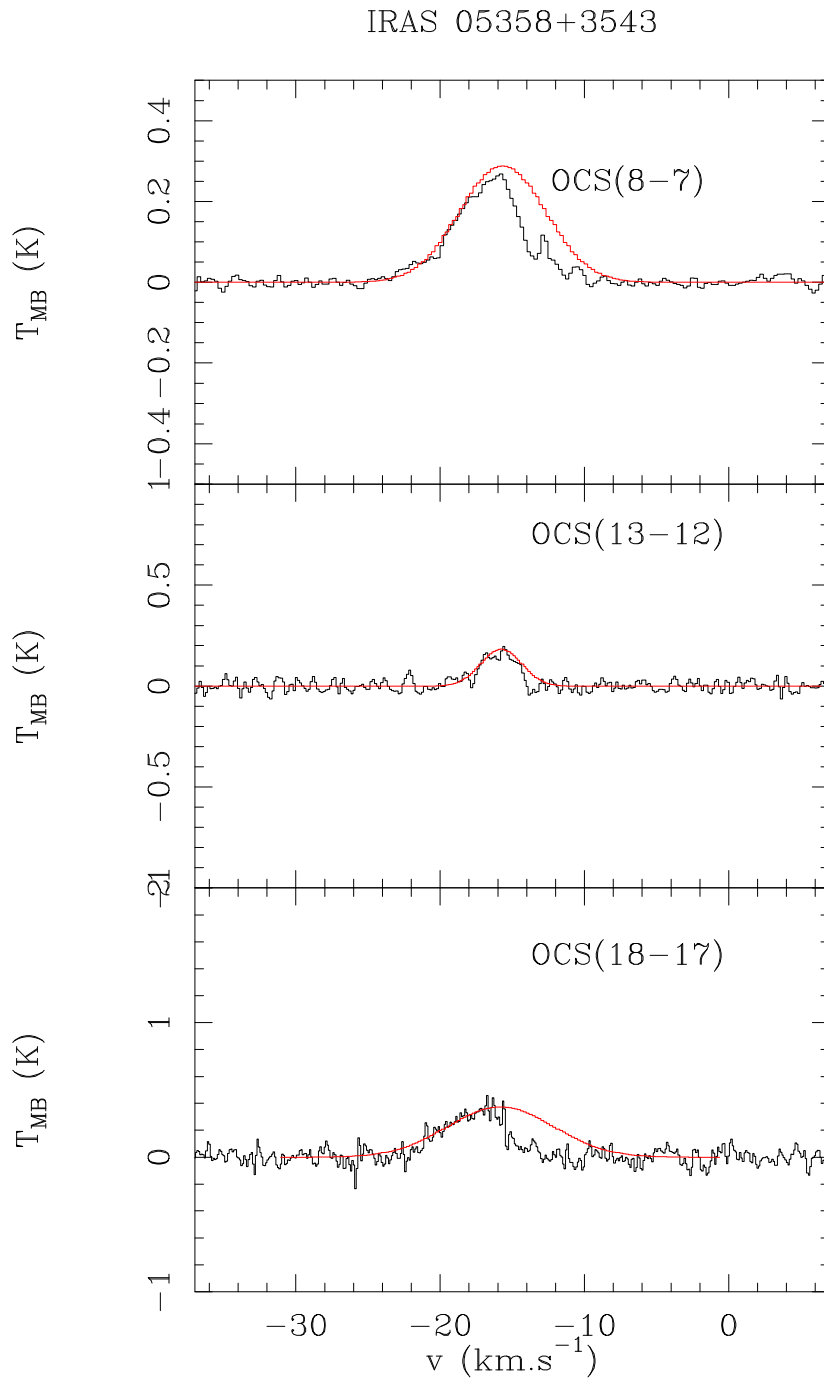


FIG. B.12 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du OCS(8-7), (13-12) et (19-18). Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 6.9×10^{-10} , 1.0×10^{-10} et 7.0×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $4.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $2.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $5.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

