

n° d'ordre : 4146

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (UMR 5804)

École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

par **Yann Boehler**

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Astrophysique

Étude du grossissement et de la distribution spatiale des grains de poussière dans les disques protoplanétaires

Soutenue le 13 décembre 2011

Après avis de : Emmanuel DARTOIS & Leonardo TESTI, Rapporteurs

Devant la commission d'examen formée de :

Emmanuel DARTOIS	Chargé de Recherche, IAS, Orsay	Rapporteur
Leonardo TESTI	Astronome, ESO, Garching	Rapporteur
Alain BAUDRY	Astronome, LAB, Bordeaux	Examineur
Anne DUTREY	Directrice de Recherche, LAB, Bordeaux	Directrice de thèse
Frédéric GUETH	Chargé de Recherche, IRAM, Grenoble	Examineur

"Le mieux est l'ennemi du bien"
Voltaire

Remerciements

Je voudrai remercier ma directrice de thèse, Anne Dutrey, ainsi que son mari et chercheur Stéphane Guilloteau, qui m'ont tous les deux accompagnés durant ma thèse et m'ont beaucoup apporté grâce à leurs connaissances et leur enthousiasme. Je voudrais aussi remercier les autres membres de l'équipe : Emmanuel Di Folco, Franck Hersant et Valentine Wakelam qui ont toujours été présents pour répondre à mes nombreuses questions.

Je suis également gré à Emmanuel Dartois et Leonardo Testi d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse et ont contribué par leurs conseils à la rédaction de ce manuscrit. Merci aussi à Alain Baudry et Frédéric Gueth qui ont accepté de participer à mon jury de thèse.

Je souhaite remercier également les autres étudiants de mon laboratoire tout d'abord Luis et Ugo pour tous les bons moments quotidiens passés ensemble mais aussi Emeline, Tzu Cheng, Tang Tang pour tous les week-ends où nous avons arpenté les pyrénées et tous mes autres amis avec lesquels j'ai passé de très belles années à Bordeaux.

Enfin, je remercie ma famille et plus particulièrement mes parents et ma soeur qui m'ont toujours soutenu dans mes études et à qui je dédie ce manuscrit.

Yann

Résumé

Les étoiles, durant les premiers millions d'années de leur existence, sont entourées d'un disque protoplanétaire composé à 99% de gaz et à 1 % de poussière. La poussière est initialement sous forme de grains de taille sub-micrométrique mais évolue jusqu'à pouvoir former les planètes. Nous avons cherché une preuve observationnelle de l'évolution de la poussière aux longueurs d'ondes millimétriques. C'est une fenêtre d'observation très utile pour sonder les parties externes des disques ($>$ à 50 UA). En effet, à la fois l'émission thermique de la poussière et les raies de rotations des molécules en phase gazeuse sont visibles à ces longueurs d'ondes. De plus, l'émission est y généralement optiquement mince et permet de sonder la structure interne des disques.

Outre le grossissement des grains qui avait déjà été observé (Beckwith et al. 1990; Ricci et al. 2010), nous avons pour la première fois montré une évolution radiale de la taille des grains via l'indice spectral β de l'émissivité (Guilloteau et al. 2011). Il est apparu clairement sur l'ensemble de nos observations que les grains les plus gros se trouvaient à moins de 100 UA de l'étoile centrale alors que les parties plus externes étaient composées de grains sub-micrométriques, comme dans le milieu interstellaire. De plus, à partir des paramètres que nous avons dérivés des observations, nous en déduisons que le coefficient de viscosité α diminue avec le temps. Cela est en désaccord avec l'une des hypothèses ayant permis l'élaboration de l'équation d'évolution auto-similaire (Lynden-Bell & Pringle 1974) des disques, largement utilisée dans la littérature, et parfois aussi pour contraindre les observations.

Par ailleurs, avec l'arrivée d'ALMA, un nouvel interféromètre très performant basé au Chili, nous pourrions bientôt obtenir une résolution largement supérieure à celle que nous avons avec les interféromètres actuels. Pour pouvoir bénéficier de ces progrès, cela a nécessité l'amélioration de notre code de transfert radiatif pour prendre en compte la sédimentation des grains. Cela ne s'était jamais avéré nécessaire auparavant à cause de la trop faible résolution angulaire des interféromètres qui ne dépassait pas 60 UA pour les régions de formation d'étoiles les plus proches. Cependant ALMA dépassera de très loin cette résolution et aura également une sensibilité beaucoup plus importante. Nous avons donc inclus dans notre code plusieurs catégories de grains se différenciant par la taille, chacune ayant ses propres caractéristiques de sédimentation et d'émission. La prescription de la sédimentation que nous utilisons a été déduite des simulations de Fromang & Nelson (2009) où la turbulence provient d'instabilités magnéto-rotationnelles (MRI). Les coefficients d'absorption ont été calculés d'après une loi paramétrique calibrée sur les résultats de Ricci et al. (2010). Nos simulations suggèrent que la sédimentation devrait être visible, pour des disques ayant une inclinaison minimum de 75 degrés le long de la ligne de visée et à partir d'une résolution de 20 UA, soit environ $0.13''$ pour les disques protoplanétaires du nuage du taureau.

Abstract

The stars, during the first millions years of their existence, are surrounded by a protoplanetary disk composed of 99% of gas and of 1 % of dust. The dust is initially under the form of sub-micrometric grains but evolves to likely form planets. We searched an observational proof of the dust evolution at the millimeter wavelengths. This is an observation window very useful to probe the external parts of the disks ($>$ to 50 AU). Indeed, both the thermal emission of the dust and many rotational lines of molecules in gas phase are visible at this wavelength. Moreover, the emission is generally optically thin and allows us to probe the inner structure of the disks.

In addition to the grain growth which has already been observed (Beckwith et al. 1990; Ricci et al. 2010), we have for the first time shown a radial evolution of the grain size via the spectral exponent β of the emissivity (Guilloteau et al. 2011). It appeared clearly throughout our observations that the biggest grains are localized at less than 100 AU from the central star whereas the external parts were composed of sub-micrometric grains, as in the interstellar medium. Moreover, starting from the parameters we derived from the observations, we deduced that the viscosity coefficient was decreasing with time. This is in disagreement with an hypothesis used for the elaboration of the self similar evolution of disks (Lynden-Bell & Pringle 1974), which has often served in the literature and to constrain the observations.

In addition, with the incoming and very competitive interferometer ALMA, based in Chili, we will soon obtain a resolution largely superior to the one we have with the current instruments. In order to benefit from this progress, we had to improve our radiative transfert code DiskFit to take into account the settling in our models. This was not necessary before because the angular resolution was not better than 60 AU for the nearest star forming regions. Nevertheless, ALMA will exceed by far this resolution and will have a significantly better sensibility. We have then included in our code several type of grains, different by their size. Each grain type has its own settling and emission characteristics. The settling we use has been predicted by simulations (Fromang & Nelson 2009) where the turbulence is driven by Magneto-Rotational Instabilities (MRI). The absorption coefficients have been calculated using a parameterized law calibrated on the results of Ricci et al. (2010). Our simulations suggest that settling must be visible for disks having a minimum inclination of 75 degrees along the line of sight and observed at least at a resolution of 0.13", corresponding to 20 AU, for planetary disks located in the Taurus cloud.

Table des matières

1	Introduction	3
1.1	Formation des étoiles et des disques protoplanétaires	3
1.1.1	Du nuage moléculaire à l'étoile	3
1.2	Les observations des disques protoplanétaires	5
1.2.1	Les premières découvertes	5
1.2.2	Classification des jeunes objets stellaires	5
1.2.3	Des observations multi-longueurs d'ondes	6
1.2.4	Les prochaines avancées observationnelles	10
1.3	Enjeux et contenu de la thèse	11
2	Les disques protoplanétaires	13
2.1	description des disques protoplanétaires	13
2.1.1	Les tailles des disques	13
2.1.2	La vitesse de rotation des disques	14
2.1.3	La distribution de la matière dans les disques	15
2.1.4	La température	18
2.1.5	L'origine de la viscosité dans les disques	20
2.1.6	L'irradiation du disque et ses conséquences	21
2.1.7	La dispersion du disque	23
2.2	Evolution de la poussière dans les disques protoplanétaires	24
2.2.1	Couplage gaz-grains	25
2.2.2	Migration et grossissement des grains de poussière	26
2.3	La Formation des planètes	32
2.3.1	La formation des planétésimaux :	32
2.3.2	Formation des planètes telluriques et des géantes gazeuses	33
2.3.3	Migration des planètes	37
3	Analyse et simulation des disques protoplanétaires	39
3.1	Modélisation des disques protoplanétaires par le code Diskfit	39
3.1.1	Hypothèses et lois adoptées	39
3.1.2	Le transfert radiatif	45
3.1.3	Les simulateurs de télescopes	47
3.1.4	Les unités utilisées en radioastronomie	47
3.2	Minimisations des observations par les modèles	48
3.2.1	La visibilité	48
3.2.2	La méthode de minimisation	50

4	Observations bi-fréquences en millimétrique de la distribution de poussière	53
4.1	Présentation	53
4.2	Etude préliminaire des courbes de visibilité	53
4.2.1	Introduction	53
4.2.2	Variation des courbes de visibilité en fonction des caractéristiques des disques	54
4.3	Etude de la densité surfacique	57
4.3.1	Présentation des deux modèles utilisés	57
4.3.2	Comparaison des deux modèles	58
4.4	Evolution radiale de la poussière	61
4.5	Evolution temporelle du paramètre de viscosité α	62
4.6	Publication : Etude à deux longueurs d'ondes et avec une résolution angulaire inférieure à la seconde de disques protoplanétaires dans le domaine millimétrique	65
5	Chimie dans les disques : Recherche de molécules soufrées	107
5.1	Introduction à l'étude sur la chimie du soufre	107
5.2	Présentation des observations et traitement des données	107
5.3	Comparaisons avec les modèles chimiques	108
5.4	Principaux Résultats	108
5.5	Publication : Chimie du Soufre dans les disques	108
6	Sédimentation de la poussière dans les disques : Observations et prédictions avec ALMA	117
6.1	Présentation	117
6.2	Etude de la sédimentation de la poussière	118
6.3	Emission et absorption des grains de poussière en fonction de leur taille	121
6.4	Création des simulations d'observations	122
6.4.1	Choix des grains	122
6.4.2	Choix de la configuration de l'interféromètre	123
6.5	Résultats	123
6.5.1	Disques avec la même distribution de gaz	123
6.5.2	Minimisations de pseudo-disques sédimentés par des disques non sédimentés	124
6.6	Conclusion	127
6.7	Publication : Détectabilité de la sédimentation de la poussière avec ALMA	128
	Conclusions et Perspectives	143
	Bibliographie	145

Table des figures

1.1	La nébuleuse de la tête de cheval	4
1.2	Les 4 phases de la formation stellaire	7
1.3	Images de la T Tauri HH30	9
2.1	Evolution de la densité surfacique	16
2.2	Taux d'ionisation ζ du disque	22
2.3	Représentation d'un disque protoplanétaire	23
2.4	Evolution de la densité surfacique en prenant en compte la photo-évaporation	24
2.5	Evolution de la hauteur, taille et masse des grains	27
2.6	Vitesse radiale pour des particules de masse volumique différente	30
2.7	Instantanés de la formation d'un système solaire	35
3.1	Illustration des paramètres géométriques	40
3.2	Illustration des 3 lois utilisées pour représenter l'évolution de la température	44
3.3	Origine de l'émission des raies selon leur décalage spectral	46
3.4	Représentation des vecteurs utilisés pour exprimer la réponse de l'interféromètre à l'observation d'une source	49
4.1	Evolution de la courbe de visibilité en fonction du rayon interne des disques	56
4.2	Evolution de la courbe de visibilité en fonction de l'indice pc de la densité surfacique	57
4.3	Exemple d'optimisation de la discrétisation de la grille	59
4.4	Effets de la discrétisation sur la valeur du χ^2 lors de minimisations	60
4.5	Résultats des minimisations de la densité surfacique	60
4.6	Evolution radiale de l'indice β	63
4.7	Evolution du paramètre α avec l'âge des étoiles	64
6.1	Rapport de l'échelle de hauteur de la poussière avec celle du gaz en fonction de $(\Omega t_{fric})_0$	120
6.2	Evolution de l'échelle de hauteur de la poussière pour différentes tailles de grains	121
6.3	Evolution du coefficient d'absorption κ_{1mm} et de l'indice β_{1-3mm} de la poussière	123
6.4	Simulation d'observation de disques inclinés observés à 670 GHz et sous différentes inclinaisons	124
6.5	Différence entre une pseudo-observation à 230 GHz d'un disque sédimenté incliné à 85° et le résultat de la minimisation par un modèle homogène	126
6.6	$\kappa(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde pour 3 différents a_{max}	145

Liste des tableaux

3.1	Principaux paramètres des disques modélisés	51
4.1	Paramètres du disque standard, utilisé avec le modèle à bord tronqué. . . .	55
6.1	disques sédimentés minimisés par des modèles non sédimentés : grains de taille modérée	125

Chapitre 1

Introduction

1.1 Formation des étoiles et des disques protoplanétaires

1.1.1 Du nuage moléculaire à l'étoile

Les étoiles que l'on observe dans l'univers peuvent sembler à première vue très différentes. Certaines sont rouges, d'autres bleues, correspondant à une grande variété de leur température de surface. On recense aussi une grande disparité au niveau de leur taille. Les plus petites sont les naines rouges avec une masse à peine supérieure à 0.08 masses solaires, la masse minimum pour pouvoir engendrer des réactions thermonucléaires. Elles consomment très lentement leur carburant et ont une très longue durée de vie. C'est pour cette raison notamment que ce sont les étoiles les plus abondantes de l'univers ($\approx 80\%$). Par exemple, l'étoile la plus proche du système solaire, à 4.2 années-lumière, est alpha du Centaure qui est une naine rouge. A l'opposé, on trouve les géantes bleues, avec une température de surface très chaude (≈ 20000 K) et des masses pouvant aller jusqu'à environ 300 fois celle de notre étoile. La plus massive, trouvée à ce jour est R136a1 dans le nuage de Magellan, une galaxie périphérique de la nôtre (Crowther et al. 2010). Ces étoiles ont une durée de vie très courte comprise entre 10 et 100 millions d'années. Elles finissent leur existence par une énorme explosion, devenant des supernovas, alors que leur coeur très massif se transforme généralement en un trou noir.

Cependant, elles semblent toutes avoir la même origine. Elles sont nées de l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire. Les nuages moléculaires sont des milieux denses, de l'ordre de 10^2 - 10^3 molécules par cm^3 , soit environ 1000 fois plus élevé que dans le milieu interstellaire. Leurs dimensions et leur masse, mesurées dans notre galaxie, varient entre un peu moins d'un pc pour $\approx 10 M_{\text{sol}}$ à plus de 100 pc et $10^6 M_{\text{sol}}$. Le gaz représente 99 % de la masse de ces nuages et est principalement sous forme de la molécule diatomique H_2 , molécule malheureusement très difficile à détecter car ne possédant pas de moment dipolaire. La deuxième molécule la plus abondante et la plus facilement détectable est le monoxyde de carbone CO , servant de traceur de la masse des objets astronomiques même si le rapport CO/H_2 estimé n'est que de 10^{-4} (Ohishi et al. 1992; Smith et al. 2004). Il y a également la poussière, constituée majoritairement de grains de taille sub-micrométrique, qui est le principal absorbant de l'émission stellaire. C'est en fonction de sa présence et de ses caractéristiques que le milieu sera plus ou moins chauffé,

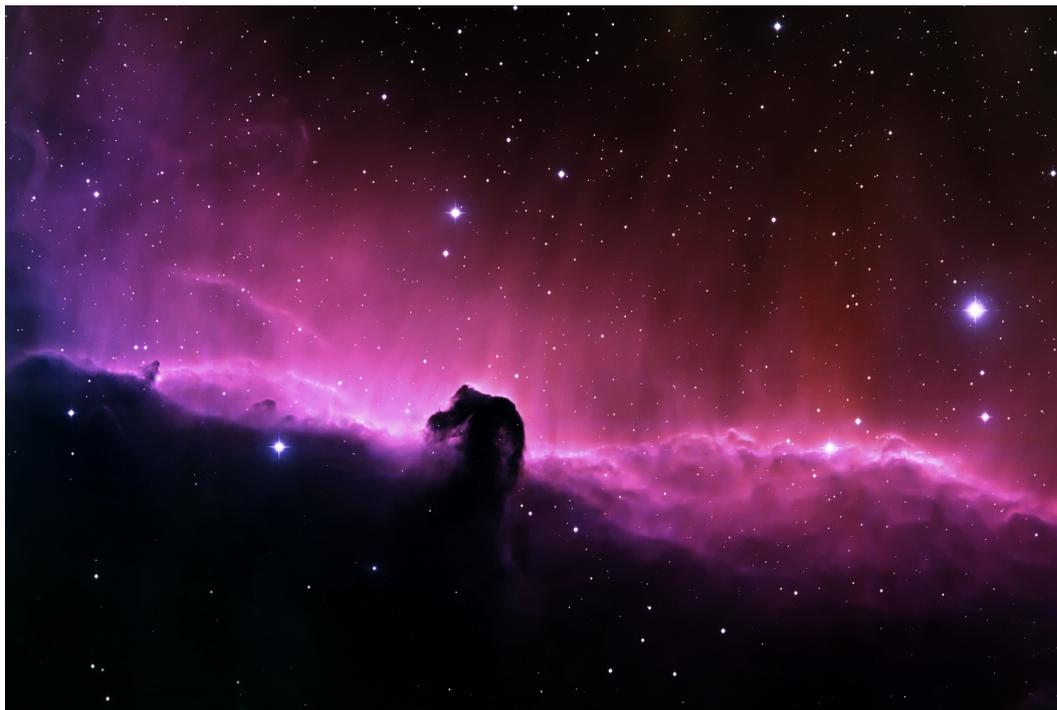


Figure 1.1 – La fameuse nébuleuse (ou nuage moléculaire) de la tête de cheval. Elle est située dans notre galaxie, à 1500 années lumières de la terre.

plus ou moins protégé des rayonnements puissants, etc. La Figure 1.1 montre un nuage moléculaire. On remarque qu'il apparaît à la fois lumineux à certains endroits et sombres à d'autres. Cela dépend de la présence d'étoiles, à proximité ou à l'intérieur même du nuage lorsque la formation d'étoiles a déjà commencé. Sur la figure, la luminosité vient de l'hydrogène ionisé qui donne une couleur rouge. La tête de cheval en profil sombre, est due à la poussière qui absorbe le rayonnement provenant de l'arrière plan.

Lors de son effondrement gravitationnel, un nuage moléculaire ne donne pas naissance à une étoile mais en général à des dizaines, des centaines voire des milliers dans les nuages les plus gros. Le nuage se fragmente tout d'abord en des coeurs pré-stellaires (densité de l'ordre 10^4 - 10^6 molécules par cm^3) le plus souvent de forme filamentaires, qui vont à leur tour s'effondrer. La contraction du milieu va entraîner un chauffage de la matière et lorsqu'un seuil suffisant en pression et en température aura été atteint, la fusion thermonucléaire de l'hydrogène en hélium commence. Grâce à ce nouvel apport d'énergie, le coeur de condensation qui est maintenant devenu une étoile, va alors pouvoir contenir l'effondrement gravitationnel et irradier de l'énergie lumineuse. L'effondrement d'un coeur pré-stellaire donne naissance de façon équiprobable à une étoile seule ou à des systèmes multiples (composé d'au moins deux étoiles). De plus, en raison du moment angulaire qui se conserve, un disque en rotation se forme autour des étoiles. Constitué à 99 % de gaz et à 1 % de poussière, ce disque a une importance fondamentale car il constitue le lieu de formation pour les planètes et d'autres corps tels les astéroïdes et comètes. C'est un processus très rapide à l'échelle astronomique car la durée de vie des disques "protoplanétaires" ne dépasse guère plus de 5 millions d'années.

Aujourd'hui, la connaissance que nous avons des étoiles jeunes et de leurs disques protoplanétaires provient essentiellement de l'observation de 3 nuages moléculaires situés dans l'environnement local de notre galaxie. Ce sont des nuages jeunes, de quelques mil-

lions d'années où la formation d'étoiles est toujours à l'oeuvre. Depuis l'hémisphère nord, les zones de formation planétaire les plus faciles à observer sont :

Le nuage du Taureau Il est seulement à une distance de 140 pc. Il possède une masse d'environ $10^4 M_{\text{sol}}$ et possède un nombre modeste d'étoiles (< 400) (Kenyon et al. 2008), principalement de faible masse. Son étendue est de 30 pc (Palla & Stahler 2002), ce qui en fait une zone de formation d'étoiles relativement peu dense.

Le nuage d'Orion Il est situé plus loin que le nuage du Taureau, à une distance de 400 pc (Sandstrom et al. 2007; Menten et al. 2007), la résolution angulaire avec laquelle on peut observer les étoiles est donc moins bonne. Il possède une masse de l'ordre de $10^5 M_{\text{sol}}$, et environ 3500 étoiles, dispersées sur une distance de 100 pc. Cependant, il contient des zones très denses dont le trapèze d'Orion qui regroupe à lui seul plus de 1000 étoiles, parfois très massives, dans seulement 1 pc^3 (Hillenbrand 1997).

Enfin, de l'hémisphère sud, la zone de formation d'étoiles la plus observée est :

Le nuage Ophiucus un nuage situé à seulement 120 pc (Lombardi et al. 2008; Loinard et al. 2008). Il a une taille d'environ 15 pc et une masse de l'ordre de $3.10^3 M_{\text{sol}}$.

1.2 Les observations des disques protoplanétaires

1.2.1 Les premières découvertes

Joy (1945) fut le premier à observer une nouvelle classe d'étoiles dont les caractéristiques étaient une importante variabilité de la luminosité, un type spectral compris entre F5-G5, une faible luminosité et son association avec des nébuleuses sombres ou lumineuses. L'étoile type est l'étoile T Tauri, qui donnera ensuite son nom à cette catégorie d'étoiles. Peu après, Ambartsumian (1947) suggéra que ces étoiles étaient jeunes et qu'elles n'étaient plus liées gravitationnellement entre elles mais en train de se disperser. Il fallut cependant attendre la fin des années 70 pour en savoir plus. Elsasser & Staude (1978) remarquèrent la polarisation de la lumière visible et infrarouge des étoiles T Tauri. Ils en déduisirent que la poussière responsable de la diffusion n'était pas répartie de façon sphérique autour de ces étoiles. Grâce au satellite infrarouge IRAS (Infrared Astronomical Satellite), Rucinski (1985) observa un excès infrarouge. Celui-ci ne pouvait pas provenir directement de l'étoile. Il en a donc été déduit d'après Shakura & Sunyaev (1973) et Lynden-Bell & Pringle (1974) que cet excès était dû à l'émission de poussière chaude ($\sim 1000 \text{ K}$) contenue dans les parties internes d'un disque d'accrétion orbitant autour de l'étoile. De plus, le satellite IRAS a aussi permis de découvrir la présence de disques ténus de poussière autour d'étoiles de la séquence principale donc plus évoluées. L'exemple le plus remarquable est β Pictoris.

1.2.2 Classification des jeunes objets stellaires

Grâce à ces premières observations, il a été possible de classer les T Tauri en différentes sous-catégories, basées uniquement au départ sur des données observationnelles. Il est apparu par la suite que ce classement retraçait également l'évolution des jeunes étoiles (Adams et al. 1987). Nous nous concentrerons ici dans le cas le plus simple où les étoiles T Tauri sont isolées. Les jeunes objets stellaires ont été classifiés, principalement selon

leur distribution spectrale d'énergie (SED). Au total, on différencie 4 classes, qui sont schématisées dans la figure 1.2 et détaillées ci dessous :

Classe 0 : Le coeur pré-stellaire est en effondrement. Cependant, les conditions ne sont pas encore réunies pour que les réactions thermonucléaires aient pu s'enclencher. Il n'y a donc pas encore d'étoile. L'émission thermique, aux longueurs d'ondes millimétriques, provient de la poussière portée à une température de quelques dizaines de Kelvin.

Classe I : L'étoile est maintenant créée. Elle est cependant enfouie dans un halo de gaz et de poussière. Son émission ne nous provient donc pas directement mais est absorbée puis réémise à plus grande longueur d'onde par la poussière. Par ailleurs, des flots et des jets puissants de matière, ayant des vitesses de l'ordre de 100 km.s^{-1} et correspondant à 10 % de la matière accrétée, sont souvent détectés. Il est clair que leur origine est liée à l'accrétion et que l'accélération de la matière le long des axes de rotation est d'origine magnétique. Cependant, le manque de contraintes observationnelles du champ magnétique proche de l'étoile ne permet pas de connaître précisément ce processus.

Classe II : L'enveloppe s'est maintenant dissipée laissant l'étoile au centre d'un disque protoplanétaire. L'émission est constituée du spectre de l'étoile et de celui du disque, rayonnant principalement dans l'IR aux petits rayons et aux fréquences millimétriques à plus grand rayon. Un rayonnement ultraviolet est également fréquemment détecté dû à l'accrétion de matière tombant à la surface de l'étoile.

Classe III : Le disque a quasiment disparu. Le gaz a en effet été dissipé et il ne reste que de faibles quantités de poussière avec peut être de plus gros éléments tels des météorites, comètes et planètes. L'émission détectée provient essentiellement de l'étoile. Le disque est alors communément appelé "disque de débris" ou encore "disque planétaire".

Parallèlement, On utilise également la largeur de la raie H_α pour séparer deux types de T Tauri : les CTTs (Classical T Tauri) et les des WTTs (Weak line T Tauri). La raie H_α est un indicateur du taux d'accrétion du disque par l'étoile. Une étoile ayant une largeur de raie H_α supérieure à 10 Angstroms indique un fort taux d'accrétion, soit une CTTs, que l'on peut généralement relier à une T Tauri de classe II. Au contraire, si elle est inférieure à 10 Angstroms, on a un faible taux d'accrétion, c'est donc une WTTs, assimilable habituellement à une T Tauri de classe III.

1.2.3 Des observations multi-longueurs d'ondes

Depuis les premières observations de disques protoplanétaires, des progrès ont été réalisés à toutes les fréquences d'observations et permettent de sonder différentes parties du disque. Par exemple, on a déjà expliqué que l'excès du rayonnement UV provient de la chute de matière sur la surface stellaire. Son étude ainsi que celle de raies telles H_α , à 656.3 nm, permettent de remonter au taux d'accrétion de l'étoile. La lumière visible ou proche IR peut être diffusée par le disque. C'est le cas du disque de HH30 qui est vu de profil sur la figure 1.3. Le rayonnement infrarouge provient généralement de l'émission thermique de

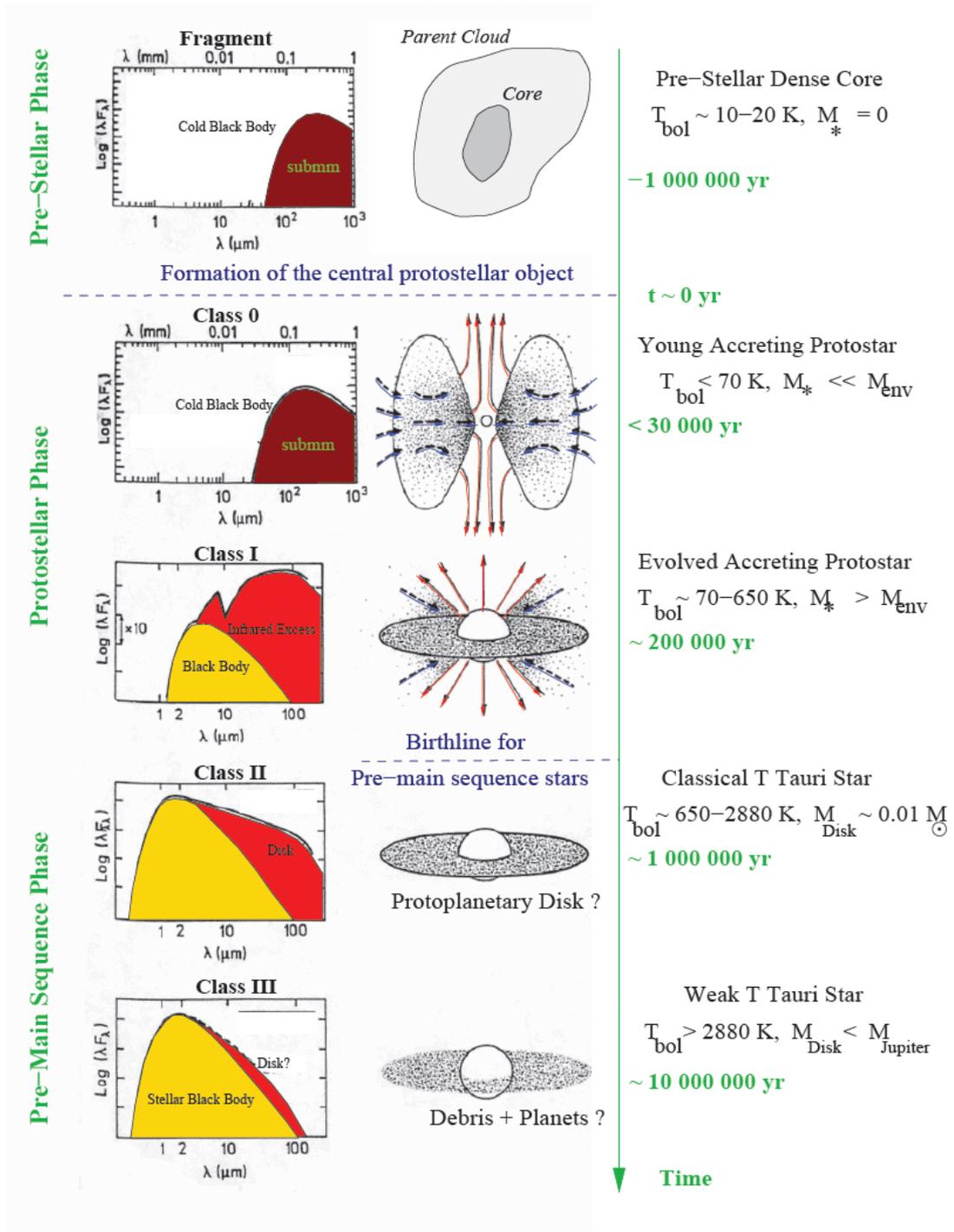


Figure 1.2 – Les 4 phases de la formation stellaire : du coeur pré-stellaire au disque de débris. Extrait de André (2002).

la poussière située aux rayons internes ($< 10 - 20$ UA), avec 1 UA, la distance Terre-Soleil. Elle est optiquement épaisse et donne des informations sur la surface du disque. La limite entre la diffusion et le régime thermique se situe aux alentours de $3-5 \mu\text{m}$. Cependant, très près de l'étoile, lorsque la température est assez chaude ($500-1000\text{K}$), il est possible que l'émission proche IR soit dominée par l'émission thermique. L'émission millimétrique trace quant à elle la poussière plus froide. C'est seulement à ces longueurs d'ondes que l'on peut observer les zones externes (> 50 UA). Le nouvel interféromètre ALMA, grâce à sa bonne résolution angulaire, nous permettra également d'observer jusqu'à un rayon de l'ordre de 10 UA. La poussière est généralement optiquement plus mince à ces longueurs d'ondes, ce qui permet d'explorer la structure interne du disque et d'en déduire sa masse. De plus, le domaine millimétrique est utilisé pour observer les premières raies de rotations de molécules en phase gazeuse et nous donne de précieuses informations à comparer avec les modèles chimiques.

Les T Tauri de Classe II :

Cette catégorie d'étoiles, correspondant au cas où le disque et l'étoile sont tous les deux bien visibles, est le stade d'évolution que j'ai le plus étudié. C'est à ce stade que des processus tels le grossissement des grains de poussière, initialement de tailles inférieures au micron, et leur sédimentation sur le plan du disque sont les plus marqués. La plupart des T Tauri de classe II que nous observons sont localisées dans le nuage du Taureau. Ce sont des étoiles entourées d'un disque massif compris entre 0.1 et $0.001 M_{\text{sol}}$, qui est accrété par l'étoile à un taux d'environ $10^{-8} M_{\text{sol}}/\text{an}$ (Hartmann et al. 1998), ce qui est largement plus faible que pour les T Tauri de classe 0, accrétant à un taux de $10^{-5} M_{\text{sol}}$ par an. Il y a effectivement une importante décroissance du taux d'accrétion des T Tauri avec l'âge. Grâce à leurs observations, Hartmann et al. (1998) ont obtenu une loi donnant $M_{\text{acc}} = t^{-\eta}$ avec η compris entre 1.5 et 2.8. Néanmoins, il existe également des étoiles telles FU Orionis avec des taux d'accrétion très variables dans le temps et des pics à $10^{-4} M_{\text{sol}}/\text{an}$ (Hartmann & Kenyon 1996).

Une autre manière de modéliser les propriétés des disques des T Tauri est d'en analyser la distribution spectrale d'énergie (SED), qui représente la distribution du flux en fonction de la longueur d'onde. D'Alessio et al. (1998, 1999) ont ainsi montré que la principale source de chauffage du disque était l'irradiation stellaire, produisant une couche très chaude à la surface du disque, mais qu'il fallait tout de même prendre en compte le chauffage par transport du moment angulaire dans les premières UA centrales. Par ailleurs, les disques de poussière sont généralement optiquement épais jusqu'à $100-200 \mu\text{m}$, ce qui permet de connaître leur température. Beckwith et al. (1990) ont obtenu pour les disques de T Tauri une température évoluant radialement en $\propto r^{-q}$ avec q compris entre 0.5 et 0.65, laissant supposer que la source principale de chauffage pour les disques est le rayonnement provenant de l'étoile centrale. En effet, théoriquement, la valeur de q est de 0.75 pour les disques dont la source de chauffage est interne (viscosité) et de 0.5 pour les disques dont la source de chauffage est l'irradiation stellaire (Kenyon & Hartmann 1987).

Grâce à l'observation de l'émission thermique de la poussière, de nombreux auteurs ont mis en évidence un grossissement des grains, passant d'une taille sub-micrométrique dans le nuage moléculaire à une taille au minimum de l'ordre du mm dans le disque protoplanétaire (Henning & Stognienko 1996; Beckwith et al. 2000). La composition des grains est cependant peu contrainte aujourd'hui. Ils sont supposés être un mélange poreux

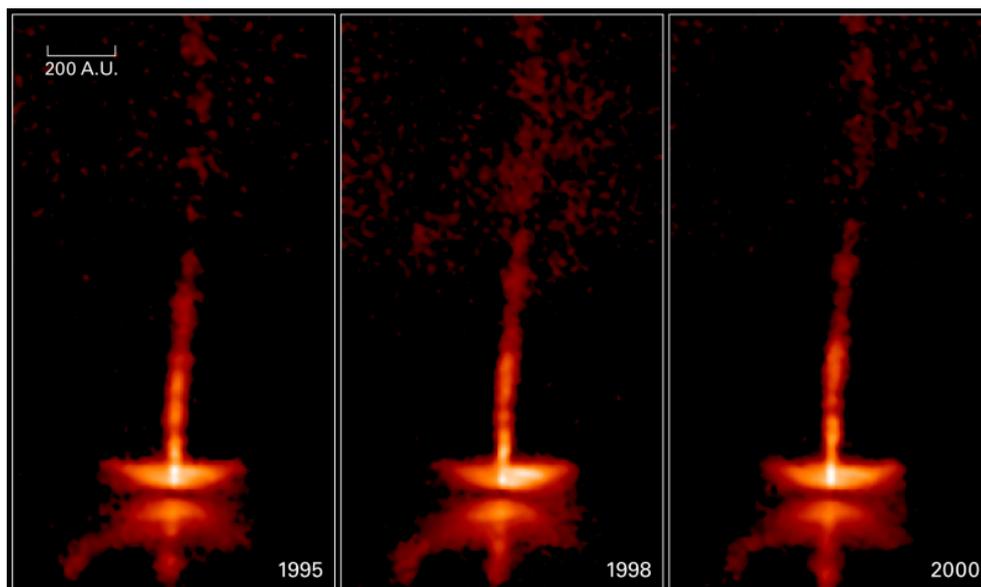


Figure 1.3 – Images de la T Tauri HH30 vu par la tranche avec ses 2 jets. Les images ont été prises par le télescope Hubble à trois périodes différentes et montrent la dynamique du système.

de carbone amorphe et de silicate entouré d'un manteau de glace (Pollack et al. 1994). Toujours à partir de l'émission thermique de la poussière, mesurée par interférométrie optique et proche IR, Monnier & Millan-Gabet (2002) ont montré que le rayon interne était généralement de l'ordre de 0.05 - 0.1 UA pour les T Tauri, ce qui correspond au rayon auquel la température est suffisante pour sublimer les grains. En optique, le disque de HH30 a pu être très bien observé en lumière diffusée (Burrows et al. 1996). Sur la figure 1.3, on distingue ainsi le disque évasé vu de profil ainsi que le jet bipolaire perpendiculaire au plan du disque. Ce sont des grains d'environ $0.05 \mu\text{m}$ qui sont responsables de la diffusion (Close et al. 1998). La bande sombre horizontale au centre du disque est due à la poussière qui absorbe efficacement le rayonnement IR.

La mesure de la densité surfacique nécessite ensuite l'utilisation de l'interférométrie millimétrique. Dutrey et al. (1996) ont montré que celle-ci évoluait en r^{-p} avec p généralement entre 1 et 1.5. Cela implique que la majorité de la masse est comprise à des rayons supérieurs à 30 UA. L'abondance moléculaire est exprimée par rapport à la molécule H_2 . Certains ont commencé à étudier directement cette molécule (Thi et al. 2001; Richter et al. 2002) mais l'émission est très faible étant donné qu'elle ne possède pas de moment dipolaire. On préfère donc étudier généralement d'autres molécules comme le monoxyde de carbone CO. Ses premières raies de rotation $J=1-0$ et $J=2-1$ sont visibles dans le domaine millimétrique et nous renseignent sur les propriétés des parties externes des disques (température, densité, vitesse de rotation,...). D'autres molécules, HCO^+ , CS, HNC, H_2CO et HCN ont été découvertes et leur analyse nous aide à contraindre les modèles d'évolution chimique des disques. Dutrey et al. (1997) ont trouvé que les abondances de ces molécules sont plus faibles que celles relevées dans les nuages moléculaires standards, ce qui suggère leur dépôt sur les grains de poussière.

Disques autour d'étoiles plus massives de type spectral A-B

Les Herbig Ae/Be sont la contrepartie plus massive des étoiles T Tauri, elle ont une masse comprise entre 2 et $8 M_{\text{sol}}$. Comme ce sont des étoiles plus massives et lumineuses, elles

irradient très fortement les disques protoplanétaires, ce qui limite leur durée de vie. Seuls quelques disques de Herbig Ae ont pu être observés avec autant de précision que ceux des T Tauri. Les Herbig Be sont plus rares et les plus proches sont entre 400 et 800 pc (au lieu de 100 pc pour les T Tauri), ce qui ne permet pas aujourd'hui de résoudre spatialement les disques qui les entourent. On retrouve sur les Herbig les mêmes excès infrarouges et optique que dans les T Tauri (Grady et al. 1999) et l'étude de la molécule CO a montré l'existence de disques en rotation képlérienne (Piétu et al. 2003), comme pour les T Tauri. Finalement, les observations des Herbig Ae ont montré peu de différences avec les T Tauri sauf que les disques étaient plus chauds et également que la masse des disques semblait croître avec celle de l'étoile. Dans ce manuscrit, nous nous consacrerons à l'étude des T Tauri.

Les disques de débris (Classe III) :

La dernière phase d'évolution des disques est celle des disques de débris, appelés également disques planétaires. Alors qu'auparavant, les disques étaient massifs et majoritairement composés de gaz, ceux-ci sont ténus et constitués surtout de poussière. Il existe quelques disques de transitions entre ces deux phases mais ceux-ci sont rares, indiquant une évolution rapide entre ces deux stades. Les disques planétaires semblent beaucoup plus nombreux que les disques protoplanétaires. A partir des résultats du satellite ISO (Infrared Space Observatory) et du catalogue Hipparcos, on estime en effet qu'il y en a entre 10^2 et 10^3 situés entre 20 et 50 pc de nous. Cela s'explique par leur longue durée de vie qui est de l'ordre de 400 millions d'années alors qu'elle n'est que d'environ 10 millions d'années pour les T Tauri (Habing et al. 1999, 2001). Cependant, ils sont très peu lumineux et la plupart nous sont invisibles avec les télescopes actuels. Un faible excès IR montre que de la poussière est toujours en orbite autour de ces étoiles (Aumann et al. 1984) et quelques détections en absorption de raies atomiques ionisées indiquent qu'il y a toujours du gaz même si celui est très en faible quantité. Ce que l'on détecte ne peut pas être le reste des disques protoplanétaires car le gaz et la poussière auraient dû être détruits très rapidement, que ce soit à cause de la pression de radiation ou à cause de l'effet poynting-Robertson qui entraîne la poussière vers l'étoile (Greaves et al. 1998). L'explication avancée est que la poussière observée provient de collisions entre planétésimaux voire de planètes et que le gaz est dû à l'évaporation d'objets cométaires s'approchant du soleil (Backman & Paresce 1993). Cela suggère que ce sont des systèmes de planétésimaux ou de planètes, jeunes et toujours très actifs.

1.2.4 Les prochaines avancées observationnelles

L'interféromètre millimétrique ALMA, en cours de construction à 5000 mètres d'altitude au Chili, observera l'univers entre $400 \mu\text{m}$ et 3 mm. Bien qu'il effectue déjà certaines observations avec 16 antennes, il devra être composé une fois terminé de 66 antennes, 54 de 12 mètres de diamètre et 12 plus petites de 7 mètres. Ce qui nous permettra d'observer la poussière dans des milieux froids à une sensibilité et à une résolution angulaire (hormis VLBI) sans précédent. Cela nous permettra de sonder rapidement de très nombreux disques et ainsi d'avoir une meilleure statistique. Ses grandes lignes de bases atteindront au maximum 16 km et donneront ainsi une résolution angulaire de seulement 2-3 UA à 1 mm pour des disques situés à 140 pc. Il a été démontré par Wolf et al. (2002) qu'un sillon provoqué par la présence d'une planète de la masse de Jupiter, localisé à un rayon

de 5 UA dans un disque protoplanétaire de la région du Taureau, serait visible à l'aide d'ALMA. Enfin, concernant la chimie, ALMA sera 30 fois plus sensible autour de 1.3 mm que les meilleurs instruments actuels pour observer les raies de rotations des molécules. On espère donc découvrir de nombreuses nouvelles molécules et en étudier leur répartition à l'intérieur du disque. La partie interne, de 0.1 à 10 UA, plus chaude, peut être imagée à l'aide de l'interférométrie optique, proche et moyen infrarouge. Le VLTI de deuxième génération devrait nous permettre d'en obtenir des images. Au final, c'est à l'aide des deux interféromètres, ALMA + VLTI, que l'on pourra étudier l'ensemble du disque.

1.3 Enjeux et contenu de la thèse

A l'aide de l'interféromètre du Plateau de Bure (PdBI), instrument représentant actuellement le meilleur compromis entre résolution et sensibilité dans le domaine millimétrique avant ALMA, il a été possible de mettre en évidence que les propriétés des grains de poussière varient radialement dans le disque (Guilloteau et al. 2011). Ceci est une première étape observationnelle contraignant les prédictions théoriques sur la migration radiale (Weidenschilling 1977; Birnstiel et al. 2011) et verticale (Fromang & Nelson 2009). Avec le PdBI, nous avons également voulu savoir si la densité surfacique du disque suivait l'évolution auto-similaire prédite pour un disque dont la viscosité est une loi de puissance selon le rayon (Lynden-Bell & Pringle 1974) ou si elle suivait une simple loi de puissance avec bords tronqués.

Un autre point intéressant dans l'étude des disques protoplanétaires est l'analyse des molécules en phase gazeuse, qui servent de traceur à la masse et à la rotation du gaz, mais nécessitent néanmoins une connaissance profonde de la chimie. Celle-ci varie en fonction de la température, du rayonnement UV, cosmique, et il est également important de comprendre les réactions à la surface des grains. Ce dernier point n'est pas toujours modélisé dans les modèles chimiques et pourrait être la source de divergences entre les modèles et les observations. Dans l'une de nos études, nous nous sommes concentrés sur les molécules soufrées, très difficiles à détecter, alors que le soufre atomique est présent en grande quantité dans les nuages diffus. Pour espérer les mettre en évidence, nous avons besoin d'une grande sensibilité et avons utilisé l'antenne de 30 mètres de l'IRAM située au Pico Veleta.

Avec l'arrivée imminente d'ALMA, il est important de mettre à jour notre code de transfert radiatif Diskfit pour interpréter au mieux les nouvelles données. Dans les disques protoplanétaires, les grains de poussière se retrouvent dans un milieu plus dense et grossissent, atteignant au minimum des tailles de l'ordre du mm (Ricci et al. 2010). Or des grains de cette taille sont beaucoup moins couplés au gaz et donc moins diffusés par la turbulence, ce qui entraîne la sédimentation de la poussière sur le plan du disque. Il fut donc nécessaire de modifier le code Diskfit où la poussière était jusqu'à présent mélangée de façon homogène au gaz. La sédimentation est un phénomène important à quantifier car elle a un impact direct sur la formation planétaire. Une sédimentation très forte va créer des sur-densités locales au niveau du plan du disque et peut engendrer des zones d'instabilités gravitationnelle. Ce qui doit permettre, selon le mécanisme de Goldreich-Ward (Goldreich & Ward 1973), de passer de grains de quelques mm ou cm à des planétésimaux de l'ordre du km, étape indispensable pour la formation des planètes. Par ailleurs, si les grains ont grossi et sédimenté, les rayons UV vont pouvoir pénétrer plus profondément

dans le disque, photo-dissocier davantage de molécules et changer sa structure thermique, ce qui au final modifiera grandement la chimie à l'intérieur du disque. C'est pourquoi nous essayons déjà de préparer nos prochaines observations avec ALMA en testant la possibilité de mettre en évidence la sédimentation dans les disques protoplanétaires.

Dans la suite de ce manuscrit, je ferai au Chapitre 2, une description détaillée des disques protoplanétaires et de leur évolution en établissant les concepts dont nous aurons besoin ultérieurement. Je continuerai au Chapitre 3 en décrivant notre code de transfert Diskfit. Je discuterai notamment des hypothèses utilisées pour analyser les disques, qui ont été étudiées pour être les plus simples possibles et les moins dépendantes d'un modèle théorique particulier. Par la suite, je décris le travail auquel j'ai directement participé. Dans le Chapitre 4, il sera question des dernières découvertes que l'on a faites avec le Plateau de Bure mettant en évidence la variation radiale des propriétés de la poussière. Mon travail a principalement consisté à :

- Étudier les effets de la structure des disques sur les courbes de visibilité et déterminer ainsi quelles sont les lignes de bases les plus importantes pour mettre en évidence certaines caractéristiques telles que la présence d'un trou interne.
- Analyser la convergence de Diskfit et tester l'influence de la discrétisation sur les résultats, en particulier sur la détermination de la meilleure paramétrisation de la densité surfacique de poussière.