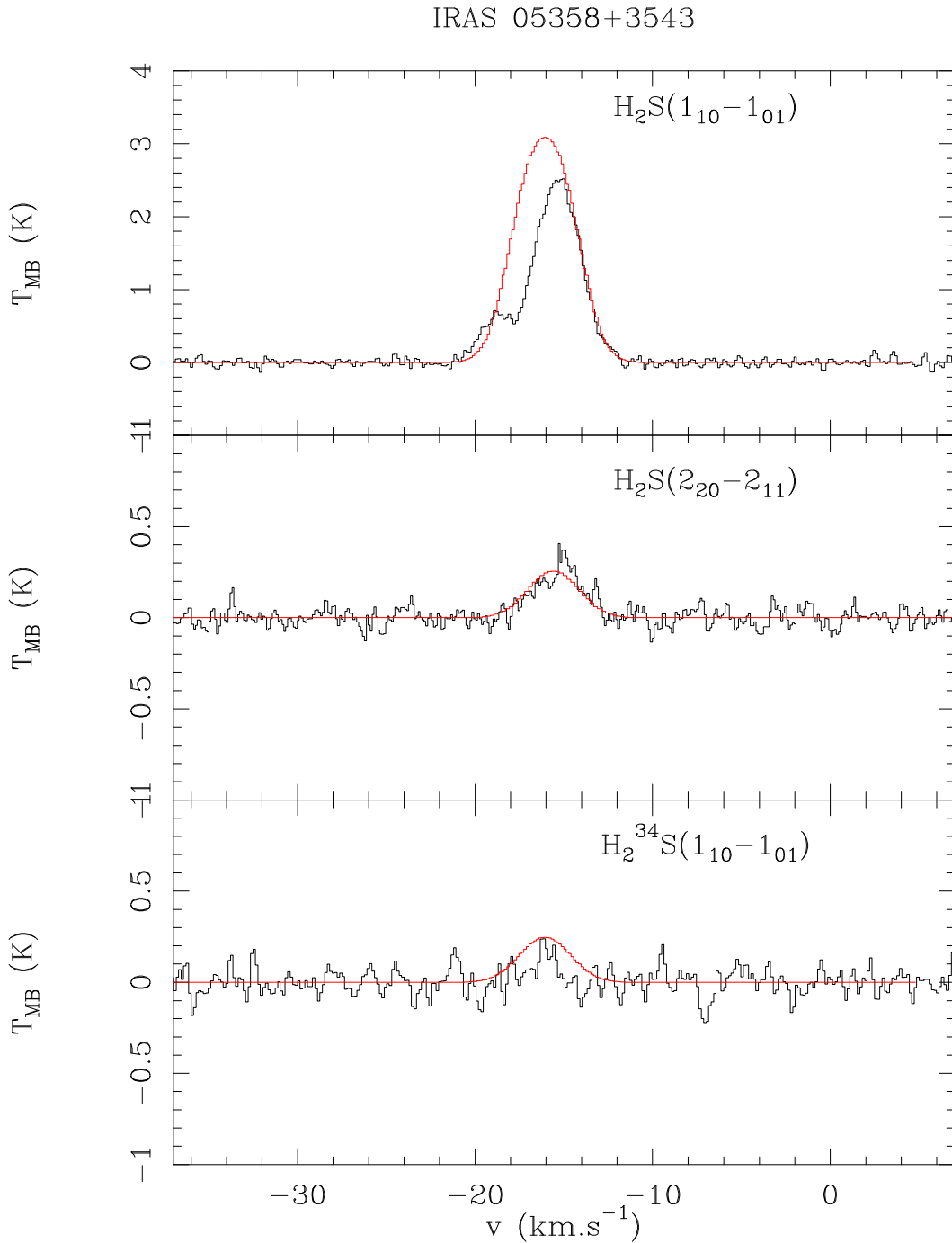


FIG. B.13 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du $H_2S(1_{1,0} - 1_{0,1})$ et $(2_{2,0} - 2_{1,1})$ et de son isotope $H_2^{34}S(1_{1,0} - 1_{0,1})$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 2.6×10^{-10} , 0.48×10^{-10} et 1.3×10^{-11} (limite supérieure ici) avec une largeur de turbulence égale à $2.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour l’ensemble des raies moléculaires.