Le Chapitre 5 concernera l'observation de molécules soufrées et sa comparaison aux modèles chimiques actuels. Cela a été l'occasion pour moi de m'initier aux observations spectroscopiques sur de gros télescopes. J'ai en effet :

- Préparé les observations.
- Effectué des observations au 30 mètre de l'IRAM sur place ou à distance à partir du Laboratoire d'astrophysique de bordeaux. Cela a permis d'observer la molécule CS dans 3 disques et de mettre des limites supérieures contraignantes sur deux autres molécules soufrées, SO et H₂S.
- Participé à la réduction de données suite à mes observations.

Puis, dans le Chapitre 6, nous dévoilerons nos prédictions sur la capacité d'ALMA à mettre en évidence la sédimentation de la poussière. En résumé, mes efforts se sont portés sur :

- L'amélioration du code Diskfit pour qu'il soit capable d'analyser la sédimentation et différentes populations en taille de grains.
- L'Observation et le diagnostique de la sédimentation avec le simulateur ALMA contenu dans GILDAS.

Chapitre 2

Les disques protoplanétaires

Dans ce Chapitre, je détaille la physique des disques protoplanétaires. Toutes les connaissances dont nous aurons besoin pour la compréhension de ce manuscrit sont introduites ici. Il sera question de l'évolution du disque mais également de celle de la poussière, dont les grains coagulent et grossissent jusqu'à pouvoir former des planètes.

2.1 description des disques protoplanétaires

2.1.1 Les tailles des disques

La mesure de la taille caractéristique des disques protoplanétaires dépend à la fois de la sensibilité de nos appareils et des propriétés physico-chimiques des disques. Ainsi, on n'obtiendra pas obligatoirement le même résultat si, par exemple, le rayon extérieur est déduit à partir de l'émission continuum de la poussière ou à partir de la raie d'émission d'une molécule (habituellement le CO). En effet, pour un système étoile + disque suffisamment isolé, il n'y a pas d'arrêt brutal de la distribution de matière au-delà d'un certain rayon mais plutôt une décroissance continue. Ainsi, étant donné l'opacité importante des raies de CO, il est assez fréquent d'obtenir des rayons extérieurs plus grands lorsque l'on observe cette molécule. Au contraire, si le système étudié se trouve à proximité d'autres étoiles, on peut s'attendre à un rayon précis à cause à des effets de marée induits.

Concernant le rayon interne, la poussière ne peut être présente à un rayon inférieur à quelques dixième d'UA de l'étoile car la température dépasse alors les 1500 K et entraîne la sublimation de la partie réfractaire des grains. Le gaz, lui non plus ne se propage pas jusqu'à la surface de l'étoile à cause du champ magnétique important autour des jeunes étoiles. Le champ magnétique tourne à la vitesse de rotation de l'étoile, avec une période P généralement d'une semaine ou moins. Soit r_{co} , le rayon de co-rotation auquel la vitesse de rotation de l'étoile est égale à la vitesse képlérienne du disque :

$$r_{co} = \left(\frac{GM_* P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \quad (2.1)$$

En dessous de ce rayon, le gaz est freiné par le champ magnétique et est rapidement accrété le long des lignes de champ avant de heurter la surface stellaire, libérant un flux UV important. L'étoile est donc entourée d'une magnétosphère avec une faible densité de gaz. Son étendue dépend de l'amplitude du champ magnétique mais aussi des caractéristiques de l'étoile comme sa masse et son rayon. On l'estime généralement à un peu moins

de 0.1 UA, ce qui constitue donc pour les disques relativement jeunes le rayon interne. Au-delà d'une certaine évolution, on observe des disques de transition (entre classe II et classe III) avec un trou interne au centre pouvant s'étendre sur des dizaines d'UA. L'origine supposée de ce trou serait la photo-évaporation, c'est-à-dire la libération du gaz de l'attraction gravitationnelle du système étoile + disque grâce à l'énergie fournie par les photons stellaires (une explication détaillée est donnée dans la section 2.1.7). Une autre possibilité est également la migration de planètes géantes vers l'étoile centrale entraînant avec elle la poussière et le gaz situés sur leurs orbites.

2.1.2 La vitesse de rotation des disques

Si le gaz ne subissait comme force que la force d'attraction de l'étoile centrale, il tournerait à la vitesse képlérienne égale à :

$$v_K = \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \quad (2.2)$$

et qui donc décroît avec le rayon. C'est à cette vitesse que tournent les planètes de notre système solaire. Par exemple, la Terre localisée à 1 UA du soleil orbite à une vitesse d'environ 30 km.s⁻¹. Jupiter situé à 5.2 UA du soleil orbite elle à une vitesse proche de 13 km.s⁻¹. Pour le disque protoplanétaire, la situation est légèrement différente. Le gaz subit une force proportionnelle au gradient de pression et inversement proportionnelle à la densité du milieu. Si on applique le premier principe de la dynamique sur l'axe r à une particule de fluide ayant un mouvement circulaire, on obtient :

$$\frac{v_{\phi,gas}^2}{r} = \frac{GM_*}{r^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} \quad (2.3)$$

Le deuxième terme de la partie de droite a été ajouté par rapport à une rotation purement képlérienne. La pression augmente vers l'intérieur du disque, la dérivée dP/dr est donc négative et la vitesse de rotation du gaz s'en trouve diminuée. Cette baisse est cependant très faible. Pour donner un ordre d'idée, on peut écrire la pression P comme une loi de puissance :

$$P = P_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-n} \quad (2.4)$$

avec P_0 égal à $\rho_0 c_s^2$ où c_s représente la vitesse du son et ρ_0 , la densité volumique du milieu au rayon R_0 . En combinant les équations 2.3 et 2.4, on obtient :

$$v_{\phi,gaz} = v_K \sqrt{1 - \eta} \quad (2.5)$$

avec $\eta = n \frac{c_s^2}{v_K^2}$. Si l'on a une densité surfacique standard décroissant en r^{-1} et un rapport $H(r)/r$ constant égal à 0.1 ($H(r)$ est l'échelle de hauteur du disque en fonction du rayon, cf section 2.1.3), on obtient un n égal à 3 et la vitesse de rotation du gaz est égale à :

$$v_{\phi,gaz} \approx 0.992 v_K \quad (2.6)$$

Nous verrons par la suite (cf section 2.2.2) que cet écart à la vitesse képlérienne, qui au premier abord semble négligeable, a un effet très important sur la migration des particules solides dans le disque.

2.1.3 La distribution de la matière dans les disques

Distribution radiale

Durant son évolution, le disque perd de la matière, accrétée par l'étoile. La conservation du moment angulaire implique que le moment perdu proche de l'étoile soit redistribué ailleurs dans le disque. Il y a donc un transport du moment angulaire, caractéristique fondamentale des disques et qui va conduire en grande partie leur évolution.

Faisons maintenant l'hypothèse que notre disque est axisymétrique par rapport à son axe de rotation. Il peut donc être décrit simplement en utilisant les coordonnées r , représentant le rayon dans le disque, et z la hauteur par rapport au plan du disque. Pour comprendre comment un disque évolue, écrivons l'équation de continuité de la masse ainsi que celle représentant la conservation du moment angulaire. Pour cela, plaçons nous dans un anneau du disque placé entre r et $r + \Delta r$. L'équation de continuité de la masse implique que :

$$\frac{\partial}{\partial t}(2\pi r \Delta r \Sigma) = 2\pi r \Sigma(r) v_r(r) - 2\pi(r + \Delta r) \Sigma(r + \Delta r) v_r(r + \Delta r) \quad (2.7)$$

avec $\Sigma(r)$ la densité surfacique du disque, intégrée sur la hauteur. Après un développement limité de $\Sigma(r)$ en r , on obtient :

$$r \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(r \Sigma v_r) = 0 \quad (2.8)$$

De la même façon, la conservation du moment angulaire donne (Pringle 1981) :

$$r \frac{\partial}{\partial t}(r^2 \Omega \Sigma) + \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \Omega \cdot r \Sigma v_r) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial r} \quad (2.9)$$

où Ω représente la vitesse angulaire du disque et G le couple de force visqueux qui s'exerce à la fois sur la partie interne et sur la partie externe de l'anneau. Celui-ci s'écrit :

$$G = 2\pi r \cdot \nu \Sigma r \frac{d\Omega}{dr} \cdot r \quad (2.10)$$

qui est le produit de la circonférence de l'anneau, de la force de friction par unité de longueur (avec ν , la viscosité du milieu), et du bras de levier r . Ensuite, en éliminant v_r des équations 2.8 et 2.9 et en tenant compte que la rotation du disque est képlérienne, on obtient :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{1/2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{1/2}) \right) \quad (2.11)$$

Cette équation précise à la fois l'évolution temporelle et radiale du disque. La solution finale pour déterminer l'allure de la densité surfacique dépend de la viscosité ν que l'on choisit. Une solution très utilisée est la solution auto-similaire obtenue par Lynden-Bell & Pringle (1974) où ils ont supposé que la viscosité variait selon une loi de puissance en fonction du rayon, $\nu \propto r^\gamma$ et qu'au temps $t = t_0$, le disque avait la distribution de matière suivante :

$$\Sigma(t = 0) = \frac{C}{3\pi \nu_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^\gamma} \exp\left[-\left(\frac{r}{r_1}\right)^{2-\gamma}\right] \quad (2.12)$$

avec r_1 le rayon caractéristique au-delà duquel la densité surfacique selon r n'évolue plus comme une loi en puissance mais chute de façon exponentielle, C un facteur de normalisation et ν_1 la viscosité au rayon $r = r_1$. La solution auto-similaire de cette équation

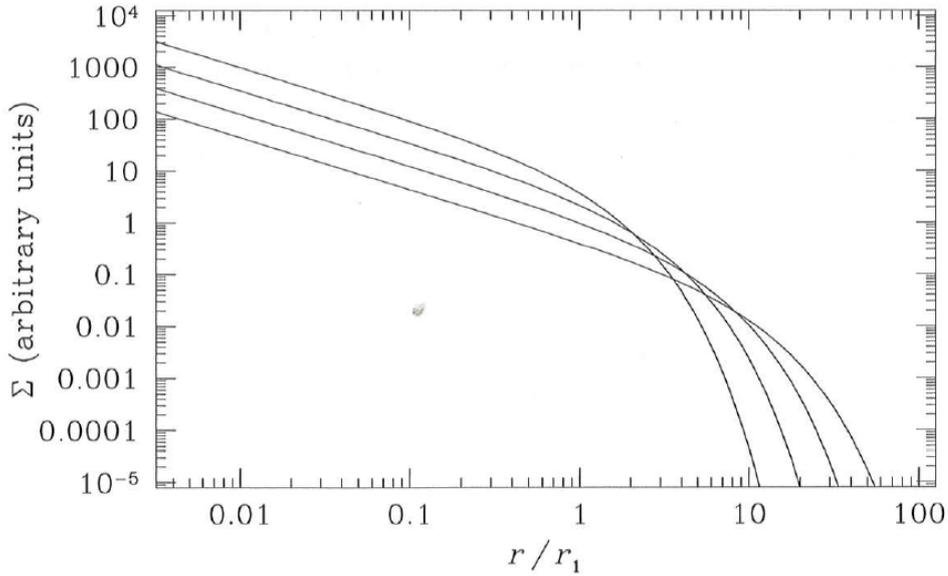


Figure 2.1 – Représentation de l'équation 2.12, correspondant à une viscosité $\nu \propto r$ à différents temps d'évolution : $T=1, 2, 4$ et 8 (cf equation 2.14). La densité se diffuse avec le temps. Figure extraite d'Armitage (2010).

est :

$$\Sigma(r/r_1, t) = \frac{C}{3\pi\nu_1(\frac{r}{r_1})^\gamma} \cdot T^{-(5/2-\gamma)/(2-\gamma)} \cdot \exp\left[-\frac{(\frac{r}{r_1})^{2-\gamma}}{T}\right] \quad (2.13)$$

Avec

$$T = \frac{t}{t_s} + 1 \quad (2.14)$$

$$t_s = \frac{1}{3(2-\gamma)^2} \frac{r_1^2}{\nu_1} \quad (2.15)$$

t_s étant le temps visqueux du disque, de l'ordre de quelques centaines de milliers d'années (Guilloteau et al. 2011). Différentes solutions de cette équation en fonction de r et pour différents temps T sont tracées sur la figure 2.1.

On se rend compte que la masse du disque diminue avec le temps et qu'il se diffuse vers de plus grands rayons. En effet, le transport d'une majorité de la masse vers l'intérieur du disque puis vers l'étoile implique qu'une petite partie du disque migre vers l'extérieur pour conserver le moment angulaire. Pour une rotation Képlérienne, on a le moment angulaire égal à $m(r)rv(r)$ et donc proportionnel à r . Cela signifie par exemple que pour une masse M située au préalable à 10 UA et accrétée par l'étoile, il suffit qu'une masse M' 10 fois moins importante migre à 100 UA pour que le moment angulaire se conserve. On peut également dériver de nombreuses caractéristiques de l'équation 2.13 telles que l'évolution de l'accrétion ou du rayon extérieur pour ensuite les comparer à des observations.

Distribution verticale

En lumière diffusée, des observations ont montré que les disques protoplanétaires n'étaient pas plats mais évasés (Burrows et al. 1996; Lagage et al. 2006), captant ainsi une part plus importante de l'énergie stellaire. Dans le cas où l'on suppose le disque en

équilibre hydrostatique, l'échelle de hauteur du disque peut être calculée. Elle résulte de l'équilibre entre les forces gravitationnelles de l'étoile et du disque avec la pression du gaz.

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} = \frac{d}{dz} \left[\frac{GM_*}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right] \quad (2.16)$$

$$= \frac{d}{dz} \left[\frac{GM_*}{r \sqrt{1 + \left(\frac{z}{r}\right)^2}} \right] \quad (2.17)$$

$$\sim \frac{d}{dz} \left[\frac{GM_*}{r} \left(1 - \frac{z^2}{2r^2}\right) \right] \quad (2.18)$$

$$\sim -\frac{GM_* z}{r^3} \quad (2.19)$$

Une première simplification dans le calcul a été de négliger la masse du disque devant la masse M_* de l'étoile. C'est une bonne approximation lorsque $M_{disque} < M_*/10$. Ce qui est le cas pour la majorité des disques, qui ont une masse moyenne de l'ordre du centième de celle de l'étoile centrale. Elle ne peut cependant pas être utilisée pour certains disques très jeunes, dont peu de masse a encore été accrétée. Une deuxième approximation a pu également être appliquée car l'épaisseur verticale du disque est petite par comparaison à son rayon. Cela vient du fait que les disques possèdent une grande surface d'échange avec le milieu interstellaire et refroidissent donc efficacement. La pression du gaz, proportionnelle à la température, est donc faible et ne peut retenir le disque sur de grandes échelles de hauteur. De plus, si le gaz obéit à la loi des gaz parfaits et que le disque est verticalement isotherme, on a :

$$P = \rho c_s^2 \quad (2.20)$$

avec c_s la vitesse du son égale à :

$$c_s = \sqrt{\frac{k_b T}{\mu m_H}} \quad (2.21)$$

où k_b est la constante de Boltzmann égale à $1.381 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹, T la température, μ la masse moléculaire moyenne (généralement prise à 2.6) et m_H la masse de l'atome d'hydrogène, d'une valeur d'environ 1.66110^{-27} kg. L'équation en fonction de ρ , la densité volumique, peut alors s'écrire :

$$\frac{d\rho}{dz} = \left(-\frac{GM_* z}{c_s^2 r^3} \right) \rho \quad (2.22)$$

Cette équation a pour solution :

$$\rho(z) = \rho(z=0) \exp \left[-\frac{GM_* z^2}{2c_s^2 r^3} \right] \quad (2.23)$$

$$= \rho(z=0) \exp \left[-\frac{z^2}{H^2} \right] \quad (2.24)$$

Ainsi, par analogie, on a l'échelle de hauteur^a de notre disque qui est égale à :

a. On remarquera que dans la littérature, de nombreux auteurs utilisent la convention $\rho(z) = \rho(0) \cdot e^{-\frac{z^2}{2H^2}}$ et donc $H(r) = \frac{c_s}{\Omega}$. L'échelle de hauteur que l'on utilise est donc plus grande d'un facteur $\sqrt{2}$.

$$H(r) = \sqrt{2}c_s \cdot \sqrt{\frac{r^3}{GM_*}} \quad (2.25)$$

$$= \sqrt{2} \frac{c_s}{\Omega} \quad (2.26)$$

avec Ω , la vitesse angulaire képlérienne. Lorsque l'on est placé à une échelle de hauteur, cela signifie que la densité volumique a été diminuée par rapport à celle contenue dans le plan du disque par le facteur $e \sim 2.72$. Si on développe l'équation 2.25, cela donne :

$$H(r) = \sqrt{\frac{2k_B T r^3}{\mu m_H G M_*}} \quad (2.27)$$

Le lien entre la densité surfacique Σ du disque, l'échelle de hauteur H du disque et sa densité volumique est ensuite facile à déduire. On a en effet la relation :

$$\Sigma(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r, z=0) \cdot \exp\left[-\frac{z^2}{H(r)^2}\right] dz \quad (2.28)$$

Ce qui nous donne après intégration :

$$\rho(r, z) = \frac{\Sigma(r)}{\sqrt{\pi} \cdot H(r)} \exp\left[-\frac{z^2}{H(r)^2}\right] \quad (2.29)$$

2.1.4 La température

Les disques protoplanétaires sont chauffés par deux processus différents :

L'irradiation stellaire L'étoile voit une grande partie de son émission captée à la surface du disque par la poussière. Elle est ensuite réémise par la poussière à plus grande longueur d'onde et chauffe l'ensemble du disque.

La dissipation d'énergie interne Le gaz perd de l'énergie gravitationnelle en dissipant les mouvements de cisaillement inhérents à la rotation képlérienne. Ceci est dû à sa viscosité ou plus généralement à tout processus agissant comme tel (par exemple, les turbulences engendrées par les instabilités magnéto-rotationnelles, cf section 2.1.5). Le disque est donc accrété et libère de l'énergie sous forme de chaleur.

Même si dans l'ensemble, le chauffage par irradiation stellaire semble prédominer dans les disques protoplanétaires, ce processus peut être dépassé dans les premières UA centrales pour les objets jeunes ayant un fort taux d'accrétion. Ces disques jeunes qui sont chauffés principalement par dissipation d'énergie interne sont dits actifs alors que les disques chauffés principalement par irradiation stellaire sont dits passifs.

Supposons maintenant que le disque absorbe toute l'énergie stellaire qui le traverse avant de la réémettre tel un corps noir. Dans l'hypothèse la plus simple d'un disque plat, on peut montrer d'après un calcul géométrique (Rybicki & Lightman 1979) que la luminosité du disque est le quart de celle de l'étoile. De plus, la température du disque est proportionnelle à $r^{-3/4}$. Cependant, un disque plus réaliste est évasé, ce qui complique beaucoup plus l'aspect géométrique. On peut simplifier ce cas en traitant l'étoile centrale

comme un point source, avec R_* très inférieur aux dimensions du disque. Le flux venant de l'étoile sera absorbé au niveau d'une certaine hauteur que l'on notera h_p dont la valeur exacte dépend à la fois de la distribution verticale de poussière ainsi que de son coefficient d'absorption $\kappa(\nu)$, qui représente la capacité d'un matériau à absorber le rayonnement à la fréquence ν . Géométriquement, l'angle sous lequel le disque reçoit la radiation stellaire est :

$$\theta = \frac{dh_p}{dr} - \frac{h_p}{r} \quad (2.30)$$

Le taux de chauffage par unité d'aire du disque est :

$$Q_+ = 2\theta\left(\frac{L_*}{4\pi r^2}\right) \quad (2.31)$$

L_* étant la luminosité de l'étoile et le facteur 2 venant du fait qu'il faut prendre en compte les deux faces du disque. En considérant que le disque émet comme un corps noir, le taux de refroidissement est :

$$Q_- = 2\sigma T_{disk}^4 \quad (2.32)$$

avec σ , la constante de Stefan-Boltzmann égale à $5,6 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$. En calculant T à partir des équations 2.31 et 2.32 pour que le disque soit à l'équilibre thermique, on obtient :

$$T_{disk} = \left(\frac{L_*}{4\pi\sigma}\right)^{1/4} \theta^{1/4} r^{-1/2} \quad (2.33)$$

En remarquant que $L_* = 4\pi R_*^2 \Sigma T_*^4$, l'expression devient :

$$T_{disk} = T_* \left(\frac{R_*}{r}\right)^{1/2} \theta^{1/4} \quad (2.34)$$

Avec T_* , la température de surface de l'étoile. Étant donné que le disque peut être considéré comme verticalement isotherme, cette équation nous donne également la vitesse du son et l'échelle de hauteur du gaz dans le disque comme indiquées dans les équations 2.21 et 2.27. De plus, si l'on considère que la hauteur h_p où est absorbée la majeure partie de la radiation stellaire est proportionnelle à l'échelle de hauteur h car très optiquement épaisse, les équations 2.21, 2.27, 2.30 et 2.34 forment un système fermé qui permet de connaître θ . On en déduit qu'à grand rayon, la température est proportionnelle à $r^{-1/2}$ (Kenyon & Hartmann 1987).

Un cas encore plus réaliste prend en compte que les grains de poussière absorbent mieux les plus petites longueurs d'ondes qu'ils n'émettent aux grandes, ce qui signifie que le refroidissement n'est pas le même que dans l'équation 2.32 où le disque était considéré comme un corps noir. Soit ϵ le rapport d'efficacité entre l'émission et l'absorption de la poussière comparée à celui d'un corps noir. Pour une longueur d'onde inférieure ou égale à $2\pi a$, avec a le rayon du grain supposé sphérique, on a ϵ égal à 1 comme pour un corps noir. Par contre, pour une longueur d'onde supérieure à cette taille, on a ϵ qui décroît en λ^{-1} . Cela modifie la formule de l'équilibre thermique. Suivant cette prescription, Chiang & Goldreich (1997) ont montré que pour un disque évasé, la température était donnée par la loi :

$$\frac{T_{disk}}{T_*} = \left(\frac{R_*}{2r}\right)^{2/5} \quad (2.35)$$

Pour donner un ordre de grandeur, cela donne pour une étoile comme le soleil, avec une température de surface de 5750 K :

$$T_{disk} = 520 \left(\frac{r}{1UA} \right)^{-2/5} \text{ K.} \quad (2.36)$$

Par ailleurs, si l'on se situe dans un milieu dense en étoiles ou que l'étoile étudiée fait partie d'un système multiple, il est probable qu'à grand rayon, la température ne descende pas en dessous de 10 - 30 K.

2.1.5 L'origine de la viscosité dans les disques

Lors du traitement de l'évolution radiale du disque, j'ai plusieurs fois utilisé le paramètre ν , qui représente la viscosité dans le disque, sans me soucier pour l'instant ni de la valeur ni de l'origine de celle-ci. Sur Terre, elle est d'origine microscopique et est due à la friction de molécules circulant à des vitesses différentes. Par analogie, les astrophysiciens ont supposé que la viscosité dans les disques protoplanétaires était également d'origine moléculaire. Cependant, des calculs ont rapidement mis en évidence que celle-ci était des millions de fois trop petites (Armitage 2010) pour expliquer le transport du moment angulaire observé! Une formulation simple pour exprimer la viscosité a été proposée par Shakura & Sunyaev (1973) pour les disques d'accrétion. Ils proposèrent que la viscosité provenait de la turbulence du gaz, dont la vitesse était subsonique, et l'étendue, inférieure à l'échelle de hauteur du disque. La viscosité peut donc s'écrire :

$$\nu = \alpha c_s H \quad (2.37)$$

avec α un paramètre sans dimension inférieur à 1. La plupart des observations ayant essayé de le contraindre obtiennent une valeur de l'ordre de 10^{-2} (Hartmann et al. 1998). Néanmoins, le processus à l'origine de la turbulence n'est toujours pas connue avec certitude. Le plus probable est cependant qu'elle provienne d'instabilités magnéto-rotationnelles (MRI) telle que suggéré par Balbus & Hawley (1998).

L'instabilité magnéto-rotationnelle

Elle se développe dans un milieu faiblement magnétisé et possédant une vitesse angulaire décroissante avec le rayon, ce qui est le cas dans les disques protoplanétaires qui tournent à vitesse képlérienne. Pour comprendre le principe de ces instabilités, considérons un champ magnétique \mathbf{B} traversant perpendiculairement le plan du disque, celui-ci agit sur les particules ionisées et les lie entre elles par une certaine tension. Étudions maintenant deux particules de fluides voisines, situées à deux rayons différents. Comme nous sommes en rotation képlérienne, la particule à plus bas rayon va tourner plus rapidement que sa voisine. Elle va donc être freinée par la source de tension entre les deux particules, réduisant son moment angulaire et la forçant à se rapprocher de l'étoile. Au contraire, l'autre particule va être accélérée et être dirigée vers de plus grands rayons. Ce processus est très efficace et peut rapidement s'emballer pour créer de la turbulence. Cependant, il est dépendant du taux d'ionisation, il est donc important de bien le connaître pour quantifier la turbulence dans les disques.

2.1.6 L'irradiation du disque et ses conséquences

Le disque protoplanétaire est soumis à un rayonnement intense. Il est dû à l'étoile centrale, à des étoiles proches, à des rayons cosmiques et à la désintégration nucléaire d'atomes à l'intérieur du disque lui-même. Je présente ici les principales conséquences que cela a sur le taux d'ionisation ainsi que sur la structure physique et chimique du disque.

Le taux d'ionisation

Connaître le taux d'ionisation d'un disque est important si l'on veut quantifier la turbulence dans les disques, créée par les instabilités magnéto-rotationnelles. Un taux d'ionisation trop faible ou trop élevé pourra empêcher la formation de telles instabilités. De plus, ce taux influe également sur les réactions chimiques à l'intérieur du disque.

De façon générale, un disque protoplanétaire est globalement neutre. En effet, la température qu'il faudrait pour ioniser thermiquement les atomes les plus susceptibles de l'être comme les métaux alcalins (lithium, azote, potassium, ...) est de l'ordre de 1000 K. Il n'y a donc que dans les parties les plus internes du disque, inférieures à 1 UA, que l'ionisation thermique est possible. En dehors de cette zone, ce sont d'autres sources d'ionisation comme les photons UV des étoiles, les rayons cosmiques ou encore le rayonnement dû à la désintégration radioactive de noyaux atomiques à courte durée de vie. Ces trois processus sont détaillés ci-dessous et illustrés à la figure 2.2.

Le rayonnement UV Les étoiles jeunes ont un rayonnement UV important, largement supérieur à celui des étoiles plus évoluées. Il est cependant très rapidement absorbé par les grains de poussière et ne peut donc pas pénétrer profondément dans le disque. Comme on peut le voir sur la figure 2.2, ce rayonnement est la principale source d'ionisation, à part au niveau du plan du disque.

Le rayonnement cosmique C'est un rayonnement de haute énergie qui peut de plus pénétrer beaucoup plus profondément à l'intérieur du disque. Il est cependant moins dense que le rayonnement UV. De plus, le taux représenté à la figure 2.2 est une limite supérieure car il est possible que le vent stellaire réduise en partie ou presque totalement le flux de rayons cosmiques atteignant le disque.

Le rayonnement des désintégrations nucléaires Il provient de la désintégration nucléaire d'atomes ayant une durée de vie très faible et suffisamment nombreux lors de la formation du disque. La principale source de ce rayonnement est l'atome Al^{26} dont la demie durée de vie est 0.72 millions d'années. Le taux d'ionisation est ici uniformément distribué car provient du disque lui-même.

On remarque donc que les taux d'ionisation attendus restent globalement très faibles. Ils doivent de plus être comparés aux taux de recombinaisons des ions et électrons pour connaître précisément le niveau d'ionisation du disque. Ceux-ci sont difficiles à quantifier. L'incertitude ne provient pas d'une méconnaissance du problème physique mais tout simplement de la forte sensibilité à l'abondance de certaines molécules, atomes et à celle des petits grains de poussière.

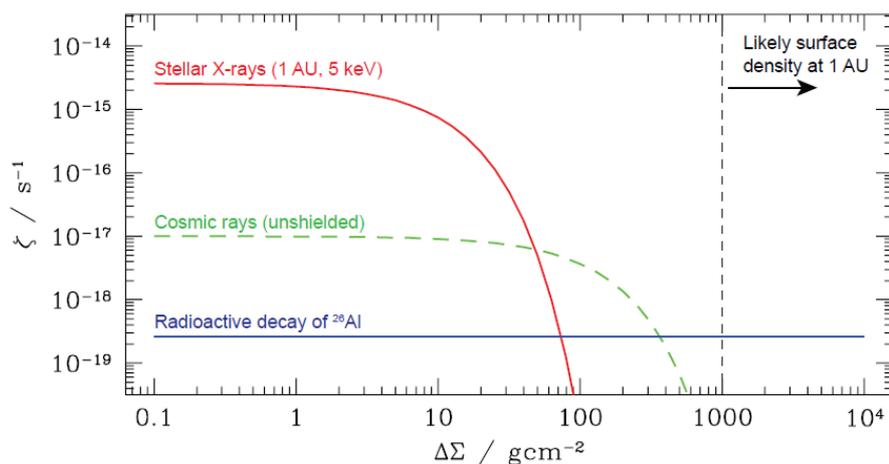


Figure 2.2 – Taux d’ionisation ζ du disque en fonction de la densité de colonne rencontrée à partir de la surface du disque. Figure extraite d’Armitage (2010).

La zone morte

Connaissant les sources d’irradiation, il apparaît que le plan du disque, protégé des rayons UV de l’étoile centrale, doit être moins ionisé que les parties supérieures. Cela est surtout vrai dans la zone intermédiaire comprise entre quelques dixième et une dizaine d’UA. Plus proche de l’étoile, la température est suffisante pour ioniser thermiquement certains atomes alors que plus à l’extérieur, la faible densité permet aux rayons UV de pénétrer profondément dans le disque. Cette zone intermédiaire est appelé zone morte. Son nom vient du fait que son très faible taux d’ionisation ne permet plus aux instabilités magnéto-rotationnelles de se produire. Le transport du moment angulaire y est donc également absent et la matière dans cette zone n’est plus accrétée. Cela pourrait avoir un impact important sur la formation des planètes en stockant une part importante de la masse du disque dans cette zone.

Le modèle chimique en trois couches

Outre l’aspect ionisant et chauffant, les rayons stellaires sont capable de photo-dissocier des molécules. Prenant cela en compte avec les paramètres physiques du disque (densité, échelle de hauteur en fonction du rayon, etc.), les astrochimistes utilisent souvent un modèle de disque en trois couches. Celui-ci est illustré sur la figure 2.3. La couche supérieure reçoit directement le rayonnement stellaire dont les rayons X et UV. Cette couche est donc très chaude et constituée principalement d’atomes car les molécules ont été photo-dissociées. En dessous existe la couche moléculaire chaude. Le rayonnement X et UV a été absorbé par la couche supérieure et les molécules ne sont donc plus photo-dissociées. Enfin, la troisième couche, située sur le plan du disque, est la plus froide. Les molécules, qui étaient jusqu’à présent en phase gazeuse, se déposent maintenant sur la surface des grains. Il est à noter que la position exacte de ces couches est différente pour chaque molécules et est très mal contrainte par l’observation. Dans ce domaine aussi, ALMA devrait nous donner des éléments de réponse importants.

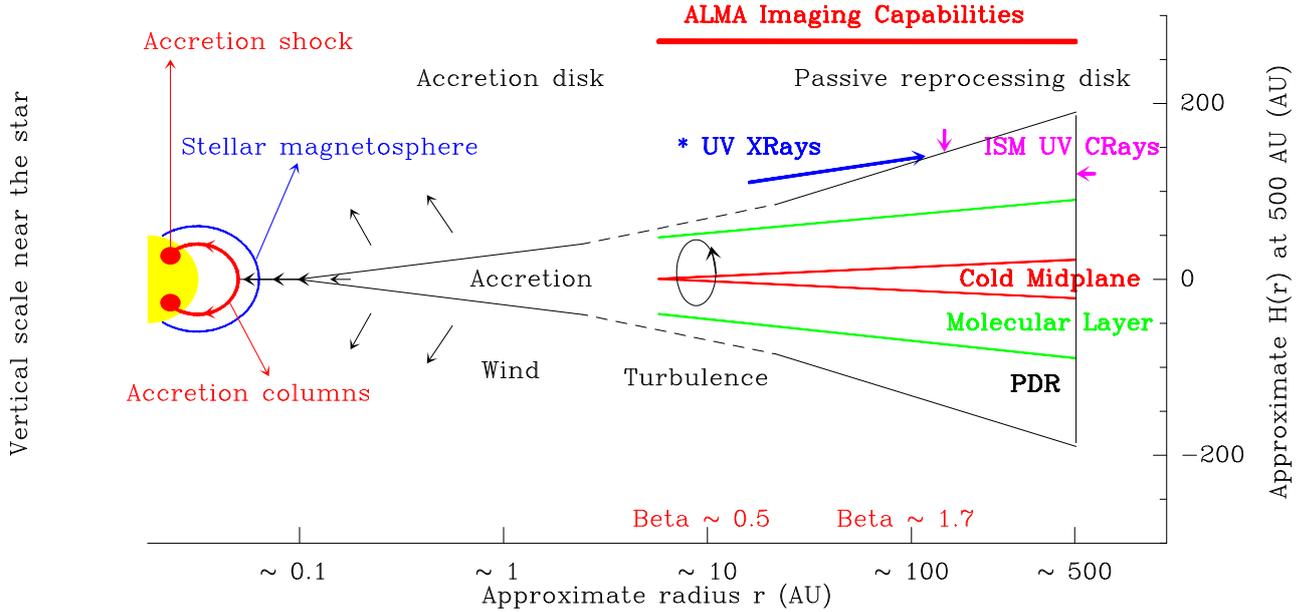


Figure 2.3 – Représentation d’un disque protoplanétaire. Les 3 couches du modèle chimique sont représentées sur la droite. Il est également indiqué au bas de la figure l’exposant β tel qu’il a été observé dans Guilloteau et al. (2011) sur plusieurs disques. Un petit β indique la présence de gros grains de poussière (mm-cm) et un β de 1.7, celle majoritaire de grains sub-micrométrique.

2.1.7 La dispersion du disque

L’accrétion contribue à la disparition du disque. Si l’on considère l’équation 2.13 utilisant une évolution de la viscosité en r^γ , on remarque qu’en fin d’évolution, la décroissance de la densité est égale à :

$$\frac{\partial \Sigma(r, t) / \partial t}{\Sigma(r, t)} = \frac{1}{t + t_s} \quad (2.38)$$

Cela conduit donc à une dispersion homogène des disques, dans une transition lente des T Tauri de classe II à III. Ce n’est pourtant pas ce que l’on observe. Les disques dits de transition sont rares, ce qui suggère une dispersion rapide de la matière, en environ 10^5 ans (Simon & Prato 1995; Wolk & Walter 1996). On suppose alors qu’un processus autre que la viscosité doit entrer en jeu. Outre la formation planétaire, la principale hypothèse est la photo-évaporation. Dans ce processus, le rayonnement X et ultraviolet irradiant le disque fournit assez d’énergie aux gaz pour qu’il se libère de la gravité du système étoile + disque.

La photo-évaporation

Le rayonnement principal qui contribue à la photo-évaporation dans la zone de formation planétaire est l’EUV (Extreme UltraViolet) émis par l’étoile centrale. Il ionise les atomes d’hydrogène et est également capable de dissocier les molécules de dihydrogène, ce qui crée une couche supérieure de gaz monoatomique de l’ordre de 10^4 K. La photo-évaporation ne s’effectue pas aux plus petits rayons car la gravité de l’étoile y est trop forte. Une étude de Begelman et al. (1983) propose que la photo-évaporation a lieu pour $r > r_g$ avec r_g le rayon pour lequel la vitesse du son, proportionnelle à la température,

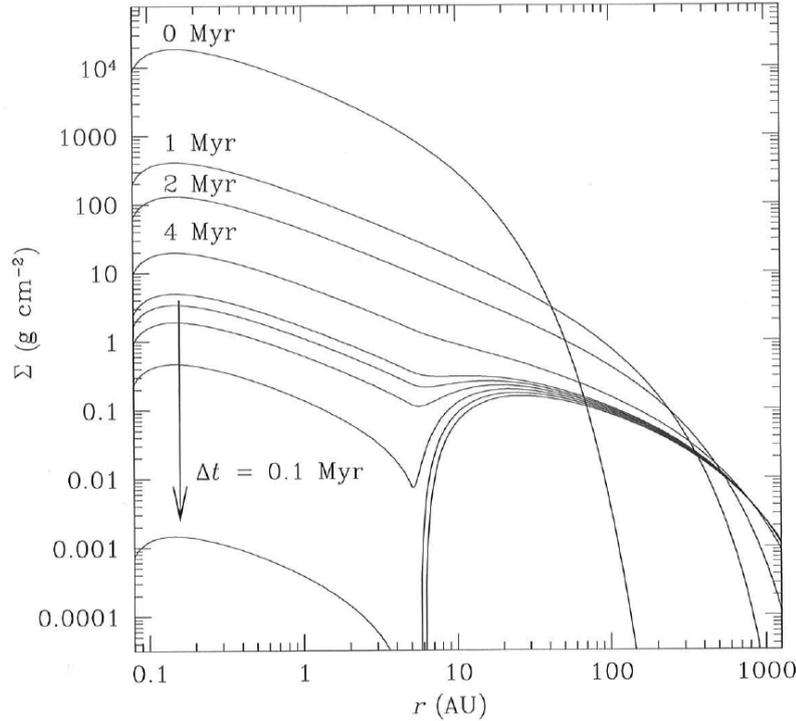


Figure 2.4 – Evolution de la densité surfacique pour un modèle prenant en compte la photo-évaporation. Le modèle utilise une viscosité $\nu \propto r$ et une perte de masse due à la photo-évaporation $\propto r^{-5/2}$ au-delà de $r_g = 5$ UA. Figure extraite d’Armitage (2010).

est égale à la vitesse de rotation képlérienne, c’est-à-dire :

$$r_g = \frac{GM_*}{c_s^2} \quad (2.39)$$

Le flux annuel de molécules se dispersant dans l’espace est proportionnel à l’intensité du rayonnement. Pour un flux ϕ donné, il est estimé à :

$$M_{wind} = 1.6 \cdot 10^{-6} \left(\frac{\phi}{10^{41} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_*}{1 M_{sol}} \right)^{1/2} M_{sol} \quad (2.40)$$

Avec un flux ionisant de 10^{41} photons. s^{-1} , caractéristique d’une jeune étoile d’une masse solaire, la perte de masse due à la photo-évaporation est négligeable durant les 2-3 millions d’années par rapport à celle accrétée par l’étoile. Cependant, l’accrétion diminuant, la contribution de la photo-évaporation devient de plus en plus importante et forme un anneau de sous densité autour de $r = r_g$, ce qui empêche l’acheminement de matière dans les zones internes du disque. On se retrouve rapidement avec un trou interne dans le disque protoplanétaire. Cette évolution est visible sur la figure 2.4.

2.2 Evolution de la poussière dans les disques protoplanétaires

La poussière ne représente que 1% de la masse du disque. Pourtant, c’est elle qui absorbe majoritairement la lumière émise par les étoiles. Originellement, la poussière est

présente sous forme de grains sub-micrométriques comme dans le milieu interstellaire et est mélangée de façon homogène avec le gaz. Par analogie avec les corps primordiaux du système solaire (comètes, météorites chondritiques) et à l'aide d'observations en IR, on suppose que les grains sont composés d'un coeur réfractaire de silicate et de carbone entouré d'un manteau de glace. Mais de manière générale, on peut dire que leurs caractéristiques telles que leur composition, leur taille, leur forme et leur température sont toujours peu contraintes, d'autant plus qu'elles évoluent dans le disque, et cela, jusqu'à donner parfois naissance à des planètes.

2.2.1 Couplage gaz-grains

Les grains de poussière ont une dynamique légèrement différente de celle du gaz, la principale raison étant qu'ils ne sont pas soumis à la pression du gaz. Ils vont donc orbiter en première approximation à la vitesse képlérienne, ce qui n'est pas le cas du gaz qui est légèrement sub-képlérien comme nous l'avons vu dans la section 2.1.2. Il y aura donc une interaction aérodynamique entre ces deux composantes. Pour l'étudier, il faut se placer dans 2 cas différents.

1^{er} cas : $a < \lambda$, le régime d'Epstein :

Soit λ , le parcours libre moyen d'une molécule en phase gazeuse et a le rayon du grain. Le gaz est considéré dans ce 1^{er} cas comme un ensemble de particules sans collisions avec une distribution en vitesse donnée par la loi de Maxwell qui correspond à leur agitation thermique. La vitesse moyenne de ces molécules est :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi \mu m_H}} \quad (2.41)$$

avec T la température du gaz. Si l'on note v , la vitesse du grain par rapport au gaz, la fréquence de collision des molécules avec la face avant est :

$$f_+ \sim \pi a^2 (v_{th} + v) \frac{\rho}{\mu m_H} \quad (2.42)$$

ou ρ est la densité du gaz. Avec la face arrière elle est de :

$$f_- \sim \pi a^2 (v_{th} - v) \frac{\rho}{\mu m_H} \quad (2.43)$$

Par collision, le transfert de moment est environ de $2\mu m_H v_{th}$. On obtient donc au final une force aérodynamique du gaz appliquée sur le grain égale à :

$$\mathbf{F}_{aero} \sim -a^2 \rho v_{th} \mathbf{v} \quad (2.44)$$

Un calcul plus précis effectué pour une vitesse v des grains \ll à la vitesse d'agitation thermique v_{th} , ce qui est le cas dans les disques protoplanétaires, donne :

$$\mathbf{F}_{aero} = -\frac{4\pi}{3} \rho s^2 v_{th} \mathbf{v} \quad (2.45)$$

Cette force s'apparente donc à une force de frottement contribuant à diminuer la vitesse de la poussière par rapport à celle du gaz.

2^{me} cas : $a > \lambda$, le régime de Stokes :

Le gaz peut maintenant être considéré comme un fluide uniforme. On ne prend plus en compte son aspect microscopique. La force exercée sur le grain de poussière est directement due à la pression du gaz et s'écrit :

$$\mathbf{F}_{\text{aero}} = -\frac{C_{\text{aero}}}{2}\pi S^2 \rho v_{\text{gaz}} \mathbf{v} \quad (2.46)$$

avec C_{aero} , un facteur sans dimension prenant en compte l'aérodynamisme du grain de poussière.

2.2.2 Migration et grossissement des grains de poussière

La sédimentation sur le plan du disque

Disque non turbulent :

Considérons au préalable un disque sans turbulence. Le couplage entre le gaz et le grain de poussière est quantifié par un temps caractéristique t_{fric} égal à :

$$t_{\text{fric}} = \frac{mv}{|\mathbf{F}_{\text{aero}}|} \quad (2.47)$$

avec m la masse du grain de poussière, v sa vitesse relative par rapport au gaz et \mathbf{F}_{aero} , la force du gaz sur le grain exprimée dans les équations 2.45 et 2.46. t_{fric} représente le temps de friction caractéristique pour qu'une particule solide initialement au repos acquiert la vitesse du gaz. Plus ce temps est faible et plus la particule est couplée au gaz.

Au départ, les grains sont de taille micrométrique et dispersés de façon homogène avec le gaz. Ils sont attirés sur le plan du disque par la force gravitationnelle de l'étoile centrale :

$$|\mathbf{F}_{\text{grav}}| = m\Omega^2 z. \quad (2.48)$$

Ils ne subissent par contre pas la force due au gradient de pression vertical comme le gaz et sont donc accélérés vers le plan du disque. Ils sont néanmoins rapidement freinés par le gaz lorsqu'ils se déplacent relativement à celui-ci. Le couplage gaz grain est très rapide pour de petits grains (de l'ordre de la seconde pour des grains micrométriques) et un équilibre $F_{\text{grav}} = F_{\text{aero}}$ se crée. De cette égalité et des équations 2.45, 2.46, 2.47, on peut en déduire la vitesse de sédimentation de la poussière pour un disque non turbulent qui est :

$$v_{\text{sedim}} = t_{\text{fric}}\Omega^2 z \quad (2.49)$$

Selon cette estimation, des grains situés à une échelle de hauteur à 1 UA de l'étoile devraient sédimenter en environ 10^5 ans. Cette chute est encore plus rapide si on prend en compte le fait que les grains grossissent simultanément à la sédimentation. En effet, la densité volumique de la poussière est plus importante dans les disques que dans le milieu interstellaire. De plus, chaque grain a une trajectoire légèrement différente des autres car il subit à la fois le mouvement brownien ainsi qu'une interaction aérodynamique de la poussière qui dépendent tout deux des caractéristiques précises (taille, forme, poids) du grain. Il y aura donc de nombreuses collisions qui amèneront globalement, au moins pour des grains jusqu'à la taille du mm, à un collage sous l'effet des forces de Wan der Waals.

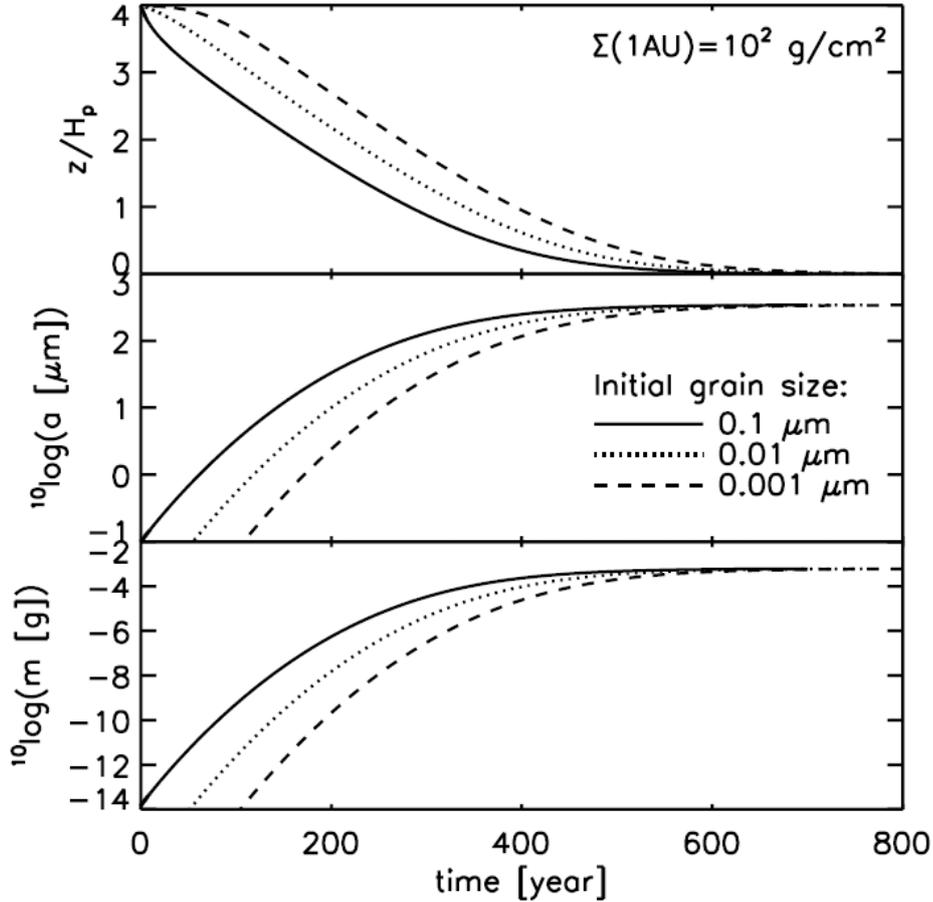


Figure 2.5 – Evolution de la hauteur, taille et masse des grains situés au préalable à un rayon de 1 UA correspondant à une densité surfacique de 10^2 g.cm^{-2} . Dans la figure du haut, l'échelle de hauteur du gaz H_p correspond à $H/\sqrt{2}$ avec H défini à l'équation 2.27. Figure extraite de Dullemond & Dominik (2005).

Des simulations numériques suggèrent que l'on parvient alors en quelques milliers d'années à des grains de l'ordre du mm, disposés sur le plan du disque (Dullemond & Dominik 2005). Sur la figure 2.5 sont représentés de haut en bas, pour différentes tailles initiales de grains, l'évolution de leur hauteur dans le disque, de leur taille et de leur masse en fonction du temps. Cette figure ne prend cependant en compte que des collisions amenant à un collage des grains.

Disque turbulent

Cependant, les observations dans l'IR nous indiquent qu'il y a toujours des petits grains situés sur de grande échelles de hauteur (van Boekel et al. 2005). Le disque est en effet soumis à de la turbulence diffusant les grains de poussière dans le disque et les collisions ne mènent pas forcément à des collages, mais également à des destructions si la vitesse de collision est suffisante ($\geq 5 \text{ m.s}^{-1}$). Par ailleurs, étant donné la faible quantité de poussière par rapport au gaz, celle-ci peut être identifiée comme un composé très minoritaire dans le milieu. On peut alors écrire l'équation de diffusion suivante (Dubrulle

et al. 1995; Fromang & Papaloizou 2006).

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = D \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_d}{\rho} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} (\Omega^2 t_{fric} \rho_d z) \quad (2.50)$$

avec ρ_d la densité volumique de la poussière et ρ celle de la poussière. D est le terme de diffusion lié à la turbulence du disque. Il est parfois considéré comme constant verticalement et par analogie à la viscosité égal au produit :

$$D = \tilde{D} C_s H \quad (2.51)$$

Le coefficient \tilde{D} est d'ailleurs égal à α/S_c où α est le paramètre de viscosité vu à la section 2.1.5 et S_c le nombre de Schmidt (Dullemond & Dominik 2004; Schröppler & Henning 2004) de l'ordre de l'unité. Une autre possibilité exprimant de façon réaliste la variation verticale de ce coefficient est d'exprimer le terme de diffusion en fonction du produit $\delta v_z^2 \tau_{corr}$ avec δv_z^2 les fluctuations de la vitesse turbulente et τ_{corr} , leur temps de corrélation (l'étude du terme de diffusion et de son implication sur la sédimentation de la poussière sera approfondie dans le Chapitre 5). Le deuxième terme à droite de l'équation 2.50 prend en compte la force d'attraction gravitationnelle attirant la poussière vers le plan du disque. En faisant l'hypothèse que la poussière est répartie verticalement sur une fine couche, de telle sorte que l'on peut négliger la variation verticale de la densité du gaz, on obtient la solution analytique suivante :

$$\frac{\rho_d}{\rho} = \left(\frac{\rho_d}{\rho} \right)_{z=0} \exp \left[-\frac{z^2}{H_d^2} \right] \quad (2.52)$$

avec H_d , l'échelle de hauteur de la poussière égale à :

$$H_d = \sqrt{\frac{2D}{\Omega^2 t_{fric}}} \quad (2.53)$$

Si on émet l'hypothèse que D est proportionnel à la viscosité ν , on peut écrire :

$$\frac{H_d}{H} \sim \sqrt{\frac{\alpha}{\Omega t_{fric}}} \quad (2.54)$$

L'échelle de hauteur de la poussière est variable selon la taille des grains via le terme t_{fric} . Rappelons cependant que l'équation 2.54 n'est valable que lorsque la couche de poussière est fine par rapport à la variation verticale du gaz, c'est-à-dire pour de gros grains. Plusieurs études ont montré que dans ce cas, le rapport H_d/H était proportionnel à $a^{-0.5}$ (Carballido et al. 2006; Dubrulle et al. 1995). Cependant, pour de plus petits grains, la sédimentation est quasi-nulle (Fromang & Nelson 2009; Pinte et al. 2008). Le Chapitre 6 présente une étude de l'observabilité de la sédimentation avec le nouvel interféromètre millimétrique ALMA.

La migration radiale des grains

Disque non turbulent :

Sans le gaz, les grains de poussière tourneraient de façon stable en orbite képlérienne autour de l'étoile. Or, comme on l'a vu dans à la section 2.1.2, le gaz tourne à une vitesse

faiblement sub-képlérienne. Pour des grains avec $\Omega t_{fric} \ll 1$, le grain de poussière va prendre la même vitesse de rotation que le gaz, soit une vitesse légèrement sub-képlérienne. Cela ne permet plus à la force centrifuge de compenser l'attraction gravitationnelle de l'étoile. Avec $\Omega t_{fric} \gg 1$, le grain orbite à une vitesse quasi-képlérienne. Le gaz agit comme un vent de face lui faisant perdre son moment angulaire. Dans les deux cas, les particules solides perdent de l'énergie et migrent vers les rayons intérieurs du disque. Utilisons les équations du mouvement sur l'axe radial et azimuthal pour en déduire la migration radiale. Cela donne :

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{v_\phi^2}{r} - \Omega_K^2 r - \frac{1}{t_{fric}}(v_r - v_{r,gaz}) \quad (2.55)$$

$$\frac{d}{dt}(rv_\phi) = -\frac{r}{t_{fric}}(v_\phi - v_{\phi,gaz}) \quad (2.56)$$

En supposant que le mouvement des particules est quasi-képlérien, on peut simplifier l'équation 2.56 en écrivant :

$$\frac{d}{dt}(rv_\phi) \sim v_r \frac{d}{dr}(rv_K) = \frac{1}{2} v_r v_K \quad (2.57)$$

On obtient donc :

$$v_\phi - v_{\phi,gaz} \sim \frac{1}{2} \frac{t_{fric} v_r v_K}{r} \quad (2.58)$$

On peut alors simplifier l'équation 2.55 en remplaçant Ω_K en utilisant l'équation 2.5. En s'arrêtant au premier ordre, l'égalité devient :

$$\frac{dv_r}{dt} = -\eta \frac{v_K^2}{r} + \frac{2v_K}{r}(v_\phi - v_{\phi,gaz}) - \frac{1}{t_{fric}}(v_r - v_{r,gaz}) \quad (2.59)$$

Le terme $v_\phi - v_{\phi,gaz}$ peut maintenant être remplacé selon l'équation 2.58. De plus, la variation radiale de la vitesse étant négligeable. On obtient finalement :

$$v_r = \frac{\tau_{fric}^{-1} v_{r,gaz} - \eta v_K}{\tau_{fric} + \tau_{fric}^{-1}} \quad (2.60)$$

avec τ_{fric} , le produit sans dimension de t_{fric} par Ω . La figure 2.6 montre la migration radiale de solides dans le cas d'un disque non turbulent. La vitesse de dérive radiale dépend de τ_{fric} et donc de la taille des grains. On remarque que pour τ_{fric} environ égal à 1, le flux radial est maximum. Cela correspond à une taille de l'ordre du mètre. La vitesse de dérive est alors très rapide. Il a été ainsi démontré que pour des corps de cette taille situés à 1 UA de l'étoile, il ne fallait que 100 ans pour qu'ils soient accrétés (Weidenschilling 1977). C'est un temps extrêmement court pour permettre à ces corps de grossir et former des planètes.

Disque turbulent :

La turbulence joue également un rôle très important sur le transport radial des grains, principalement ceux couplés au gaz. Alors qu'elle empêche de nombreux grains de sédimenter, la turbulence n'empêche par contre pas le mouvement global des grains vers les petits rayons. Les petits grains seront à la fois diffusés et entraînés par le gaz vers l'intérieur. Néanmoins, dans le cas où la turbulence permet la création de surpression locale,

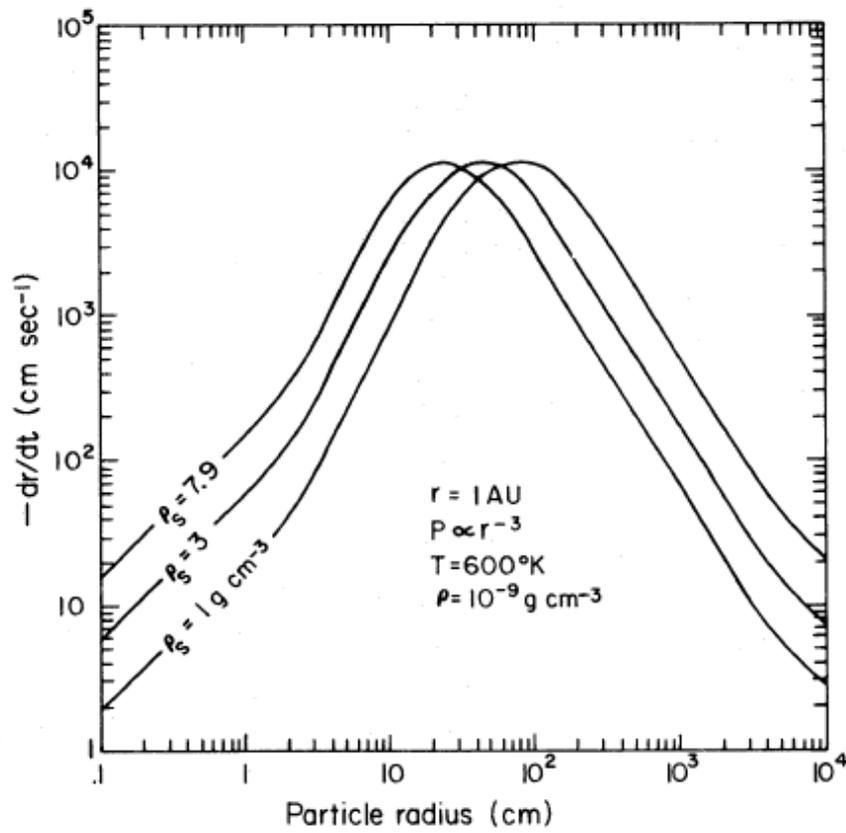


Figure 2.6 – Vitesse radiale pour des particules de masse volumique différente. Figure extraite de Weidenschilling (1977).

les particules solides, qui sont généralement attirées dans un fluide dans la direction du gradient positif de pression, seront arrêtées dans leur migration. Si la surpression est suffisante, cela peut même induire localement une migration vers l'extérieur. Cela est peut-être donc un processus majeur pour que des grains de poussière ne soient pas accrétés trop rapidement vers l'étoile et donc faciliter la formation des planètes.

De façon plus précise, il y a trois processus à prendre en compte pour calculer la migration de la poussière : l'advection qui exprime l'efficacité du gaz à entraîner avec lui les particules solides vers l'intérieur, les forces aérodynamiques du gaz sur la poussière et la dispersion de celles-ci dans l'ensemble du disque. Prenons maintenant le cas des petits grains qui sont dominés par les forces d'advection et de diffusion, et qui peuvent être assimilés à un composé très minoritaire, avec :

$$f = \frac{\Sigma_d}{\Sigma} \ll 1 \quad (2.61)$$

f étant la concentration de la poussière par rapport au gaz, de l'ordre de 0.01 dans le disque. Dans ce cas, il résulte de la conservation de la masse de poussière l'équation suivante :

$$\mathbf{F}_d = \Sigma_d \mathbf{v} - D \Sigma \cdot \mathbf{grad} \left(\frac{\Sigma_d}{\Sigma} \right) \quad (2.62)$$

où \mathbf{F}_d est le flux de poussière, \mathbf{v} la vitesse moyenne du gaz et D le terme de diffusion. En prenant en compte également la conservation du gaz, on obtient en coordonnées cylindriques polaires l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{r \Sigma} \frac{\partial}{\partial r} (D r \Sigma \frac{\partial f}{\partial r}) - v_r \frac{\partial f}{\partial r} \quad (2.63)$$

Le premier terme de la partie à droite représente la diffusion et le second terme, l'effet de l'advection des solides. Loin des bords internes et externes, la vitesse radiale peut s'écrire en fonction de la viscosité :

$$v_r = -\frac{3\nu}{2r} \quad (2.64)$$

L'importance de l'un de ces deux processus par rapport à l'autre est donnée par le nombre de Schmidt :

$$Sc = \frac{\nu}{D} \quad (2.65)$$

Au final, pour connaître l'évolution la plus précise de la poussière et des solides en général dans les disques protoplanétaires, il faut coupler l'équation 2.63 avec l'équation d'évolution du gaz. Les résultats sont alors obtenus numériquement et indiquent une ségrégation radiale de la poussière avec les petits grains se propageant partout dans le disque alors que les plus gros se concentrent aux petits rayons.

Le grossissement des grains de poussière

Les collisions entre grains sont à l'origine de leur grossissement. Initialement de taille sub-micrométrique, ils sont fortement couplés au gaz. Ils ont cependant aussi leur mouvement propre. Les plus petits grains ($< 1 \mu\text{m}$) sont ainsi animés par le mouvement

Brownien, qui leur donne des vitesses de l'ordre du cm/s et leur permet d'entrer en collision et de coaguler sous l'effet des forces de Van der Waals. Pour de plus gros grains, les collisions sont dues principalement à la sédimentation et à la migration radiale des grains, différentes pour chacun d'entre eux en fonction de leur forme et de leur taille. Il en résulte un taux de collisions supérieur avec également des vitesses plus importantes. Savoir si les collisions donneront lieu à un collage ou à une destruction des particules solides n'est pas quelque chose d'aisé. Cela dépend beaucoup de la forme des grains et de leur composition. Ainsi, un grain de forme filamentaire pourra subir une collision à plus forte vitesse qu'un grain sphérique sans être pour autant détruit. Une enveloppe de glace sur le grain rendra sa surface plus dure et favorisera les rebonds plutôt que les collages. De manière générale, le résultat des collisions dépend de la masse des deux solides et de leur vitesse de collision. On estime qu'une collision à une vitesse supérieure à 10 m.s^{-1} entraîne une destruction des solides initiaux en une distribution de grains de beaucoup plus petite taille.

Les simulations actuelles pour calculer l'évolution des grains de poussière utilisent l'équation de Smoluchowski. C'est une équation générale qui peut aussi bien servir en chimie, en biologie qu'en astrophysique. Dans le cadre de notre problème, elle s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial n(m)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^m A(m', m - m') n(m') n(m - m') dm' \quad (2.66)$$

$$- n(m) \int_0^{+\infty} A(m', m) n(m') dm' \quad (2.67)$$

La première intégrale à droite de l'égalité prend en compte les collisions amenant à la création de particules de masse m , la seconde intégrale indique quant à elle la quantité de solides de masse m perdue. Le plus important dans cette équation est de bien définir la fonction A car elle spécifie les probabilités de coagulation, d'érosion, de fragmentation, etc. en fonction de la masse des solides. Plusieurs études (Dullemond & Dominik 2005; Birnstiel et al. 2011) ont ainsi montré que le collage des grains sous l'effet des forces de Van der Waals et de leur mouvement propre permettaient rapidement (environ $10^4 - 10^5$ ans) un grossissement des grains jusqu'à des tailles du mm voire du cm. Par contre, elles indiquent également un arrêt du grossissement pour des grains de l'ordre du cm, car il ont alors tendance à rebondir les uns sur les autres voire à se détruire plutôt qu'à se coller entre eux.

2.3 La Formation des planètes

2.3.1 La formation des planétésimaux :

Le passage des solides de la taille du cm à celle de plusieurs km est l'une des étapes les plus complexes dans la formation des planètes. Le collage par collision, qui était auparavant suffisant pour le grossissement des grains ne semble plus suffire étant donné les vitesses de collision des solides. En effet, plus les solides sont gros et plus leurs vitesses relatives sont importantes. Une possibilité pour pallier ce problème serait que le disque subisse une instabilité gravitationnelle sous l'effet d'une forte concentration de la poussière sur le plan du disque, c'est le mécanisme de Goldreich-Ward (Goldreich & Ward 1973).

Cela nécessite donc la sédimentation de la poussière. Outre cela, la dérive radiale de la poussière et son agglutinement dans des zones de surpression peut également contribuer à la formation de zones de sur-densité, favorisant par attraction gravitationnelle la formation de planétésimaux.

Pour un disque en rotation Képlérienne, les conditions d'instabilités gravitationnelles sont données par le coefficient de Toomre (Toomre 1964) :

$$Q = \frac{C_s \Omega}{\pi G \Sigma_0} < 1 \quad (2.68)$$

Ce critère est un peu moins contraignant si on accepte que les instabilités puissent être non axisymétriques et donc former des spirales plutôt que des anneaux. Dans ce cas, il suffit d'avoir $Q \leq 1.5$.

Cependant, une instabilité supplémentaire de la poussière tend à empêcher une sédimentation suffisante de s'établir. Supposons que l'on a un rapport standard gaz/poussière égal à 100 sur l'ensemble du disque, une densité surfacique de solide à 1 UA de 10 g.cm^{-2} et un rapport H/r du gaz égal à 0.1. Pour créer une instabilité gravitationnelle, il faudrait une distribution verticale de la poussière ayant une échelle de hauteur environ 10^4 fois plus petite que celle du gaz. Dans ces conditions, la densité de la poussière sur le plan central est environ 100 fois plus élevée que celle du gaz. On a donc un disque avec une couche interne sur le plan du disque tournant à vitesse képlérienne et une couche au dessus du plan du disque tournant à vitesse sub-képlérienne. Cela crée un cisaillement vertical qui peut disperser la poussière suite au développement des instabilités de Kelvin-Helmholtz (Cuzzi et al. 1993). Cependant, savoir si l'effondrement gravitationnel est possible dépend de beaucoup de paramètres. Ainsi, les conditions pour l'effondrement sont plus faciles à réunir si le rapport gaz/ poussière est inférieur à 100, ce qui est probable lorsque le disque a suffisamment évolué. Des travaux tels ceux de Johansen et al. (2007) ont montré que des processus tels que les ondes spirales et la migration radiale peuvent aider à obtenir la concentration de poussière permettant d'enclencher l'effondrement gravitationnel. Des études plus approfondies sont cependant toujours nécessaires pour confirmer ce scénario.

2.3.2 Formation des planètes telluriques et des géantes gazeuses

Les planètes telluriques

Nous avons maintenant des planétésimaux avec des rayons oscillants entre la centaine de mètres et plusieurs kilomètres. Ils sont très nombreux dans le disque protoplanétaire. Il faudrait en effet 4 milliards de planétésimaux avec un rayon de 5 km pour former les planètes du système solaire. Leur vitesse de dispersion est principalement due à la diffusion gravitationnelle des planétésimaux entre eux, qui perturbe leur orbite originale et fait augmenter leur inclinaison par rapport au plan du disque ainsi que leur excentricité. Cependant, le gaz présent dans le disque diminue ces perturbations, ce qui permet aux planétésimaux de rester sur des orbites quasiment circulaires. Grâce à leur attraction gravitationnelle, les collisions donnent principalement des collages. Cependant, ceux d'une taille de l'ordre du kilomètre sont les plus fragiles proportionnellement à leur masse. Ils ne possèdent plus la force de cohésion des plus petits corps ni encore une force de gravité suffisante pour se maintenir fermement (Leinhardt & Stewart 2009). Par ailleurs, le disque protoplanétaire composé de nombreux corps de différentes masses, aura tendance

à s'équilibrer via les diffusions inélastiques. C'est-à-dire que les corps de forte masse vont fournir une partie de leur énergie sous forme d'énergie cinétique aux plus petits corps via l'égalité :

$$\frac{1}{2}m\sigma_m^2 = \frac{1}{2}M\sigma_M^2 \quad (2.69)$$

avec σ_m et σ_M représentant respectivement la vitesse aléatoire d'un corps de petite masse et de grande masse. Ce processus appelé friction dynamique aura pour effet d'induire une dépendance en masse de l'inclinaison et de l'excentricité des objets. Les objets les plus gros, en plus d'exercer une attraction gravitationnelle plus importante, auront une orbite plus stable et une vitesse relative moyenne moindre par rapport aux autres corps. Cela facilitera d'autant plus leur grossissement. C'est ce qu'on appelle le "runaway growth". Cette phase est suivie de la croissance oligarchique où les corps les plus gros contrôlent maintenant l'évolution du système. Ils grossissent à vitesse similaire en attirant tout ce qui vient dans leur zone de croissance. Ces deux phases sont rapides et forment en une période allant de 0.01 à 1 Millions d'années environ une centaine d'objets de masses comparables à celles de la Lune et de Mercure ($\sim 0.1 M_{Terre}$).

La phase de croissance oligarchique se termine lorsque les planétésimaux de faible masse ne sont plus assez nombreux pour exercer une friction dynamique sur les protoplanètes et ainsi leur permettre de garder une orbite stable. Ils vont alors fortement interagir entre eux, entrer en collision et disperser le disque de planétésimaux. C'est une étape longue pouvant amener des collisions importantes durant des dizaines de millions d'années. C'est d'ailleurs sûrement durant cette phase, à l'intérieur de notre système solaire, que deux énormes corps sont entrés en collisions pour former la Terre et la Lune. De nos jours, des simulations prennent en compte l'ensemble de ces phénomènes à partir de la formation des planétésimaux. La figure 2.7 extraite de Raymond et al. (2006) montre une simulation d'un disque protoplanétaire ayant une planète géante migrant vers l'intérieur du disque.

Les planètes géantes gazeuses

Il y a deux théories principales pour la formation des géantes gazeuses. La première est l'accrétion par un coeur solide, ayant une masse d'au moins $10 M_{Terre}$, permettant d'accréter le gaz présent dans le disque protoplanétaire. La deuxième consiste en l'effondrement gravitationnel du gaz suite à une instabilité. Ces deux processus ne sont pas forcément en compétition, il est possible que les deux existent mais à des rayons ou pour des disques de densité différente.

1er modèle : Accrétion par un coeur

Ce processus est long et nécessite de former un coeur solide d'au moins 10 masses terrestres (Stevenson 1982) avant que le gaz ne se dissipe. C'est la principale difficulté de ce scénario. Les différentes étapes sont :

La formation du coeur Le processus est le même que pour la formation des planètes telluriques.

Le grossissement hydrostatique C'est l'étape la plus longue. Le coeur est entouré d'une enveloppe gazeuse en équilibre hydrostatique. La masse de cette enveloppe est

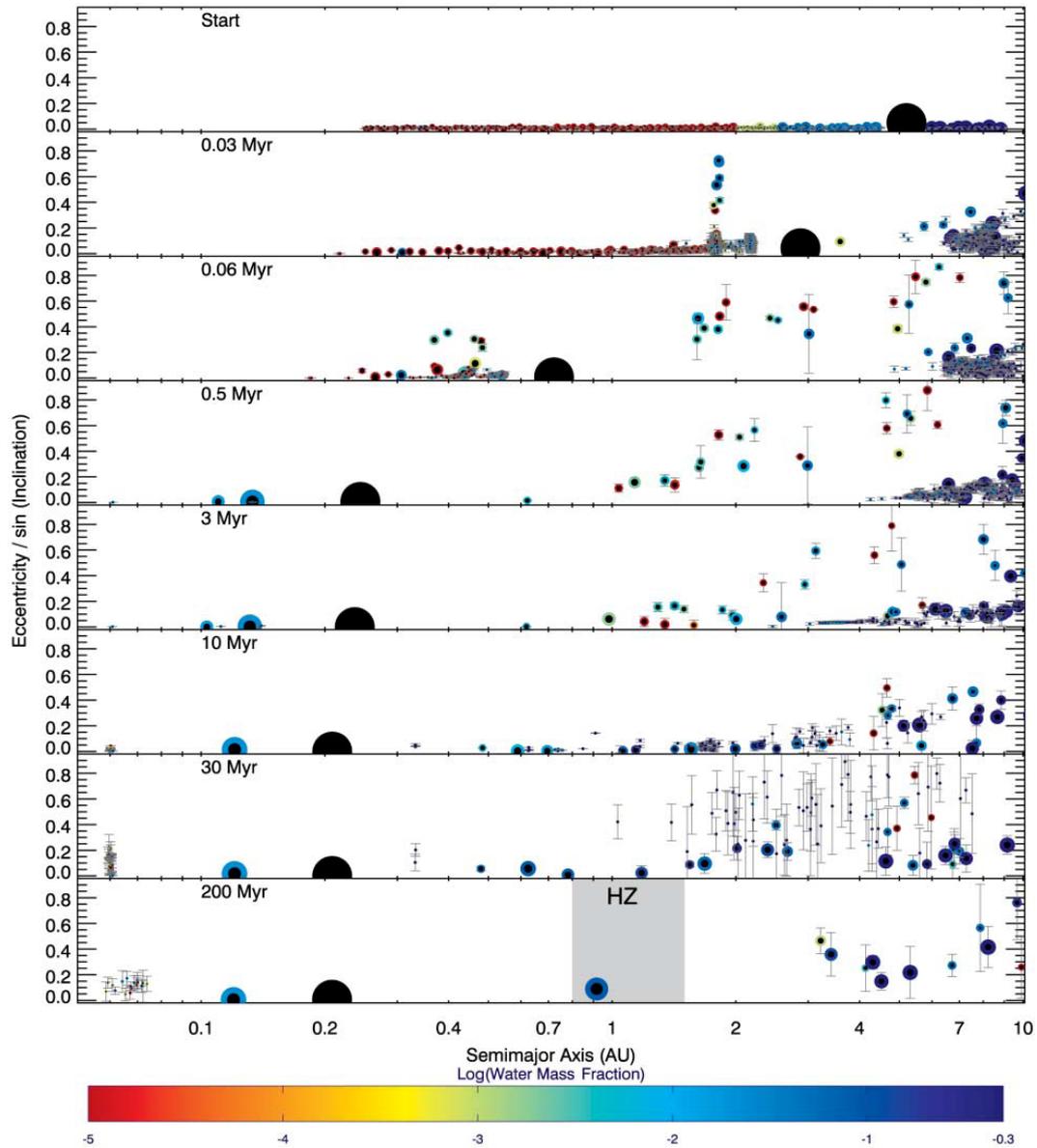


Figure 2.7 – Instantanés de la formation d'un système solaire subissant la migration d'une planète géante initialement à l'orbite de Jupiter. Les tailles des points sont proportionnelles à la taille physique des corps sauf pour la planète géante en noir. La couleur représente la quantité d'eau des planètes. La proportion d'eau de notre planète terre est de 10^{-3} . La zone hachurée en bas correspond à la zone habitable du système. Figure extraite de Raymond et al. (2006).

déterminée par l'équilibre entre l'attraction gravitationnelle de la planète et la pression du gaz, dont la chaleur est alimentée par les impacts entre des corps extérieurs et la planète en formation.

Le runaway growth C'est une étape rapide, de l'ordre de 10^5 ans au cours de laquelle la majorité du gaz des géantes gazeuses est accrétée. La masse de la planète a dépassé un seuil qui permet à l'attraction gravitationnelle de ne plus dépendre des propriétés de refroidissement de son enveloppe mais seulement de son interaction hydrodynamique avec le gaz présent dans le disque.

L'accrétion se termine lorsque la planète n'a plus de gaz à proximité. Cela peut être dû au fait que le disque se soit globalement dissipé ou parce que localement, la planète a formé un sillon dans le disque de gaz au niveau de son orbite. Par la suite, la planète va se refroidir et se contracter lentement.

2ème modèle : Instabilité gravitationnelle du disque

Soumis à sa propre gravité, le disque peut se fragmenter à cause d'instabilités gravitationnelles qui vont permettre l'effondrement du gaz sur lui-même. Cela ressemble au mécanisme de Goldreich-Ward, vu à la section 2.3.1, dans lequel les solides passaient d'une taille de quelques centimètres à plusieurs centaines de mètres. Cependant, dans ce scénario de la formation des géantes gazeuses, les solides n'ont qu'un rôle secondaire. Ils ne contribuent qu'à l'opacité du milieu, ce qui influe sur les capacités de refroidissement du gaz et donc également sur celles qu'il a à se contracter et à s'effondrer sur lui-même.

Une instabilité se produit si le critère de Toomre est respecté avec $Q < Q_{crit}$. Cela est possible pour les disques les plus massifs avec $M_{disque} \sim 0.1 M_*$. Cela est une condition sûrement atteinte par de nombreux disques jeunes même si on n'en a pas encore la preuve observationnelle. Une fragmentation pourrait alors former des planètes de l'ordre de $10 M_{Jupiter}$, indépendamment du rayon où la fragmentation se produit. On peut également penser que cette fragmentation donne plusieurs objets pour créer des masses plus proches de celles que l'on observe dans les systèmes planétaires. Une condition supplémentaire à la fragmentation est que le temps de refroidissement du disque soit rapide. En effet, une instabilité gravitationnelle va créer une onde spirale dans le disque facilitant le transport du moment angulaire, donc l'accrétion, ce qui va réchauffer le milieu. Si la diffusion de la chaleur dans l'espace n'est pas assez rapide, celle-ci va empêcher le disque de se fragmenter. Le disque est optiquement trop épais à petits rayons pour que la fragmentation se produise mais celle-ci apparaît possible dans l'intervalle 50 - 100 UA. Dans tous les cas, s'il y a fragmentation, la durée du processus pour former les planètes est alors très courte.

Comparaison entre les deux modèles

Ces deux modèles peuvent coexister dans un disque protoplanétaire. La formation par accrétion d'un cœur est un phénomène lent nécessitant plusieurs millions d'années et se situe à petits rayons (10-20 UA), alors que la formation par instabilité gravitationnelle est rapide et s'effectue lorsque le disque est jeune et donc suffisamment massif. De plus, ce phénomène s'effectue majoritairement à grand rayon (50-100 UA) où le disque est froid et optiquement plus mince, permettant la diffusion de son énergie plus facilement. Certaines observations tendent à montrer que le modèle par accrétion est le plus probable. Premièrement par le fait que les exoplanètes soient plus nombreuses dans les régions de forte métallicité (Fischer & Valenti 2005). En effet, la métallicité favorise la formation

des planétésimaux et donc celle de coeurs d'accrétion. Ensuite, l'analyse de notre système solaire et des géantes gazeuses a montré que Saturne était composé d'un coeur interne d'environ 15 masses terrestres (Guillot 2005). Pour Jupiter, le problème est plus délicat car le coeur, s'il existe, ne représente que quelques pour cent de la masse totale et il s'est avéré pour l'instant impossible d'affirmer sa présence ou non. Aucun des deux modèles n'est à exclure pour le moment. Peut-être que les observations avec ALMA nous donneront plus d'éléments en analysant la présence des sillons engendrés par des planètes géantes dans les disques protoplanétaires (Wolf et al. 2002).

2.3.3 Migration des planètes

La formation des planètes s'effectue à grand rayon dans un intervalle compris vraisemblablement entre une dizaine et une centaine d'UA, soit plus loin que ce que l'on observe en moyenne dans notre système solaire et pour les exoplanètes. Ceci est dû au fait que les planètes migrent dans les disques protoplanétaires. L'échange de moment angulaire entre le gaz du disque et la planète a tendance à rapprocher la planète de l'étoile centrale.

Il y a principalement deux types de migrations :

Migration de type I : Elle concerne les planètes inférieures à 10 masses terrestres. Elles ne perturbent pas le disque dans sa globalité. La théorie prévoit néanmoins l'apparition de légères sur-densités sous formes d'ondes spirales.

Migration de type II : Elle concerne les planètes de masses supérieures à 10 masses terrestres. Elle creusent un sillon dans le disque.

Une étude de la vitesse de migration en fonction de la masse des planètes a été effectuée par Tanaka et al. (2002). La vitesse augmente avec la masse des planètes pour la migration de type I et atteint un maximum pour une planète de masse égale à un dixième de celle de Jupiter. Une telle planète, placée initialement à 5 UA, devrait être accrétée aux abords de l'étoile en seulement quelques dizaines de milliers d'années. Pour de plus grosses planètes, nous transitons ensuite vers la migration de type II où la vitesse de migration ne dépend plus de leur masse. La vitesse radiale reste néanmoins élevée et une planète comme Jupiter se retrouverait accrétée ou très proche de l'étoile en environ 10^5 ans. Ce qui explique pourquoi on observe tant de "Jupiter chauds" dans les systèmes extra-solaires.

Chapitre 3

Analyse et simulation des disques protoplanétaires

L'analyse et la simulation de disques protoplanétaires sont fortement liées. C'est en effet par la comparaison de nos observations à des modèles que l'on arrive à remonter aux paramètres physiques des disques. Par ailleurs, les simulations permettent de connaître la faisabilité des projets observationnels. J'ai ainsi, par exemple, modifié le code DiskFit en y implémentant la sédimentation des grains de poussière pour connaître quelles seront les capacités d'ALMA à détecter et quantifier ce processus.

Je vais présenter dans ce chapitre notre code de transfert radiatif DiskFit par lequel nous simulons l'émission des disques protoplanétaires. Ce code est basé sur certaines hypothèses concernant les propriétés des disques telles que la température ou la densité. Celles-ci sont généralement les plus simples possibles pour éviter d'ajouter des biais dans l'interprétation des observations. Le code effectue ensuite un "ray tracing", c'est-à-dire qu'il retrace le parcours des rayons lumineux le long de la ligne de visée. Puis, pour représenter le plus fidèlement une observation, il est nécessaire d'utiliser un simulateur de télescope pour prendre en compte les caractéristiques de l'instrument utilisé. Je terminerai ensuite ce chapitre en expliquant la méthode utilisée pour remonter aux propriétés des disques observés.

3.1 Modélisation des disques protoplanétaires par le code Diskfit

3.1.1 Hypothèses et lois adoptées

Je présente dans cette section les principales lois ainsi que les hypothèses que le code Diskfit utilise. Il est cependant en perpétuelle évolution et nous verrons qu'il y a parfois plusieurs lois disponibles pour s'adapter aux performances nouvelles des télescopes ou aux objectifs précis d'un projet observationnel.

Géométrie du disque

La géométrie élémentaire du disque est représentée par son rayon interne R_{int} , son rayon externe R_{out} (ou R_1), son angle de position PA (Position Angle) et son angle d'inclinaison i .

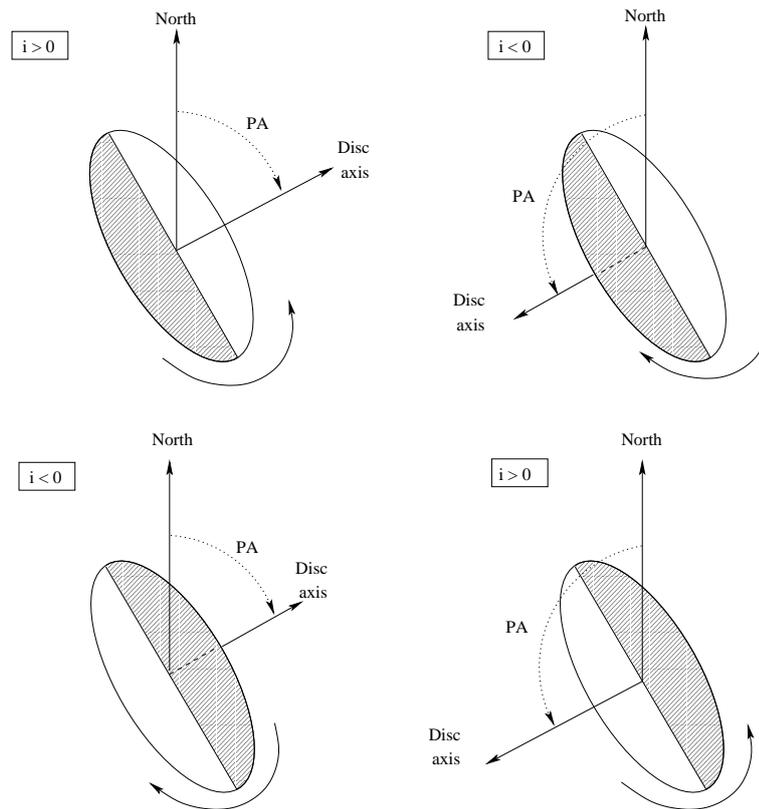


Figure 3.1 – Paramètres géométriques de 4 disques avec le même rapport d’axe sur le ciel, mais cependant avec des orientations et des angles de positions différents. La partie hachurée est la partie du disque la plus proche de l’observateur par rapport au grand axe du disque. La courbe fléchée en continue indique le sens de rotation. Figure extraite de Piétu et al. (2007).

Le rayon R_{int} correspond à un bord tronqué à l’intérieur duquel il n’y a plus de matière. Dans les disques protoplanétaires, il est généralement très petit, inférieur à 1 UA, et la forme exacte de la densité de matière à cet endroit ne peut être résolue par les radiotélescopes actuels. Au contraire, pour le rayon externe, nous utilisons deux lois différentes pour tester laquelle est la plus proche de la réalité. La première est à bord tronqué et délimite le disque au rayon précis R_{out} . La deuxième est une loi continue et présente une densité qui chute de manière exponentielle à partir du rayon R_1 .

Les autres paramètres importants pour la géométrie du disque sont l’angle de position PA et l’angle d’inclinaison i . Ce ne sont pas des paramètres intrinsèques du disque mais se réfèrent à la position de l’observateur vis à vis de celui-ci. L’angle de position PA se définit comme l’angle entre le nord et l’axe de rotation du disque. Cet angle est compté positivement lorsque l’axe de rotation est dirigé vers l’est. L’angle d’inclinaison i est l’angle entre l’axe de rotation et la ligne de visée. Il est compté positivement si l’axe de rotation du disque est dirigé vers l’observateur par rapport au plan du ciel. La figure 3.1 montre les différents cas de figures rencontrés lorsque l’on cherche à déterminer ces deux angles.

axisymétrie

Lorsque nous travaillons avec le modèle 2D de Diskfit, nous supposons que le disque est axisymétrique. Les paramètres ne dépendent alors que du rayon et de l’altitude Z par rapport au plan du disque et non de l’azimuth. Il existe également une version 3D du code

qui sera utilisée avec ALMA lorsque la résolution spatiale nous permettra d'étudier des phénomènes telles des sur-densités locales, possibles zones de formation planétaire.

La rotation képlérienne

Il est possible grâce aux raies d'émissions des molécules en phase gazeuse de mesurer la vitesse de rotation des disques. Comme cela a été vu dans la section 2.1.2, on s'attend à une vitesse quasi-képlérienne du gaz dans les disques. La loi de paramétrisation pour la vitesse de rotation est :

$$V_{\phi}(r) = V_0 \cdot \left(\frac{r}{100UA} \right)^{-v}. \quad (3.1)$$

La rotation képlérienne est généralement retrouvée avec $v = 0.5$ et $V_0 = \sqrt{\frac{GM_*}{100UA}}$ (Piétu et al. 2007; Simon et al. 2000), mais il existe également certains cas particuliers comme AB Auriga où le disque est fortement asymétrique et la rotation du disque non képlérienne (Piétu et al. 2005).

La densité

Lorsque l'on parle de densité dans un disque protoplanétaire, qu'elle soit surfacique ou volumique, cela concerne généralement la densité du gaz. En effet, en terme de masse, on estime qu'il y a environ 100 fois plus de gaz que de poussière. Une hypothèse longtemps utilisée était que ce rapport était constant en tout point du disque. Cependant, avec l'arrivée d'ALMA et son important pouvoir de résolution, nous devons maintenant prendre en compte la sédimentation des grains de poussière. Dans ce cas, bien que le rapport de masse gaz sur poussière reste toujours égal à 100 sur l'ensemble du disque, la distribution spatiale de la poussière a fortement évolué en se concentrant davantage sur le plan du disque. La description en détail de ce phénomène et son implication sur l'observation des disques protoplanétaires sont détaillées dans le Chapitre 6.

La densité surfacique

Comme paramètre d'entrée, nous incluons dans notre disque la densité surfacique du disque plutôt que la densité volumique car elle est une observable plus directe. Avec les télescopes, ce que l'on sonde sont des densités de colonne le long de la ligne de visée. Ce n'est qu'après dérivation de nombreux paramètres physiques, comme par exemple l'échelle de hauteur du disque (cf section 3.4), que l'on peut remonter à la densité volumique.

Une des lois que nous utilisons pour exprimer la variation radiale de la densité surfacique est une loi de puissance selon le rayon (Pringle 1981) :

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \cdot \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-p} \quad (3.2)$$

Avec Σ_0 la densité surfacique au rayon de référence R_0 , généralement choisi à 100 UA, et p l'exposant contrôlant la variation radiale de la densité surfacique. Cette loi est valable entre les bords des disques R_{int} et R_{out} au-delà desquels la densité est nulle. C'est un modèle simple mais dont la variation radiale en loi de puissance est proche au premier ordre des prédictions théoriques pour les disques d'accrétion α . Cela représente donc bien la distribution spatiale de la molécule H_2 , composant 80 % de la masse du disque, ainsi que celle de la poussière. Par contre, la distribution précise de certaines molécules peut s'avérer plus complexe en fonction de la chimie qui leur est liée.

Une autre loi peut cependant être également utilisée dans le code Diskfit. Elle présente une chute exponentielle à grand rayon au lieu d'être tronqué à R_{out} .

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-\gamma} \cdot e^{-\left(\frac{r}{R_1}\right)^{2-\gamma}} \quad (3.3)$$

Cette loi a un sens plus physique car découle directement de l'évolution auto-similaire pour une viscosité ν qui doit néanmoins être en loi de puissance selon r et constante avec le temps (Lynden-Bell & Pringle 1974). Une comparaison de ces deux lois avec des observations effectuées au Plateau de Bure est présente au Chapitre 4.

L'échelle de hauteur

Le gaz est généralement supposé à l'équilibre hydrostatique. Dans ce cadre, l'échelle de hauteur est donné par l'équation 2.27. Cependant, si l'on observe un disque de côté, il est possible de déterminer observationnellement l'échelle de hauteur du disque. Pour cela, on la représente en fonction du rayon avec une loi de puissance, telle que :

$$H(r) = H_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{hh} \quad (3.4)$$

avec H_0 , l'échelle de hauteur au rayon de référence R_0 et hh l'exposant exprimant la variation radiale de celle-ci. Il faut cependant faire attention lors des observations à distinguer l'échelle de hauteur du gaz et de la poussière qui peuvent être différentes (cf Chapitre 6).

La densité volumique

Lorsque l'on connaît la densité surfacique du disque ainsi que son échelle de hauteur, on peut en déduire la densité volumique en tout point du disque. On a en effet la relation :

$$\Sigma(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r, z = 0) \cdot e^{-\left(\frac{z}{H(r)}\right)^2} dz \quad (3.5)$$

Ce qui nous donne après intégration :

$$\rho(r, z) = \frac{\Sigma(r)}{\sqrt{\pi} \cdot H(r)} \cdot e^{-\frac{z^2}{H(r)^2}} \quad (3.6)$$

La température

Nous utilisons également une loi de puissance pour la température, comme dans le modèle standard de Pringle (1981). Chiang & Goldreich (1997) ont montré que cela était une bonne approximation au premier ordre. Elle est définie par :

$$T(r) = T_0 \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-q} \quad (3.7)$$

avec T_0 , la température à R_0 , un rayon de référence. L'indice q exprime la variation radiale de la température. La température est supposée être isotherme verticalement. Même si l'on sait que cette hypothèse n'est pas vraie sur l'ensemble de la hauteur du disque, elle est cependant une bonne approximation sur les 2 premières échelles de hauteur (D'Alessio et al. 1998), d'où provient la très grande majorité de l'émission reçue en millimétrique.

Certaines modifications de cette loi ont cependant été effectuées dans le code pour représenter une évolution verticale de la température, lorsque nous étudions des raies de

forte opacité de molécules en phase gazeuse. Par exemple, Dartois et al. (2003) ont observé le disque DM Tau à l'aide de plusieurs isotopes de la molécule CO, dont les différentes opacités ont permis de sonder diverses hauteurs dans le disque. Les deux lois qui ont alors été utilisées sont les suivantes :

Loi 1 :

$$T(r, z) = T(r, 0).e^{\ln(\gamma) \cdot \frac{z}{H(r)}} \quad (3.8)$$

avec H l'échelle de hauteur du disque. Le nouveau paramètre γ est l'indice de la loi verticale. Avoir $\gamma = 1$ signifie qu'il n'y a pas d'évolution verticale de la température. Au contraire, avoir $\gamma > 1$ signifie que la température augmente avec la hauteur et ceci de manière exponentielle.

Loi 2 :

Pour $r < R_q$

$$T(r, z > z_q) = T_0 \left(\frac{r}{100UA} \right)^{-q} = T_{atm}(r) \quad (3.9)$$

$$t(r, z < z_q) = T_{atm}(r) + \left(T_0 \left(\frac{R_q}{100UA} \right)^{-q} - T_{atm}(r) \right) \cos\left(\frac{\pi z}{2z_q}\right)^{2\delta} \quad (3.10)$$

Pour $r > R_q$:

$$T(r, z) = T(r, 0) \quad (3.11)$$

avec $z_q \sim 2H$, δ pris entre 1 et 2 et R_q le rayon au-delà duquel le disque est complètement isotherme car optiquement mince à l'émission stellaire. Cette dernière modélisation de la température est la plus réaliste et correspond à la structure verticale décrite par Chiang & Goldreich (1997).

Ces deux améliorations de la loi verticalement isotherme représentent l'augmentation attendue de la température avec la hauteur dans le cas d'un disque passif. En effet, au niveau de son atmosphère, le disque est directement irradié et donc chauffé par l'étoile centrale. Plus profondément dans le disque, l'irradiation stellaire de haute énergie a été filtrée et le rayonnement ambiant provient essentiellement de la réémission des grains à plus basse énergie. Le plan du disque est donc plus froid. Ces 3 lois (en comptant la loi verticalement isotherme) sont représentées sur la figure 3.2 :

Le coefficient d'absorption de la poussière

Devant l'incertitude de la nature des grains de poussière, une simple prescription est souvent utilisée pour le coefficient d'absorption de la poussière (Beckwith et al. 1990) :

$$\kappa(\nu) = \kappa_0 \cdot \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \quad (3.12)$$

avec κ_0 égal à $0.02 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ et ν_0 égale à 230 GHz. La valeur de β est en général déduite des observations. Récemment, une modification a été incluse dans le code Diskfit et permet d'avoir un indice β variant avec r . Cela a permis de montrer l'évolution des propriétés des grains en fonction du rayon, montrant que les gros grains, de l'ordre du mm, avaient migré à des rayons inférieurs à 100 UA (cf Chapitre 4 et Guilloteau et al. (2011)).