IRAS 05358+3543

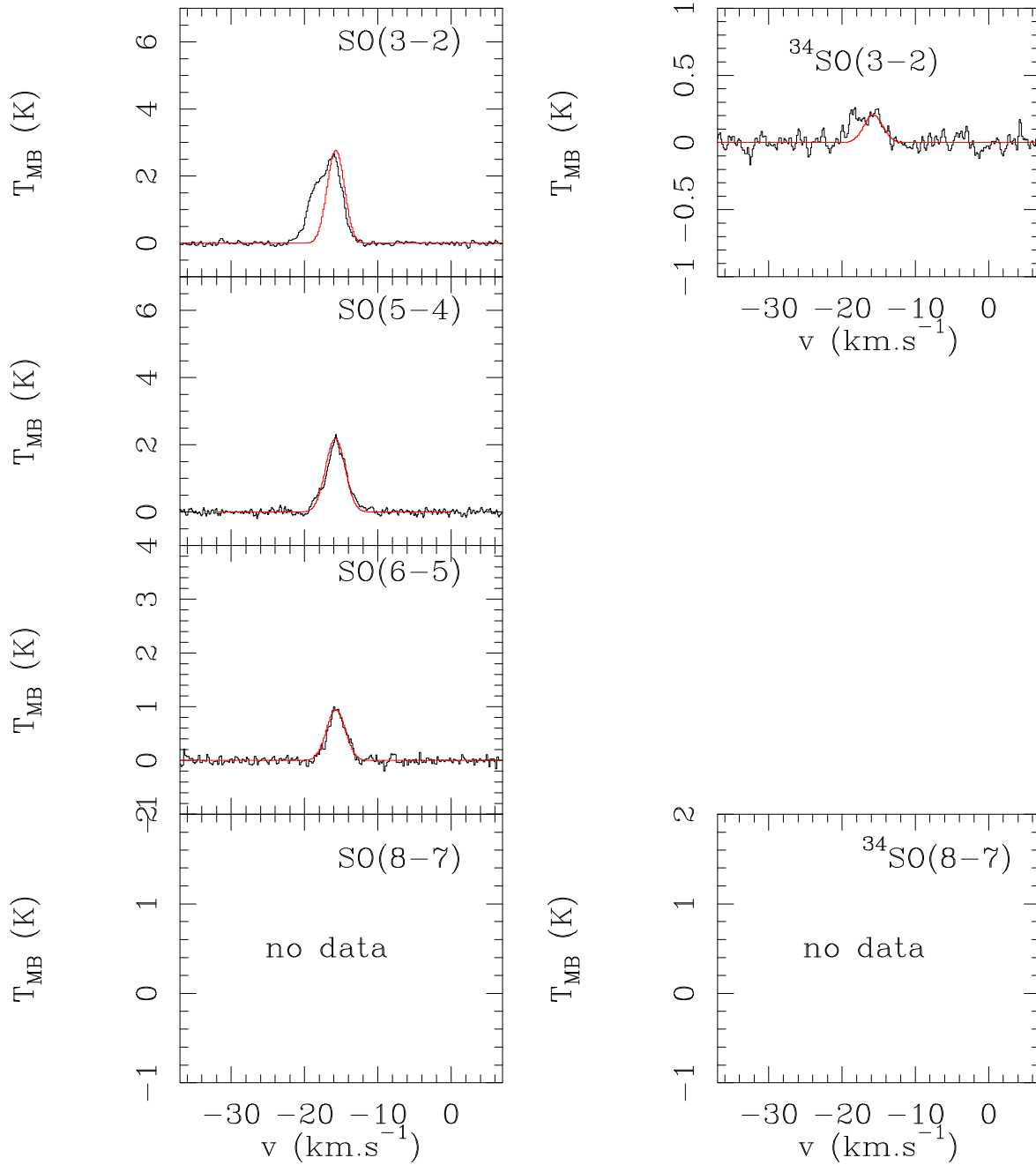


FIG. B.14 – Modélisation des raies d'émission moléculaires du $\text{SO}(3-2)$, $(5-4)$ et $(6-5)$ et de son isotope $^{34}\text{SO}(3-2)$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 2.2×10^{-10} , 1.1×10^{-10} et 0.8×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $1.6 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la transition $(3-2)$ et $1.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les deux autres ; pour l'espèce isotopique l'abondance utilisée est de 1.7×10^{-11} avec une largeur de turbulence égale à $1.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