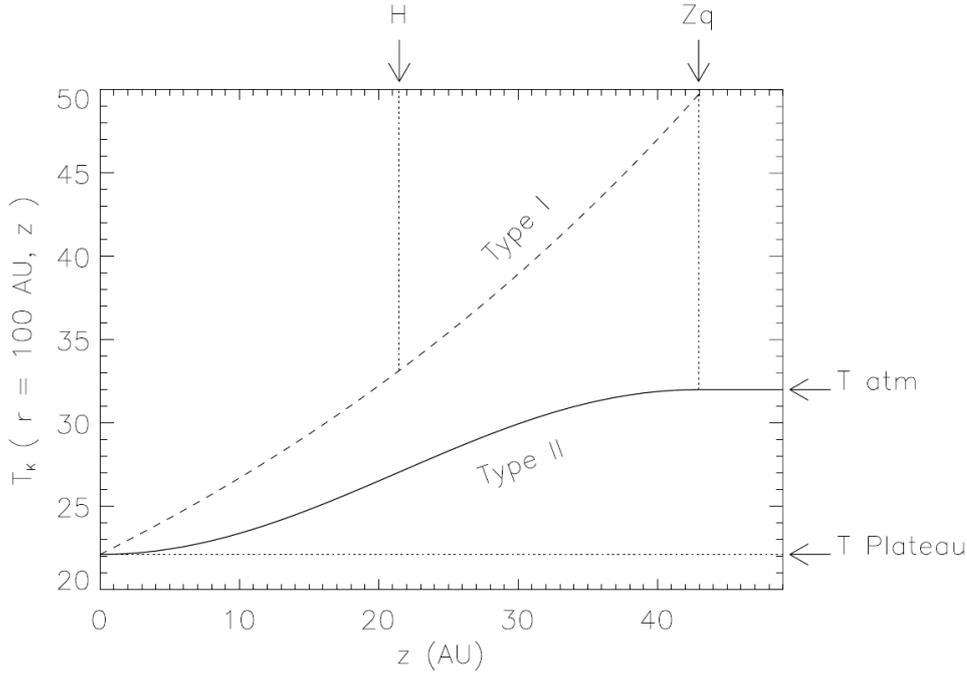


Figure 3.2 – Illustration des 3 lois utilisées pour représenter l'évolution de la température T à 100 UA en fonction de la hauteur dans le disque. Les paramètres utilisés ici sont pour la loi 1 : $\gamma = 1.5$ et pour la loi 2, $\delta = 2$ et $R_q = 180$ UA. Figure extraite de Dartois et al. (2003).

Les deux paramétrisations incluses dans le code sont :

$$\beta(r) = \beta_i + \beta_r \log(r/R_0) \quad (3.13)$$

avec β_i , le bêta à $r = R_0$ et β_r , l'indice indiquant l'amplitude de l'évolution radiale.

Et :

$$\beta(r) = 0.85 + \frac{1.7}{\pi} \operatorname{atan}\left(\frac{r - R_b}{R_w}\right) \quad (3.14)$$

où R_b désigne le rayon de transition auquel le changement de régime petit-gros grains s'effectue et R_w est la largeur sur laquelle s'effectue ce changement de régime.

Le coefficient d'absorption du gaz

Contrairement à celui de la poussière, l'émission (sub-)millimétrique des molécules en phase gazeuse ne représente pas un continuum, mais un spectre d'émission rotationnelle. Chaque molécule présente dans le disque a ainsi sa propre signature spectrale. Ce rayonnement n'existe cependant au premier ordre que pour les molécules à moment dipolaire non nul, c'est-à-dire qui ont leur barycentre de charges négatives et positives distinct. La molécule de dihydrogène H_2 qui est l'espèce la plus abondante dans le gaz protoplanétaire n'est ainsi pas détectée car elle n'en possède pas. C'est le monoxyde de carbone, CO, deuxième molécule la plus abondante, qui est le plus facilement détecté.

Le coefficient d'absorption moyen d'une molécule entre deux niveaux d'énergie est donné par :

$$\kappa_\nu = \frac{(n_l - n_u) g_l B_{lu} h \nu_{ul} \phi(\nu)}{4\pi \Delta\nu} \quad (3.15)$$

où n_l et n_u sont les populations des niveaux inférieurs (lower) et supérieurs (upper), g_l le nombre de dégénérescence du niveau l , ν_{ul} la fréquence du photon permettant de changer de niveau d'énergie, $\phi(\nu)$ le profil de raie, $\Delta\nu$ la largeur de la raie et B_{lu} le coefficient d'Einstein, proportionnel à l'émission induite, égal à :

$$B_{lu} = \frac{32\pi^4}{3h^2c} |\nu_{ul}| \quad (3.16)$$

avec h la constante de Planck, égale à environ $6.63 \cdot 10^{-34}$ J.s. En utilisant que l'élargissement de la raie est due à l'effet doppler, on peut écrire :

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \Delta v \quad (3.17)$$

avec Δv , l'intervalle en vitesse de la molécule. A l'équilibre thermodynamique, après développement des paramètres n_l et n_u de l'équation 3.15, on obtient un coefficient d'absorption par molécule de :

$$\kappa_\nu = \frac{8\pi^3}{3h} \nu^2 \frac{(e^{-\frac{E_l}{kT}} - e^{-\frac{E_u}{kT}}) g_l}{Z(T) \Delta v} \quad (3.18)$$

$Z(T)$ est la fonction de partition dont la dépendance en T dépend des propriétés de la molécule. Le coefficient d'absorption massique est quant à lui égal à :

$$\kappa_\nu = \frac{8\pi^3}{3h} \nu^2 \frac{(e^{-\frac{E_l}{kT}} - e^{-\frac{E_u}{kT}}) g_l}{Z(T) \Delta v} \frac{X}{\mu m_{H_2}} \quad (3.19)$$

Où X est l'abondance en masse de la molécule par rapport à la quantité totale de gaz. Contrairement à la poussière, on a donc ici un coefficient d'absorption qui dépend au premier ordre de la température, ce qui rend l'analyse globale plus complexe.

Cependant, l'élargissement de la raie étant dû à l'effet Doppler et les disques subissant principalement la rotation Képlérienne, les données spectrales nous fournissent également des informations sur la localisation spatiale de l'émission. Le centre de la raie provient du gaz dont la vitesse projetée est la même que la vitesse du disque. Les ailes de raies, quant à elles, proviennent des régions centrales du disque dont la vitesse projetée est la plus rapide. La figure 3.3 montre la localisation de raies ayant la même vitesse pour un disque axisymétrique en rotation Képlérienne.

3.1.2 Le transfert radiatif

Présentation

Le transfert radiatif représente le trajet parcouru par les ondes électromagnétiques dans le milieu considéré. Il est utilisé dans Diskfit pour simuler l'image de notre objet astrophysique en fonction de ses propriétés. La technique que nous utilisons pour calculer ce transfert de rayonnement est le "Ray Tracing". Nous retraçons le trajet de la lumière le long de la ligne de visée de notre télescope, du point le plus éloigné au plus proche de l'observateur, en tenant compte des processus d'absorption, d'émission mais pas de diffusion. Pour cela, nous discrétisons une grille en 3 dimensions dans laquelle est placé notre modèle de disque protoplanétaire. Celle-ci doit être suffisamment précise pour

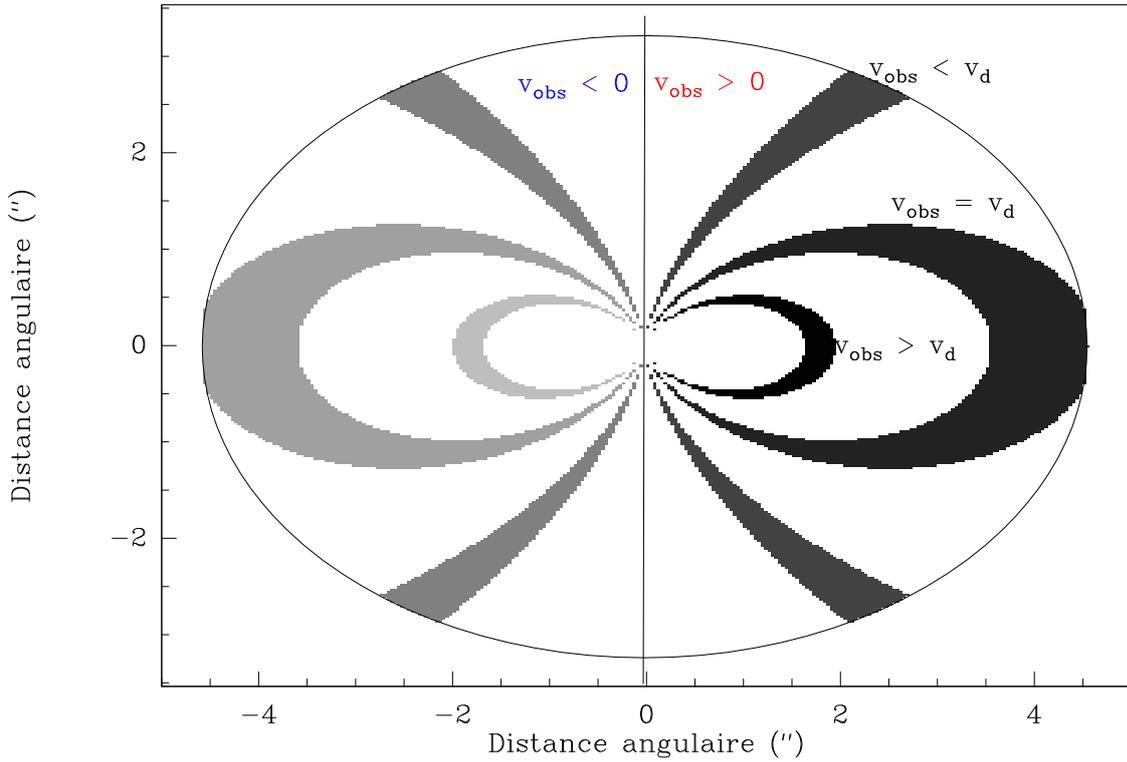


Figure 3.3 – Origine de l'émission des raies selon leur décalage spectral

prendre en compte les variations rapides des propriétés physiques de la matière, surtout si l'on cherche à étudier des phénomènes localisés tels que la sédimentation. Pour ne pas trop augmenter les besoins en puissance de calcul, notre grille est sous-discrétisée vers les rayons extérieurs, là où les besoins sont moins grands, puis par interpolation bilinéaire, redimensionnée à l'échelle de départ.

Méthode : Le "ray tracing"

Dans notre code, la température et la densité de la matière sont fixées. Il n'y a donc pas de rétroaction de la lumière sur la matière. L'intensité spécifique émise par la cellule est indiquée à l'équation 3.21. L'énergie maximale que pourrait recevoir un télescope de cette cellule est :

$$dE_\nu = I_\nu dA d\nu d\omega dt. \quad (3.20)$$

avec I_ν l'intensité spécifique émise par la cellule, i.e. le flux émis par unité d'angle solide, par intervalle de fréquence, par unité de surface et par unité de temps. Cette intensité s'exprime donc en $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. Le facteur dA est la surface collectrice du télescope, $d\nu$ l'intervalle de fréquence, $d\omega$, l'angle solide sous lequel on observe la source et dt la durée d'observation. Pour un corps noir, c'est-à-dire un milieu optiquement épais et à l'équilibre thermodynamique, nous avons l'intensité spécifique qui est égale à la fonction de Planck :

$$I_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (3.21)$$

Cependant, la matière contenue dans chacune des cellules de la grille utilisée dans notre code n'émet pas comme un corps noir. La matière est certes en équilibre thermodynamique local mais n'est pas optiquement épaisse. L'émission provenant de la cellule, notée parfois S (pour fonction Source), est donc :

$$S_\nu = B_\nu \cdot (1 - e^{-\tau}) \quad (3.22)$$

avec τ , l'opacité de la cellule. Celle-ci varie avec la fréquence ou selon que l'on étudie l'émission continuum de la poussière ou l'émission spectrale de molécules en phase gazeuse. Elle est le produit entre $\kappa(\nu)$, le coefficient d'absorption (cf section 3.1.1), et la quantité de gaz ou de poussière à l'intérieur de la cellule.

Cependant, la propagation du rayonnement le long de la ligne de visée traverse d'autres cellules absorbant en partie le rayonnement précédemment émis. Pour prendre cela en compte, il faut effectuer une intégration pas à pas. Si l'on note I_i l'émission reçue en entrée par la cellule, S l'émission produite par la cellule, et I_{i+1} l'émission à la sortie de la cellule, on obtient :

$$I_{i+1} = I_{recue} - I_{absorbee} + I_{emise} \quad (3.23)$$

$$= I_i - I_i \cdot (1 - e^{-\tau}) + S \quad (3.24)$$

$$= I_i \cdot e^{-\tau} + S \quad (3.25)$$

Ce calcul est fait pour chaque cellule de notre modèle et intégré le long de la ligne de visée de chaque pixel de l'image obtenue.

3.1.3 Les simulateurs de télescopes

Nous avons maintenant créé un modèle de disque dont l'émission a été reproduite par l'intermédiaire d'une grille en 3D suffisamment discrétisée. Cependant, cela ne correspond pas encore à une pseudo-observation, reproduisant le plus fidèlement une réelle observation. Il faut pour cela utiliser un simulateur de télescope. Lors de mes simulations, j'ai travaillé avec ceux contenus dans GILDAS reproduisant des observations avec l'interféromètre du Plateau de Bure ou avec ALMA (Pety et al. 2001). Dans ceux-ci, on peut choisir la configuration des antennes, la fréquence d'observation, le temps d'intégration, la bande passante, ... comme lors d'une vraie observation. Le simulateur calcule alors le lobe de l'interféromètre, convolue notre modèle avec celui-ci et ajoute également du bruit.

Cela nous est très utile pour l'élaboration de projets observationnels. On peut ainsi connaître le temps nécessaire pour détecter une molécule en fonction de la configuration de l'interféromètre. On peut aussi utiliser cela pour savoir s'il est possible de distinguer diverses prédictions théoriques telles les sillons creusés par les planètes géantes, la sédimentation de la poussière sur le plan du disque, etc.

3.1.4 Les unités utilisées en radioastronomie

Dans les observations astronomiques, l'émission observée est un flux généralement donné en Jy. Un Jansky est égal à $10^{-26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$. C'est une unité adaptée à la faible amplitude des flux reçus en radioastronomie. Si l'on arrive à résoudre spatialement l'émission, on utilisera le Jy/lobe, le lobe étant approximativement la résolution spatiale de

l'antenne. Cette unité a donc la même dimension que l'intensité spécifique mais se différencie simplement par un facteur d'échelle, la taille du lobe, qui dépend de la configuration des antennes utilisées.

Une unité plus pratique est la température de brillance T_B , exprimée en Kelvins. Aux longueurs d'ondes millimétriques et aux températures supérieures à 10 K, nous travaillons dans un domaine de très faible énergie et la condition $k_B T \gg h\nu$ est vérifiée. La fonction de Planck (equation 3.21) se simplifie et l'émission spécifique est alors directement proportionnelle à la température dite de brillance T_B , qui s'écrit :

$$T_B = \frac{\lambda^2}{2k_B} \cdot I_\nu \cdot (1 - e^{-\tau}) \quad (3.26)$$

Inversement l'intensité spécifique est égale à :

$$I_\nu = B_\nu(T_B) \cdot (1 - e^{-\tau}) = 2 \frac{k_B T_B}{\lambda^2} \cdot (1 - e^{-\tau}) \quad (3.27)$$

L'avantage de la température de brillance est qu'elle ne dépend pas des antennes utilisées (taille, configuration) mais seulement de la source et de la fréquence avec laquelle on l'observe. De plus, si le disque est optiquement épais, la température de brillance correspond à la température réelle du disque. Ce dernier point est vrai en millimétrique mais il faut néanmoins faire attention en sub-millimétrique. Aux températures très basses, on sort du régime de Rayleigh-Jeans et la température de brillance devient supérieure à la température réelle.

3.2 Minimisations des observations par les modèles

Les pseudo-observations sont principalement utilisées pour remonter aux propriétés physiques des objets observés. Pour cela, on compare la source étudiée avec différentes simulations pour savoir quel jeu de paramètres du modèle correspond le mieux aux observations. Cela s'effectue via une minimisation en χ^2 utilisant une méthode modifiée de Levenberg-Marquardt.

3.2.1 La visibilité

Les minimisations s'effectuent directement sur les mesures de la visibilité et non sur l'image finale. Les mesures de la visibilité sont le signal directement obtenu en sortie de l'interféromètre. Une explication détaillée des interféromètres millimétriques et de la transformation du signal détecté par les antennes en visibilité est faite dans Guilloteau (2000). Il est important de savoir que le signal capté par les différentes antennes est modifié avant d'être analysé par les astronomes. La fréquence du signal est tout d'abord diminuée pour qu'il puisse être facilement transporté et amplifié par l'appareillage électronique. L'objectif, ensuite, d'un interféromètre est de corrélérer les signaux de chaque antennes, deux par deux. En effet, d'après le théorème de Zernicke van Cittert, la mesure de la cohérence spatiale du champ électromagnétique d'une source nous renseigne sur sa distribution de brillance.

A chaque signal corrélé de deux antennes correspond un vecteur ligne de base \mathbf{b} qui prend en compte l'orientation et la distance entre les deux antennes, projetée sur le plan

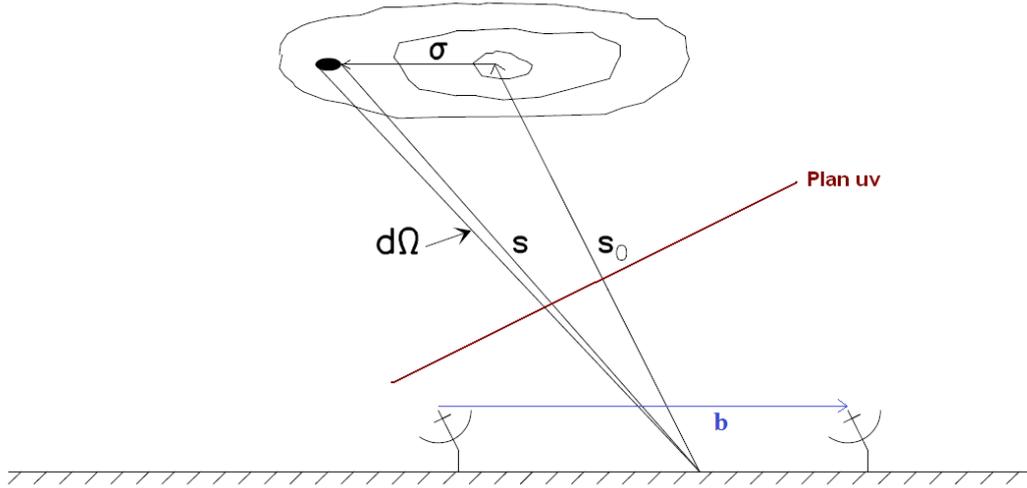


Figure 3.4 – Représentation des vecteurs utilisés pour exprimer la réponse de l’interféromètre à l’observation d’une source. Le vecteur \mathbf{S}_0 indique la direction de pointage de l’interféromètre et le vecteur \mathbf{b} est la ligne de base entre les deux antennes. Le plan uv est également représenté ainsi que les iso-contours de la distribution en brillance de la source. Adapté de Guilloteau (2000).

uv (parallèle au plan du ciel). Le signal donné par chacune des lignes de base donne une mesure de la visibilité pour la fréquence spatiale \mathbf{b}/λ . La visibilité totale s’écrit de la façon suivante :

$$V = |V|e^{i\phi_V} = \int_{S_{ky}} A(\sigma)I(\sigma)e^{-2i\pi\nu\frac{\mathbf{b}\sigma}{c}} d\Omega \quad (3.28)$$

La visibilité correspond à la transformée bidimensionnelle de la distribution en brillance de la source observée. Un schéma simplifié de l’observation est représenté sur la figure 3.4. Le vecteur \mathbf{S}_0 relie le centre de l’interféromètre au centre de la source étudié. Le plan uv sur lequel sont projetées les lignes de base \mathbf{b} est perpendiculaire à ce vecteur. Pour une source étendue, σ est le vecteur situant un point d’émission de la source par rapport au centre de pointage de l’interféromètre. Le produit $\mathbf{b}\cdot\sigma/c$ est le délai temporel qui sépare les temps d’arrivées de la lumière sur les deux antennes. Enfin, les fonctions $A(\sigma)$ et $I(\sigma)$ représentent respectivement la fonction de transfert de l’interféromètre et la distribution en brillance du ciel.

Pour obtenir une bonne image de la source observée, il faut correctement échantillonner le plan uv . Cela nécessite un maximum de lignes de base. A un instant donné, nous en avons $n(n-1)$ avec n le nombre d’antennes. Pour augmenter ce nombre, on profite généralement de la rotation de la terre qui modifie l’orientation et la distance projetée des antennes sur le plan uv . On pourra alors retrouver plus précisément l’image fournie par un télescope dont le diamètre serait équivalent à la plus grande ligne de base. Cependant, à moins d’avoir un plan uv complet, ce qui n’est jamais le cas, il est préférable de procéder à l’analyse du disque directement sur la visibilité et non sur l’image. On évite ainsi des problèmes liés à la déconvolution de l’image (processus non linéaire), à la corrélation du bruit entre pixels adjacents, au nombre de mesures indépendantes, ... Une étude approfondie de l’influence de la structure des disques sur la visibilité est faite à la section 4.2.2.

3.2.2 La méthode de minimisation

La formule de minimisation sur les visibilitées est la suivante :

$$\chi^2 = \sum_n \sum_i \{ \text{Re}[mod(i, n)] - \text{Re}[obs(i, n)] \}^2 \cdot W(i) \quad (3.29)$$

$$+ \sum_n \sum_i \{ \text{Im}[mod(i, n)] - \text{Im}[obs(i, n)] \}^2 \cdot W(i) \quad (3.30)$$

avec $\text{Re}(a)$ et $\text{Im}(a)$, respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de la visibilité, mod le modèle et obs l'observation, $a_{i,n}$ la visibilité i pour le canal en fréquence n (un seul canal en continuum), et enfin $W(i)$, le poids attribuée à chaque visibilité. Celui-ci correspond généralement au poids naturel, inversement proportionnel au carré du bruit thermique et qui s'écrit :

$$W_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad \text{avec} \quad \sigma_i = \frac{\sqrt{2}KT_{sys}}{A_{eff}\eta\sqrt{N(N-1)}\tau\Delta\nu} \quad (3.31)$$

Il dépend de la température système T_{sys} , de la résolution spectrale $\Delta\nu$, du temps d'intégration τ , du nombre d'antennes N et de A_{eff} , l'aire collectrice effective d'une antenne.

Pour rappel, voici les principaux paramètres que l'on cherche à contraindre lors d'observations :

Tableau 3.1 – Principaux paramètres des disques modélisés

Paramètres	Unités	Signification
<i>rota</i>	°	Angle de position (PA)
<i>incli</i>	°	Angle d'inclinaison
R_{cint}	UA	Rayon interne de la distribution de poussière
R_{cout}	UA	Rayon externe de la distribution de poussière
R_{int}	UA	Rayon interne de la distribution moléculaire
R_{out}	UA	Rayon externe de la distribution moléculaire
d	parsec	Distance de la source étudiée
V_{lsr}	km/s	Vitesse de la source par rapport à l'observateur
		$\Sigma_c(r) = \Sigma_{c,0} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-pc}$
$\Sigma_{c,0}$	cm^{-2}	Densité surfacique de poussière au rayon R_0
pc		Exposant de la densité surfacique de poussière
		$\Sigma_m(r) = \Sigma_{m,0} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-pm}$
$\Sigma_{m,0}$	cm^{-2}	Densité surfacique de molécules au rayon R_0
pm		Exposant de la densité surfacique de molécules
		$T(r) = T_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-q}$
T_0	K	Température cinétique au rayon R_0
q		Exposant de la température cinétique
		$V(r) = V_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-v}$
V_0	km/s	Vitesse de rotation à R_0
v		Exposant de la vitesse de rotation
		$H(r) = H_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-hh}$
H_0	UA	Échelle de hauteur à R_0
hh		Exposant de l'échelle de hauteur
		$\kappa(\nu) = \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta$
κ_0	cm^2/g	Coefficient d'absorption de la poussière à la fréquence ν_0
β		Exposant du coefficient d'absorption de la poussière

Chapitre 4

Observations bi-fréquences en millimétrique de la distribution de poussière

4.1 Présentation

Je traite ici d'une étude de l'émission thermique de la poussière dans le domaine millimétrique. Elle repose sur des observations réalisées avec l'interféromètre du Plateau de Bure (PdBI), effectuées pour la plupart entre novembre 1995 et octobre 1998, mais également sur des observations ultérieures dont les plus récentes sont celles de Schaefer et al. (2009). Ces observations ont été réalisées à deux longueurs d'onde, 1.3 et 2.7 mm et ont une résolution angulaire allant jusqu'à 0.4 seconde d'arc à 1.3 mm ($\sim 0.8''$ à 2.7 mm). Nous avons pu étudier ainsi 23 disques protoplanétaires situés dans le nuage du Taureau à 140 pc, ce qui donne une résolution au niveau des disques d'environ 60 UA à 1.3 mm.

Nous avons ainsi pu obtenir, à partir de nos observations, la densité surfacique de la poussière et, lorsque la zone optiquement épaisse était suffisamment étendue, la température. Cependant, le point clé de notre analyse a été d'observer pour la première fois une évolution radiale des propriétés de la poussière. L'indice spectral β de l'émissivité des grains est égale à environ 1.7 aux grands rayons ($>$ à 100 UA), synonyme de grains sub-micrométriques comme dans le milieu interstellaire, et diminue jusqu'à un β proche de 0 dans les parties plus internes, montrant que les grains y ont atteint au minimum une taille de l'ordre du mm voire du cm. Par ailleurs, à l'aide des diagrammes évolutionnaires de Siess et al. (2000), nous avons mis en évidence une diminution du facteur de viscosité α (Shakura & Sunyaev 1973) avec l'âge des disques.

4.2 Etude préliminaire des courbes de visibilité

4.2.1 Introduction

La résolution d'un système optique est proportionnelle à λ/D avec D le diamètre du télescope. Aux grandes longueurs d'ondes tel le domaine radio, cela devient rapidement un handicap si l'on veut obtenir une image avec suffisamment de résolution. Il faudrait en effet construire des antennes extrêmement grandes dont le prix et la difficulté de réalisation seraient exorbitants. Il a donc été réalisé des systèmes à plusieurs antennes, appelés interféromètres, simulant une antenne géante dont le diamètre serait équivalent à la plus grande ligne de base (cf section 3.2), soit 760 mètres pour le PdBI. Nous avons vu également à la section 3.2 que l'étude des propriétés

du disque était plus précise lorsque l'on travaillait directement sur la courbe de visibilité plutôt que sur l'image reconstituée par l'interféromètre. C'est ce que nous avons effectué dans notre étude (Guilloteau et al. 2011), où les courbes de visibilité des disques en fonction des lignes de base sont représentées dans l'annexe G. Interpréter directement comment ces courbes varient en fonction des propriétés des disques n'est pas intuitif car celles-ci sont résultent de la transformée de Fourier du produit de la distribution de brillance par le lobe de l'interféromètre. Cela est cependant nécessaire si l'on veut savoir quelles lignes de base utiliser pour mettre en évidence telles ou telles propriétés des objets observés.

4.2.2 Variation des courbes de visibilité en fonction des caractéristiques des disques

Les courbes de visibilité sont exprimées en flux par unité de ligne de base. Les plus petites lignes de base sont sensibles aux grandes structures spatiales et permettent de connaître le flux total de la source. Les grandes nous permettent d'améliorer la résolution de l'image mais requièrent cependant un plus grand temps d'intégration pour obtenir la même sensibilité.

Pour notre étude, nous avons construit un disque standard utilisant une loi à bord tronqué. Le disque est vu de face, ce qui permet une comparaison directe avec les courbes de visibilité présentes dans la littérature. En effet, pour plus de clarté, même lorsque les observations proviennent de sources inclinées, les auteurs préfèrent présenter les résultats de leurs minimisations en déprojetant à la fois leur meilleur modèle et les visibilités observées initialement. Dans ce cas, les disques pouvant généralement être considérés comme axisymétriques, la partie imaginaire de la visibilité est nulle et il ne reste que la partie réelle à comparer. Les paramètres standards de notre disque, que nous avons ensuite fait varier pour la plupart, sont présentés dans le tableau 4.1. Je rappelle ici que ce que nous observons est le continuum et donc l'émission due à la poussière. Cependant, le disque est supposé homogène avec un rapport $\rho_{\text{gaz}} / \rho_{\text{poussiere}}$ constant, égal à 100 partout dans le disque. Ainsi, lorsqu'est modifiée la densité surfacique de la poussière dans le modèle, cela modifie implicitement également celle du gaz.

Ce qui nous intéresse dans ces courbes n'est pas leur amplitude qui est directement proportionnelle, pour un disque optiquement fin, à la masse du disque, mais plutôt leur forme qui est sensible à sa structure. Nous avons donc choisi de représenter les courbes à la même échelle en normalisant les courbes de visibilité par le flux total des disques. Ce qui signifie que toutes nos courbes de visibilité ont la même valeur arbitraire pour une ligne de base nulle. Nous avons ensuite remarqué que les courbes de visibilité étaient particulièrement sensibles aux variations des propriétés des disques aux petits rayons (< 100 UA), qui concentrent la majeure partie de l'émission. Les paramètres ayant eu la plus grande influence sur l'évolution de la courbe de visibilité sont le rayon interne R_{cint} de la poussière ainsi que l'indice pc de la densité surfacique.

La figure 4.1 représente les courbes de visibilité pour 5 rayons internes R_{cint} différents, obtenues à 1.3 mm. Un disque possédant un trou interne d'une taille modérée en comparaison de la résolution de l'interféromètre (< 30 UA pour le PdBI) aura une courbe décroissante monotone en fonction des lignes de base. Par contre, s'il est plus grand, cela fera apparaître un creux comme on peut le voir à la figure 18 de l'annexe G dans Guilloteau et al. (2011). Cette figure représente la courbe de visibilité de LkCa 15, dont le trou interne est estimé à 45 UA (Piétu et al. 2006). Plus le trou interne sera grand, plus ce creux se décalera vers les courtes lignes de base puisqu'il sera détectable avec une moindre résolution. Également, plus le trou interne est grand et plus le creux sera profond et accompagné d'oscillations aux autres rayons uv . La ligne de base la plus sensible à l'existence d'un trou interne de rayon R , ou plus globalement à une structure de taille $2R$, est donnée par la formule d'Airy et le critère de Rayleigh, stipulant que pour un télescope idéal, le pouvoir de résolution est :

Tableau 4.1 – Paramètres du disque standard, utilisé avec le modèle à bord tronqué.

Paramètres	valeur
$incli$	0°
R_{cint}	1 UA
R_{cout}	900
d	140 parsec
$\Sigma_c(r) = \Sigma_{c,0} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-pc}$	
$\Sigma_{c,0}$	$1e23 \text{ cm}^{-2}$
pc	1.5
$T(r) = T_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-q}$	
T_0	30 K
q	0.4
$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = H_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-hh}$	
H_0	16.5 UA
hh	-1.25
$\kappa(\nu) = \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta$	
κ_0	$0.1 \text{ cm}^{-2}/g$
β	0.8

$$\alpha = 0.61 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (4.1)$$

avec D , la ligne de base maximale de l'interféromètre. Par exemple, ceci indique que, pour un disque de la région du Taureau observé à 1.3 mm, le déficit en émission dû à la présence d'un trou interne de 50 UA de rayon, sera le plus visible à des lignes de bases d'environ 250 m. Ce qui est visible sur la figure 4.1.

La figure 4.2 représente quant à elle les courbes de visibilité pour 5 exposants différents pc de la densité surfacique de poussière, toujours à 1.3 mm. Pour un disque optiquement fin, la variation radiale de l'émission est proportionnelle à r^{-pc-q} , avec q l'indice radial de la température, généralement de l'ordre de 0.5 (cf section 2.1.4). Pour un disque avec un indice pc pratiquement nul, l'évolution radiale de l'émission du disque est donc très faible. La visibilité étant la transformée bidimensionnelle de la distribution spatiale de brillance de la source, plus celle-ci est plate et plus la courbe de visibilité sera raide, se rapprochant d'un pic de Dirac. Cela correspond également au fait qu'un disque axisymétrique variant peu avec le rayon sera analysé principalement comme un objet n'ayant pas de petites structures et donc avec un faible flux aux grandes lignes de base. Inversement, plus l'indice pc augmente et plus la courbe de visibilité s'aplatit. C'est ce que l'on voit sur la figure 4.2 pour les trois premiers indices, $pc = 0.1, 0.8$ et 1.5.

Inversement, dans les cas où le disque devient optiquement épais, l'émission n'est plus sensible aux changements de densité du disque mais seulement à sa température. L'émission est donc seulement proportionnelle à r^{-q} . C'est ce qui se passe dans la zone interne de notre disque lorsque pc est très élevé, $\Sigma_{c,0}$ (avec $R_0 = 100$ UA) étant fixé. La courbe possède alors un point d'inflexion séparant 2 distributions radiales de brillance différentes. Ainsi, pour $pc = 5$, la température de brillance évolue aux rayons externes en $r^{-pc-q} = r^{-5.4}$ alors qu'elle évolue seulement en

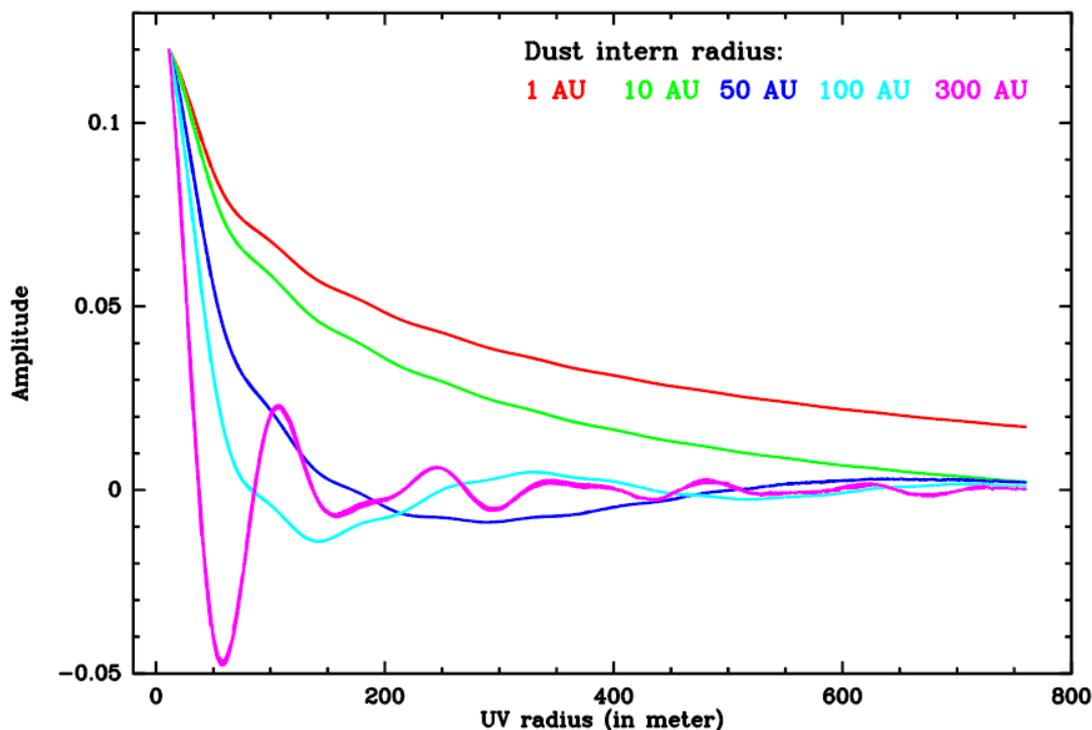


Figure 4.1 – Evolution de la courbe de visibilité en fonction du rayon interne des disques. Les courbes sont normalisées pour avoir la même valeur au rayon uv égal à 0. Les autres paramètres sont indiqués au tableau 4.1.

$r^{-q} = r^{-0.4}$ aux rayons internes. Cela est représenté par une courbe de visibilité plate aux courtes lignes de base mais dont la pente augmente aux plus grandes lorsque la résolution, inversement proportionnelle au rayon uv , permet de résoudre la structure centrale optiquement épaisse.

Nous n'avons pas fait varier l'indice de la température q ici mais ses effets sont similaires à ceux de pc . Cependant, les variations constatées de q dans les observations sont en général plus faibles que pour pc . Les valeurs déterminées dans Guilloteau et al. (2011) indiquent qu'elles sont comprises entre 0.3 et 0.7 alors que celles de pc sont entre 0.5 et 2. Pour contraindre q efficacement, il est donc nécessaire d'avoir un disque optiquement épais et de grandes lignes de base.

Le choix des valeurs $\Sigma_{c,0}(100 \text{ UA})$ et $T_0(100 \text{ UA})$, quant à lui, influera simplement comme un facteur multiplicatif sur l'amplitude de la courbe de visibilité tant que le disque restera optiquement fin mais modifiera la position du point d'inflexion entre le régime optiquement épais et optiquement fin dans le cas contraire. Par contre, les variations des propriétés des disques au-delà de 150 UA (valeur du rayon externe, changement de l'indice pc aux grands rayons, ...) n'ont qu'un très faible effet sur les courbes de visibilité, étant donné leur faible contribution sur le flux total. Des disques plus complexes ont été également construits avec par exemple une variation brutale de la densité de poussière à un rayon donné. Cependant, nous ne rentrerons pas plus dans les détails car les effets de ces modifications peuvent être déduits à partir des cas précédents.

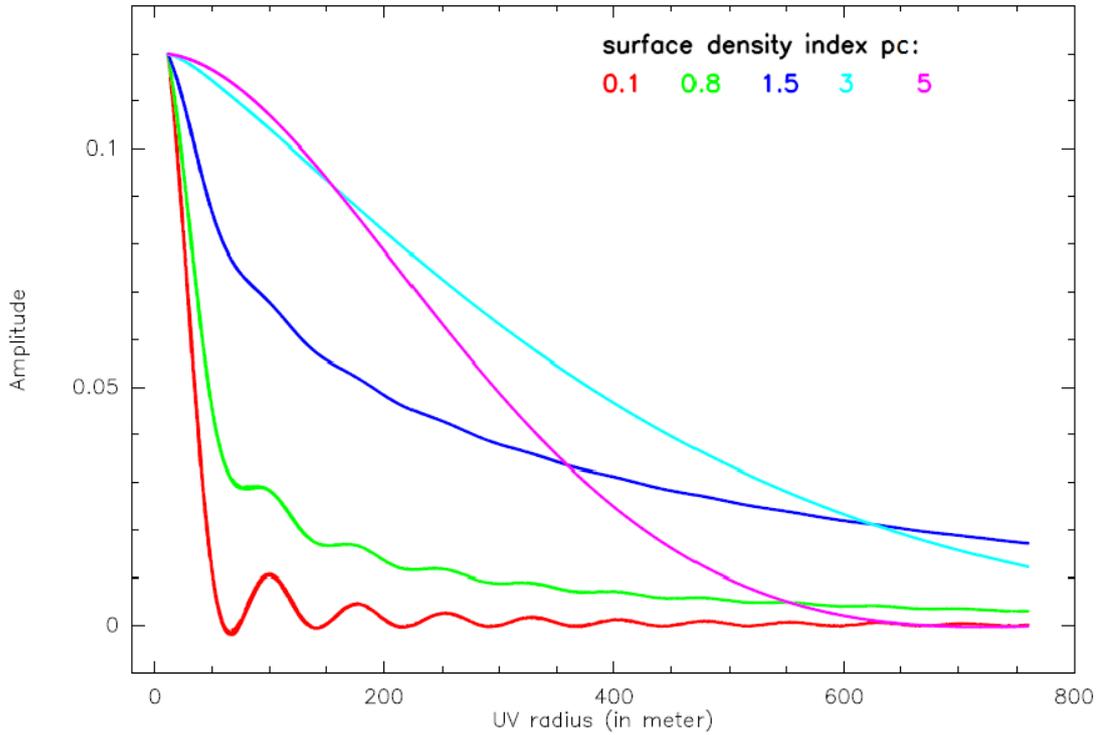


Figure 4.2 – Evolution de la courbe de visibilité en fonction de l'indice pc de la densité surfacique, normalisée au rayon uv égal à 0. Les autres paramètres sont indiqués au tableau 4.1.

4.3 Etude de la densité surfacique

4.3.1 Présentation des deux modèles utilisés

Malgré des lignes de base allant jusqu'à 760 mètres, la résolution angulaire de l'interféromètre du Plateau de Bure reste faible par rapport à la structure des disques. De plus, étant donné que les observations sont toujours parasitées par du bruit, il n'est pas possible d'effectuer une inversion directe du profil de la température de brillance. Il est donc nécessaire d'introduire un modèle pour la densité surfacique, la température, etc. Concernant l'évolution de la densité surfacique en fonction du rayon, nous en avons utilisé 2 et avons essayé de comparer lequel représentait le mieux les observations. Le premier modèle utilisé pour la représenter est une loi de puissance à bord tronqué :

$$\Sigma_c(r) = \Sigma_{c,0} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-pc} \quad (4.2)$$

C'est le premier modèle que nous avons utilisé car il était la prescription la plus simple. Il ne repose cependant sur aucune prescription physique. Cela n'est pas forcément un inconvénient car la physique des disques est toujours mal connue, avoir une loi simple nous permet donc d'éviter de biaiser notre interprétation de l'observation. Nous avons néanmoins utilisé également un second modèle, dit visqueux. Son nom vient du fait qu'il découle de l'évolution auto-similaire d'un disque évoluant sous l'effet de la viscosité, approchée comme une loi de puissance en fonction du rayon et constante avec le temps (Lynden-Bell & Pringle 1974). Cette loi a déjà été utilisée pour contraindre des observations (Isella et al. 2009; Andrews et al. 2009) effectuées avec CARMA et le SMA respectivement. Elle exprime le fait que le disque s'étend, avec la majorité de la masse migrant vers l'intérieur, et une plus petite partie se dispersant à plus grand rayon pour conserver

le moment angulaire. Elle s'écrit de la façon suivante :

$$\Sigma_c(r) = \Sigma_{c,0} \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-\gamma} \cdot e^{-\left(\frac{r}{R_1}\right)^{2-\gamma}} \quad (4.3)$$

Cette loi a l'avantage de pouvoir expliquer, grâce à son bord externe en chute exponentielle, pourquoi on détermine un rayon externe différent selon que l'on observe la poussière ou les molécules en phase gazeuse telles le CO (Hughes et al. 2008). Cependant, cette concordance peut aussi être expliquée par la présence d'un halo entourant le disque, juste assez dense pour être détectable en CO mais pas avec le continuum.

4.3.2 Comparaison des deux modèles

Pour connaître quelle loi est la mieux adaptée, nous avons minimisé les observations par les deux modèles et analysé les χ^2 obtenus. Un χ^2 plus petit correspond à une meilleure représentation des observations. Cependant, il faut faire attention à ce que la grille en 3 dimensions utilisée pour les modélisations soit assez discrétisée. On doit éviter au maximum que la valeur du χ^2 ne subisse l'influence d'effets numériques. En effet, un modèle numérique n'est toujours qu'une approximation d'un modèle théorique. Ainsi, la valeur de χ^2 dépendra à la fois de la pertinence du modèle choisi et de la précision numérique utilisée.

Test numériques sur l'effet de la discrétisation

La création du modèle peut être longue à réaliser car dans chacune des cellules de la grille, le calcul du transfert radiatif doit être effectué. Pour améliorer le temps de calcul, il est donc important d'optimiser la grille du modèle. On doit ainsi prendre en compte que les propriétés physiques des disques évoluent spatialement plus lentement dans les zones externes que dans les zones internes. De plus, la majorité du flux que nous recevons provient des zones internes pour lesquelles nous pouvons avoir de meilleures contraintes physiques. On utilisera donc généralement une grille avec une meilleure discrétisation pour le centre des disques que pour les parties externes.

Un exemple de discrétisation du modèle est montré sur la figure 4.4, il consiste en une grille discrétisée initialement en 64-64-256 sur x,y et z (resp.) La direction z, correspondant à la ligne de visée, est habituellement sur-discrétisée par rapport aux autres directions car c'est le long de cet axe que se calcule le transfert radiatif. Dans le code Diskfit, les paramètres utilisés pour contrôler l'optimisation de la discrétisation de la grille sont i_{fine} et j_{fine} . La grille externe va être sous-discrétisée par le facteur $|i_{fine}|$, soit un facteur 2 dans l'exemple. Les j_{fine} pixels centraux seront quant à eux discrétisés normalement. Enfin, une grille interne contenant les i_{fine}^2 pixels centraux sera sur-discrétisée par le facteur i_{fine} . Pour ces pixels, l'axe z sera également sur-discrétisé d'un facteur 2. On effectue ensuite une interpolation bilinéaire sur les valeurs obtenues pour obtenir une discrétisation homogène de l'image, correspondant à celle initialement demandée (ici 64-64-256).

La figure 4.4 montre un exemple de l'effet de la discrétisation sur les valeurs du χ^2 . Nous avons créé deux pseudo-observations, l'une à bord tronqué et l'autre à bord visqueux, avec une discrétisation très élevée, de 1024 sur les axes x et y et 4 fois plus grande sur l'axe z. Nous avons ensuite minimisé chacune de ces observations par les deux modèles pour différentes discrétisations. Les pseudo-observations, sensées normalement représenter des observations réalistes, ne contiennent cependant pas de bruit. Ce choix fut fait afin d'éviter que cela ne perturbe l'analyse faite sur la valeur du χ^2 en fonction de la discrétisation.

La pseudo-observation de départ est un disque tronqué avec pour paramètres principaux, $T_0 = 30$ K, $q = 0.4$, $\Sigma_{c,0}(100 \text{ UA}) = 4.35 \text{ g.cm}^{-2}$, $pc = 1.5$ et $R_{cout} = 300 \text{ UA}$. Seuls les paramètres $\Sigma_{c,0}(100 \text{ UA})$, pc et R_{cout} (ou R_1 pour le modèle visqueux) ont été ajustés, les autres paramètres

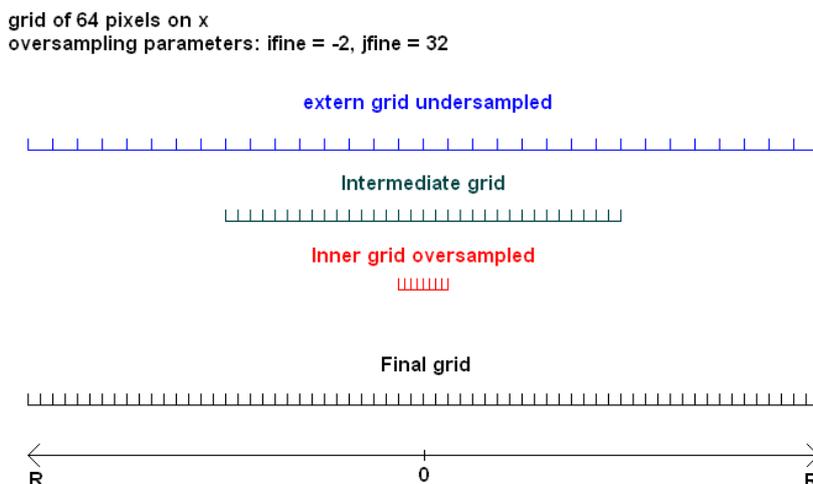


Figure 4.3 – Exemple d’optimisation de la discrétisation de la grille. Seul l’axe x est représenté. L’axe y , avec lequel il compose le plan image, a exactement la même discrétisation. On observe ici trois types d’échantillonnage en fonction du rayon du disque. Les parties internes sont les mieux discrétisées, puis par interpolation bilinéaire, on obtient une grille finale avec une discrétisation homogène. Le dernier axe, selon z et parallèle à la ligne de visée, est 4 fois plus échantillonné pour traiter au mieux le transfert radiatif que l’on calcule selon cette direction.

étant fixés aux bonnes valeurs. La pseudo-observation visqueuse a ensuite été construite à partir des résultats obtenus lors de la minimisation du modèle à bord tronqué par le modèle visqueux.

On remarque que pour les deux modèles, la différence de χ^2 entre le cas où on utilise la bonne loi de densité et celui où on utilise la mauvaise, augmente avec la discrétisation. Lorsque l’on utilise une très mauvaise discrétisation lors du processus de minimisation, il est même possible que le mauvais modèle s’ajuste mieux à la pseudo-observation.

Comparaison des deux modèles avec des observations faites au plateau de Bure

Nous nous sommes assuré, après avoir convergé sur les paramètres physiques, que la valeur du χ^2 était stable sous l’effet d’une sur-discrétisation. Les résultats sont donnés à la figure 4.5. Le paramètre R_t à la colonne 4 fut utilisé pour comparer nos résultats avec ceux de Isella et al. (2009) qui utilisait une loi de densité surfacique pour le modèle visqueux similaire mais exprimée différemment. Dans le cadre de l’évolution visqueuse (Lynden-Bell & Pringle 1974; Hartmann et al. 1998), il a été montré que R_t correspondait au rayon où le flux de masse changeait de sens (vers l’intérieur ou l’extérieur). La colonne 5 indique le $\Delta\chi^2$, il est positif lorsque la loi à bord visqueux s’est montrée plus adaptée à l’observation que le modèle tronqué.

Sur les 23 disques analysés, 4 sont mieux représentés par le modèle tronqué, 6 par le modèle visqueux et 7 le sont de façon équivalente par les deux modèles. Les disques restants sont des disques compacts optiquement épais, insensibles à la forme précise de la loi de distribution et ne sont donc pas pris en compte. Dans l’ensemble, aucun des deux modèles ne semble réellement approcher mieux les observations qu’un autre. Cependant, si on regroupe les disques en fonction de leur âge, on observe une légère tendance indiquant que les disques les plus âgés sont mieux représentés par le modèle visqueux, alors qu’au contraire, les disques les plus jeunes le sont davantage par le modèle à bord tronqué. Cela peut s’expliquer via la conservation du moment angulaire qui nécessite, pour contrecarrer l’effet de l’accrétion par l’étoile, qu’une faible partie de la masse du disque se diffuse à grand rayon.

Cependant, cette tendance est très faible. En effet, les différences entre les 2 modèles sont

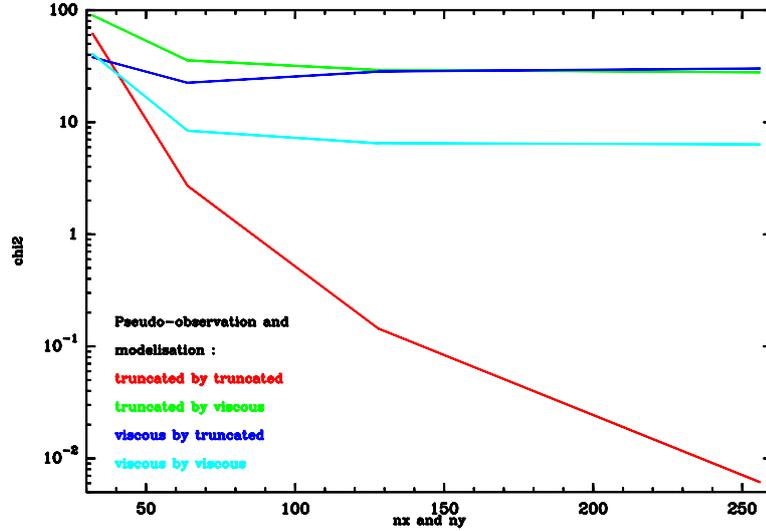


Figure 4.4 – Effets de la discrétisation sur la valeur du χ^2 lors de minimisations. Les pseudo-observations sont discrétisées avec une grille de 1024×1024 sur le plan image et une discrétisation 4 fois supérieure sur l'axe de la ligne de visée. La grille représente un cube de 1000 UA de coté. On a donc une résolution au modèle d'environ 1 UA sur les axes x et y. Les modèles sont ensuite convolués par le lobe de l'interféromètre du Plateau de Bure dans sa configuration d'antenne la plus grande (760 mètres), soit un lobe de 60 UA pour un disque situé à 150 pc.

Table 5. Derived parameters for the viscous and power law models.

(1) Source	(2) Mass $0.001 M_{\odot}$	(3) R_c AU	(4) R_t AU	(5) γ	(6) $\Delta\chi^2$	(7) Σ_{100} g cm^{-2}	(8) R_{cut} AU	(9) p	(10) β_m
BP Tau	5.4 ± 0.2	43 ± 2	22 ± 1	-0.04 ± 0.12	14	3.88 ± 0.11	57 ± 1	0.40 ± 0.07	0.65 ± 0.04
CI Tau	37.1 ± 2.7	166 ± 10	81 ± 4	0.30 ± 0.04	33	2.59 ± 0.06	201 ± 4	0.59 ± 0.03	0.68 ± 0.05
CQ Tau	6.3 ± 0.4	86 ± 8	41 ± 3	0.61 ± 0.25	0	0.49 ± 0.03	188 ± 30	1.35 ± 0.15	0.75 ± 0.05
CY Tau	16.5 ± 0.6	67 ± 2	32 ± 1	0.28 ± 0.06	35	3.55 ± 0.07	92 ± 2	0.82 ± 0.04	0.16 ± 0.03
DG Tau	36.0 ± 2.0	9 ± 2	12 ± 8	1.56 ± 0.11	-33	3.51 ± 0.06	198 ± 27	2.74 ± 0.08	1.31 ± 0.05
DL Tau	49.0 ± 1.0	148 ± 4	72 ± 2	0.37 ± 0.03	63	4.48 ± 0.04	179 ± 2	0.67 ± 0.02	0.70 ± 0.03
DM Tau	31.1 ± 1.6	180 ± 10	86 ± 5	0.54 ± 0.03	-17	2.65 ± 0.03	274 ± 16	0.56 ± 0.02	0.78 ± 0.04
DQ Tau (*)	12.1 ± 4.2	11 ± 20	25 ± 50	1.63 ± 0.13	-278	0.43 ± 0.01	439 ± 534	2.03 ± 0.06	0.35 ± 0.15
FT Tau	7.7 ± 0.3	43 ± 1	21 ± 1	-0.17 ± 0.09	13	5.31 ± 0.12	57 ± 0	0.40 ± 0.06	-0.13 ± 0.04
GM Aur (*)	27.0 ± 3.6	98 ± 24	>80	1.53 ± 0.07	3	2.55 ± 0.02	578 ± 184	2.02 ± 0.05	1.02 ± 0.06
LkCa 15	28.4 ± 1.4	109 ± 3	55 ± 1	-0.23 ± 0.17	17	4.90 ± 0.10	178 ± 7	1.66 ± 0.12	1.27 ± 0.05
MWC 480	182.3 ± 11.2	81 ± 5	39 ± 4	0.75 ± 0.17	28	9.08 ± 0.15	155 ± 6	1.86 ± 0.07	1.74 ± 0.05
MWC 758	10.6 ± 1.5	102 ± 27	52 ± 15	0.54 ± 0.52	0	0.95 ± 0.07	187 ± 50	1.09 ± 0.30	1.53 ± 0.27
UZ Tau E	24.1 ± 0.7	79 ± 2	39 ± 1	0.12 ± 0.08	27	4.96 ± 0.15	115 ± 5	0.72 ± 0.07	0.74 ± 0.04
UZ Tau W	3.5 ± 0.2	50 ± 2	23 ± 8	1.05 ± 0.46	-1	0.35 ± 0.02	128 ± 43	1.66 ± 0.21	0.39 ± 0.14
HL Tau	90.6 ± 4.1	40 ± 15	22 ± 2	1.32 ± 0.08	-75	12.73 ± 0.35	280 ± 26	2.62 ± 0.11	1.97 ± 0.07
HH 30	8.1 ± 0.4	102 ± 2	62 ± 2	-2.41 ± 0.42	0	2.50 ± 0.11	123 ± 3	-0.56 ± 0.39	0.47 ± 0.08
DG Tau b (*)	67.9 ± 29.6	81 ± 15	48 ± 18	1.18 ± 0.18	-7	5.67 ± 1.49	303 ± 23	1.95 ± 0.10	0.94 ± 0.12
T Tau	0.1 ± 0.05	8 ± 2	8 ± 2	-1 ± 1	-6	>5	67 ± 20	[1]	0.48 ± 0.50
Haro 6-10 N	0.6 ± 0.1	17 ± 3	5 ± 3	[0]	3	>10	14 ± 1	[1]	[1.0]
Haro 6-10 S	0.5 ± 0.1	10 ± 2	4 ± 3	[0]	0	>10	14 ± 1	[1]	[1.0]
Haro 6-13	17.3 ± 7.7	19 ± 41	10 ± 1	1.00 ± 2.39	2	3.56 ± 1.26	90 ± 32	1.03 ± 0.94	0.08 ± 0.07
Haro 6-33	6.8 ± 1.6	>50	-	1.48 ± 0.15	0	0.28 ± 0.02	439 ± 616	1.57 ± 0.17	0.41 ± 0.26

Figure 4.5 – Résultats des minimisations de la densité surfacique des disques observés avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Un $\Delta\chi^2$ positif indique que la loi à bord visqueux est mieux adaptée aux observations. Extrait de Guilloteau et al. (2011).

très difficiles à percevoir aujourd'hui avec le Plateau de Bure. L'interféromètre ALMA avec sa résolution et sa sensibilité plus importante devrait nous permettre de trancher entre ces deux modèles.

4.4 Evolution radiale de la poussière

Nos simulations et tests nous ayant confortés dans la fiabilité de nos outils, nous avons cherché à contraindre la variation radiale des propriétés de la poussière. Cela est possible grâce à l'utilisation de deux fréquences lors de nos observations, nous permettant de contraindre le paramètre β . A partir de l'émission thermique, la seule observable que nous avons est la distribution de l'émission à la fréquence ν :

$$\begin{aligned} I(\nu, r) &= (1 - e^{-\tau(\nu, r)})B(\nu, T(r)) \\ &= (1 - e^{-\kappa(\nu, r)\Sigma(r)})B(\nu, T(r)) \end{aligned} \quad (4.4)$$

avec $B(\nu, T(r))$, la fonction de Planck. Dans le domaine millimétrique, la poussière est optiquement fine et l'approximation de Rayleigh-Jeans valide dans la plupart des cas, l'équation 4.4 s'écrit alors :

$$\begin{aligned} I(\nu, r) &\sim \kappa(\nu, r)\Sigma(r).2\frac{k_B T_B}{\lambda^2} \\ &= \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta \Sigma(r).2\frac{k_B T_B}{\lambda^2} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Au premier ordre, des mesures à deux fréquences permettent donc la séparation de l'évolution de $\kappa(\nu, r)$ vis à vis de $\Sigma(r)T(r)$. Cependant, il faut également posséder une résolution angulaire suffisante pour enlever les dégénérescences entre un modèle avec un β nul et un modèle avec un disque optiquement épais. Dans nos observations, une étude de la variation radiale de β a pu être effectuée dans 8 disques, présentés à la figure 4.6. Cela correspond aux disques les mieux résolus qui n'ont pas de coeur optiquement épais trop étendu, qui ont une taille suffisante (> 100 UA pour pouvoir mesurer une évolution radiale) et qui n'ont pas de trou interne important tel LkCa 15. Pour chacun des disques, nous détectons une évolution radiale avec $\beta < 0.5$ entre 60 et 100 UA, dévoilant la présence de grains de l'ordre du mm, puis au-delà de 100 UA, un β d'environ 1.5 indiquant que les grains sont sub-micrométriques, comme dans le milieu interstellaire. Nous avons utilisé deux lois différentes pour étudier la variation radiale du coefficient β .

Loi 1 :

$$\beta(r) = \beta_i + \beta_r \log(r/R_0) \quad (4.6)$$

avec β_i , la valeur à $r = R_0$ et β_r , l'indice indiquant l'amplitude de l'évolution radiale.

Loi 2 :

$$\beta(r) = 0.85 + \frac{1.7}{\pi} \text{atan}\left(\frac{r - R_b}{R_w}\right) \quad (4.7)$$

où R_b désigne le rayon de transition auquel le changement de régime petit-gros grains s'effectue et R_w est la largeur sur laquelle s'effectue ce changement de régime.

La première loi est une simple loi logarithmique, sans contrainte sur les valeurs minimales et maximales que β peut atteindre. Il peut donc y avoir certaines incohérences aux rayons les plus internes, non contraints par les observations actuelles à cause de la résolution angulaire, comme par exemple des valeurs de β négatives. Au contraire, la seconde loi est limitée à l'intervalle $\beta = 0$ (grains de l'ordre du cm) à $\beta = 1.7$. De plus, cette loi s'est avérée plus efficace à mesurer le changement rapide de régime entre petits et gros grains au rayon de transition $R_b \sim 100$ UA.

D'un point de vue théorique, cela s'explique par le fait que des grains de l'ordre du mm sont beaucoup moins couplés au gaz. Ils ne seront donc pas diffusés par la turbulence ni ne seront entraînés par le gaz lorsque celui s'étend à de plus grands rayons. De plus, leur taux de migration vers les petits rayons est plus rapide que pour les petits grains (Weidenschilling 1977).

4.5 Evolution temporelle du paramètre de viscosité α

Le paramètre α , introduit par Shakura & Sunyaev (1973), est un facteur sans dimension liant la viscosité à l'échelle de hauteur du disque et à la vitesse du son (cf equation 2.37). Sa valeur approximative dans les disques protoplanétaires est de l'ordre de 10^{-2} . Pour obtenir la loi exprimant la densité surfacique à bord visqueux, Lynden-Bell & Pringle (1974) ont émis l'hypothèse que la viscosité évoluait en fonction du rayon comme une loi de puissance et qu'elle était constante avec le temps. Or, d'après les paramètres que nous avons pu contraindre dans nos observations, nous montrons à la figure 4.7 que la valeur du paramètre α décroît avec l'âge des étoiles. Cela montre une des limites du modèle visqueux à représenter les observations.

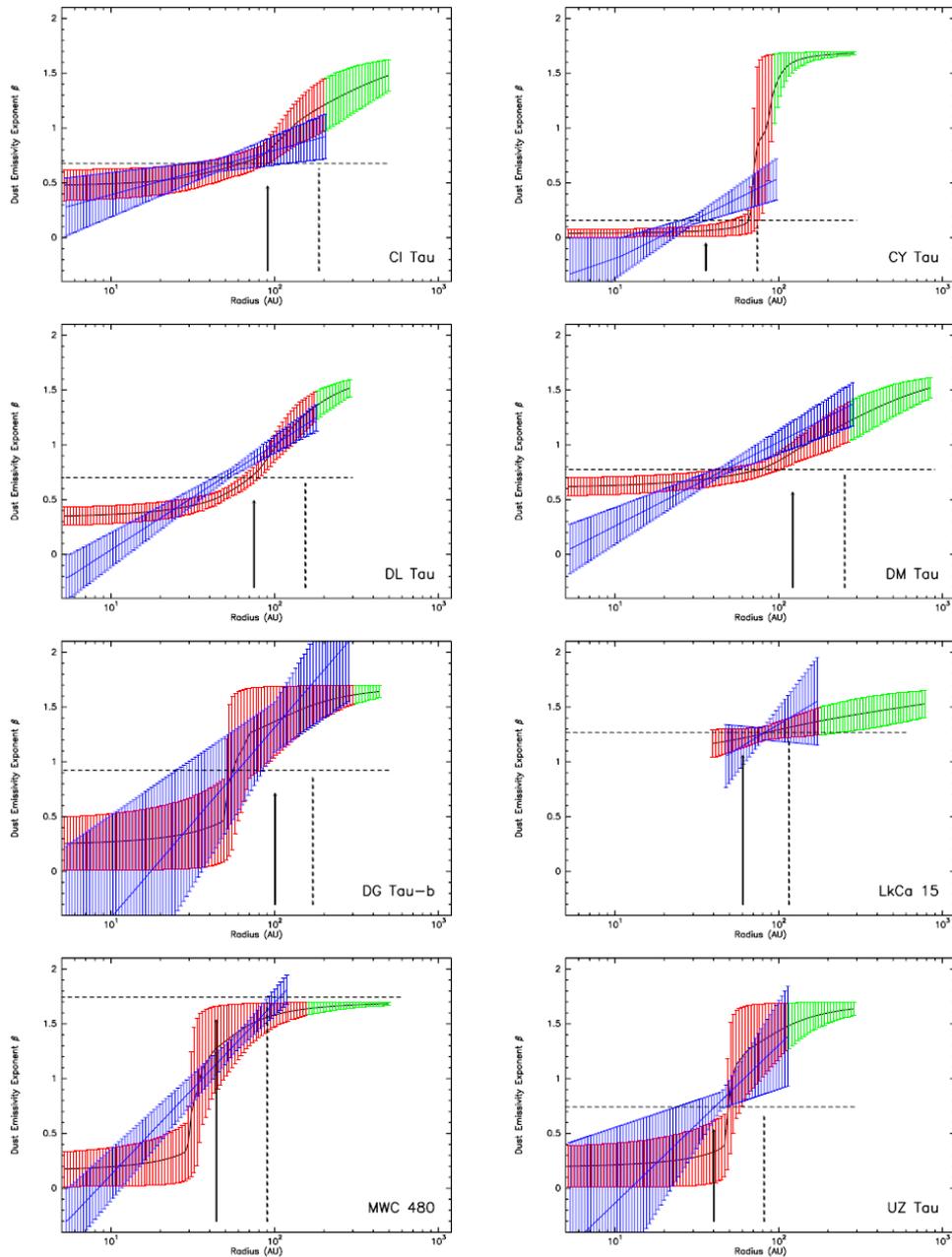


Figure 4.6 – Evolution radiale de l'indice β . Les résultats sont représentés en bleu lorsque l'analyse a été faite avec la loi 4.6 et en rouge avec la loi 4.7. Les zones hachurées correspondent aux barres d'erreurs à 1σ . Le trait hachuré horizontal donne le β moyen. Les traits verticaux pleins et hachurés donnent respectivement R_t et R_1 .

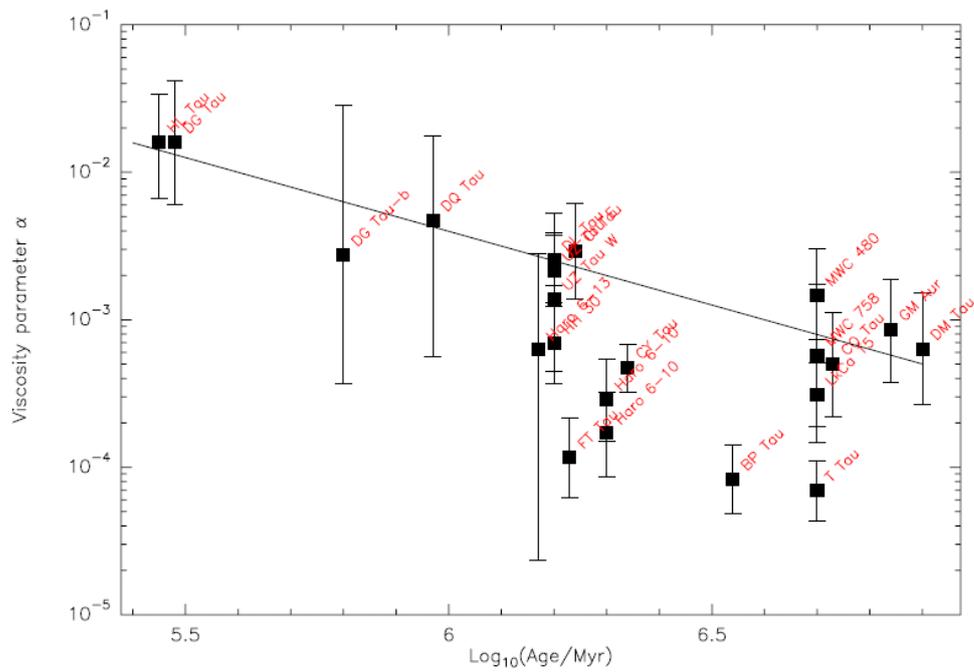


Figure 4.7 – Evolution du paramètre α avec l'âge des étoiles

4.6 Publication : Etude à deux longueurs d'ondes et avec une résolution angulaire inférieure à la seconde de disques protoplanétaires dans le domaine millimétrique

A&A 529, A105 (2011)
 DOI: 10.1051/0004-6361/201015209
 © ESO 2011

**Astronomy
&
Astrophysics**

A dual-frequency sub-arcsecond study of proto-planetary disks at mm wavelengths: first evidence for radial variations of the dust properties^{*,**}

S. Guilloteau^{1,2}, A. Dutrey^{1,2}, V. Piétu³, and Y. Boehler^{1,2}

¹ Université de Bordeaux, Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers, BP 89, 33271 Floirac, France

² CNRS/INSU – UMR5804, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, BP 89, 33271 Floirac, France
 e-mail: [Anne.Dutrey; Stephane.Guilloteau; Yann.Boehler]@obs.u-bordeaux1.fr

³ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38400 Saint-Martin-d'Hères, France
 e-mail: pietu@iram.fr

Received 14 June 2010 / Accepted 23 February 2011

ABSTRACT

Context. Proto-planetary disks are thought to provide the initial environment for planetary system formation. The dust and gas distribution and its evolution with time is one of the key elements in the process.

Aims. We attempt to characterize the radial distribution of dust in disks around a sample of young stars from an observational point of view, and, when possible, in a model-independent way, by using parametric laws.

Methods. We used the IRAM PdBI interferometer to provide very high angular resolution (down to 0.4'' in some sources) observations of the continuum at 1.3 mm and 3 mm around a sample of T Tauri stars in the Taurus-Auriga region. The sample includes single and multiple systems, with a total of 23 individual disks. We used track-sharing observing mode to minimize the biases. We fitted these data with two kinds of models: a “truncated power law” model and a model presenting an exponential decay at the disk edge (“viscous” model).

Results. Direct evidence for tidal truncation is found in the multiple systems. The temperature of the mm-emitting dust is constrained in a few systems. Unambiguous evidence for large grains is obtained by resolving out disks with very low values of the dust emissivity index β . In most disks that are sufficiently resolved at two different wavelengths, we find a radial dependence of β , which appears to increase from low values (as low as 0) at the center to about 1.7–2 at the disk edge. The same behavior could apply to all studied disks. It introduces further ambiguities in interpreting the brightness profile, because the regions with apparent $\beta \approx 0$ can also be interpreted as being optically thick when their brightness temperature is high enough. Despite the added uncertainty on the dust absorption coefficient, the characteristic size of the disk appears to increase with a higher estimated star age.

Conclusions. These results provide the first direct evidence of the radial dependence of the grain size in proto-planetary disks. Constraints of the surface density distributions and their evolution remain ambiguous because of a degeneracy with the $\beta(r)$ law.

Key words. protoplanetary disks – stars: formation – planetary systems – dust, extinction

1. Introduction

The gas and dust surface densities of proto-planetary disks appear as one of the key parameters in the formation of planetary systems. For example, the formation mechanism of giant planets remains a debated problem. Competing models are the core-accretion mechanism (e.g. Hubickyj et al. 2005), which faces apparent timescale difficulties, and the gravitational instability (e.g. Boss 1997; Rice et al. 2005), which requires massive disks. Determining the dust and gas densities as a function of age of the proto-planetary disks would be a major step to decide the relative importance of the various processes that potentially lead to planet formation.

However, there is no ideal way to measure these densities. H₂ remains the more abundant molecule in proto-planetary disks but is difficult to observe because it only possesses quadrupolar rotation lines in the mid-IR. The gas column density is thus

usually estimated from molecular tracers such as CO or less abundant molecules (Piétu et al. 2007). Uncertainties linked to a poor accuracy on the molecular abundance and its variation across the disk owing to the chemical behavior of the observed molecule usually affect the results (Dutrey et al. 2007). The dust surface density can, in theory, be directly derived from the dust brightness temperature. However, the dust emissivity is still poorly known and the accuracy on the surface density depends on the knowledge of the dust properties (composition, size, etc.) and its radial and vertical variations through the disk. Finally, the dust-to-gas ratio may also vary with radius.

In all cases, high angular resolution is required to derive the surface density profile because the typical size of disks range from 100 AU to 1000 AU. Attempts have also been made in the optical, using scattered light images (Burrows et al. 1996), but they are hampered by the need to extrapolate the density structure from the upper layers to the disk mid-plane. Other methods include silhouette disks against the bright background of HII regions: McCaughrean & O'dell (1996) showed that steep edges (power law exponent ~ -4.5 , or exponential taper) were needed to reproduce the “proplyds” in Orion, but this cannot be extrapolated inward because of the high opacities.

* PdBI is operated by IRAM, which is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

** Appendices A–G are only available in electronic form at <http://www.aanda.org>

A&A 529, A105 (2011)

The mm domain is better suited to sample the bulk of the disk. However, the high angular resolution required, at least better than $1''$, implies the use of large mm/submm interferometers. For the dust emission, early attempts include the 3 mm study of Dutrey et al. (1996) with the IRAM array, the 2 mm survey of Kitamura et al. (2002) using NRO, and more recently the 1.3–0.8 mm study performed by Andrews & Williams (2007) with the SMA. These studies were interpreted in a simplified framework of truncated power laws for the surface densities.

High-resolution studies for the gas are even more difficult. Using the same simplified model, the CO outer radius is in general found to be much larger than the dust-derived outer radius (e.g. Dutrey et al. 1998; Simon et al. 2000; Isella et al. 2006). This is confirmed through CO isotopologue studies in several sources, such as AB Aur (Piétu et al. 2005), DM Tau, LkCa 15, and MWC 480 (Piétu et al. 2007). Although this may be interpreted as changing dust properties with radius, Hughes et al. (2008) suggested this could also be caused by a different surface density distribution, with an exponentially tapered fall-off of the density with radius. At the resolution of their observations, $\approx 1''$, the truncated power law and the softened-edge version are indistinguishable.

A similar approach has been used by Isella et al. (2009) to interpret a $\approx 0.7''$ resolution 1.3 mm survey with CARMA, and by Andrews et al. (2009) for SMA observations at 0.8 mm.

All these analysis were based on single frequency imaging, although the overall SED is often used to provide additional constraints on the disk parameters. For thermal emission, the only observable is the brightness distribution of the dust at frequency ν

$$T_b(\nu, r) = \left(1 - e^{-\tau(\nu, r)}\right) J_\nu(\nu, T_d(r)) \quad (1)$$

$$= \left(1 - e^{-\kappa(\nu, r)\Sigma(r)}\right) J_\nu(\nu, T_d(r)), \quad (2)$$

where $J_\nu(\nu, T)$ is the Planck function. At least, measurements at three different frequencies are required to independently constrain $\Sigma(r)$, $T_d(r)$ and $\kappa(\nu, r)$. In the mm domain, the dust is mostly optically thin and the Rayleigh-Jeans approximation valid in many cases,

$$T_b(\nu, r) \approx \kappa(\nu, r)\Sigma(r)T_d(r). \quad (3)$$

To first order, this allows the separation of the evolution of $\kappa(\nu, r)$ from that of $\Sigma(r)T(r)$ with measurements at two frequencies, only. Resolved images are needed at both wavelengths to remove the degeneracy between an optically thick core and possible radial variations of the spectral index β . Recently, Isella et al. (2010) reported a first resolved dual-frequency study of RY Tau and DG Tau, while Banzatti et al. (2011) published a resolved multi-frequency study of CQ Tau.

In this paper we report on a high angular resolution (0.4 to $1''$), dual-frequency survey of ~ 20 of circumstellar disks located in the Taurus-Auriga complex, 8 of which have sub-arcsecond angular resolution at both 2.7 and 1.3 mm. Observations are described in Sect. 2. Section 3 presents the disk models that we used and the analysis we performed using our specifically developed method. In Sect. 4 describes the results of this analysis. The consequences and interpretations are presented in Sect. 5. We then conclude in Sect. 6.

2. Sample, observations, and data reduction

Table 1 indicates the properties of the sources in the sample. The sample contains classical T Tauri stars or late-type HAe stars,

single or multiples (in italics), and a few embedded sources with optical jets and molecular outflows like DG Tau, DG Tau-b, HL Tau, and HH 30 (in boldface). Properties were obtained from the quoted literature. For homogeneity, all ages were derived using the Siess et al. (2000) evolutionary tracks, directly from the work of Bertout et al. (2007) when available, or re-derived using the cited estimates of luminosity and spectral types. These stellar ages tend to be somewhat higher (factor 1.5) than derived from other evolutionary tracks (D'Antona & Mazzitelli 1997; Palla & Stahler 1999), although even higher ages can be obtained using the Baraffe et al. (1998) tracks. Note that the evolutionary tracks remain ill constrained, and no available set reproduces the constraints derived from the kinematic masses, see Simon et al. (2000) and the small corrections brought by more accurate measurements of Piétu et al. (2007) and Dutrey et al. (2008). However, all evolutionary tracks produce a similar ordering of the ages, at least in the 0.5–1.5 M_\odot range of masses, which dominate our sample. Because the DG Tau-b luminosity is unknown, its age is completely uncertain. Since it still displays an active molecular outflow, we have tentatively assumed it to be 1 Myr old, but with large uncertainties. For GM Aur, the mass derived by Bertout et al. (2007) is somewhat larger than the kinematically derived value $1.00 \pm 0.05 M_\odot$ from Dutrey et al. (2008). Accordingly, its age may be overestimated by about 50%.

Part of the survey was made by simultaneously observing at 2.7 or 3.4 mm and 1.3 mm in the winter seasons between Nov. 1995 and Oct. 1998 using the dual frequency receivers on Plateau de Bure (see Simon et al. 2000, for a description of these observations). Sources were observed in track-sharing mode, typically six to eight at a time. In all cases, the intensity scale was calibrated by using MWC 349 as flux calibrator. This method ensures an homogeneous calibration across the sample, specially for the spectral index determination as MWC 349 has a precisely characterized spectral index of 0.6.

Additional high angular resolution with 750 m baselines data was collected from Piétu et al. (2006) for MWC 480 and LkCa 15, simultaneously at 110 and 220 GHz. For HH 30 we used the data from Guilloteau et al. (2008).

Higher angular observations (baselines up to 760 m) were also obtained in Feb. 2007 at 1.3 mm, and Feb. 2008 at 2.7 mm, again in track-sharing mode among six to eight sources, with the new dual-polarization, single frequency receivers. MWC 349 served as flux calibrator, but in addition MWC 480 was used as an internal flux-scale consistency check, because it is compact, bright enough and independently measured.

The main survey reaches angular resolution of $0.5 \times 0.3''$ at 1.3 mm and a factor of 2 lower at 2.7 mm. Phase stability was good during the main survey observations: most observations are noise-limited, rather than dynamic-range limited. Dynamic range only limits the brightest sources HL Tau, T Tau (which were observed only during the first period) and, to a lesser extent DG Tau and MWC 480, for which the effective noise is twice the thermal noise.

Some sources also have 2.7 mm data from previous studies (Dutrey et al. 1996). In addition, more limited angular resolution data from Schaefer et al. (2009) for Haro 6-13 and Haro 6-33 ($1.2 \times 0.7''$ resolution) and Chapillon et al. (2008) for MWC 758 and CQ Tau (about $1.3''$ resolution) are also included for completeness.

Table 2 indicates the resulting beam sizes for each source at 230 GHz. The positions indicated in Table 2 are those determined from this study, and are the reference positions for Figs. 1, 2, 5, 7, 8 and G.1–G.22. Because the data span more than 12 years of time, correction for the star proper motions is

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

Table 1. Stellar properties of the sources in the sample.

Star	Sp. type	T_{eff}	A_V	$L_{\text{star}}/L_{\odot}$	$M_{\text{star}}/M_{\odot}$	$\log t \pm \sigma_{\log t}$ (t in yr)	Ref. ³
BP Tau	K7	4060	0.49	$0.65^{+0.13}_{-0.1}$	0.78 ± 0.08	6.51 ± 0.12	1
CI Tau	K7	4060	1.77	$0.96^{+1.36}_{-0.34}$	0.76 ± 0.08	6.27 ± 0.28	1
CQ Tau	A8/F2	7200	..	12^{+4}_{-4}	1.7	6.7	2
CY Tau	M1	3720	0.1	$0.4^{+0.09}_{-0.07}$	0.48 ± 0.05	6.37 ± 0.11	1
DG Tau	K7-M0	4000	...	6.36	0.7	5.45 ± 0.15	3
DL Tau	K7	4060	...	1.12	0.7	6.23 ± 0.15	3
DM Tau	M1	3720	0	$0.16^{+0.24}_{-0.07}$	0.47 ± 0.06	6.87 ± 0.34	1
<i>DQ Tau</i>	M0	3850	0.97	0.91	0.55	6.00 ± 0.15	3
FT Tau	C	<5000		0.38	[0.7, 1.0]	>6.0	3, this work
GM Aur	K3	4730	0.14	$1.23^{+1.07}_{-0.47}$	1.37 ± 0.17	6.87 ± 0.23	1
LkCa 15	K5	4350	0.62	$0.85^{+0.3}_{-0.2}$	1.12 ± 0.08	6.7 ± 0.16	1
MWC 480	A4	8460		11.5	1.8	6.7	4
MWC 758	A3			11	1.8	6.7	2
<i>UZ Tau E</i>	M1	3720	1.49	>0.88	0.5	6.20 ± 0.15	3
<i>UZ Tau W</i>	M3	3470	0.83	>0.38	0.35	6.20 ± 0.15	3
HL Tau	K7	4060	...	6.60	0.7	5.45 ± 0.15	3
HH 30	M2-M3	3500	...	[0.2, 0.9]	0.25	6.2 ± 0.2	5
DG Tau b				>0.02	3		
<i>T Tau N</i>	K0	5250	1.39	15.5	1.9	6.70 ± 0.15	3
<i>Haro 6-10 a/b</i>	K3	4800		[1.8, 3.3]	1.5-1.8	6.3 ± 0.2	6
Haro 6-13	M0	3850	..	2.1	0.55	5.70 ± 0.15	7
Haro 6-33	M0.5	3850	..	0.76	0.55	6.17 ± 0.15	7

References. References for observational properties: (1) Bertout et al. (2007); (2) Chapillon et al. (2008); (3) Kenyon & Hartmann (1995); (4) Piétu et al. (2007); (5) Guilloteau et al. (2008); Pety et al. (2006); (6) Prato et al. (2009); (7) Schaefer et al. (2009). Note that ages have been derived homogeneously, using the Siess et al. (2000) tracks, but do not necessarily correspond to values cited in the other papers.

Table 2. Derived positions, beam sizes, and proper motions.

(1) Source	(2) RA J2000.0	(3) Dec	(4) Beam Size (arcsec)	(5) PA ($^{\circ}$)	(6) μ_a measured, mas/yr	(7) μ_b measured, mas/yr	(8) μ_a adopted, mas/yr	(9) μ_b adopted, mas/yr	(10) Ducourant et al., mas/yr	(11)
BP Tau	04:19:15.834	29:06:26.98	(0.71×0.49)	16.	9.4 ± 1.0	-31.9 ± 1.0	8	-30	6 ± 2	-29 ± 2
CI Tau	04:33:52.014	22:50:30.06	(0.53×0.30)	25.	13.4 ± 2.0	-14.0 ± 2.0	12	-14	10 ± 6	-16 ± 6
CQ Tau	05:35:58.481	24:44:54.14	(1.60×1.58)	38.			0	-24	0 ± 2	-24 ± 2
CY Tau	04:17:33.729	28:20:46.86	(0.56×0.30)	15.	14.1 ± 1.0	-25.7 ± 1.0	12	-25	12 ± 2	-24 ± 2
DG Tau	04:27:04.694	26:06:16.10	(0.66×0.36)	16.	8.7 ± 0.5	-16.7 ± 0.5	10	-15	3 ± 2	-24 ± 2
DL Tau	04:33:39.077	25:20:38.10	(0.61×0.36)	25.	13.7 ± 1.0	-14.7 ± 1.0	14	-14	7	-22 (a)
DM Tau	04:33:48.736	18:10:09.99	(0.65×0.30)	18.	16.7 ± 1.0	-14.2 ± 1.5	14	-16	11 ± 7	-19 ± 7
DQ Tau	04:46:53.064	17:00:00.09	(0.57×0.29)	24.	1 ± 3	-5 ± 3	0	-6	0 ± 7	-6 ± 7
FT Tau	04:23:39.188	24:56:14.28	(0.52×0.29)	25.	12.8 ± 1.5	-19.1 ± 1.5	16	-21	11	-19 (a)
GM Aur	04:55:10.985	30:21:59.43	(1.15×1.02)	59.	12.4 ± 1.3	-4.7 ± 1.3	11	-6	3 ± 6	-26 ± 6
LkCa 15	04:39:17.794	22:21:03.43	(0.70×0.46)	26.	24 ± 2	-18 ± 2	8	-15	8 ± 2	-15 ± 2
MWC 480	04:58:46.265	29:50:36.98	(1.01×0.57)	10.	5.4 ± 0.6	-23.6 ± 0.8	6	-23	6.2 ± 1.3	-23.8 ± 0.8 (b)
MWC 758	05:30:27.538	25:19:57.26	(1.52×1.31)	13.			6	-26	5.2 ± 1.4	-26.0 ± 0.6 (b)
UZ Tau E	04:32:43.071	25:52:31.07	(1.15×0.70)	14.	1 ± 6	-38 ± 6	2	-26	2 ± 6	-26 ± 6
UZ Tau W	04:32:42.808	25:52:31.39	(1.16×0.71)	13.						
HL Tau	04:31:38.413	18:13:57.55	(0.94×0.54)	17.			14	-20	8 ± 6	-22 ± 6 (c)
HH 30	04:31:37.468	18:12:24.21	(0.60×0.32)	22.	9 ± 4	-8 ± 4	8	-12		
DG Tau b	04:27:02.562	26:05:30.50	(0.54×0.26)	16.			10	-15		
T Tau	04:21:59.435	19:32:06.36	(1.13×0.86)	41.			14	-12	14 ± 2	-12 ± 2
Haro 6-10 N	04:29:23.729	24:33:01.52	(0.89×0.56)	19.			10	-20		
Haro 6-10 S	04:29:23.736	24:33:00.26	(0.89×0.56)	19.						
Haro 6-13	04:32:15.419	24:28:59.49	(1.21×0.77)	39.			[0]	[0]	5 ± 7	-21 ± 7
Haro 6-33	04:41:38.825	25:56:26.77	(1.16×0.77)	41.			10	-20		

Notes. All positions refer to Epoch J2000. Columns 6, 7 indicate the proper motions derived from our data ($\mu_a = \mu_{\alpha} \cos(\delta)$ and $\mu_b = \mu_{\delta}$). Columns 8, 9 indicate the values adopted in the analysis, in general a weighted average of our measurements and those of Ducourant et al. (2005), except for (a) data from Itoh et al. (2008), (b) from the Hipparcos catalog Perryman et al. (1997), (c) from Zacharias et al. (2004). For HH 30, the adopted value was discussed in Guilloteau et al. (2008).

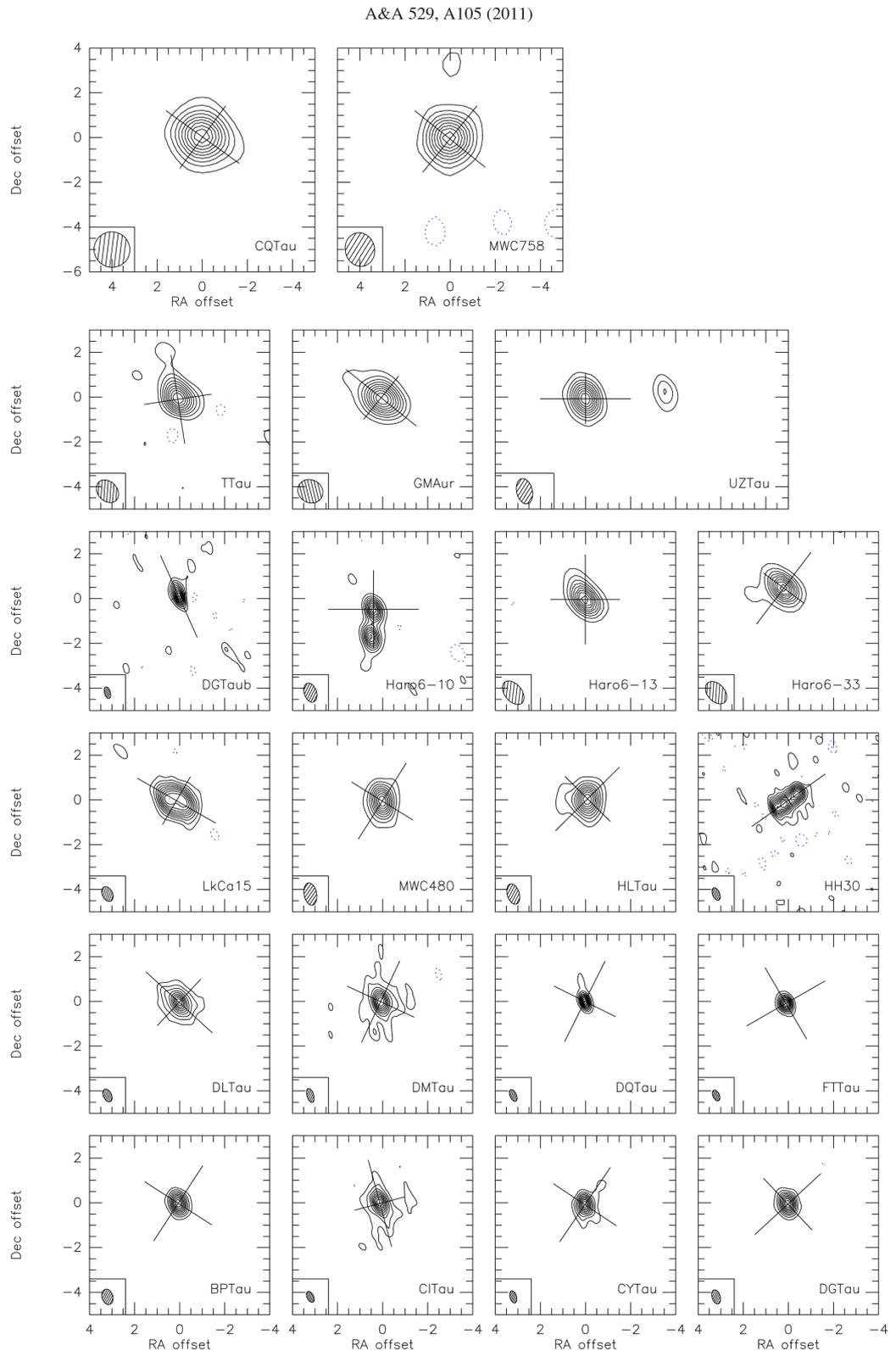


Fig. 1. High angular resolution image of the continuum emission from the sources observed in the survey at 1.3 mm (230 GHz). The contours are relative to the peak intensity, in steps of 10%. Coordinates are offsets in arcseconds from the reference positions given in Table 2.

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

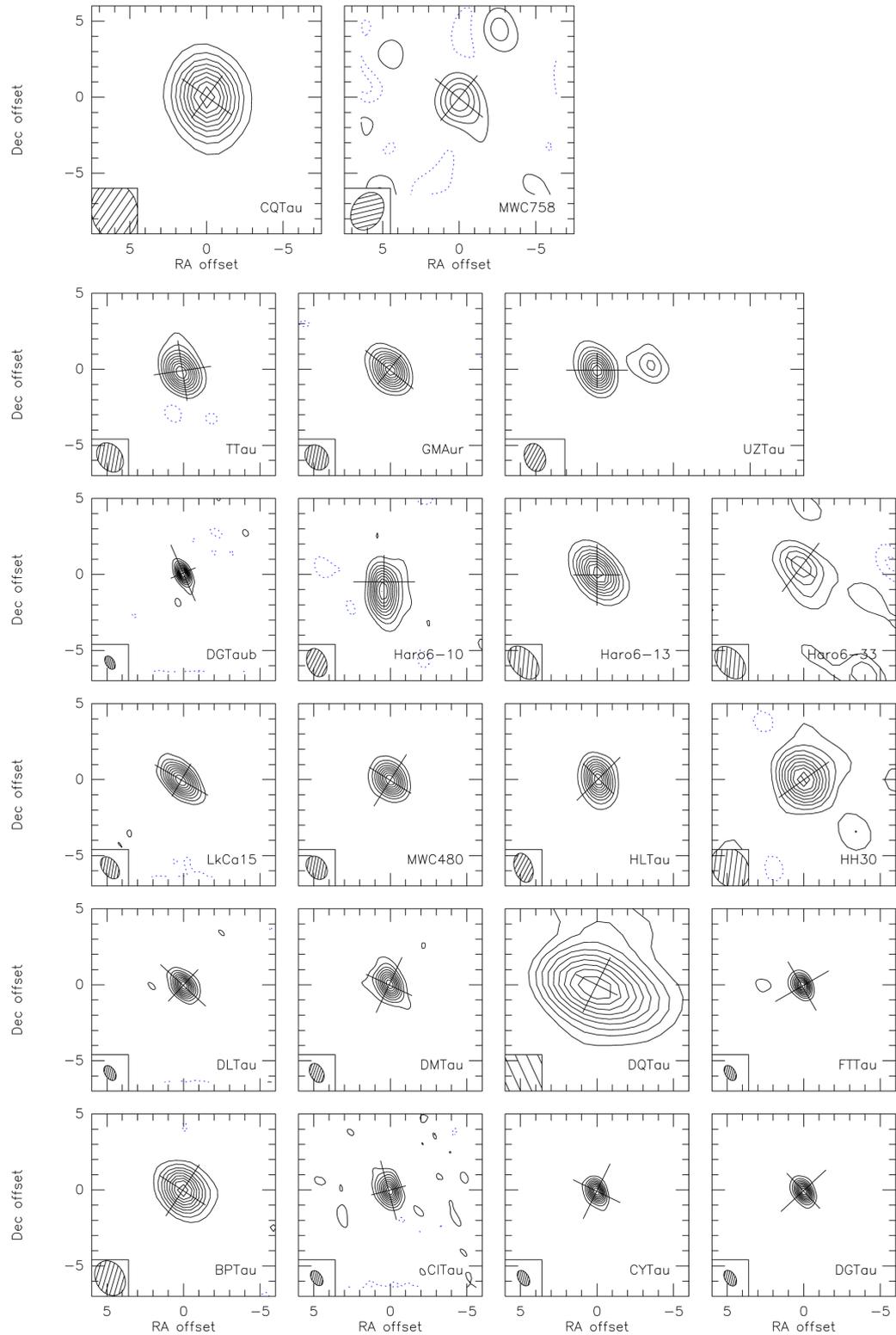


Fig. 2. High angular resolution image of the continuum emission from the sources observed in the survey at 2.7 or 3.4 mm. The contours are relative to the peak intensity, in steps of 10%, except for the weakest sources (Haro 6-33 & MWC 758) for which the step is 20%.