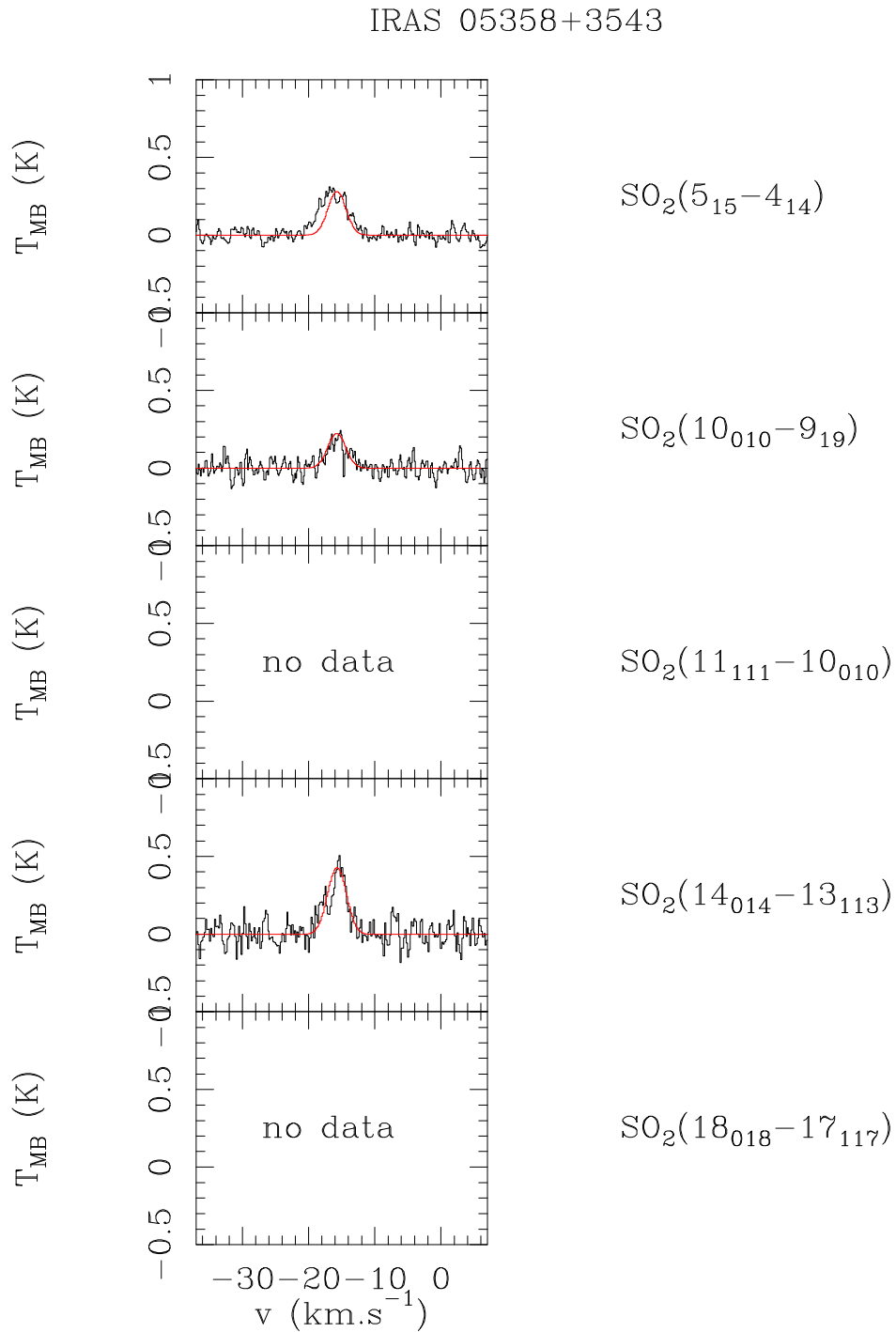


FIG. B.15 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du $\text{SO}_2(5_{1,5} - 4_{0,4})$, $(10_{0,10} - 9_{1,9})$ et $(14_{0,14} - 13_{1,13})$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 6.2×10^{-11} , 5.2×10^{-11} et 6.4×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $1.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

B.4 W43-MM1

Les résultats sont reportés dans les Figures 4.2, B.16, B.17, B.18 et B.19.

W43-MM1

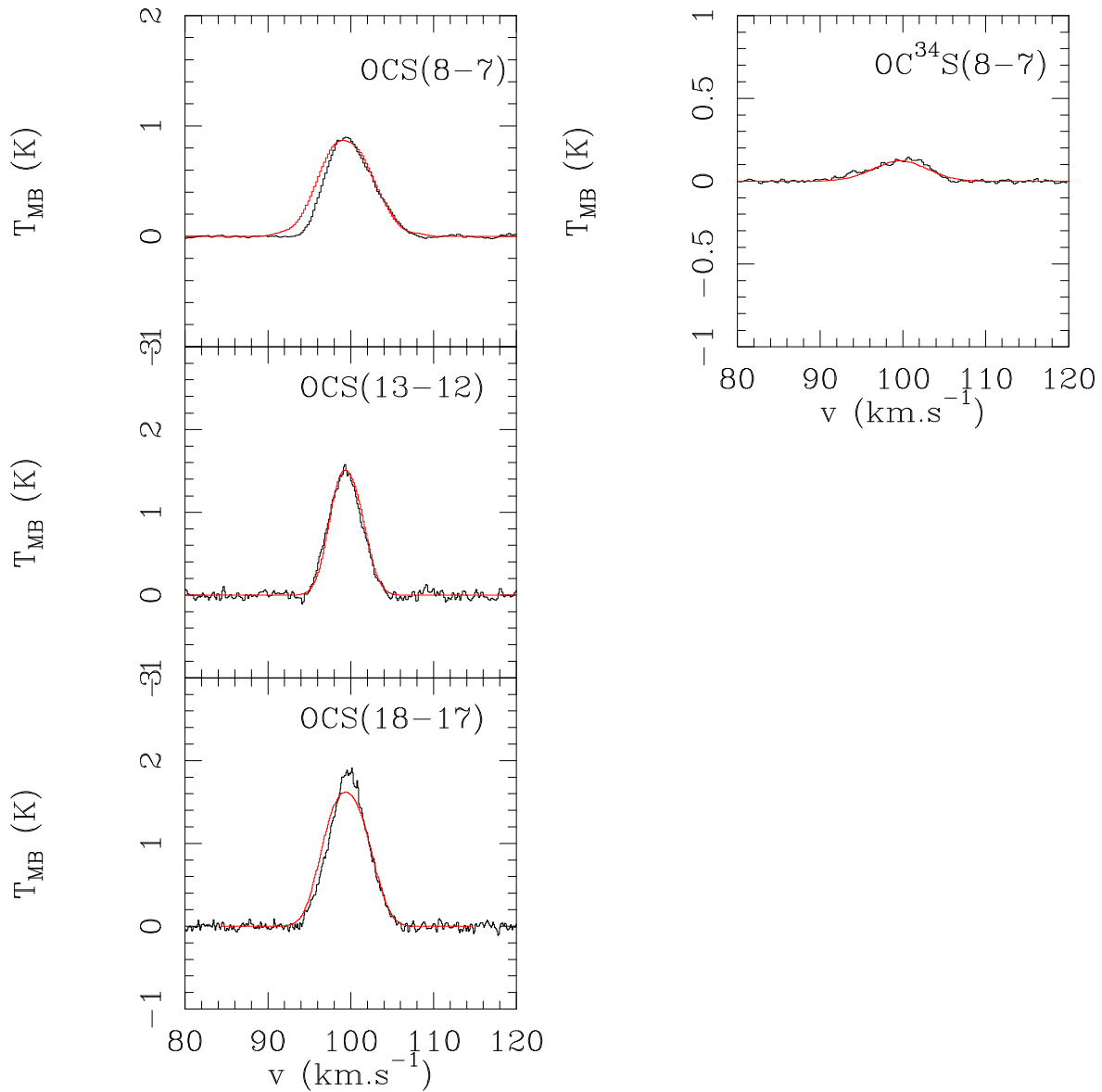


FIG. B.16 – Modélisation des raies d'émission moléculaires du OCS(8-7), (13-12) et (18-17) et de son isotope OC³⁴S(8-7). Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 5.2×10^{-9} , 3.3×10^{-9} et 12×10^{-9} avec une largeur de turbulence égale à $2.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $2.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la transition la plus haute en énergie ; pour l'espèce isotopique l'abondance utilisée est de 4.1×10^{-10} . Un effondrement au bord minimal de $-1.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ a été rajouté pour cette source, étendu à l'ensemble du modèle en suivant les résultats de Shu (1977).