A&A 529, A105 (2011)

Table 3. Apparent sizes and orientations derived from a Gaussian fit (Cols. 2–4) to the 1.3 mm data in the uv plane for baselines longer than 100 m.

(1) Source	(2) Major (")	(3) Minor (")	(4) PA (°)	(5) 1.3 mm Flux mJy	(6) 2.7 mm Flux mJy	(7) α	(8) α_{100}
BP Tau (*)	0.50 ± 0.01	0.34 ± 0.01	10. ± 2.	58.2 ± 1.3	4.2 ± 0.2	2.73 ± 0.07	2.39 ± 0.06
CI Tau	0.74 ± 0.01	0.47 ± 0.01	14. ± 1.	125.3 ± 6.2	19.0 ± 0.8	2.58 ± 0.13	1.72 ± 0.06
CQ Tau (*)	0.86 ± 0.04	0.63 ± 0.04	31. ± 8.	162.4 ± 2.6	13.3 ± 0.5	2.60 ± 0.06	2.60 ± 0.05
CY Tau	0.55 ± 0.01	0.47 ± 0.01	-15. ± 4.	111.1 ± 2.9	23.4 ± 0.7	2.13 ± 0.08	1.86 ± 0.05
DG Tau	0.56 ± 0.01	0.46 ± 0.01	-1. ± 3.	389.9 ± 4.6	59.5 ± 0.9	2.57 ± 0.04	2.48 ± 0.03
DL Tau	0.71 ± 0.01	0.56 ± 0.01	29. ± 2.	204.4 ± 1.9	27.3 ± 1.0	2.75 ± 0.06	1.86 ± 0.04
DM Tau	0.50 ± 0.01	0.45 ± 0.01	-36. ± 9.	108.5 ± 2.4	15.6 ± 0.4	2.65 ± 0.07	1.78 ± 0.05
DQ Tau (*)	0.24 ± 0.01	0.17 ± 0.01	-24. ± 6.	83.1 ± 2.8	9.6 ± 0.8	2.24 ± 0.12	1.69 ± 0.10
FT Tau	0.43 ± 0.01	0.40 ± 0.01	-59. ± 8.	72.5 ± 3.9	18.8 ± 0.8	1.85 ± 0.13	1.65 ± 0.04
GM Aur	1.05 ± 0.05	0.57 ± 0.05	57. ± 4.	175.8 ± 5.3	23.7 ± 0.8	2.74 ± 0.09	2.74 ± 0.06
LkCa 15	1.20 ± 0.04	0.91 ± 0.04	65. ± 6.	109.6 ± 2.0	17.4 ± 0.6	2.52 ± 0.07	2.49 ± 0.05
MWC 480	0.67 ± 0.01	0.55 ± 0.01	22. ± 3.	289.3 ± 2.5	35.8 ± 0.5	2.86 ± 0.03	2.76 ± 0.02
MWC 758	1.00 ± 0.09	0.82 ± 0.10	-12. ± 22.	54.8 ± 2.0	7.3 ± 1.4	2.76 ± 0.31	2.77 ± 0.30
UZ Tau E	0.75 ± 0.01	0.45 ± 0.01	-89. ± 2.	149.9 ± 1.4	22.9 ± 0.6	2.57 ± 0.05	2.58 ± 0.04
UZ Tau W	0.40 ± 0.04	0.33 ± 0.03	-35. ± 24.	34.3 ± 1.3	6.4 ± 0.6	2.30 ± 0.18	2.29 ± 0.14
HL Tau	0.87 ± 0.01	0.64 ± 0.01	-45. ± 2.	818.8 ± 10.8	94.1 ± 0.9	2.96 ± 0.03	2.90 ± 0.02
HH 30	1.43 ± 0.02	0.22 ± 0.03	-55. ± 0.	19.8 ± 0.8	3.8 ± 0.2	2.26 ± 0.13	2.31 ± 0.12
DG Tau b	0.69 ± 0.03	0.34 ± 0.02	26. ± 2.	531.4 ± 0.0	83.6 ± 12.4	2.53 ± 0.20	2.02 ± 0.09
T Tau	0.48 ± 0.05	0.34 ± 0.06	4. ± 17.	199.7 ± 6.2	48.8 ± 1.0	1.93 ± 0.07	1.97 ± 0.05
Haro 6-10 N	0.24 ± 0.11	0.09 ± 0.06	53. ± 18.	43.8 ± 3.1	10.5 ± 0.7	1.95 ± 0.19	1.96 ± 0.14
Haro 6-10 S	0.37 ± 0.05	0.11 ± 0.07	-2. ± 8.	46.7 ± 3.2	9.1 ± 0.7	2.24 ± 0.20	2.12 ± 0.14
Haro 6-13	0.52 ± 0.03	0.36 ± 0.04	-1. ± 10.	113.5 ± 4.0	31.3 ± 1.0	1.76 ± 0.09	1.76 ± 0.07
Haro 6-33	0.57 ± 0.11	0.45 ± 0.07	31. ± 28.	34.2 ± 3.1	8.0 ± 1.0	1.99 ± 0.30	1.65 ± 0.24

Notes. Total flux at 1.3 and 2.7 mm (or 3.4 mm for stars with (*) in Col. 1) (Cols. 5, 6), and apparent spectral index α (Col. 7) are derived from Gaussian fit to all visibilities. α_{100} (Col. 8) is the apparent spectral index for baselines longer than 100 m.

important. The proper motions were taken from the [Ducourant et al. \(2005\)](#) catalog when available, or determined from our own measurement, as the astrometric accuracy of the Plateau de Bure is high enough to allow measurements to about 2 mas/yr in each direction over a 10 year span when sufficient signal-to-noise is available. The positions are in the J2000.0 system and referred to epoch 2000.0 after correction for proper motion. The positional accuracy is better than 0.05".

Figure 1 is a montage of the 1.3 mm images of the survey sources, presented in terms of fraction of the peak flux. Figure 2 is as Fig. 1, but for 2.7 or 3.4 mm, depending on the sources. Robust weighting was used to produce these images. Despite the fairly wide range of angular resolutions (from $0.5 \times 0.3''$ to about $1.5''$), clearly some objects are much more centrally condensed than others. In particular, the most compact sources are the two circumstellar disks in the Haro 6-10 binary.

3. Modeling

3.1. Simple analysis

The measured flux densities at 1.3 mm and around 3 mm are given in Table 3 (considering only baselines shorter than 100 m). They result from a simple elliptical Gaussian fit to the uv data. For the orientations and apparent sizes, all baselines were included. Short baseline data, although adequate to measure the overall flux densities and apparent spectral index α , are not suitable to derive characteristic sizes and even position angles. This is because, to first order, disks have power law distributions of the surface density and temperature and are optically thin at such wavelengths. Thus, when seen at low inclination, ($<45^\circ$ or so), the surface brightness is a power law of the radius and has no characteristic size. This can bias the apparent position angle, since the apparent half-power size only depends on the angular

resolution and the exponent of the power law. For nearly edge-on disks ($i > 75^\circ$), the disk thickness introduces a characteristic size, because the brightness falls off like a Gaussian in this direction, so the position angle is properly recovered. Thus, in general, reliable position angles can only be derived with sufficient angular resolution, i.e. from long baseline fits. These properties can explain the different position angles found by previous authors using lower resolution data (e.g. [Dutrey et al. 1996](#); [Kitamura et al. 2002](#)). Note that these biases on the position angles can also affect analysis made with more elaborate disk models: only sufficiently high angular resolution can provide an unbiased determination of this parameter.

On the other hand, for sources with an apparent core-halo structure, such as DM Tau or CI Tau, the long baseline fit tends to represent only the central part and misses substantial flux. The spectral index α_{100} derived from long baseline data (Table 3, Col. 8) is systematically smaller than that from the short baseline fit only (Col. 7). This indicates either a contribution of an optically thick core and/or dust grain evolution.

3.2. Model description

Because the apparent size, orientation, and spectral index may depend on the uv coverage when using a simple Gaussian model, we must analyze the data with more realistic brightness distributions. Because a direct inversion of the brightness profile is impossible, due to the combination of insufficient resolution and the limited signal-to-noise, a global fitting technique using some a-priori model must be used. We therefore analyzed the continuum emission in terms of two "standard" disk models that differ only in the surface density distribution. Model 1 uses a simple truncated power law, Model 2 an exponentially tapered power law with an arbitrarily large outer radius. The surface density

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

is characterized by three parameters plus an inner radius in each model. Our approach is to keep the model parametric and simple to avoid as much as possible biases towards a specific physical model for disks.

In Model 1, the surface density is a simple power law with a sharp inner and outer radius:

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-p}, \quad (4)$$

for $R_{\text{int}} < r < R_{\text{out}}$.

In Model 2, the density is tapered by an exponential edge:

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-\gamma} \exp\left(-\left(\frac{r}{R_c}\right)^{2-\gamma}\right). \quad (5)$$

Note that Model 1 derives from Model 2 by simply setting $R_c \rightarrow \infty$ and $p = \gamma$ in the above parametrization. Model 2 is a solution of the self-similar evolution of a viscous disk in which the viscosity is a power law of the radius (with constant exponent in time γ).

With the inner (R_{int}) and outer (R_{out}) radii, the disk mass is given by

$$M_d = \frac{2\pi R_0^2 \Sigma_0}{2-\gamma} \left(\frac{R_c}{R_0} \right)^{2-\gamma} \left(\exp\left(-\left(\frac{R_{\text{int}}}{R_c}\right)^{2-\gamma}\right) - \exp\left(-\left(\frac{R_{\text{out}}}{R_c}\right)^{2-\gamma}\right) \right), \quad (6)$$

which for small R_{int} and large R_{out} yields

$$M_d = \frac{2\pi R_0^2 \Sigma_0}{2-\gamma} \left(\frac{R_c}{R_0} \right)^{2-\gamma}. \quad (7)$$

The simple power law case is recovered for $R_c \rightarrow \infty$, by developing to first order in $(r/R_c)^{2-\gamma}$,

$$M_d = \frac{2\pi R_0^2 \Sigma_0}{2-\gamma} \left(\left(\frac{R_{\text{out}}}{R_0} \right)^{2-\gamma} - \left(\frac{R_{\text{int}}}{R_0} \right)^{2-\gamma} \right). \quad (8)$$

One can also use M_d as a free parameter instead of Σ_0 , like in [Andrews et al. \(2009\)](#). Equation (6) can also be used to show that R_c is the radius which contains 63% of the disk mass, because $M(r < R_c) = M_d(1 - 1/e) = 0.63M_d$ provided R_{out} is large enough.

An equivalent parametrization is that described by [Isella et al. \(2009\)](#)

$$\Sigma(r) = \Sigma_t \left(\frac{R_t}{r} \right)^\gamma \exp\left(\frac{1 - (r/R_t)^{2-\gamma}}{2(2-\gamma)}\right). \quad (9)$$

The parameterizations using R_t or M_d become ill defined for $\gamma = 2$, which makes them less suited for use in a minimization scheme than the simple parametric expression of Eq. (5) (for which only R_c is unconstrained, as the surface density becomes a power law). R_t is related to R_c by

$$R_t = R_c \left(\frac{1}{2(2-\gamma)} \right)^{\frac{1}{2-\gamma}}. \quad (10)$$

R_t/R_c is close to 0.5 for all values of γ below 1, reaches 1 for $\gamma = 1.5$, then diverges for $\gamma \rightarrow 2$. In the framework of self-similar viscous evolution ([Lynden-Bell & Pringle 1974](#); [Hartmann et al. 1998](#)), it can be shown that R_t is the radius at which the net mass flux changes sign.

In both models, the temperature is assumed to be a simple power law of the radius

$$T(r) = T_0 (r/R_0)^{-q}. \quad (11)$$

The disks are thus vertically isothermal. To allow a homogeneous comparison, we used $T_{100} = T(100 \text{ AU}) = 15 \text{ K}$ and $q = 0.4$, except when those parameters can be constrained by the observations. The validity and impact of this assumption will be discussed in Sect. 4.1.

Similar analyses have been used by [Kitamura et al. \(2002\)](#) and [Andrews & Williams \(2007\)](#) for their 2 mm and 0.8 mm data respectively. Most previous studies ([Kitamura et al. 2002](#); [Andrews & Williams 2007](#); [Isella et al. 2009](#)) used the thin disk approximation to compute visibilities. Here, because our sample includes highly inclined objects, we assume that the disks are flared, with a scale height varying as a power law of the radius $h(r) = H_{100}(r/100 \text{ AU})^{-h}$. For all but the two highly inclined objects (HH 30 and DG Tau-b), we used $H_{100} = 16 \text{ AU}$ and $h = -1.25$. These values agree with those derived using the gas temperature determined from CO observations whenever available, and the stellar mass, either from kinematic determination ([Simon et al. 2000](#)) or standard evolutionary tracks. The results are, however, completely independent of the assumed scale height, which justifies a posteriori the thin disk approximation used by previous authors. However, for the two highly inclined objects, H_{100} and the exponent h had to be used as adjustable parameters.

The inner radius R_{int} is also not significant in general, except for a few special sources that display inner cavities, such as GM Aur, HH 30 and LkCa 15 (see Sect. 4.4.2). We fixed it to 1 AU, but in general, any value lower than about 3–4 AU would not change the results. For Model 2, we used for R_{out} the outer radius derived from CO observations when available. If not, we set it to 500 AU. These outer radii are large enough to have negligible influence on the results.

Each model has thus a priori five free intrinsic parameters: two for temperature T_0 and q , three for the surface density Σ_0 , p or γ , and R_{out} or R_c , plus the inclination, orientation and position.

The dust opacity as a function of wavelength and radius completes the description. In a first step, we assume it to be independent of radius and described by the following prescription

$$\kappa(\nu) = \kappa_{230} (\nu/230 \text{ GHz})^{\beta_m}, \quad (12)$$

with $\kappa_{230} = 2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ (per gram of dust). This introduces one additional parameter, the mean dust emissivity index β_m . This is similar to the [Beckwith et al. \(1990\)](#) results, but using a different pivot frequency to avoid further dependence of the derived disk mass on β_m . The dust model used by [Andrews & Williams \(2007\)](#) and [Andrews et al. \(2009\)](#) also results in $\beta_m = 1$, but with a slightly different absorption coefficient $\kappa_{230} = 2.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Finally, we also assume that the gas-to-dust ratio is constant and equal to 100. In a second step, we shall relax the assumption of constant $\kappa(\nu)$ as a function of radius r , see Sect. 4.5.

Appendix A (available on-line only) illustrates some of the possible degeneracy between the various models, in particular between constant dust properties with an optically thick inner region, and variable dust properties.

3.3. Fitting method

For the inclination and orientation, we used the accurate determination from the CO kinematics when possible. Values derived from optical observations (scattered light images, or optical jets)

A&A 529, A105 (2011)

Table 4. Derived inclinations.

Source	PA	i	PA _{CO}	i_{CO}
BP Tau	107 ± 5	39 ± 3	-119 ± 2	33 ± 6
CI Tau	285 ± 5	55 ± 5	285 ± 1	44 ± 3
CQ Tau	-37 ± 19	-31 ± 10	-36 ± 1	-29 ± 2
CY Tau	63 ± 5	34 ± 3	63 ± 1	28 ± 5
DG Tau	60 ± 4	32 ± 2	43 ± 2	38 ± 2
DG Tau b	114 ± 1	64 ± 2	117 ± 3	>75
DL Tau	141 ± 3	38 ± 2	144 ± 3	43 ± 3
DM Tau	67 ± 5	-36 ± 3	63 ± 1	-34 ± 1
FT Tau	31 ± 14	21 ± 5	29 ± 4	23 ± 14
GM Aur	139 ± 3	54 ± 3	144 ± 1	50 ± 1
HL Tau	42 ± 2	45 ± 1	45	45
LkCa 15	150 ± 2	48 ± 2	150 ± 1	52 ± 1
MWC 480	75 ± 5	30 ± 2	58 ± 1	37 ± 1
MWC 758	147 ± 292	-11 ± 249	141 ± 1	18 ± 36
UZ Tau E	-3 ± 3	131 ± 2	-4 ± 2	124 ± 2
UZ Tau W	-34 ± 14	124 ± 12	-4 ± 2	124 ± 2
HH 30	35 ± 1	98 ± 1	32 ± 3	99 ± 3

Notes. Position angles are those of the disk rotation axis. The inclinations i_{CO} have been derived from CO observations except for UZ Tau W (assumed to be equal to that of UZ Tau E), DG Tau, and DG Tau-b, which come from Eislöffel & Mundt (1998). For HL Tau, the CO outflow defines i_{CO} and PA_{CO}. Conventions for PA and i use the rotation axis orientation as described by Piétu et al. (2007).

or molecular jets were used for some sources for which the disk kinematics is not known. Independent fits of these parameters from the dust emission were also performed to check the consistency of the results: see Table 4 and references therein. We stress, however, that the uncertainties on the disk inclination and orientation do not significantly affect the derived radial structure.

At each observed frequency, the radiative transfer equation is solved by a simple ray-tracing algorithm, and model images are generated. Great care has been taken to avoid numerical precision problems caused by finite grid effects. The numerical integration is typically performed on a 128×128 grid, with 512 points along the line of sight. Two oversampling techniques are used to enhance the accuracy while keeping computational costs reasonable. First, the overall image is interpolated (by bilinear interpolation) by a factor 2 before computing the model visibilities. Second, the inner 64×64 pixels are re-computed on this finer grid with a smaller step along the line of sight ($64 \times 64 \times 1024$). Larger numbers were used for the largest disk. This results in effective pixel sizes of 2 to 7 AU in (x, y) , depending on the outer disk radius used in the model, and steps 4 to 8 times smaller along the line of sight.

A modified Levenberg-Marquardt method was used to derive the disk parameters by a non-linear least squares fit of the modeled visibilities directly to the observed uv data, as detailed by Piétu et al. (2007). Like all methods, L-M minimization can be trapped in local minima when the starting point is too far away from the solution. We alleviate this problem by using multiple re-starts when needed, and also by adapting the step size used to compute the gradient. We found empirically that using steps equal to half a sigma on each parameter provided stable results. Error bars were derived from the covariance matrix, except when the parameter coupling was too strong (e.g. between R_c and γ in Model 2 for γ larger than about 1.5). In that case, the multi-parameter fit was reduced to a one parameter problem by finding the best fit for several values of this parameter, and determining the error bars from the resulting χ^2 distribution. Data

at several available wavelengths are fitted simultaneously by the same model, which allows us to constrain β_m . However, whenever data at very nearby frequencies (220 and 230 GHz, for example) exist, only one was considered in this process, because even small absolute calibration error could result in a strong bias on the value of β_m . In the dual frequency fit, the long wavelength (2.7 or 3.4 mm) data do not in general influence the derived surface density law, because of their lower angular resolution, but only serve to determine β_m . Because the geometric parameters are largely decoupled from the disk intrinsic parameters, the simultaneous fit of dual-frequency data sets used (in general) four parameters: Σ_0 , p (γ in Model 2), R_{out} (R_c in Model 2), and β_m . Additional parameters (T_0 , q or H_0 , h) were also fitted simultaneously when needed. Separate fits were also made at 1.3 and 2.7 mm for the few sources where the angular resolution at 2.7 mm is sufficient, or when data sets at 1.4 mm also existed: in these cases, β_m was set at the value found from the dual frequency analysis, and only the three remaining parameters were fitted together.

The choice of the pivot radius R_0 in Eqs. (4, 5) is important. There is always an optimal value that minimizes the error on Σ_0 , which depends on the angular resolution and source surface density profile (see discussion in Piétu et al. 2007). Using a non-optimal value results in a coupling of Σ_0 with p for Model 1, and γ , R_c in Model 2. Another different pivot radius is also required for T_0 when the source is sufficiently optically thick and resolved to constrain T_0 , q .

Two stars required a specific treatment: the binary Haro 6-10 and the quadruple UZ Tau, which have two disks in the field of view. For Haro 6-10, a simple Gaussian model of the emission from the other disk was subtracted before the analysis of each disk. For UZ Tau, the procedure was more elaborate. First a Gaussian model of the emission from the companion (UZ Tau W) was subtracted, and the remaining emission from UZ Tau E was analyzed. Then, the best-fit model of UZ Tau E was subtracted from the original data, and the emission from UZ Tau W analyzed separately.

All results are presented in Table 5. A comparison of the results obtained from independent data sets at similar wavelengths is shown in Table 6, which shows the excellent agreement of the constrained parameters (see also Fig. 4). In addition, the good agreement of geometric parameters with determinations from other studies is a further proof of the data quality (see Table 4, and Fig. 3).

Simple power law. Results for the surface density parameters, Σ_{100} , p and R_{out} , are presented in Cols. 7–10 of Table 5. For most sources, the emission is largely optically thin, so the derived surface density will scale as roughly $1/T_0$, but the outer radius remains essentially unaffected by the choice of the temperature. The only exceptions are the T Tau and Haro 6-10, which are essentially optically thick disks. FT Tau and Haro 6-13 may also be attributed to thick disks.

Exponential edge. We generally used Eq. (5) to first locate the minimum. However, because of the direct dependency between the parameters, the errors on R_r and M_d were obtained by re-fitting the data using these parameters as primary parameters rather than R_c and Σ_0 . Note that while the error on Σ_r may become very large, Σ_0 is generally constrained with a very similar accuracy as in Model 1.

Results are presented in Cols. 2–5 of Table 5. It was difficult to adjust this model to a few sources, among which were

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

Table 5. Derived parameters for the viscous and power law models.

(1) Source	(2) Mass 0.001 M_{\odot}	(3) R_c AU	(4) R_t AU	(5) γ	(6) $\Delta\chi^2$	(7) Σ_{100} g cm^{-2}	(8) R_{out} AU	(9) p	(10) β_m
BP Tau	5.4 ± 0.2	43 ± 2	22 ± 1	-0.04 ± 0.12	14	3.88 ± 0.11	57 ± 1	0.40 ± 0.07	0.65 ± 0.04
CI Tau	37.1 ± 2.7	166 ± 10	81 ± 4	0.30 ± 0.04	33	2.59 ± 0.06	201 ± 4	0.59 ± 0.03	0.68 ± 0.05
CQ Tau	6.3 ± 0.4	86 ± 8	41 ± 3	0.61 ± 0.25	0	0.49 ± 0.03	188 ± 30	1.35 ± 0.15	0.75 ± 0.05
CY Tau	16.5 ± 0.6	67 ± 2	32 ± 1	0.28 ± 0.06	35	3.55 ± 0.07	92 ± 2	0.82 ± 0.04	0.16 ± 0.03
DG Tau	36.0 ± 2.0	9 ± 2	12 ± 8	1.56 ± 0.11	-33	3.51 ± 0.06	198 ± 27	2.74 ± 0.08	1.31 ± 0.05
DL Tau	49.0 ± 1.0	148 ± 4	72 ± 2	0.37 ± 0.03	63	4.48 ± 0.04	179 ± 2	0.67 ± 0.02	0.70 ± 0.03
DM Tau	31.1 ± 1.6	180 ± 10	86 ± 5	0.54 ± 0.03	-17	2.65 ± 0.03	274 ± 16	0.56 ± 0.02	0.78 ± 0.04
DQ Tau (*)	12.1 ± 4.2	11 ± 20	25 ± 50	1.63 ± 0.13	-278	0.43 ± 0.01	439 ± 534	2.03 ± 0.06	0.35 ± 0.15
FT Tau	7.7 ± 0.3	43 ± 1	21 ± 1	-0.17 ± 0.09	13	5.31 ± 0.12	57 ± 0	0.40 ± 0.06	-0.13 ± 0.04
GM Aur (*)	27.0 ± 3.6	98 ± 24	>80	1.53 ± 0.07	3	2.55 ± 0.02	578 ± 184	2.02 ± 0.05	1.02 ± 0.06
LkCa 15	28.4 ± 1.4	109 ± 3	55 ± 1	-0.23 ± 0.17	17	4.90 ± 0.10	178 ± 7	1.66 ± 0.12	1.27 ± 0.05
MWC 480	182.3 ± 11.2	81 ± 5	39 ± 4	0.75 ± 0.17	28	9.08 ± 0.15	155 ± 6	1.86 ± 0.07	1.74 ± 0.05
MWC 758	10.6 ± 1.5	102 ± 27	52 ± 15	0.54 ± 0.52	0	0.95 ± 0.07	187 ± 50	1.09 ± 0.30	1.53 ± 0.27
UZ Tau E	24.1 ± 0.7	79 ± 2	39 ± 1	0.12 ± 0.08	27	4.96 ± 0.15	115 ± 5	0.72 ± 0.07	0.74 ± 0.04
UZ Tau W	3.5 ± 0.2	50 ± 2	23 ± 8	1.05 ± 0.46	-1	0.35 ± 0.02	128 ± 43	1.66 ± 0.21	0.39 ± 0.14
HL Tau	90.6 ± 4.1	40 ± 15	22 ± 2	1.32 ± 0.08	-75	12.73 ± 0.35	280 ± 26	2.62 ± 0.11	1.97 ± 0.07
HH 30	8.1 ± 0.4	102 ± 2	62 ± 2	-2.41 ± 0.42	0	2.50 ± 0.11	123 ± 3	-0.56 ± 0.39	0.47 ± 0.08
DG Tau b (*)	67.9 ± 29.6	81 ± 15	48 ± 18	1.18 ± 0.18	-7	5.67 ± 1.49	303 ± 23	1.95 ± 0.10	0.94 ± 0.12
T Tau	0.1 ± 0.05	8 ± 2	8 ± 2	-1 ± 1	-6	>5	67 ± 20	[1]	0.48 ± 0.50
Haro 6-10 N	0.6 ± 0.1	17 ± 3	5 ± 3	[0]	3	>10	14 ± 1	[1]	[1.0]
Haro 6-10 S	0.5 ± 0.1	10 ± 2	4 ± 3	[0]	0	>10	14 ± 1	[1]	[1.0]
Haro 6-13	17.3 ± 7.7	19 ± 41	10 ± 1	1.00 ± 2.39	2	3.56 ± 1.26	90 ± 32	1.03 ± 0.94	0.08 ± 0.07
Haro 6-33	6.8 ± 1.6	>50	-	1.48 ± 0.15	0	0.28 ± 0.02	439 ± 616	1.57 ± 0.17	0.41 ± 0.26

Notes. (*) Error bars on R_t to be considered with caution, see text. Negative $\Delta\chi^2$ indicates that the power law model is better. Values in brackets indicate fixed parameters.

Table 6. Comparison of values derived from independent data sets at similar wavelengths.

Source	R_{out}		p		R_t		γ	
	AU		AU		AU		AU	
	at 1.3 mm		at 1.4 mm		at 1.3 mm		at 1.4 mm	
LkCa 15	198 ± 15	1.59 ± 0.19	179 ± 8	1.62 ± 0.11	60 ± 2	0.08 ± 0.23	56 ± 1	-0.20 ± 0.16
MWC480	153 ± 6	1.77 ± 0.09	188 ± 8	1.75 ± 0.06	41 ± 3	0.52 ± 0.22	59 ± 8	0.72 ± 0.12

the apparently optically thick sources T Tau and Haro 6-10, and the single stars DQ Tau, DG Tau-b, and GMAur. For the three latter stars, the best-fit power law has an index of $p = 2$. In this case, the expression in Eq. (5) attempts to fit $\gamma = 2$ and diverges. Finding the best fit requires the determination of the best transition radius R_c and its errorbar for all values of γ ranging from 0.6 to 1.9 (by steps of 0.1). The relative errors on R_t are generally larger than for R_c , because R_t/R_c diverges for $\gamma \rightarrow 2$. No constraint on R_t is possible for DQ Tau. For GM Aur, only a lower limit is obtained, while for DG Tau-b, R_t is very marginally constrained: at the 2σ level, any value is acceptable. The error bars should be taken with care in those cases. A similar procedure was used for Haro 6-13 and Haro 6-33, for which R_t remains unconstrained at the 2σ level.

Column 6 of Table 5 indicates the difference in χ^2 between Model 1 and Model 2. A positive value indicates Model 2 (the viscous disk) provides an *apparently* better fit than the truncated power law. The significance of this result will be discussed in Sect. 5.2.

Deprojected, circularly averaged visibility profiles are displayed in the middle column of Fig. 5 for DM Tau and Figs. G.1–G.22 for the others sources (in Appendix G). These deprojected visibilities only serve as an illustration of the fit results, but not to determine the parameter values and their errors.

4. Results

4.1. The dust temperature

For the assumed temperature law, our treatment differs quite significantly from those of Kitamura et al. (2002) and Andrews & Williams (2007), who assumed that the temperature derived from IR-emitting dust by fitting the SED also applies to the mm emitting dust. However, strong vertical temperature gradients are expected in disks (e.g. D’Alessio et al. 1999).

Because the mm emission comes from cold dust around the disk mid-plane, using a power law for the dust temperature distribution is an oversimplification. The dust temperature is expected to follow three different regimes, depending on whether the disk is optically thick or thin for absorption of the incident radiation and re-emission of its own radiation. The two extreme regimes predict $\approx 1/\sqrt{r}$ temperature dependence, and are connected by a nearly constant temperature (or even slightly rising) region (“plateau”), whose extent depends on the source radial opacity profile (D’Alessio et al. 1999; Chiang & Goldreich 1997). A more self-consistent approach was taken by Isella et al. (2009), who derived dust opacities from the Mie theory assuming a specific dust composition and grain size distribution, and solve for the dust temperature in the two-layer approximation of Chiang & Goldreich (1997). However, in this case the derived

A&A 529, A105 (2011)

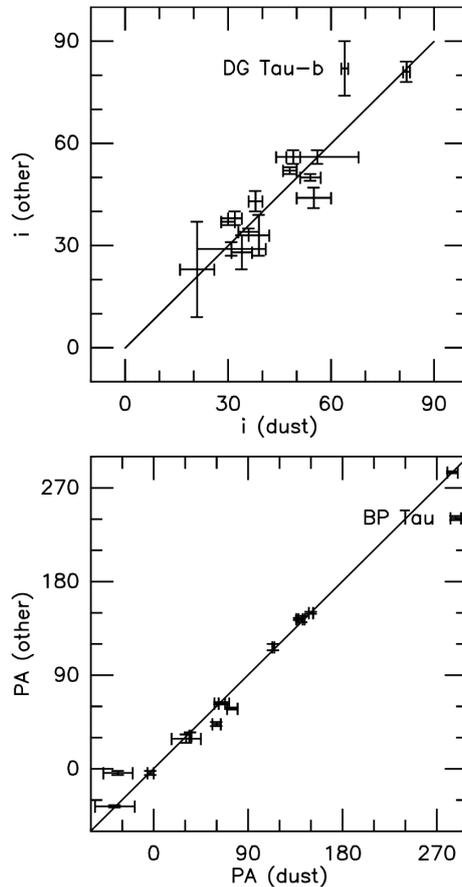


Fig. 3. *Top:* disk inclinations measured from dust and other methods (CO or jets). *Bottom:* position angle of the disk rotation axis derived from dust and other methods. The only discrepant points are for BP Tau (orientation) and DG Tau-b (inclination).

dust temperature depends (by an unknown amount) on the assumed dust composition. Furthermore, using a single temperature for all grain sizes is an oversimplification. The dust thermal balance is largely dominated by the IR radiation (see Chiang & Goldreich 1997). Because the opacities are not gray, the temperature of dust grains is expected to depend on their size. The details will depend on the exact behavior of the dust emissivity as a function of wavelength, but generally larger grains are expected to be colder (Wolf 2003; Chapillon et al. 2008). Yet, these grains dominate the mm emission that we are observing.

Our approach of keeping the dust temperature as a parametric law allows us to directly measure the effective temperature of the emitting grains whenever the angular resolution is sufficient to resolve the optically thick core of the disk. Furthermore, we can estimate the impact of the temperature uncertainty on the derived surface density parameters. Such a step-by-step approach allows us to understand and quantify the existing couplings between the dust parameters, the disk temperature and the disk surface density.

Because the flux scales as $T \times \Sigma$, the assumed values for the temperature may affect the derived shapes of $\Sigma(r)$. In Model 1, the exponent p will be directly affected, because $p + q$ is preserved for pure optically thin emission. This is confirmed by our

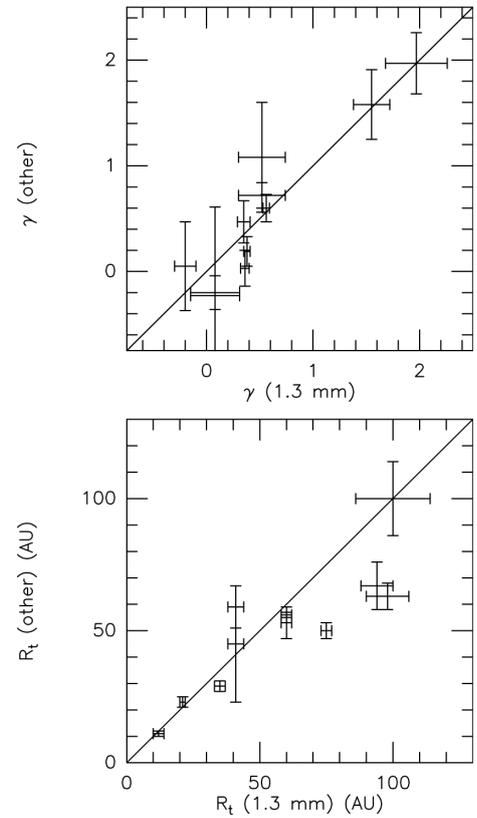


Fig. 4. Transition radius (*bottom*) and characteristic exponent γ derived from independent data sets.

analysis for both models (see Appendix C). However, the effects are small because our adopted value for $q = 0.4$ is a good first order approximation of most (reasonable) temperature profiles. In Model 2, an inappropriate temperature profile may affect R_c , because this parameter is constrained by the steepening of the emission as function of increasing radius. Again, Appendix C shows the effect is limited, R_c being affected by at most 20%.

In a few sources, Isella et al. (2009) derived dust temperature as a function of radius from a joint modeling of the SED and 1.3 mm images. We used the temperatures displayed in their Fig. 7 as an input in our modeling to check the magnitude of the effects in all sources we have in common. The results are presented in Table 9. The temperature law has no visible influence on the pivot radius, R_t , and affects γ by at most 0.1–0.2. Our used temperature laws are displayed on top of those of Isella et al. (2009) in Fig. 6. From Table 9 and Appendix C we conclude that the uncertainties in our assumed dust temperature distribution do not significantly affect the shape of the derived surface density distribution.

However, the disk masses are sensitive to the assumed dust temperature, since they scale to first order as $1/T$. Furthermore, the dust emissivity index β_m can also be affected, because the contribution of the optically thick core depends on the dust temperature. The differences in the analysis of the MWC 480 performed by Hamidouche et al. (2006) and Piétu et al. (2007) illustrate the importance of the effect. A similar effect can be seen

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

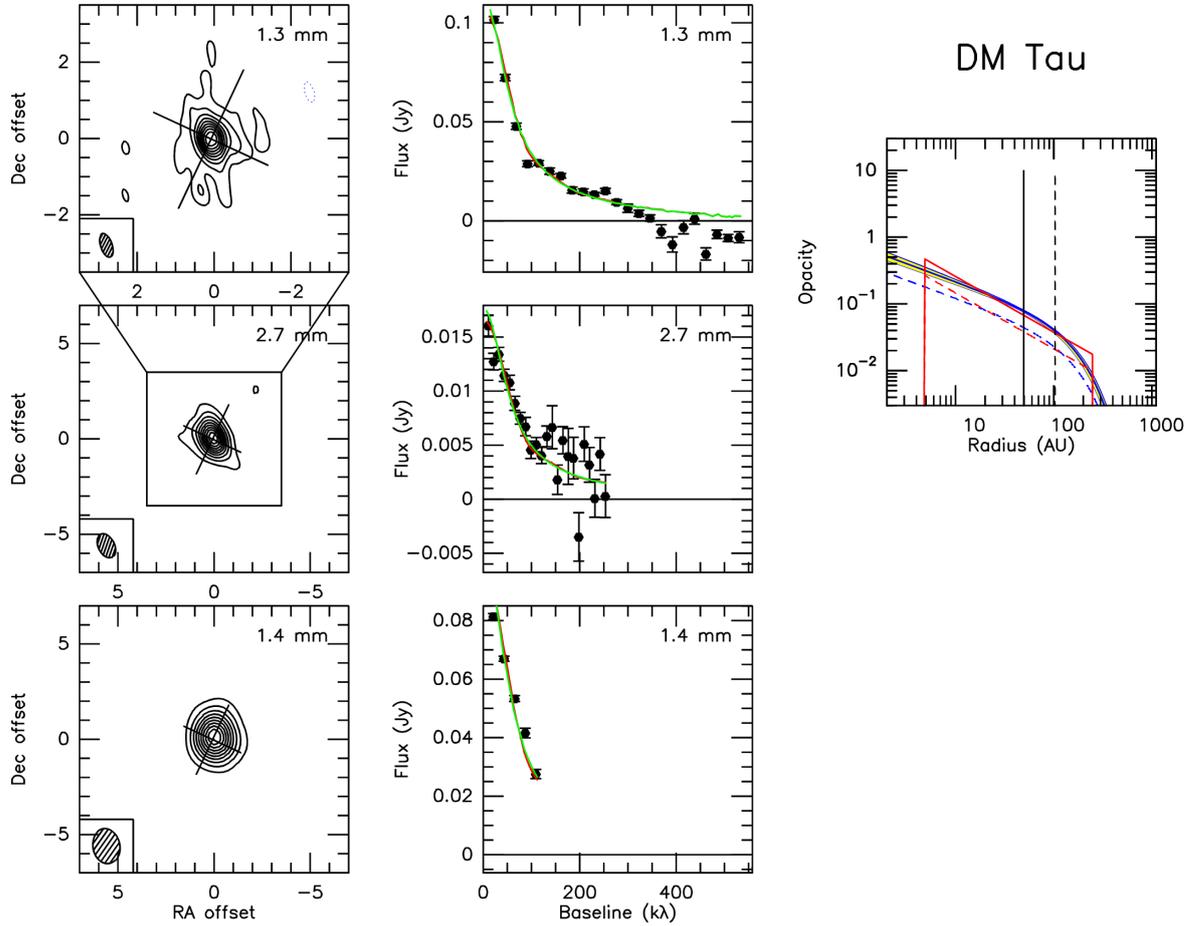


Fig. 5. *Left row:* high angular resolution images of DM Tau. On *top*, high resolution 1.3 mm image, in the *middle*, the 2.7 mm (or 3.4 mm for some sources) image with a box indicating the size of the 1.3 mm view. For sources (like this one) that have independent data sets at other wavelengths (1.4 or 3.4 mm), a lower panel displays the corresponding image for the same area as above. All contours are 10% of the peak value to illustrate consistently the apparent sizes and low level extensions. Contour level is 2 mJy/beam (3.5σ) at 1.3 mm, 0.78 mJy/beam (2σ) at 2.7 mm, and 6 mJy/beam (7σ) at 1.4 mm. *Middle row:* deprojected and circularly averaged visibilities and best-fit models for power law, green for exponential edge. *Right panel:* best-fit opacity profile (perpendicular to the disk plane, i.e. $\kappa_r \Sigma(r)$) for the 1.3 mm and long wavelength models. The continuous line is for the short wavelength, the dashed line for the long wavelength. The vertical lines indicate the effective angular resolution.

for DG Tau in Table 9: β_m changes by 0.5 between the two hypotheses on the temperature.

From the best-fit values, a few sources in our sample display partially resolved cores that may be interpreted as optically thick cores, and thus allow a direct determination of the temperature. As detailed in Appendix A, these “thick cores” satisfy two conditions: i) they have the same brightness at both wavelengths, and ii) their brightness distribution is relatively flat, because the temperature is expected to decrease as $r^{-0.4-0.7}$ at most. The fitting process indicates that this happens for DG Tau, DG Tau-b, HL Tau, T Tau, and MWC 480. The derived values are presented in Table 8. Because the Model 1 and 2 have different opacity distributions (see Figs. G.1–G.22), they predict different optically thick zones, and thus the temperature slightly depends on the assumed density model. For T Tau, the apparent difference is largely an artifact, because the source is basically a completely optically thick disk, for which the “viscous” disk model is poorly

constrained. The measured values and slopes justify a posteriori our simple hypothesis for the temperature law. The dependence is small for DG Tau, DG Tau-b, and HL Tau, though. In the power law model, the extrapolated temperature at 100 AU for DG Tau is 17 K, close to our adopted value of 15 K for all other sources. HL Tau is slightly warmer, 19 K. For DG Tau-b, the temperature at 100 AU is 15 K, but the exponent is slightly lower than 0.4.

Formally, FT Tau has both a flat enough brightness distribution and a low apparent β_m to be consistent with optically thick dust, but would require a very low dust temperature to match the observed flux densities. A dust temperature of 10 K at 40 AU would just provide adequate flux (the brightness can be obtained from the (apparent) opacities displayed in Fig. G.9). Such a low value seems inconsistent with the relatively luminous and massive central star, so the warmer, optically thin solution with $\beta_m \approx 0$ is to be preferred.

A&A 529, A105 (2011)

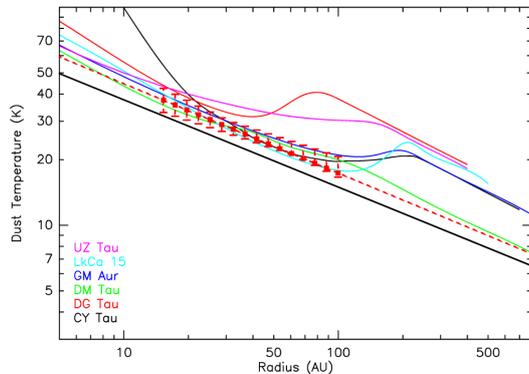


Fig. 6. Temperature laws derived by Isella et al. (2009) (color curves, one for each source) compared to our assumed power law (black continuous line). The dashed red line indicate the best fit power law for DG Tau, and the error bars indicate the $\pm 1\sigma$ range in the region where this power law is constrained, i.e. about 20 to 100 AU.

Among the observed sources, MWC 480 deserves specific comments concerning the temperature. In this bright source, the “thick core” is quite large, 50–80 AU. However, its brightness is moderate, which means that when this is interpreted as being optically thick, the derived temperatures are very low (see Piétu et al. 2006). The large size of the “thick core” results in substantial opacity corrections for β_m , which in turn leads to unrealistic values for Model 2.

An alternate explanation for the relatively flat brightness distribution in the inner part is a warmer, optically thin region with $\beta \simeq 0$. This is not consistent with the value of β_m derived from the integrated flux, and can only happen if β varies with radius (see Appendix A). This is studied in Sect. 4.5 and MWC 480 will be rediscussed in more detail in Sect. 4.6.

4.2. Surface densities

Isella et al. (2009) have published a high-resolution (0.7”) survey at 1.3 mm of the Taurus region, with several sources in common to our study. It has been analyzed in terms of the viscous disk model, and Table 10 shows a comparison of the results. Note that in this analysis, we assumed no inner hole for Lk Ca 15 to provide a consistent comparison, and its apparent deficit of emission in the center is purely explained by a negative value for γ . In general, our data have a higher resolution and are slightly more sensitive, which results in error bars that are lower than in Isella et al. (2009), the only exception is GM Aur, for which our resolution is moderate.

The agreement between both studies is reasonable, typically within 2σ . The most notable exception is DG Tau. DG Tau was further studied at higher resolution by Isella et al. (2010); the agreement on R_t is reasonable, but they find $\gamma = 0.28 \pm 0.05$ instead of $\gamma = 1.6 \pm 0.1$ in our study. The difference between the two results may be due to the widely different uv coverage, linked to a non symmetric source. Our data are dominated by fairly moderate baseline lengths (up to $300k\lambda$), while Isella et al. (2010) find a substantial contribution to the imaginary part of the visibilities at 1.3 mm up to $200k\lambda$ (see their Fig. 2 and image in Fig. 10).

We also note that the agreement is better on R_c (or R_t) than on γ . This is to be expected, as R_c is a first order parameter (the radius which encloses 63% of the disk mass), while γ is

a second-order parameter (the slope of the surface density distribution).

4.3. Emissivity index

β_m values have been reported for a number of sources in our sample by Rodmann et al. (2006) and Ricci et al. (2010). Their analysis is different from ours, because β_m is derived from spatially unresolved multi-wavelength data, from a fit of the SED. Rodmann et al. (2006) use a simple power law to derive the spectral index α of the mm SED between 7 and 1 mm. Overall, the agreement with our results is poor, most likely as a result of several effects. First, Rodmann et al. (2006) apply a uniform correction for opacity, while we have shown that the existence of optically thick cores affect β_m very inhomogeneously, with corrections ranging from 0 to 0.5. Second, the different frequency span must also affect β_m , because using a power law for the dust emissivity is only an approximation; in particular, the emissivity is expected to steepen at long wavelengths (e.g. Draine 2006). The agreement with the results of Ricci et al. (2010) is much better, most likely because they use a more elaborate procedure for the SED fit, in which some estimate of the disk size and surface density slope is used to account for the optical depths effects.

4.4. Individual objects

4.4.1. Multiple stars

Haro 6-10 stands out as exceptional. Although the formal fit gives marginally optically thin disks and $\beta_m \simeq 0$, this is likely to be an artifact caused by seeing limitation. Indeed, any small “seeing” effect spreads out a little emission and makes the source slightly more extended than in reality. This mimics an (optically thin) halo. Thus, Haro 6-10 is best represented by (two) optically thick disks of radii around 15 AU (scaling as $1/\sqrt{T_0}$ since only the total flux is constrained). This result indicates that the amplitude and phase calibrations are sufficiently accurate to determine sizes as small as 30 AU (total), or about 1/5th of the synthesized beam in this case. The inclination cannot be derived for Haro 6-10. The minimum mass of each disk is $10^{-3} M_\odot$ (see Appendix F).

T Tau was already studied by Hogerheijde et al. (1997) and Akeson et al. (1998) in the mm domain. As in these studies, only the northern member of the multiple system is detected. Like Haro 6-10, the emission can be explained by a nearly optically thick disk. Because of the larger size, the seeing effect is negligible and only the optically thick solution is found to be viable. Our best-fit inclination of $40 \pm 4^\circ$ is somewhat larger than the $\sim 20^\circ$ derived by Ratzka et al. (2009) from IR studies. However, this only influences the apparent opacities by the ratio of the $\cos(i)$, i.e. about 20%. The minimum mass of the disk is $0.007 M_\odot$, assuming the disk is optically thick.