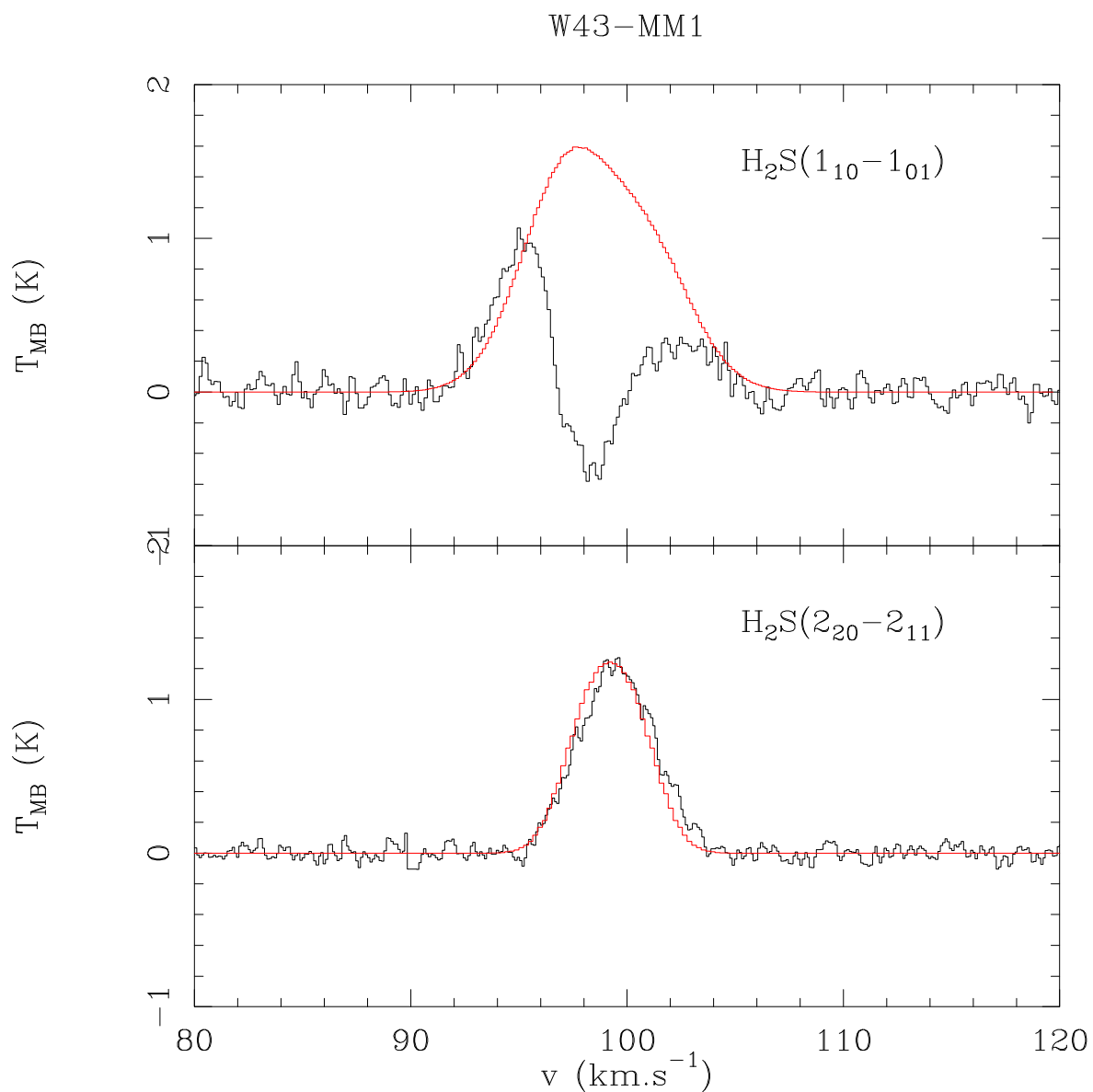


FIG. B.17 – Modélisation des raies d’émission moléculaires du $\text{H}_2\text{S}(1_{1,0} - 1_{0,1})$ et $(2_{2,0} - 2_{1,1})$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 3.0×10^{-10} et 4.0×10^{-10} avec des largeurs de turbulence égales respectivement à $2.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et $2.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Un effondrement au bord minimal de $-1.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ a été rajouté pour cette source, étendu à l’ensemble du modèle en suivant les résultats de Shu (1977).