The quadruple system UZ Tau shows emission from two regions: one around the spectroscopic binary UZ Tau East, the other near the optically resolved wider binary UZ Tau West (separation 0.34” at PA $\simeq 0$, Simon et al. 1992). Given the disk inclination of UZ Tau East (Simon et al. 2000) which is confirmed by our new measurements, and assuming disks and orbits are coplanar, the true deprojected separation would be ~ 100 AU. Interpreting the emission around UZ Tau W as a single disk yields a similar orientation (consistent with coplanar disks) and an outer radius of 120 ± 45 AU. This is fairly large compared to the binary separation, and may be difficult to reconcile with tidal truncation. This result, however, could be an artefact of improper

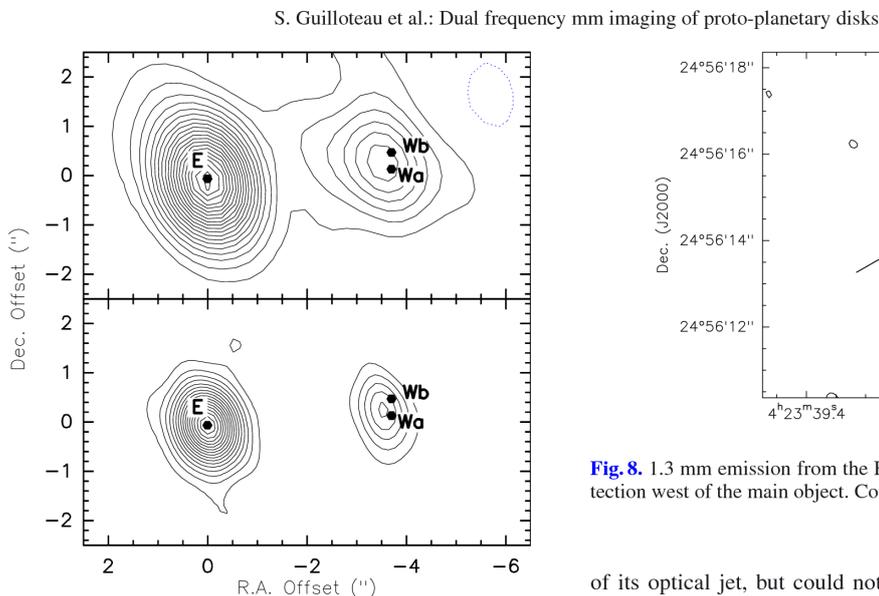


Fig. 7. Relative positions of the disks and stars in the UZ Tau multiple system. The system geometry is from [Simon et al. \(1992\)](#), except that we used a separation smaller by 1σ between UZ Tau-E and UZ Tau-Wa. *Top:* 2.7 mm map, contour step 0.9 mJy/beam (35 mK, 2σ). *Bottom:* 1.3 mm map, contour step 5 mJy/beam (140 mK, 4σ).

subtraction of the UZ Tau East emission because any small (positive) residual emission left around UZ Tau East could bias the derivation of the position angle and size. A solution with two circumstellar disks is not totally excluded by our data. From the images, we find that the emission centroid is in between UZ Tau West A and B (see Fig. 7). The displacement observed between 1.3 mm and 2.7 mm suggests that the disk around West B disk is more optically thick than that around West A. Under the interpretation of circumstellar disks, their minimum mass is $6 \times 10^{-4} M_{\odot}$.

The small size of circumstellar disks in known binaries suggests that tidal effects are responsible for their truncation, although a firm conclusion cannot be drawn because the inclination of Haro 6-10 is unknown.

[Mathieu et al. \(1997\)](#) found DQ Tau to be a non-eclipsing, double-lined spectroscopic binary, comprised of two relatively equal-mass stars $M \approx 0.65 M_{\odot}$ with spectral types in the range of K7 to M1 and an orbital period of 15.804 days. The orbit is eccentric, but with an apastron around 0.28 AU, the tidal cavity should be much smaller than 1 AU. DQ Tau has been recognized as variable in the mm domain by [Salter et al. \(2008\)](#). The variability is caused by interactions between the magnetospheres when the two stars are near periastron, so that flares happen periodically. The observation dates and derived total flux for each date are given in Table 11. No evidence for variability is found in our data as expected, since none of our observations happened close to periastron. The measured emission is thus coming purely from the dusty (circumbinary) disk.

Another star is possibly affected by binarity: FT Tau, which displays a weak, but significant (6σ) emission 1.3'' west of the main star (see Fig. 8), and a very small (≈ 60 AU radius) disk with $\beta_m \approx 0$ (see Table 5 and Fig. G.9). The position of the secondary peak of mm emission is, however, different from that of the near IR source found by [Itoh et al. \(2008\)](#).

The case of HH 30 is somehow unusual. [Anglada et al. \(2007\)](#) suggested that HH 30 is a binary based on the precession

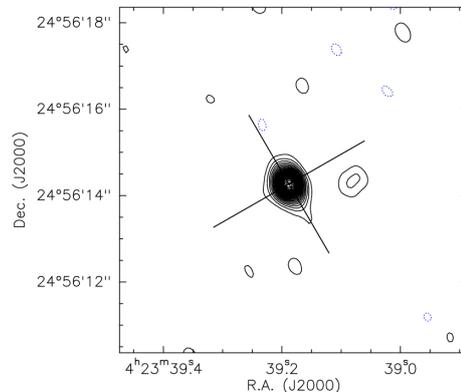


Fig. 8. 1.3 mm emission from the FT Tau system showing the $\approx 6\sigma$ detection west of the main object. Contour steps are 1 mJy/beam, or 2σ .

of its optical jet, but could not decide between a close binary and a ≈ 15 AU separation. [Guilloteau et al. \(2008\)](#) showed that the deficit of mm emission could be interpreted as a central hole consistent with the tidal truncation in the wide binary model. Here, in Model 2, the inner radius becomes insignificant: any value below about 45 AU is acceptable for R_{int} , because of the very steep decrease of the surface density profile for this high negative value of $\gamma \approx -2$. In essence, this means γ is constrained by the apparent sharp decrease of the emission near 120 AU, and not by the central deficit.

4.4.2. Sources with holes

For DM Tau, modeling the near and mid-IR SED ([Calvet et al. 2005](#)) indicates an inner hole of about 3 AU. Although this small hole is below the detectability limit of our observations, we used it in our analysis.

A deficit of emission at the center of the disk of LkCa 15 was discovered by [Piétu et al. \(2006\)](#), who interpreted it as a 45 AU radius hole. This central dip was also observed at lower resolution by [Isella et al. \(2009\)](#), but they suggested that it could be due to a negative value of γ . Our higher angular resolution data allow us to test which hypothesis best represents the observed brightness distribution. Results are reported in Table 12. The no-hole hypothesis is rejected at the 3σ level, and the best fit is obtained with an inner hole of 38 ± 4 AU. The near-IR imaging of [Thalmann et al. \(2010\)](#) confirms the sharp nature of the rim of the inner hole and indicates a radius of 46 AU. The transition radius R_t remains relatively unaffected by the presence or absence of a hole, but the value found for γ strongly depends on the hole size: the best-fit solution is compatible with $\gamma = 0$.

For GM Aur, the lack of 10 μm emission suggested a central hole of $R_{\text{int}} = 25$ AU ([Calvet et al. 2005](#)). The hole has also been detected in the gas traced by CO, through spectro-imaging of the $J = 2-1$ transitions of the ^{12}CO , ^{13}CO , and C^{18}O isotopologues indicating very low gas surface densities in these regions: [Dutrey et al. \(2008\)](#) indicate a size of $R_{\text{int}} = 19 \pm 4$ AU. This size has been confirmed by direct imaging of the dust emission at mm wavelengths ([Hughes et al. 2009](#)). Like for DM Tau, we thus assumed $R_{\text{int}} = 20$ AU. The strong dependence of γ upon the possible existence of a central hole also exists for GM Aur. Indeed, assuming no hole, we recover a very similar solution to that found by [Isella et al. \(2009\)](#), see Table 10, although it is

A&A 529, A105 (2011)

Table 7. Comparison of values derived from two different wavelengths.

Source	R_{out}		p		R_t		γ	
	AU		at 1.3 mm		AU		at 2.8 mm	
CI Tau	215 ± 6	0.58 ± 0.03	186 ± 13	0.61 ± 0.10	98 ± 8	0.36 ± 0.04	63 ± 5	0.03 ± 0.17
CY Tau	104 ± 3	0.90 ± 0.03	108 ± 10	1.22 ± 0.12	35 ± 2	0.35 ± 0.06	29 ± 2	0.47 ± 0.20
DG Tau	188 ± 30	2.69 ± 0.10	401 ± 7	2.89 ± 0.02	12 ± 2	1.55 ± 0.17	11 ± 1	1.58 ± 0.33
DL Tau	181 ± 1	0.65 ± 0.02	146 ± 7	0.72 ± 0.09	75 ± 2	0.38 ± 0.03	50 ± 3	0.19 ± 0.14
DM Tau	285 ± 24	0.55 ± 0.02	250 ± 37	0.76 ± 0.07	94 ± 6	0.56 ± 0.03	67 ± 9	0.60 ± 0.13
FT Tau	57 ± 1	0.41 ± 0.06	85 ± 12	1.03 ± 0.24	21 ± 1	-0.20 ± 0.10	23 ± 2	0.05 ± 0.42
LkCa 15	198 ± 15	1.59 ± 0.19	168 ± 33	1.70 ± 0.65	60 ± 2	0.08 ± 0.23	53 ± 6	-0.23 ± 0.84
MWC 480	153 ± 6	1.77 ± 0.09	170 ± 51	2.07 ± 0.32	41 ± 3	0.52 ± 0.22	45 ± 22	1.08 ± 0.52

Table 8. Temperature derived from partially optically thick disks.

Source	T_k	q	R_0	T_k	q
	(K)	Viscous		(K)	Power
DG Tau	26.0 ± 2.2	0.56 ± 0.09	30	28.5 ± 1.9	0.41 ± 0.09
MWC 480	13.2 ± 1.9	0.65 ± 0.09	40	16.6 ± 1.9	0.42 ± 0.09
HL Tau	25.2 ± 1.9	0.39 ± 0.09	55	24.9 ± 1.9	0.40 ± 0.09
T Tau	23.3 ± 1.9	-0.32 ± 0.09	40	16.0 ± 1.9	0.36 ± 0.09
DG Tau-b	21.6 ± 1.6	0.29 ± 0.11	40	21.1 ± 1.2	0.35 ± 0.10

Notes. R_0 is the reference radius at which the temperatures are derived.

somewhat worse (near the 2σ level) than our nominal solution obtained for $R_{\text{int}} = 20$ AU.

In conclusion, with the exception of HH 30 which was discussed in Sect. 4.4.1, allowing for central holes offer better solutions, and brings the surface density exponent γ back to “standard” values between 0 and 1.5.

4.4.3. Young sources

HL Tau is a Class II object, for which the central star is not directly visible. Our measured position angle is consistent with that of the jet and of previous high-resolution studies of the mm and centimeter emission from this region (Looney et al. 2000; Anglada et al. 2007; Carrasco-González et al. 2009). The inclination of the source is more debated: early work from Cohen (1983) assumed a nearly edge-on disk, while $i = 56 \pm 10^\circ$ can be derived from the 7 mm deconvolved size from Wilner et al. (1996). Our result better agrees with the submm data obtained by Lay et al. (1997), $42 \pm 5^\circ$, and is also consistent with the obscuration of the redshifted jet (Pyo et al. 2006). At the observed scale, the envelope that dominates the submm flux is filtered out (Looney et al. 2000). Our major finding is the substantial opacity at mm wavelengths in the inner 40 AU, which allows us to constrain the temperature, but this significant opacity does not prevent structures from becoming visible at longer wavelengths, 1.3 cm or 7 mm. Our angular resolution is insufficient to separate the possible enhancement reported near 65 AU at 1.4 mm by Welch et al. (2004) and 1.3 cm by Greaves et al. (2008), but not confirmed at 7 mm by Carrasco-González et al. (2009).

DG Tau is a bright embedded star driving an optical jet at PA 226° (Eisloffel & Mundt 1998). It is surrounded by a large ^{13}CO disk orthogonal to the jet (Sargent & Beckwith 1989; Kitamura et al. 1996), whose kinematics indicate a stellar mass around $0.7 M_\odot$ (Testi et al. 2002). Inclinations of 45° and 38° are found by Pyo et al. (2003) and Eisloffel & Mundt (1998), respectively. Our measured inclination of $32 \pm 3^\circ$ is in favor of lower values. The results quoted in Table 5 only slightly depend on the

assumed orientation and inclination: γ can be decreased by 0.1 and R_t increased to 19 AU for the best fit orientation. The higher resolution data of Isella et al. (2010) also give lower inclinations and small (22 AU) R_t , but with a very different value for γ (see Sect. 4.2).

DG Tau-b is a young, totally obscured, star at the apex of a wide angle cavity seen in scattered light (Padgett et al. 1999). It drives an optical jet and a molecular outflow (Mitchell et al. 1997). Although the position angles derived from the jet and disk agree, we find the disk inclination to be only $64 \pm 1^\circ$, while the jet inclination is estimated to be higher than $>75^\circ$ from proper motion measurements (Eisloffel & Mundt 1998). We also note that the DG Tau-b disk is best fitted with a higher flaring index h than assumed for the other objects of our sample. We used $h = 1.35$, for which a scale height $H_{100} = 27 \pm 8$ is required to reproduce the observed continuum emission. The high flaring index is consistent with the fairly flat temperature distribution ($q = 0.3 \pm 0.1$) also found in this source.

4.5. Radial dependency of the dust properties

Most previous studies assumed that the dust properties were uniform across the disk. The dual-frequency resolved images allow us to test the validity of this hypothesis, and eventually constrain the variations of dust properties as a function of radius.

4.5.1. Emissivity Index β

In Table 7 smaller transition radii R_t are found from 2.7 mm data than from 1.3 mm data for four out of eight sources: CI Tau, CY Tau, DL Tau and DM Tau. For the other sources, the combination of sensitivity and resolution at 2.7 mm data is insufficient to distinguish. Equivalently, in the truncated power law analysis (Table 7) the slope of the surface density p is systematically steeper at 2.7 mm than at 1.3 mm. A similar result was recently obtained for CQ Tau by Banzatti et al. (2011).

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

Table 9. Effect of the temperature laws.

Source	R_t AU	γ	β_m	$\Delta\chi^2$ AU	R_t	γ	β_m
		Simple T			T from Isella et al. (2009)		
CY Tau	32 ± 1	0.28 ± 0.06	0.17 ± 0.04	2.	32 ± 1	0.13 ± 0.06	0.13 ± 0.03
DG Tau	12 ± 8	1.56 ± 0.11	1.45 ± 0.12	193.	13 ± 2	1.23 ± 0.11	0.95 ± 0.04
DM Tau	86 ± 5	0.54 ± 0.03	0.77 ± 0.04	4.	87 ± 5	0.64 ± 0.03	0.73 ± 0.04
GM Aur	112 ± 37	1.53 ± 0.07	1.02 ± 0.08	12.	135 ± 76	1.79 ± 0.06	0.93 ± 0.06
LkCa 15	55 ± 1	-0.23 ± 0.17	1.26 ± 0.06	0.	51 ± 1	-0.27 ± 0.16	1.21 ± 0.05
UZ Tau E	39 ± 1	0.12 ± 0.08	0.74 ± 0.04	1.	35 ± 1	0.22 ± 0.08	0.62 ± 0.04

Notes. A positive value of $\Delta\chi^2$ indicates that the simple power law fit provides a better result than the more complex temperature profile.

Table 10. Comparison with other results.

Source	R_t AU		R_t AU	
	This work		Isella et al.	
CY Tau	32 ± 1	0.28 ± 0.06	55 ± 5	-0.30 ± 0.30
DG Tau	12 ± 8	1.56 ± 0.11	21 ± 1	-0.50 ± 0.20
DM Tau	86 ± 5	0.54 ± 0.03	86 ± 32	0.80 ± 0.10
LkCa 15	62 ± 1	-1.24 ± 0.12	60 ± 4	-0.80 ± 0.40
UZ Tau E	39 ± 1	0.12 ± 0.08	43 ± 10	0.80 ± 0.40
GM Aur	58 ± 23	0.30 ± 0.10	56 ± 1	0.40 ± 0.10

Notes. Rightmost columns indicate values derived by Isella et al. (2009). The leftmost columns are our results. For LkCa 15 and GM Aur, we assumed no central hole for this comparison, and thus obtain different results from those in Table 5.

Table 11. Observed flux densities for DQ Tau.

Date	Frequency (GHz)	Flux density (mJy)	Nearest periastron (days)
1997-12-05	90	9.6 ± 0.7	4
1997-12-30	90	8.5 ± 1.1	2
1997-12-05	230	72 ± 2	4
1997-30-12	230	84 ± 5	2
2008-02-11	230	83 ± 2*	5

Notes. (*) Long baseline data only, total flux extrapolated using the apparent size of 0.5'' derived from the Dec 1997 data.

A possible cause for this effect is contamination by free-free emission, which adds a point-like source at lower frequencies. However, none of these sources have sufficient free-free emission to significantly contaminate the 2.7 mm flux (see Rodmann et al. 2006, for the measurements). From Rodmann et al. (2006), the contamination does not exceed 3% near 2.7 mm. Removing a point source of this intensity from our 2.7 mm data does not affect our results.

Thus, the different solutions found at the two wavelengths indicate a change of dust properties, at least in the spectral index of the emissivity β , with radius. The larger p and smaller R_t at 2.7 mm than at 1.3 mm imply that the ratio of $T_b(1.3 \text{ mm})/T_b(2.7 \text{ mm})$ increases with radius, hence β increases with radius. The apparent $\beta(r)$ as a function of radius can be derived from

$$\beta(r) = \beta_0 + \log(\Sigma_a(r)/\Sigma_b(r)) / \log(v_a/v_b), \quad (13)$$

where β_0 is the constant value used to derive the apparent surface densities $\Sigma_a(r)$ and $\Sigma_b(r)$ at both wavelengths, i.e. $\beta_0 = \beta_m$ (see also Isella et al. 2010).

Table 12. Effect of the central hole on the derived parameters for LkCa 15.

R_{int} (AU)	γ	R_c (AU)	R_t (AU)	χ^2
[1]	-1.24 ± 0.11	111 ± 2	62 ± 2	108 674
[46]	0.12 ± 0.19	102 ± 3	51 ± 2	108 679
38 ± 4	-0.35 ± 0.30	110 ± 4	57 ± 2	108 664

The increase of $\beta(r)$ with radius is most easily understood in the framework of the truncated power law analysis, because it simply turns into a logarithmic dependence of $\beta(r)$ as a function of radius

$$\beta(r) = \beta_0 + \log((\Sigma_a(r/r_0)^{-p_a}) / (\Sigma_b(r/r_0)^{-p_b})) / \log(v_a/v_b) \quad (14)$$

$$\beta(r) = \beta_0 + \frac{\log(\Sigma_a/\Sigma_b)}{\log(v_a/v_b)} + (p_b - p_a) \frac{\log(r/r_0)}{\log(v_a/v_b)} \quad (15)$$

$\Delta p = p(2.7 \text{ mm}) - p(1.3 \text{ mm})$ is systematically positive in our sample (see Table 7). However, the apparent significance level is low for each source, as Δp apparently exceeds its 2σ uncertainty in only two sources (CY Tau and DM Tau). Better constraints can be obtained by fitting the logarithmic dependence of $\beta(r)$ directly to the data

$$\beta(r) = \beta_i + \beta_r \log(r/r_0). \quad (16)$$

The values of β_r are reported in Col. 2 of Table 13 (for Model 1, but similar values are obtained for Model 2). It becomes now clear that the radial dependence is highly significant, because the weighted mean value is $\beta_r = 0.34 \pm 0.04$ (ignoring FT Tau, which has a negative β everywhere). A Student's T-test applied to the distribution of values of β_r reported in Table 13 (including FT Tau) indicates less than 2% chances of being compatible with $\beta_r = 0$.

For the softened-edge model, the $\beta(r)$ function implied by Eq. (13) is more complex, and an illustration of the shape of this function is given in Fig. 10, which displays this apparent $\beta(r)$ for two of the sources, CI Tau and DL Tau. The hatched areas indicate the approximate range of allowed values, obtained by adding and subtracting 1σ to each of the parameters defining the opacity function at the two wavelengths (R_c , γ and Σ_0 from Eq. (5)). Because some of these parameters are actually correlated, this is only an estimate of the error on the profile. The apparent index β is large (>1.7) in the outer disk parts ($r > 150\text{--}250$ AU), while it is smaller than about 0.6 near 50 AU.

The shape of the radial dependence of β in Fig. 10, and the logarithmic dependence in Eq. (16), are simple results of the choice of shape of the surface emissivity distribution, and have

A&A 529, A105 (2011)

Table 13. Radial dependence of dust emissivity.

(1) Source	(2) β_r	(3) Pivot R_b (AU)	(4) Width R_w (AU)	(5) $\Delta\chi^2$	(6) R_t	(7) γ
CI Tau	0.18 ± 0.10	110 ± 25	150 ± 90	13	90 ± 5	0.33 ± 0.04
CY Tau	0.32 ± 0.13	90 ± 10	5 ± 5	17	22 ± 1	0.17 ± 0.07
DL Tau	0.42 ± 0.07	90 ± 9	65 ± 20	63	75 ± 5	0.37 ± 0.03
DM Tau	0.33 ± 0.09	110 ± 25	245 ± 140	14	125 ± 11	0.48 ± 0.05
DG Tau-b	0.75 ± 0.31	60 ± 11	27 ± 27	35	72 ± 45	1.25 ± 0.27
DG Tau	0.27 ± 0.22					
FT Tau	-0.38 ± 0.30	>60		-4		
LkCa 15	0.39 ± 0.44	-60 ± 160	160 ± 360	2		
MWC 480	0.30 ± 0.19	45 ± 10	130 ± 16	-60	>70	1.50 ± 0.10
<i>MWC 480</i>	–	36 ± 3	6 ± 5	0	41 ± 1	0.38 ± 0.03
UZ Tau	0.63 ± 0.41	55 ± 8	14 ± 26	10	25 ± 7	1.05 ± 0.25

Notes. β_r as defined in Eq. (16). R_b and R_w as defined in Eq. (17). $\Delta\chi^2$ is the χ^2 offset (positive means better fit) of the fit using Eq. (17) compared to the constant $\beta(r) = \beta_m$ hypothesis. R_t and γ in Cols. 6, 7 are the parameters of the softened edge surface density distribution derived assuming the dust properties from Isella et al. (2009), see Fig. 9. For MWC 480, the line in italics is under the assumption of $\kappa_r(1.3 \text{ mm}) = 2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

no physical constraints attached. In particular, apparent values of β below 0 or above 1.7 can result from such an analysis.

Because of the limits in angular resolution and sensitivity, some prescription of the evolution of the dust properties as a function of radius, assuming realistic conditions, must be specified to obtain better insights on the dust properties versus radius. A poor choice could make the radial dependence apparently non significant. To illustrate the problem, we used

$$\beta(r) = 0.85 + \frac{1.7}{\pi} \operatorname{atan} \left(\frac{r - R_b}{R_w} \right), \quad (17)$$

which varies between 0 (large grains) and 1.7 (small ISM-like grains). With this functional, we obtain significantly better fits, at least by 3σ , but up to 8σ in DL Tau (see Table 13). Furthermore, the improvement does not depend on the assumed shape of the surface density: power laws or tapered edges yield identical results for the pivot R_b and width R_w , although the errorbars on these parameters are typically 30% lower in the power law hypothesis. Note that there is a fairly strong correlation between R_b and R_w , and their errorbars are in general not symmetric. To better illustrate the variations of $\beta(r)$, the resulting range of allowed values for $\beta(r)$ for each source is given in Fig. 11. The logarithmic dependence found from Eq. (16) is also indicated. Both functionals give approximately the same values in the regions where $\beta(r)$ is actually constrained, that is from 30 AU to the R_{out} of the power law. However, the log dependence fails to characterize the sharpness of the transition from low to high values of β .

Finally, although our analysis of β excludes the flux calibration uncertainty, it is worth emphasizing that this does not affect the radial variations of $\beta(r)$, but only the mean value β_m . It also does not affect the relative differences in β_m between sources, because all observations were made in an homogeneous way, with all spectral index measurements based on an assumed index of 0.6 for MWC 349.

4.5.2. Absorption coefficient $\kappa_r(1.3 \text{ mm})$

If grains vary in size with radius, the absorption coefficient $\kappa(\nu, r)$ will also vary. The surface density laws that were derived so far were derived assuming $\kappa(\nu, r) = \kappa(\nu_0)(\nu/\nu_0)^{\beta(r)}$ with $\nu_0 = 230 \text{ GHz}$. In practice, there is no physical justification for any value for ν_0 , because for essentially all models of grain growth the absorption coefficient and the apparent emissivity

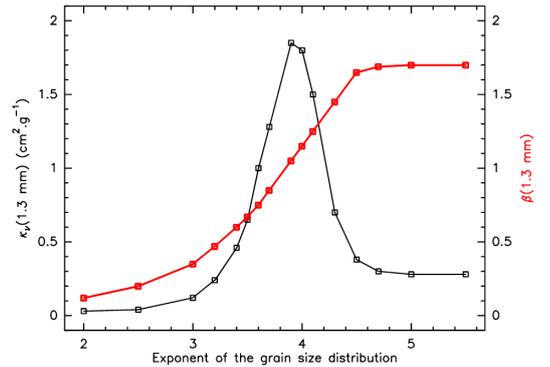


Fig. 9. Dust emissivity κ and emissivity index β at 1.3 mm from Isella et al. (2009), as a function of the exponent of the size distribution g .

index vary simultaneously in a more complex way. One can attempt to use a more physical approach to the grain properties, using dust absorption coefficients derived from a physical model (e.g. Draine 2006, and references therein). For example, Isella et al. (2009; see also Natta et al. 2004) derived the absorption coefficient from a fixed grain composition, with a size distribution controlled by a single variable parameter. The size distribution is a power law with a fixed minimum and maximum radius and an exponent g . The absorption coefficient κ and apparent emissivity index β at 1.3 mm are plotted as a function of g in Fig. 9. From this dust model, we can derive a function $\kappa(\beta)$, which can be used in our model with the same assumptions about the radial dependency of $\beta(r)$ as previously done.

With the prescription of the opacity law described by Fig. 9, and $\beta(r)$ as in Eq. (17), the pivot radii R_t/R_c are not changed very significantly. The largest changes are for CY Tau and UZ Tau, where R_c decreases by 50%, DM Tau, where it increases by 50%, and MWC 480. Effects on γ are negligible except for MWC 480 and UZ Tau (see Table 13). The relatively small effect on R_c , and γ is explained because $\beta(R_c)$ is close to 1 in most of the sources studied, and for this value $\kappa_r(230 \text{ GHz})$ has an extremum. Thus the variations of $\kappa_r(r)$ around R_c are relatively moderate, and accordingly the shape of the derived surface density is mildly affected by the radial variations of $\kappa_r(r)$.

However, these small apparent changes may be misleading, because they implicitly depend on the assumed shape of the

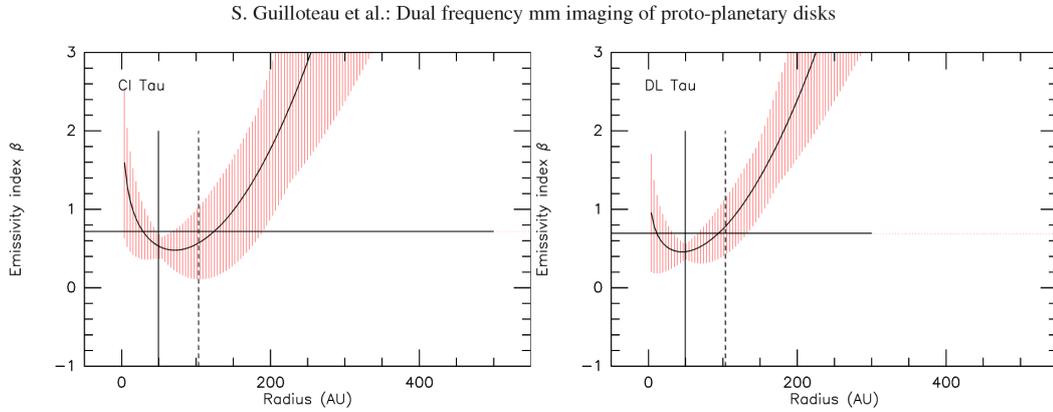


Fig. 10. Apparent values of the emissivity index as a function of radius for CI Tau and DL Tau for Model 2.

surface density law. As $\beta(r)$ is getting close to 0 in the disk center, and thus the absorption coefficient $\kappa(1.3 \text{ mm})$ could be much smaller at small radii, it is also completely possible to have a much steeper surface density gradient in the inner 40 AU. This remains hidden from our study because of the angular resolution, but also because the inner 20–40 AU become optically thick in some sources. If steep gradients like this exist, longer wavelength images should be able to reveal them. The strong changes observed in R_c, γ for MWC 480 and UZ Tau are also manifestations of this effect, although at larger scales.

In our sample, only HL Tau was studied with sufficiently high angular resolution at 7 mm and 1.3 cm to confront images with the above prediction. Although surrounded by a diffuse halo, the 7 mm image of Carrasco-González et al. (2009) is indeed very centrally peaked, but a quantitative comparison with our results is not directly possible because it displays complex structures.

4.6. MWC 480 revisited

In the simple $\beta(r) = \beta_m$ hypothesis, the disk of MWC 480 appears sufficiently optically thick at 230 GHz to allow the derivation of the dust temperature (Piétu et al. 2006). The optically thick region is even large enough to constrain the exponent q to some extent. Leaving both T_0 and q as free parameters, Model 1 and Model 2 give different best fits for the temperature, because in the best fit for Model 2, the radius at $\tau(1.3 \text{ mm}) = 1$ is much larger (80 AU) than for Model 1 (35 AU, see Fig. G.19). In addition, β_m is larger by about 0.3 in Model 2 than in Model 1, because the optically thick core is much larger. Furthermore, since the extrapolated temperatures in the best Model 2 are very low (7 K at 100 AU, and 2.7 K at 400 AU), the emission is no longer in the Rayleigh-Jeans domain, and β_m increases because the corrections are larger at 1.3 mm than at 2.7 mm. In practice, Model 2 finds a low temperature with a steep exponent (≈ 0.6) because of two effects: i) the brightness is identical at 2.7 mm and 1.3 mm in the inner 40 AU, and ii) the imposed shape of the surface density is too flat in the inner 80–100 AU (in order to provide sufficient opacities beyond 100 AU). To account for these two constraints, an optically thick core of 80 AU is fitted, with a steeply decreasing temperature. High temperatures can only be found by allowing the surface density to fall faster than Model 2 allows between 40 and 80 AU.

Clearly, in this case, although low temperatures are needed in the inner regions, extrapolating the same power law introduces non-physical biases on the disk mass and on β_m . Leveling the

temperature to a minimum value of 12 K beyond 45 AU provides a better fit to the observations, and allows us to bring back β below 2. This may be an indication of the temperature rise with radius that is expected to begin when the opacity for re-emission drops below 1. However, the very low apparent temperatures in this object are surprising because of the luminous central star. This may be linked to the geometry of that source. From its IR SED, MWC 480 is a Group II Ae disk, which is interpreted as a self-shadowed disk with small flaring (Meeus et al. 2001). Indeed, it has never been detected in scattered light, despite a fairly favorable inclination. Yet, the temperature derived from ^{13}CO is $\approx 23 \text{ K}$ at 100 AU, with an exponent $q = 0.4 \pm 0.1$ (Piétu et al. 2007), and if the disk remains optically thick even at 3 mm, we would expect dust and gas to be thermalized at the same temperature.

Allowing $\beta(r)$ to change with radius also offers a much more attractive solution to the continuum emission of MWC 480. The flattening of the emission in the inner 50–80 AU is no longer ascribed to an optically thick core at low temperatures, but to a flattening of the surface density distribution, while the ratio of 2.7 to 1.3 mm emission is matched by allowing $\beta(r)$ to become small in the inner 30 AU. Although it is equivalent in χ^2 to the constant $\beta(r) = \beta_m$ solution, this new model agrees with less extreme dust temperatures. In fact, the dust emission is largely optically thin in this case, and there is a substantial degeneracy between the dust temperature and the derived disk mass/surface density. A lower limit to the dust temperature at 100 AU is 23 K (assuming $q = 0.4$), which is consistent with the temperature derived from ^{13}CO line emission by Piétu et al. (2007). This lower limit was used to derive the surface density.

If we use $\kappa(\beta)$ as implied in Fig. 9, the fit quality is slightly degraded, but most importantly, the derived shape for the surface density and the temperature profile are significantly affected (see Table 13). We find $\gamma \approx 1.5$, and a large transition radius $R_t > 70 \text{ AU}$, much like for GM Aur. The best-fit temperature profile is flat, $q = 0.0 \pm 0.1$, with $T > 25 \text{ K}$. The higher χ^2 value derived under these assumptions may be related to an oversimplified temperature profile, as in the simpler analysis $q \approx 0.5$ was found in the inner regions.

5. Discussion

5.1. Dust properties

From the above results, we find large grains ($\beta < 0.5$) in the inner 60 to 100 AU, and small grains beyond for seven sources

A&A 529, A105 (2011)

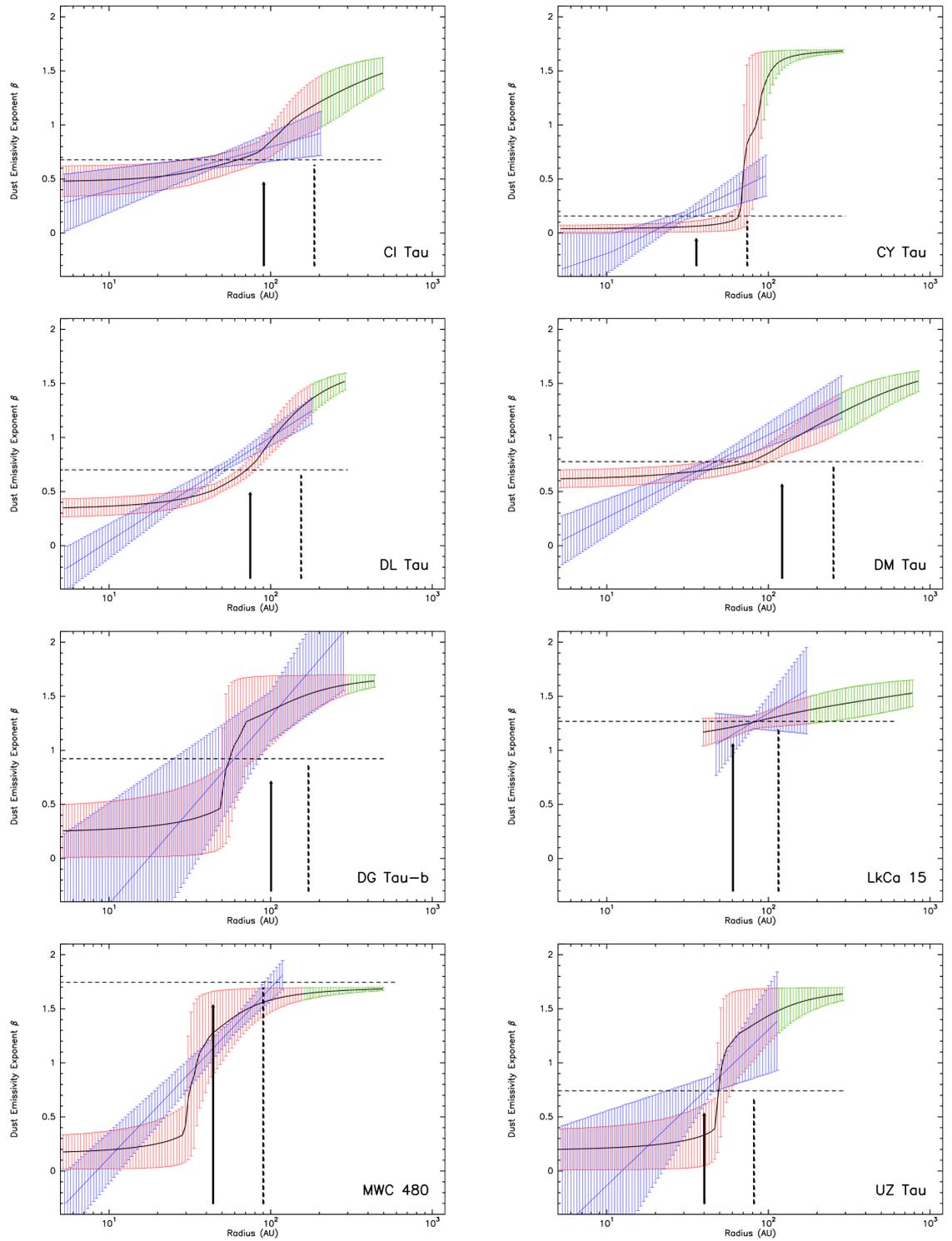


Fig. 11. Constraints on the variations of the dust emissivity index β with of radius. The red hatched area indicate the allowed range of values using the prescription of Eq. (17). The blue hatched area uses the power law prescription of Eq. (16) and is truncated at the outer radius found in the

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

(CI Tau, CY Tau, DL Tau, DM Tau, DG Tau-b, MWC,480 and UZ Tau-E). Two other sources in our sample have very low β : the FT Tau disk is truncated at 60 AU, while DQ Tau has not been observed with sufficient resolution at 2.7 mm, so that $\beta(r)$ is not constrained in the outer regions. A third source may have low β up to 60 AU: T Tau N, although we interpreted it as being optically thick.

On the other hand, β is not constrained in the inner region for the two other sources observed with sufficiently high resolution in our sample, because in DG Tau, the inner 50 AU may be optically thick, while for LkCa 15, the inner 50 AU are (largely) devoid of dust. For HH 30 we find a low β below 120 AU, while it is known from the scattered light images that small grains exist at least up to 250 AU or even 430 AU (Burrows et al. 1996), the outer radius of the gas distribution (Pety et al. 2006). Finally, in HL Tau, large grains exist in the inner 20 AU, as shown by the 1.3 cm and 7 mm images (Carrasco-González et al. 2009). Thus, in essence, all sources in our high-resolution sample show large grains (low β) below 100 AU and small grains beyond, although the detailed shape of the radial dependence cannot be characterized by our data.

The apparent variations of p with wavelength observed by (Banzatti et al. 2011) for CQ Tau also points out towards an increase of $\beta(r)$ with radius in that source. Moreover, although they considered it to be insignificant, the same trend is found in RY Tau and DG Tau by Isella et al. (2010). Thus, the radial dependency of $\beta(r)$ appears to be a general property of disks.

Our findings that β is low in the inner 60 to 100 AU of all disks in which we can constrain the radial dependency also sheds new light on the results quoted by Ricci et al. (2010). Ricci et al. (2010) found a lower average value for the spectral index α for disks with low 1.3 mm flux than in disks that show strong emission. A possible interpretation is that these weaker disks are optically thick and very small, like those surrounding the binary Haro 6-10. These weak disks may just miss the extended, low brightness parts with high values of β that we found in bright sources. In our sample, a clear example for this behaviour is FT Tau. Given our measured R_b , a testable prediction is that these faint disks should be smaller than about 100 AU in radius. Note that this does not address the origin of the small size for these disks, although tidal truncation is an obvious candidate. On the other hand, in AB Aur, which has an inner hole around 100 AU (Piétu et al. 2005), the mm emission is coming from the small grain regions, which results in a mean $\beta_m = 1.4 \pm 0.2$, which is different from all other sources. Such a high β_m is not an indication of different grain growth in this source, but just a side effect of the radial dust distribution. We further stress that the β_m values derived in all previous analyses represent an ill-defined average over the disk structure.

5.2. The shape of the surface density distribution

Given the high resolution and sensitivity, can we decide which model fits the data better? The lowest χ^2 is the usual indicator, but care must be taken that the χ^2 is not affected by different biases between the two models owing to numerical effects in the model computation. The precision required for this is always higher than the precision required to obtain converged parameters and errors within a given model, because the discretization effects impact models differently (see Appendix B). For the models considered, the problem is somewhat relaxed because they both derive from a generic one (see Eq. (5)). We nevertheless checked by using oversampled grids that the χ^2 results were converged.

From Table 5, the softened-edge model does not appear superior to the power law model to represent the observations. In this process, the compact optically thick sources should be ignored. For these sources, the data are insensitive to the true shape, but can be significantly affected by small instrumental effects. For example, the seeing that results in flux spreading because of atmospheric phase variations tends to produce a small halo around the compact core. In our sample of 23 individual objects, this may affect five sources. Of the remaining objects, four sources are best represented by a power law: DG Tau, DQ Tau, HL Tau and (marginally) DM Tau. On the other hand, six sources are better fitted by the exponential-edge model: CI Tau, CY Tau, DL Tau, UZ Tau E, and marginally LkCa 15. Both models fit equally well the last seven sources, which were observed with lower angular resolutions except for DG Tau b.

Despite the high resolution (projected baselines above $500k\lambda$) and sensitivity, the shape of the surface density remains difficult to constrain. The truncated power law was initially used because it provides the simplest parametric model. It is furthermore not linked to any specific physical disk model, a property which can be seen either as an advantage (by providing no specific bias) or handicap (as having no physical ground). Its principal failure was its inability to represent continuum and spectral line emission with the same outer radii (Piétu et al. 2007). The softened-edge model has recently gained favor because, as suggested by Hughes et al. (2008), it may provide a framework that can explain both the continuum and optically thick CO emission. The exponential taper is often referred to as having a physical background, because viscosity is expected to spread out initially small disks. However, the exponential taper is only a specific solution of self-similar evolution of a viscous disk with a power law distribution of the viscosity (with a constant in time exponent). In practice, self-similarity and time independence are unlikely to strictly apply to real disks, so the resulting specific shape is also an approximation. Any core+halo structure would essentially yield the same result, provided the halo is just dense enough to explain the molecular emission, but tenuous enough to have little continuum emission from dust. This core+halo structure was invoked by Dutrey et al. (1994) and Guilloteau et al. (1999) to interpret the circumbinary environment of GG Tau.

In the strict framework of a viscous disk model, we find values of γ that are somewhat larger (and with higher dispersion) than those derived in the previous studies by Isella et al. (2009) and Andrews et al. (2009). The discovery of a radial dependence of the dust properties brings additional complexity to the problem. Clearly, the surface density of the gas is not well traced by the continuum emission at a specific frequency in this picture. It all depends on how the dust emissivity $\kappa(\nu, r)$ changes as a function of radius, so that the derived γ is expected to depend on the assumed dust properties.

It is also important to realize that the derived dust masses of the disk may be significantly affected by the variations of the dust properties with radius. Table 14 indicates the disk masses obtained for Model 2 using Eq. (17) with the two different hypotheses on the dust absorption coefficient ($\kappa_\nu(1.3 \text{ mm})$ constant or tied to $\beta(r)$ as from Fig. 9). In our sample, although the effect is small for the other sources (about 20%), the masses of the CY Tau and DM Tau disks are strongly modified when using the dust properties from Isella et al. (2009). In particular, the mass of the DM Tau disk becomes quite significant ($0.2 M_\odot$) compared to the stellar mass ($0.5 M_\odot$ Dartois et al. 2003). Such a large mass would have significant effect on the rotation curve of the gas, while it is known to be Keplerian with high accuracy (velocity exponent 0.50 ± 0.01 , Piétu et al. 2007).

A&A 529, A105 (2011)

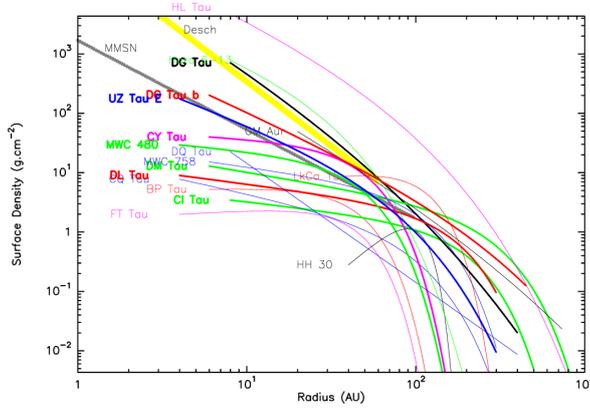


Fig. 12. Surface densities of observed sources. Thick lines are for sources in which a variation of β and thus κ with radius was derived. Thin lines are for sources for which we assumed $\kappa(1.3 \text{ mm}) = 2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. The gray line is the MMSN, while the yellow area indicates the Solar Nebula from Desch (2007).

Table 14. Disk masses with variable dust properties.

Source	$M_c (10^{-3} M_\odot)$	$M_v (10^{-3} M_\odot)$	Ratio
CI Tau	43 ± 4	51 ± 5	1.18 ± 0.18
CY Tau	18 ± 1	46 ± 2	2.52 ± 0.09
DG Tau	36 ± 5	42 ± 6	1.18 ± 0.27
DG Tau-b	151 ± 59	179 ± 60	1.19 ± 0.73
DL Tau	51 ± 1	60 ± 1	1.18 ± 0.04
DM Tau	32 ± 8	192 ± 49	6.07 ± 0.52
UZ Tau	24 ± 1	32 ± 2	1.33 ± 0.14

Notes. M_c is the disk mass for Model 2 (tapered edge) for $\kappa(1.3 \text{ mm}) = 2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, while M_v is for $\kappa(1.3 \text{ mm})$ as in Fig. 9. A gas-to-dust ratio of 100 was assumed. Ratio = M_c/M_v .

This result is under the assumption of a “normal” gas-to-dust ratio of 100. However, the gas-to-dust ratio itself is expected to change as a function of time and radius in the disk. For DM Tau, the potentially large dust mass suggests that the gas-to-dust ratio must be decreased. Molecular tracers may help to constrain the gas surface density more directly, but then a good understanding of the chemistry is required to recover the hydrogen content from the (very few) trace molecules that display strong enough lines to be observable: CO and its isotopologue ^{13}CO , HCO^+ , CN, HCN, CS and H_2CO (Dutrey et al. 1997).

A simpler alternative is that the adopted dust properties are inappropriate. For example, with similar grain size distributions, but using a different dust composition (in particular porous grains), Ricci et al. (2010) derive dust opacities on the order of $3\text{--}20 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ instead of $0.4\text{--}2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ from Isella et al. (2009). The overall dependencies of κ and β upon the grain size distribution display the same characteristic behavior. Note, however, that it is possible to obtain β values above 2, provided the grain size distribution as a relatively steep cutoff near $a_+ = \lambda/2\pi$, i.e. about 0.5 mm for $\lambda = 3 \text{ mm}$, because the emissivity of a grain size a has a pronounced maximum at wavelengths $\sim 2\pi a$ (see e.g. Natta et al. 2004), before dropping as $1/a$ at longer wavelengths. In the following, we scale down the surface densities of sources analyzed with radial dust opacity gradients by a factor 3, to avoid a different bias in the comparison with sources for which this analysis was not possible.