W43-MM1

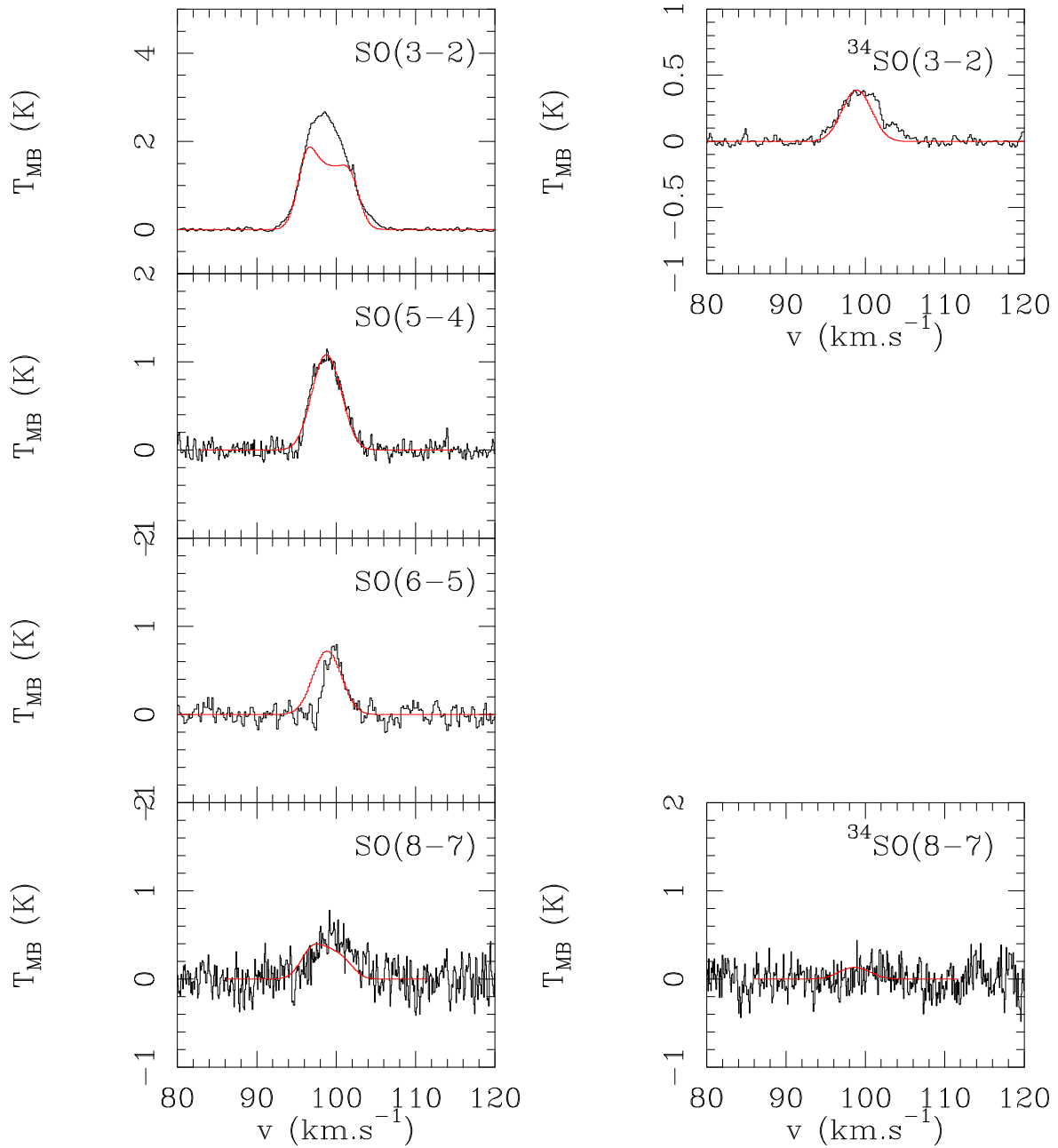


FIG. B.18 – Modélisation des raies d'émission moléculaires du $\text{SO}(3-2)$, $(5-4)$, $(6-5)$ et $(8-7)$ et de son isotope $^{34}\text{SO}(3-2)$ et $(8-7)$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 25×10^{-10} , 0.9×10^{-10} , 1.0×10^{-10} et 40×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $2.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$; pour l'espèce isotopique les abondances utilisées sont respectivement de 6.0×10^{-11} et 16×10^{-11} . Un effondrement au bord minimal de $-1.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ a été rajouté pour cette source, étendu à l'ensemble du modèle en suivant les résultats de Shu (1977).

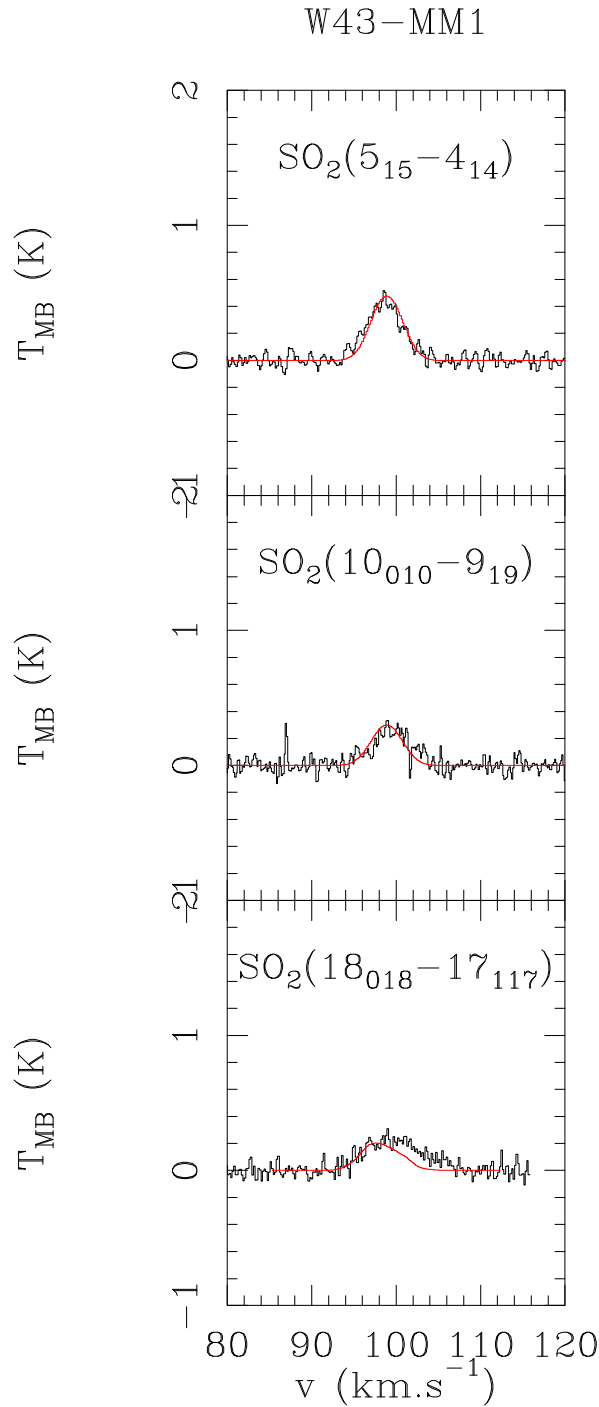


FIG. B.19 – *Modélisation des raies d’émission moléculaires du $\text{SO}_2(5_{1,5} - 4_{0,4})$, $(10_{0,10} - 9_{1,9})$ et $(18_{0,18} - 17_{0,17})$. Les abondances utilisées pour obtenir ces résultats sont respectivement de 1.0×10^{-11} , 0.9×10^{-11} et 8.0×10^{-10} avec une largeur de turbulence égale à $2.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Un effondrement au bord minimal de $-1.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ a été rajouté pour cette source, étendu à l’ensemble du modèle en suivant les résultats de Shu (1977).*