Figure 12 displays the resulting surface densities (of gas+dust) for the sources in the sample. Uncertainties were

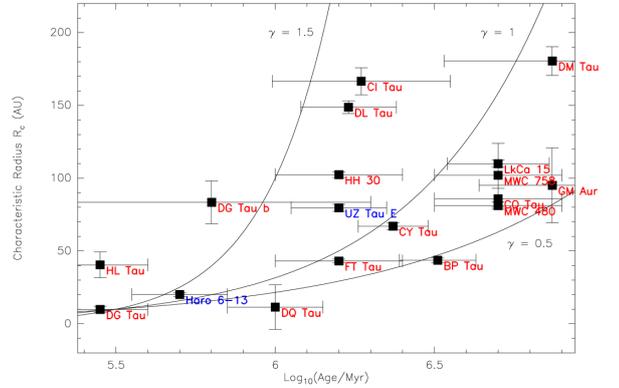


Fig. 13. Characteristic radius R_c (in AU) as a function of estimated stellar ages (in Log_{10} of 10^6 years).

omitted for clarity in this figure, but can be recovered from Figs. G.1–G.22. We note that the younger sources have higher surface densities in the inner 50 AU than other objects. They are also more centrally peaked, on average. This picture is qualitatively similar to the predictions from viscous disk evolution. Figure 12 also displays the profiles derived for the Solar Nebula, the MMSN (Hayashi 1981, gray line) and the solution proposed by Desch (2007), which accounts for the early planet migration as proposed by the Nice model (Tsiganis et al. 2005; Gomes et al. 2005) (yellow range). The solution proposed by Desch (2007) (see Appendix E) for the Solar Nebula is a steady-state solution, which allows for sufficient time (few Myr) for the giant planets to reach isolation mass. In comparing with our results, it is important to realize that our observations constrain essentially the slope and surface density between 50 to 150 AU, while the other regions are obtained by extrapolation of the analytically prescribed shape. In our sample, only the youngest objects have sufficiently high surface densities to be compatible with the MMSN.

5.3. Towards an evolutionary model?

5.3.1. Viscous evolution of the gas disk

Figure 13 displays the characteristic radius R_c as a function of estimated stellar ages. The figure apparently suggests an increase of R_c with age. Performing a Spearman rank-order correlation test indicates a correlation coefficient of 0.60, and a small probability of random distribution (0.7% only). This correlation study does not include the error bars on age and R_c , however. Furthermore, the correlation coefficient is heavily influenced by the two youngest objects, DG Tau and HL Tau and the two oldest ones, GM Aur and DM Tau, all sources for which the power law model gives a better fit than the softened-edge model. Nevertheless, taken at face value, our data seem to confirm the trend suggested by Isella et al. (2009), which they have interpreted as evidence for the viscous evolution of disks.

In the framework of self-similar viscous evolution, the surface density depends on five intrinsic parameters: a normalization constant C , the initial disk radius R_1 , a normalized age T , the viscosity ν_1 at radius R_1 and its radial exponent γ . We have three measurements from our study (M_d or Σ_0 , R_c , γ), the stellar age t_* from evolutionary tracks as quoted in Table 1, and the mass accretion \dot{M} , usually derived from the accretion luminosity (Gullbring et al. 1998). Appendix D details the relationship

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

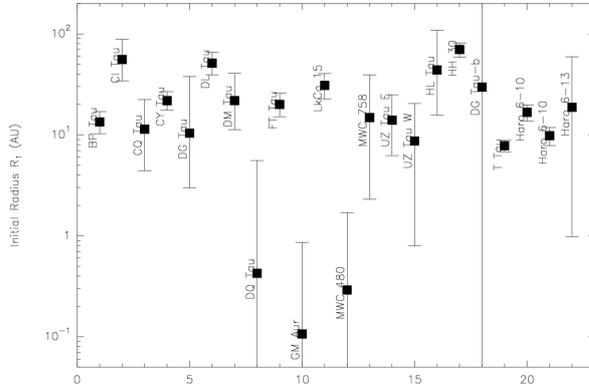


Fig. 14. Initial disk radii (AU).

between these observable quantities and the primary parameters of the radial surface density evolution.

A perfect correlation between disk sizes and age is not expected. The initial characteristic sizes of disks will add significant scatter. In this respect, the most significant fact is perhaps the envelope of allowed R_c versus ages, which places an upper limit on these initial sizes. This limit is related to the initial specific angular momentum. Larger disks would fragment and lead to binary and/or multiple systems. In this respect, it may be relevant that the young object with the largest R_c is UZ Tau E, a spectroscopic binary member of a hierarchical quadruple system. Another source of scatter resides in the exponent of the viscosity γ . Figure 13 displays evolutionary curves of $R_c = R_1 T^{1/(2-\gamma)}$ for three values of γ , starting with a common initial radius $R_1 = 10$ AU (see Appendix Eq. (D.4) for a derivation of the evolution of R_c versus time). Although the extreme values of $\gamma = 0.5$ and 1.5 appear, at first glance, to provide a good fit to the envelope of the distribution of R_c versus ages, the actual picture is more complex. In particular, a number of stars close to the $\gamma = 0.5$ curve have in fact $\gamma = 1.5$ from our data set, while the reverse is also true.

The viscous timescale is given by (see Eq. (D.11))

$$t_* + t_s = \frac{M_d}{2(2-\gamma)\dot{M}}.$$

Unfortunately, because the stellar ages t_* are very uncertain and we expect in general $t_s \ll t_*$, t_s remains largely unconstrained by the observations. Rather, Eq. (D.11) provides a loose constraint on the allowed range of disk masses and ages. An alternate way to constrain the viscous timescale is to look at the younger objects, for which the viscous evolution may not have had time to erase the initial conditions. In our sample, younger objects are better represented by power laws. This suggests that young disks are still influenced by the history of infall from the original proto-stellar cloud, and that the viscous timescale is on the order of a few 10^5 years, the age of these youngest objects.

With this rough estimate for t_s , we can in principle derive T and recover the distribution of R_1 in our sample from Eq. (D.4), but the propagation of errors leads to large uncertainties (see Fig. 14). This is to be expected, because the viscous evolution has largely erased the memory of the initial conditions.

Self-similarity would also imply that the exponent γ remains constant over age. The distribution of γ vs. age is given in Fig. 15. Our distributions of γ are somewhat different from those derived by Andrews et al. (2009) and Isella et al. (2009). The

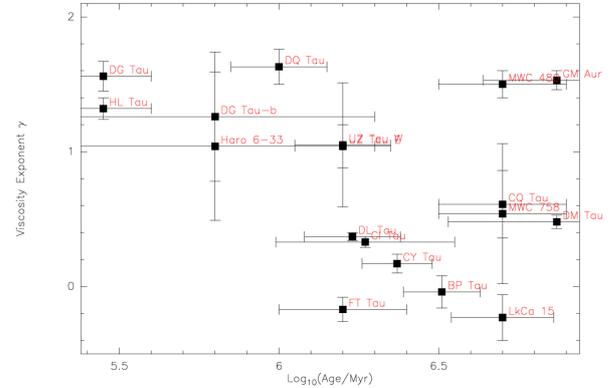


Fig. 15. Surface density exponent γ as a function of estimated stellar ages (in Log_{10} of 10^6 years).

former is centrally peaked around 0.9. The latter exhibits values lower than 0.8; however, we have argued in Sect. 4.4.2 that some of the derived values are affected by the interpretation of the central deficit of emission. In our sample, although there is no obvious correlation, stars of ages 1–3 Myr have on average lower γ (≈ 0.3) than either younger or older objects. Note that from Eq. (D.7), for $\gamma = 1.5$, we expect $\dot{M}(t) \propto t^{-2}$ in good overall agreement with the empirical relation found by Hartmann et al. (1998). On the other hand, $\gamma = 0.5$, which corresponds to the so-called β prescription of the turbulence (see Appendix E for details), yields $\dot{M}(t) \propto t^{-4/3}$ only, somewhat too small to explain Hartmann et al. (1998) correlation. Note however that large values of γ are unlikely to apply to the whole lifetime of the disks: if we assume γ has been constant with time, the two old disks with large γ (GM Aur and MWC 480) would have started with exceptionally small radii (< 2 AU, see Fig. 14). Thus, invoking some evolution of the viscosity exponent with age seems required.

An alternate vision on the viscosity is to look at its value at some arbitrary fixed radius, for example at $R_{100} = 100$ AU. Using the α prescription of the viscosity, the α parameter at 100 AU is given by (Eq. (D.17))

$$\alpha(R_{100}) = \frac{R_c^{(2-\gamma)} R_{100}^\gamma}{3(2-\gamma)^2 c_s(R_{100}) H(R_{100}) t_*}, \quad (18)$$

where $c_s H$ scales as $(L_*/M_*^2)^{1/4}$ to first order (see Appendix D for the derivation). Using L_*/M_*^2 from Table 1, and our adopted values of $T_g = 15$ K and $H = 16$ AU at 100 AU for the median value of $L/M^2 = 3 L_\odot/M_\odot^2$, the resulting α are displayed in Fig. 16. There is substantial scatter, but the measurements suggest an overall decrease of α versus time, roughly as $1/t_*$.

5.3.2. Evolution of the dust

The radial dependence of $\beta(r)$ and the behavior of R_c as a function age may be understood in a more complex scheme where viscous spreading plays a significant role. Indeed, only small dust grains are efficiently coupled to the gas, while the larger ones should drift quickly inward (e.g. Weidenschilling 1977). Hence, one naturally expects that large grains will remain confined to the inner regions, which leads to an apparent increase of $\beta(r)$ with radius. Simulations of the grain-growth, dust-gas coupling and fragmentation processes have been performed by Brauer et al. (2008), and further expanded by Birnstiel et al. (2010a) to include the disk accretion phase and viscous evolution. There is no specific prediction for the evolution of the

A&A 529, A105 (2011)

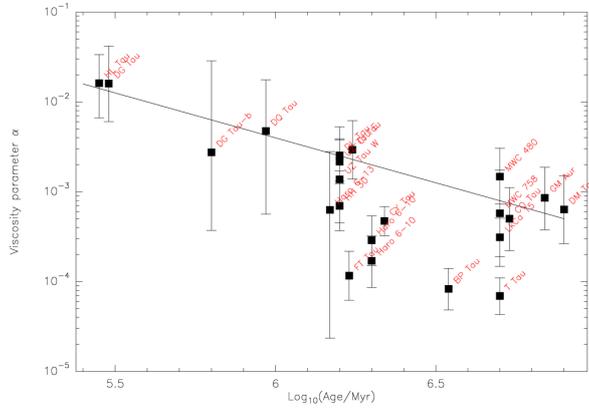


Fig. 16. α parameter as a function of estimated stellar ages.

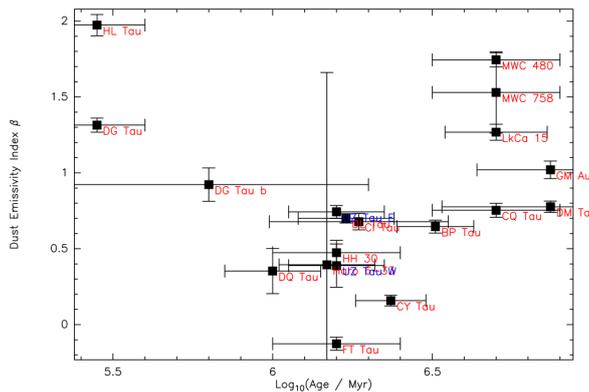


Fig. 17. Dust opacity index β_m as a function of estimated stellar ages.

shape of the grain size distribution with radius which could be compared to our data. However, from Fig. 10 of Birnstiel et al. (2010a), the smaller grains have outward net velocities beyond about 80 AU. A similar result was found by Garaud (2007), although her approach neglects the fragmentation processes. This radius is similar to the transition radius between low and high values of the emissivity exponent β found in our study.

Despite being a rather ill-defined quantity, the average β_m has been used to characterize disks in most previous studies. Figure 17 displays β_m as a function of estimated stellar ages. Very young sources have high values of β_m , comparable to the value found for ISM grains, which could indicate that the dust grains have not yet significantly evolved in these objects, at least at the characteristic distances that we sample in these sources (100–300 AU). Typical T Tauri disks have $\beta_m < 0.7$, which indicates significant grain growth. However, we also find that the older disks display high values of β_m too, well above the characteristic value for the “middle-aged” T Tauri stars. The radial dependency of β provides an explanation for this distribution of average β_m with stellar ages. As disks get larger with time, the apparent average β_m increases, which leads to the secondary increase of β_m for older objects as shown in Fig. 17.

Birnstiel et al. (2010b) evaluate the effect of the grain growth and fragmentation on the apparent spectral index $\alpha_{1-3 \text{ mm}}$ for disk masses ranging from 0.005 to 0.1 M_\odot and compared them

to the observed distribution obtained by Ricci et al. (2010). They use a fixed disk model with $R_c = 60$ AU and $\gamma = 1$. The growth and fragmentation model predicts an increase of $\beta(r)$ at radii ranging from 40 to 100 AU (their Fig. 3), which broadly agrees with our finding. However, in their analysis the distribution of average $\alpha_{1-3 \text{ mm}}$ vs. observed 1.3 mm flux density only roughly matches the strongest sources. This effect is related to the dependence of the “fragmentation barrier” grain size on the surface density: less massive disks are expected to have smaller grains, and thus larger $\alpha_{1-3 \text{ mm}}$. As mentioned in Sect. 5.1, a simple way to provide a better agreement with the data is to assume that the faint disks are actually not less dense than the strong ones, but truncated to smaller sizes. In this case, $\alpha_{1-3 \text{ mm}}$ is expected to decrease with source flux because of the radial dependence of $\beta(r)$.

Finally, the discussion of the viscous properties of the disk presented in Sect. 5.3.1 used γ and R_c derived from the dust content, i.e. they implicitly assume a constant dust-to-gas ratio. In reality, the dust-to-gas ratio is expected to change with radius because of the concurrent effects of accretion, viscous spreading, grain drift, growth and fragmentation. In general, it is expected to decrease with radius, because the coupling between dust and gas increases with density, see for example Fig. 6 of Birnstiel et al. (2010a). The average dust-to-gas ratio is also expected to decrease with time, as the largest particles are drifting inward, being eventually advected onto larger bodies, either embryos or the central star. Accordingly, the discussion on possible changes of viscosity (α parameter and/or γ) presented in Sect. 5.3.1 should be taken with some additional care.

6. Conclusions

We report here the results of the first dual-frequency and high-resolution study of dust disks in the mm domain where the dust is mostly optically thin.

- Independent data sets allowed us to verify the robustness of the derived parameters and of their error bars. The geometric parameters (inclination and orientation) agree well with determinations from other constraints, such as scattered light images, optical jets, and the Keplerian rotation of the disks.
- We derived proper motions for 10 sources in our sample.
- Tidal truncation is found to affect the disk sizes in binary systems.
- Despite the combination of high angular resolution and sensitivity, we found that the viscous disk model does not generally provide a significantly better fit of the continuum data only than the simple truncated power law description. Baselines well above 300 $k\lambda$ are required to distinguish between these two descriptions. In very young sources, the simple power law model appears to work somewhat better, while the exponential edge is marginally better for evolved objects.
- Inner holes also appear to provide a better explanation than negative values of γ for sources showing a deficit of emission at the center like GM Aur and LkCa 15.
- We have strong evidence for radial dependence of the dust emissivity exponent β with radius. In all cases, β is found to increase with radius, i.e. we find grain size which decreases with distance from the star. High β values (1.7–2, typical for ISM grains, or even possibly higher) are found beyond 100 AU, while the inner regions may display values down to nearly 0. This result is obtained whatever disk model has been adopted (surface density shape and temperature profile).

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

- We have possible evidence for optically thick cores in a few sources, which provide a direct estimate of the temperature of large grains. However, in some cases, inner regions with $\beta = 0$ may be misinterpreted as thick cores at low temperatures.
- Despite the ambiguities introduced by the variable dust properties, the characteristic size of the disk appears to increase with stellar ages, which broadly agrees with the viscous evolution. A more detailed comparison with the models suggests a decrease of the α viscosity parameter with time, as well as changes in the exponent of the viscosity.

These observations provide the first evidence for the expected effect of the dust grain evolution in circumstellar disks resulting from grain growth, fragmentation and, viscous transport. The comparison with model predictions is limited by the angular resolution obtained at the longest wavelengths, about 100 AU, which requires some parametric approach to constrain the radial dependence of $\beta(r)$ (and by inference, $\kappa(r)$ using some specific dust model). With the advent of ALMA and e-VLA, a direct inversion of the $\beta(r)$ profile at linear resolutions of order 10–20 AU will become possible, enabling us to derive much more accurate constraints on the dust properties as a function of radius. This will be possible not only using two wavelengths as here, but over more than a decade in frequency.

Acknowledgements. We acknowledge the IRAM staff at Plateau de Bure and Grenoble for carrying out the observations. We also thank Rowan Smith who made a part of the numerical tests during a training period at LAB in July 2005. We thank the national programmes PCMI “Physico-Chimie du Milieu Interstellaire” and PNPS “Physique Stellaire” from INSU/CNRS for providing funding. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France, and of the NASA ADS Abstract Services.

References

- Akeson, R. L., Koerner, D. W., & Jensen, E. L. N. 1998, *ApJ*, 505, 358
- Andrews, S. M., & Williams, J. P. 2007, *ApJ*, 659, 705
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2009, *ApJ*, 700, 1502
- Anglada, G., López, R., Estalella, R., et al. 2007, *AJ*, 133, 2799
- Banzatti, A., Testi, L., Isella, A., et al. 2011, *A&A*, 525, A12
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *AJ*, 99, 924
- Bertout, C., Siess, L., & Cabrit, S. 2007, *A&A*, 473, L21
- Birnstiel, T., Dullemond, C. P., & Brauer, F. 2010a, *A&A*, 513, A79
- Birnstiel, T., Ricci, L., Trotta, F., et al. 2010b, *A&A*, 516, L14
- Boss, A. P. 1997, in *Lunar and Planetary Inst. Technical Report, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, 28, 137
- Brauer, F., Dullemond, C. P., & Henning, T. 2008, *A&A*, 480, 859
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- Calvet, N., D’Alessio, P., Watson, D. M., et al. 2005, *ApJ*, 630, L185
- Carrasco-González, C., Rodríguez, L. F., Anglada, G., & Curiel, S. 2009, *ApJ*, 693, L86
- Chapillon, E., Guilloteau, S., Dutrey, A., & Piétu, V. 2008, *A&A*, 488, 565
- Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
- Cohen, M. 1983, *ApJ*, 270, L69
- D’Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893
- D’Antona, F., & Mazzitelli, I. 1997, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 68, 807
- Dartois, E., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2003, *A&A*, 399, 773
- Desch, S. J. 2007, *ApJ*, 671, 878
- Draine, B. T. 2006, *ApJ*, 636, 1114
- Ducourant, C., Teixeira, R., Périé, J. P., et al. 2005, *A&A*, 438, 769
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 1994, *A&A*, 286, 149
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., et al. 1996, *A&A*, 309, 493
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Guélin, M. 1997, *A&A*, 317, L55
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Prato, L., et al. 1998, *A&A*, 338, L63
- Dutrey, A., Henning, T., Guilloteau, S., et al. 2007, *A&A*, 464, 615
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Piétu, V., et al. 2008, *A&A*, 490, L15
- Eislöffel, J., & Mundt, R. 1998, *AJ*, 115, 1554
- Garaud, P. 2007, *ApJ*, 671, 2091
- Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Morbidelli, A. 2005, *Nature*, 435, 466
- Greaves, J. S., Richards, A. M. S., Rice, W. K. M., & Muxlow, T. W. B. 2008, *MNRAS*, 391, L74
- Guilloteau, S., Dutrey, A., & Simon, M. 1999, *A&A*, 348, 570
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Pety, J., & Gueth, F. 2008, *A&A*, 478, L31
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceno, C., & Calvet, N. 1998, *ApJ*, 492, 323
- Hamidouche, M., Looney, L. W., & Mundy, L. G. 2006, *ApJ*, 651, 321
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D’Alessio, P. 1998, *ApJ*, 495, 385
- Hayashi, C. 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35
- Hogerheijde, M. R., van Langevelde, H. J., Mundy, L. G., Blake, G. A., & van Dishoeck, E. F. 1997, *ApJ*, 490, L99
- Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2005, *Icarus*, 179, 415
- Hughes, A. M., Wilner, D. J., Qi, C., & Hogerheijde, M. R. 2008, *ApJ*, 678, 1119
- Hughes, A. M., Andrews, S. M., Espaillat, C., et al. 2009, *ApJ*, 698, 131
- Isella, A., Testi, L., & Natta, A. 2006, *A&A*, 451, 951
- Isella, A., Carpenter, J. M., & Sargent, A. I. 2009, *ApJ*, 701, 260
- Isella, A., Carpenter, J. M., & Sargent, A. I. 2010, *ApJ*, 714, 1746
- Itoh, Y., Tamura, M., Hayashi, M., et al. 2008, *PASJ*, 60, 209
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1995, *ApJS*, 101, 117
- Kitamura, Y., Kawabe, R., & Saito, M. 1996, *ApJ*, 457, 277
- Kitamura, Y., Momose, M., Yokogawa, S., et al. 2002, *ApJ*, 581, 357
- Lay, O. P., Carlstrom, J. E., & Hills, R. E. 1997, *ApJ*, 489, 917
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Mathieu, R. D., Stassun, K., Basri, G., et al. 1997, *AJ*, 113, 1841
- McCaughrean, M. J., & O’dell, C. R. 1996, *AJ*, 111, 1977
- Meus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
- Mitchell, G. F., Sargent, A. I., & Mannings, V. 1997, *ApJ*, 483, L127
- Natta, A., Testi, L., Neri, R., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2004, *A&A*, 416, 179
- Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., et al. 1999, *AJ*, 117, 1490
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Perryman, M. A. C., Lindgren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
- Pety, J., Gueth, F., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2006, *A&A*, 458, 841
- Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945
- Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, *A&A*, 460, L43
- Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, *A&A*, 467, 163
- Prato, L., Lockhart, K. E., Johns-Krull, C. M., & Rayner, J. T. 2009, *AJ*, 137, 3931
- Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- Pyo, T., Kobayashi, N., Hayashi, M., et al. 2003, *ApJ*, 590, 340
- Pyo, T., Hayashi, M., Kobayashi, N., et al. 2006, *ApJ*, 649, 836
- Ratzka, T., Schegerer, A. A., Leinert, C., et al. 2009, *A&A*, 502, 623
- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010, *A&A*, 512, A15
- Rice, W. K. M., Lodato, G., & Armitage, P. J. 2005, *MNRAS*, 364, L56
- Richard, D., & Zahn, J.-P. 1999, *A&A*, 347, 734
- Rodmann, J., Henning, T., Chandler, C. J., Mundy, L. G., & Wilner, D. J. 2006, *A&A*, 446, 211
- Salter, D. M., Hogerheijde, M. R., & Blake, G. A. 2008, *A&A*, 492, L21
- Sargent, A. I., & Beckwith, S. V. W. 1989, in *Structure and Dynamics of the Interstellar Medium*, ed. G. Tenorio-Tagle, M. Moles, & J. Melnick, *Lecture Notes in Physics* (Berlin, Springer Verlag), 350, IAU Colloq., 120, 215
- Schaefer, G. H., Dutrey, A., Guilloteau, S., Simon, M., & White, R. J. 2009, *ApJ*, 701, 698
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Simon, M., Chen, W. P., Howell, R. R., Benson, J. A., & Slowik, D. 1992, *ApJ*, 384, 212
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Testi, L., Bacciotti, F., Sargent, A. I., Ray, T. P., & Eislöffel, J. 2002, *A&A*, 394, L31
- Thalmann, C., Grady, C. A., Goto, M., et al. 2010, *ApJ*, 718, L87
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, *Nature*, 435, 459
- Weidenschilling, S. J. 1977, *MNRAS*, 180, 57
- Welch, W. J., Webster, Z., Mundy, L., Volgenau, N., & Looney, L. 2004, in *Bioastronomy 2002: Life Among the Stars*, ed. R. Norris, & F. Stootman, *IAU Symp.*, 213, 59
- Wilner, D. J., Ho, P. T. P., & Rodriguez, L. F. 1996, *ApJ*, 470, L117
- Wolf, S. 2003, *ApJ*, 582, 859
- Zacharias, N., Urban, S. E., Zacharias, M. I., et al. 2004, *AJ*, 127, 3043

Pages 24 to 41 are available in the electronic edition of the journal at <http://www.aanda.org>

A&A 529, A105 (2011)

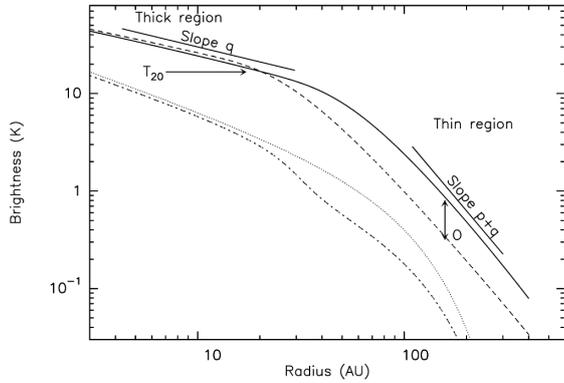


Fig. A.1. Sample result illustrating the shape of the brightness distribution for our disk models. Thick line: constant β power law model at 1.3 mm, dashed line: same model at 2.7 mm. Dotted line: constant $\kappa(1.3 \text{ mm})$ but variable $\beta(r)$, tapered-edge model at 1.3 mm; dash-dotted line: same model at 2.7 mm.

Appendix A: Optical depth vs. variable β

Because a direct inversion of the brightness temperature profile is impossible, the determination of the parameters is fully implicit. Figure A.1 illustrates two possible types of brightness temperature profiles that can occur in our analysis. The continuous and dashed lines represent brightness at 1.3 mm and 2.7 mm for a typical power law distribution, with constant dust properties $\beta(r) = \beta_m$. The outer region is optically thin, and the slope constrains $p + q$. β_m is derived from the brightness ratio O . The inner region is optically thick, and constrains the exponent q as well as the temperature at 20 AU, T_{20} . The small brightness difference between the two frequencies is caused by the Rayleigh-Jeans correction. The dotted and dot-dashed lines represent an optically thinner disk at 1.3 and 2.7 mm respectively, with a viscous type profile with $R_c = 150 \text{ AU}$. In addition, $\beta(r)$ is assumed to vary with radius following Eq. (17) with $R_b = 60 \text{ AU}$ and $R_w = 20 \text{ AU}$, $\kappa(1.3 \text{ mm})$ being constant. Here, the inner region is optically thin, and its slope is $q + \gamma$. Note that if the temperature of that disk would be 4 times higher, it would mimic reasonably well the previous power law, optically thick case, provided γ is not too large. Accordingly, sources displaying a wavelength-independent flattened (apparent exponent $\approx 0.4-0.7$) inner brightness distribution can be interpreted either as optically thick sources, or as variable $\beta(r)$ with $\beta(r) \approx 0$ in the inner region. Steeper apparent exponents are not realistic for the temperature dependence. Note that the typical noise level is around 0.05–0.1 K in our observations at both wavelengths.

Appendix B: Sampling effects and best model

Because of the fully implicit derivation of the model parameters, an objective determination of the “best” model is difficult. The same source may be (nearly) equally well represented by either Model 1 or Model 2. We use a χ^2 criterium to determine the best matching model. However, it is important to realize that our data consists in a large (several 10^4) number of statistically independent visibilities, each with very little (essentially zero) signal-to-noise. The χ^2 is given by

$$\chi^2 = \sum (O_i - M_i)^2 * W_i, \quad (\text{B.1})$$

where O_i are the (complex) observed visibilities (O^2 actually being used to note $O \times O^*$, O^* being the complex conjugate of

O), M_i the modeled visibilities. The weights $W_i = 1/\sigma_i^2$ are derived from the theoretical noise using the system temperature, antenna gain, observing bandwidth and integration time. In general, $\sigma_i \gg M_i^b$, where M^b is the best-fit model, so even the null model $M_i = 0$ yields a χ^2 on the order of N , the number of visibilities, as W_i is the inverse of the variance of $O_i - M_i^b$. Thus, the reduced χ^2 , $\chi_r^2 = \chi^2/N$ is a poor evaluation of the fit quality, which is close to 1 even for a very poor (null) model. Only the relative differences $\Delta\chi^2$ between models of equivalent number of parameters can reveal whether one is better than the other.

Another subtle effect in comparing absolute values of χ^2 is the impact of discretization. A numerical model M is an approximation of the theoretical model T , $M = T + E$, where E is a numerical error term. So

$$\chi^2 = \sum (O_i - M_i)^2 W_i \quad (\text{B.2})$$

$$= \sum (O_i - T_i)^2 W_i + \sum E_i^2 W_i - 2\sum E_i (O_i - T_i) W_i. \quad (\text{B.3})$$

Because the model fit the observations and the numerical errors are not correlated with the observations, the last term is negligible, consequently the final χ^2 is a sum of the true (no numerical errors) term plus an offset cause by numerical effects. To make numerical errors negligible requires $\sum E_i^2 W_i$ to be much less than 1. This is especially important when comparing different theoretical models. However, within a given model, the best-fit parameters may be determined with sufficient precision even if the numerical error term is not small.

Appendix C: Impact of the assumed temperature law

In this appendix, we investigate the impact of the dust temperature profile on the derived disk parameters. We consider two different profiles. Profile (i) is a power law $T(r) = T_{100}(r/100\text{AU})^{-q}$. Profile (ii) is a broken power law: it has a constant temperature between $R_i = 40 \text{ AU}$ and R_f , R_f being a variable parameter, while for $r < R_i$ or $r > R_f$, the temperature is a power law with exponent $q = 0.5$, with to $T(r) = T_1$ at $r = 1 \text{ AU}$. The temperature law is continuous as a function of r , and we used $T_1 = 200 \text{ K}$ by default. We analyzed the observations of a few sources (DL Tau, DM Tau and MWC 480) to explore the dependency of the derived surface density parameters on T_0 , q and R_f . Figure C.1 illustrates the main impact of the temperature law on the surface density parameters, which is applicable to all optically thin sources. Figure C.1 is for Model 2 (so p is to be interpreted as γ), but similar results are obtained for Model 1.

For Profile (i):

- Σ_0 is nearly proportional to $1/T$, with small corrections at low T owing to deviations from the Rayleigh-Jeans behavior.
- Similarly, $p + q$ is nearly constant. This is equally valid for Model 1 (power law) and Model 2 (tapered edge).
- In Model 1, R_{out} is only weakly affected by the changes in p
- In Model 2, R_c increases by 20 to 30% when q increases from 0 to 0.5.

For Profile (ii):

- In Model 1, R_{out} slightly decreases with R_f (by about 10%), and p changes by about 0.1. Variations are not fully monotonic, however.
- In Model 2, R_c decreases by about 20 to 30%, when R_f goes from 50 to 200 AU. This is similar to the effect of q in Profile (i), as increasing R_f flattens the temperature distribution.

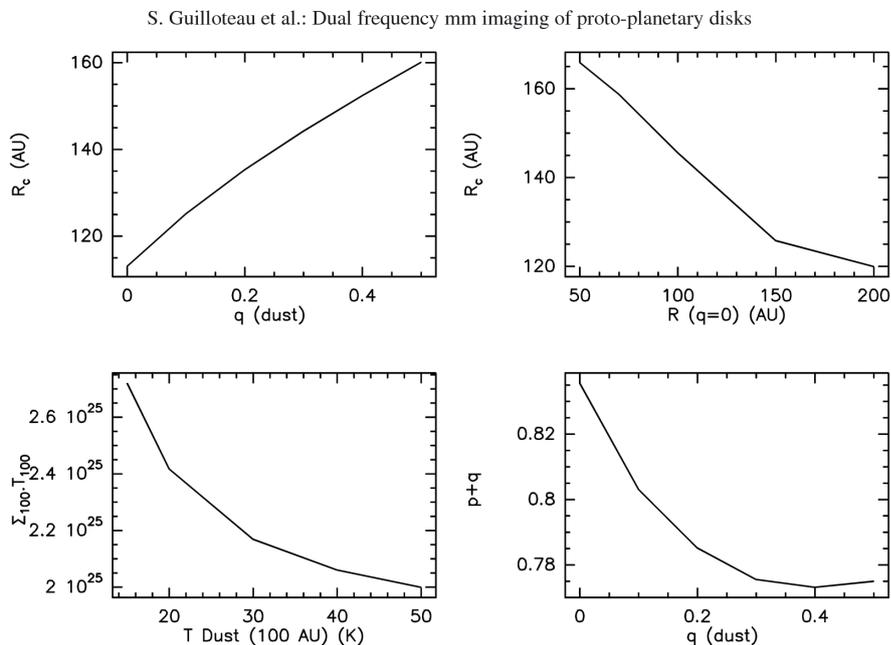


Fig. C.1. Sample results illustrating the main dependency of the surface density profile on the temperature law. *Top left:* R_c versus q . *Top right:* R_c versus R_f ; *bottom left:* $\Sigma \cdot T$ versus T ; *bottom right:* $p + q$ versus q . The observed source is DL Tau.

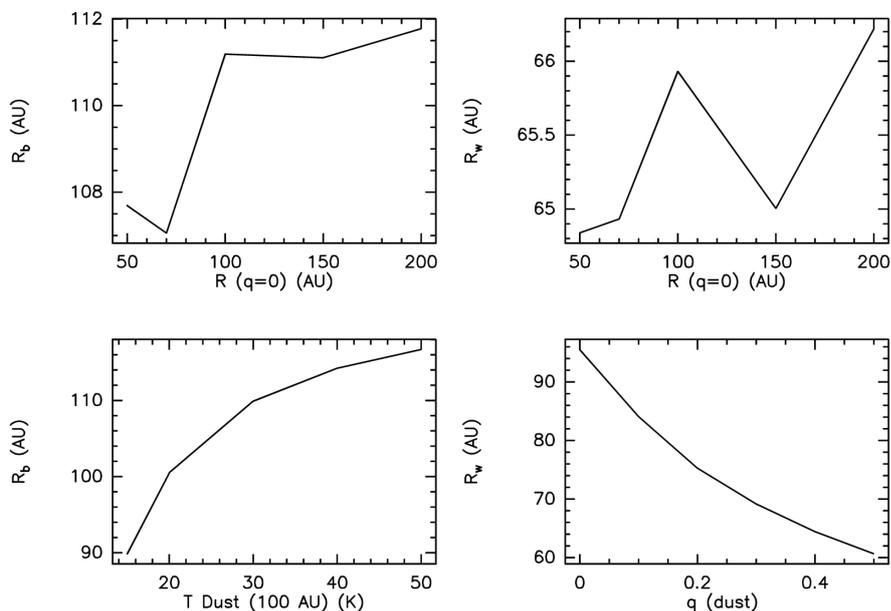


Fig. C.2. Sample results illustrating the weak dependency of the dust parameters R_b and R_w on the assumed temperature law.

For more optically thick sources, like MWC 480, the effect on p is larger, because of the opacity corrections. However, in this case, q can be determined from the observations, because the χ^2 significantly depends on its value. Restricting the range of q to within its typical uncertainty limits the impact on p to about 0.2.

Except for the absolute scaling of the density as $1/T_{100}$ (or $1/T_1$ in Profile (ii)), the derived density distribution are thus not significantly affected by the assumed temperature law.

More importantly, R_c and p are affected in the same proportions at both wavelengths. Thus, the uncertainties on the

temperature law have no significant effect on the derivation of the radial dependence of $\beta(r)$ (see Fig. C.2). Incidentally, we note that in DL Tau, a better fit to the observations is obtained using Profile (ii) with $R_f = 100$ AU.

Appendix D: Disk parameters from observable quantities in the viscous model

The shape of the surface density profile used in Model 2 corresponds to the self-similar solution of the viscous evolution of a

A&A 529, A105 (2011)

disk under the assumption that the viscosity is constant in time and a power law of radius (see Lynden-Bell & Pringle 1974; Pringle 1981). Under these assumptions, the surface density as a function of time and radius is given by (Eq. (17) of Hartmann et al. 1998)

$$\Sigma(R, t) = \frac{C}{3\pi\nu_1 r^\gamma} T^{-(5/2-\gamma)/(2-\gamma)} \exp\left(-\frac{r^{(2-\gamma)}}{T}\right), \quad (\text{D.1})$$

where $r = R/R_1$, $T = (1 + t_*/t_s)$ is a dimensionless time, t_* the disk/star age and t_s is the viscous timescale at R_1 , defined by

$$t_s = \frac{R_1^2}{3(2-\gamma)^2\nu_1}. \quad (\text{D.2})$$

Our observations (at unknown time T) are characterized by the surface density law described by our Eq. (5)

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-\gamma} \exp\left(-r/R_0\right)^{2-\gamma}. \quad (\text{D.3})$$

So by identification, we obtain

$$R_c = R_1 T^{1/(2-\gamma)} \quad (\text{D.4})$$

and

$$\Sigma_0 = \frac{CT^{-(5/2-\gamma)/(2-\gamma)}}{3\pi\nu_1} \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^\gamma, \quad (\text{D.5})$$

which, eliminating R_1 using Eq. (D.4)

$$\Sigma_0 = \frac{CT^{-(5/(2(2-\gamma)))}}{3\pi\nu_1} \left(\frac{R_c}{R_0}\right)^\gamma. \quad (\text{D.6})$$

A time derivative of Eq. (D.1) (taken for $r = 0$) further indicates that the mass accretion rate is

$$\dot{M} = CT^{-(5/2-\gamma)/(2-\gamma)}. \quad (\text{D.7})$$

We have in principle five unknowns (C, R_1, T, ν_1, γ), and five measurements: three from our study (\dot{M}_d or Σ_0, R_c, γ), the stellar age t_* from evolutionary tracks and the mass accretion \dot{M} , usually derived from the accretion luminosity (see Gullbring et al. 1998). Although this formally yields a solution, it is nearly degenerate when one considers the uncertainties on the measured quantities. This can be realized by noting that the mass accretion rate can be rewritten as (Eq. (14) from Isella et al. 2009)

$$\dot{M} = \frac{M_d(t=0)}{2(2-\gamma)t_s} T^{-(5/2-\gamma)/(2-\gamma)}, \quad (\text{D.8})$$

while from Eqs. (6) and (D.5), the time dependency of the disk mass is simply (Eq. (A7) from Andrews et al. 2009)

$$M_d(t) = M_d(t=0) T^{-1/2(2-\gamma)}, \quad (\text{D.9})$$

so, by simple elimination

$$\dot{M} = \frac{M_d}{2(2-\gamma)Tt_s}, \quad (\text{D.10})$$

which simply gives

$$t_* + t_s = \frac{M_d}{2(2-\gamma)\dot{M}}. \quad (\text{D.11})$$

This is the only equation involving t_s, R_c , and thus R_1 does not appear in this expression because R_1 only reflects the initial condition of disk size, not its future evolution.

The (time independent) viscosity at any arbitrary radius is given by

$$\nu(r) = \nu_1 (r/R_1)^\gamma, \quad (\text{D.12})$$

which, using the expression of R_1 in Eq. (D.4), can be expressed in terms of the observable quantities as

$$\nu(r) = \frac{R_c^{(2-\gamma)} r^\gamma}{3(2-\gamma)^2 (t_* + t_s)}. \quad (\text{D.13})$$

It is customary to express it in terms of the α parameter, $\nu(r) = \alpha(r)c_s(r)H(r)$, where c_s is the sound speed, and $H(r)$ the scale height

$$\alpha(r) = \frac{R_c^{(2-\gamma)} r^\gamma}{3(2-\gamma)^2 c_s(r)H(r)t_*}. \quad (\text{D.14})$$

In hydrostatic equilibrium,

$$c_s(r)H(r) = \frac{kT_g(r)}{\mu m_h \sqrt{GM_*}} r^{3/2}, \quad (\text{D.15})$$

T_g being the gas temperature in the disk mid-plane. Approximating $T_g(r)$ by a power law of exponent $-q$ ($q \approx 0-0.6$), we derive

$$\alpha(r) = \alpha(R_0) (r/R_0)^{\gamma+q-3/2} \quad (\text{D.16})$$

$$\alpha(R_0) = \frac{R_c^{(2-\gamma)} R_0^\gamma}{3(2-\gamma)^2 c_s(R_0)H(R_0)t_*}. \quad (\text{D.17})$$

R_c and γ are directly constrained by our observations, while t_* is derived from evolutionary tracks. The last term $c_s(R_0)H(R_0)$ depends on the stellar properties. We note from Eq. (D.15) that $(c_s H)^2 \propto T_g^2/M_*$, and thus αC_s scales to first order as $(L_*/M_*^2)^{1/4}$.

Appendix E: Alternate disk models

With the alpha prescription of the viscosity (radially uniform and constant in time α) and a (time independent) power law temperature $T_k = T_0(r/r_0)^{-q}$, $\nu(r) = \alpha c_s^2/\Omega$, so $\gamma = 3/2 - q$, Eq. (D.1) can also be written as

$$\Sigma(r, t) = S \left(\frac{r}{r_0}\right)^{q-3/2} T^{-(q+1)/(q+1/2)} \exp\left(\frac{-(r/r_0)^{q+1/2}}{T}\right). \quad (\text{E.1})$$

At long times, $T \gg 1$, the density profile evolves as $p = 3/2 - q$, or $p + q = 3/2$.

A similar formula can also be recovered for the β prescription of the viscosity, $\nu(r) = \beta' r^2 \Omega = \beta' \sqrt{GM_*} r^{1/2}$ (Richard & Zahn 1999). It is equivalent to setting $q = 1$ in Eq. (E.1), and thus corresponds to $\gamma = 0.5$.

The self-similar solutions of the evolution equation for the disk surface density were obtained under several simplifying assumptions. Desch (2007) pointed out that accounting for the early planet migration as predicted by the Nice model (Tsiganis et al. 2005; Gomes et al. 2005), the initial exponent of the surface density for the Solar Nebula would be very close to $p = 2.2$. To explain this slope, Desch (2007) recovered a different shape for the surface density in *steady state* configuration. The general form of the surface density in the Desch (2007) solution is

$$\Sigma(r) = \frac{\Sigma_u}{1 + x_u} \left(\frac{r}{r_u}\right)^{-(2-q)} \left[1 + x_u \left(\frac{r}{r_u}\right)^{1/2}\right], \quad (\text{E.2})$$

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

where r_u is the radius at which the disk has an apparent slope p and $x_u = (2 - p - q)/(p + q - 3/2)$. For $p + q > 2$, $x_u < 0$ and the surface density vanishes at radius $r_d = r_u/x_u^2$. Note that the classical steady-state result $\Sigma(r) \propto r^{-(3/2-q)}$ corresponds to the asymptotic limit $x_u \rightarrow \infty$, and is obtained by imposing different boundary conditions on the evolution equation of angular momentum.

Appendix F: Unresolved, possibly thick, sources

For unresolved sources, the outer radius can only indirectly be constrained from the observed flux. Assuming uniform opacity τ , and a standard power law for the temperature $T(r) = T_0(r/R_0)^{-q}$, the outer radius is given by (i being the inclination)

$$R_{\text{out}}(\tau) = R_0 \left(\frac{(2-q)S_y D^2 \lambda^2}{4\pi k_b R_0^2 T_0 \cos i (1 - \exp(-\tau/\cos i))} \right)^{\frac{1}{2-q}}. \quad (\text{F.1})$$

A lower limit is recovered or $i = 0$ and $\tau \rightarrow \infty$

$$R_{\text{min}} > R_0 \left(\frac{(2-q)S_y D^2 \lambda^2}{4\pi k_b R_0^2 T_0} \right)^{\frac{1}{2-q}}. \quad (\text{F.2})$$

The disk mass is given by

$$M_d = \pi R_{\text{out}}(\tau)^2 \frac{\tau}{\kappa(\nu)}. \quad (\text{F.3})$$

With $q \sim 0-0.5$, a lower limit on M_d is obtained for $\tau \simeq 0.5$. Solutions with density/opacity decreasing with radius will lead to higher masses.

Appendix G: Figures for individual sources

We display here the figures for individual sources.

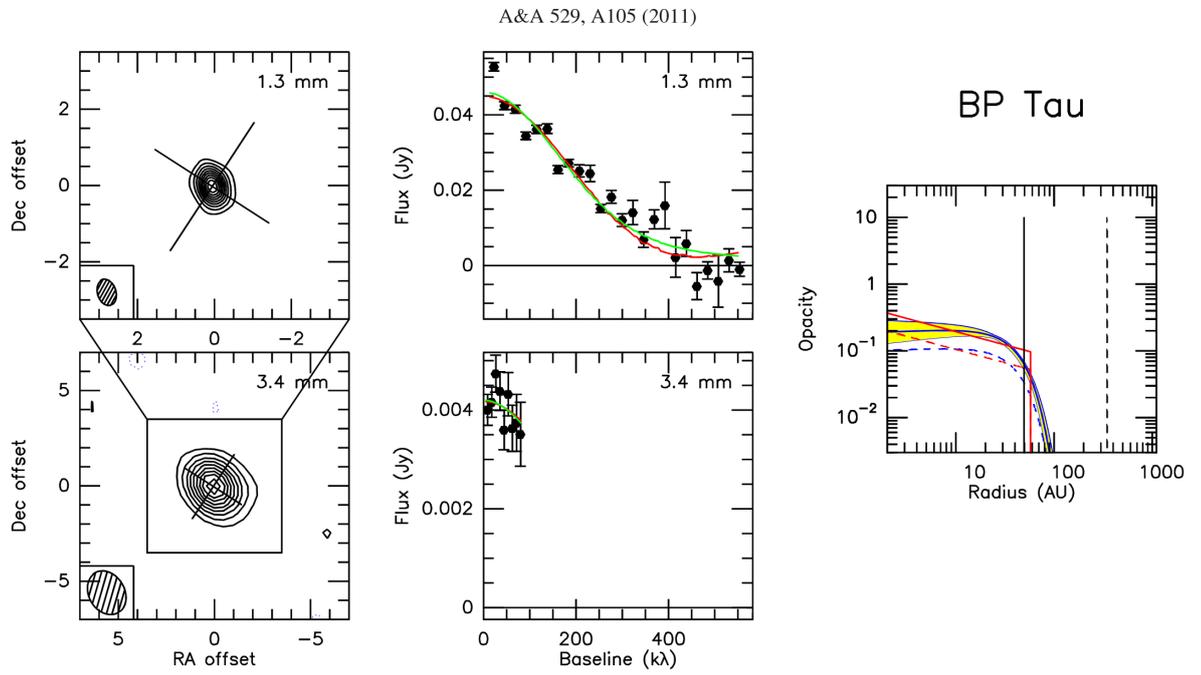


Fig. G.1. As Fig. 5 but for BP Tau. Contour level is 3 mJy/beam (6σ) at 1.3 mm, and 0.4 mJy/beam (3σ) at 3.4 mm.

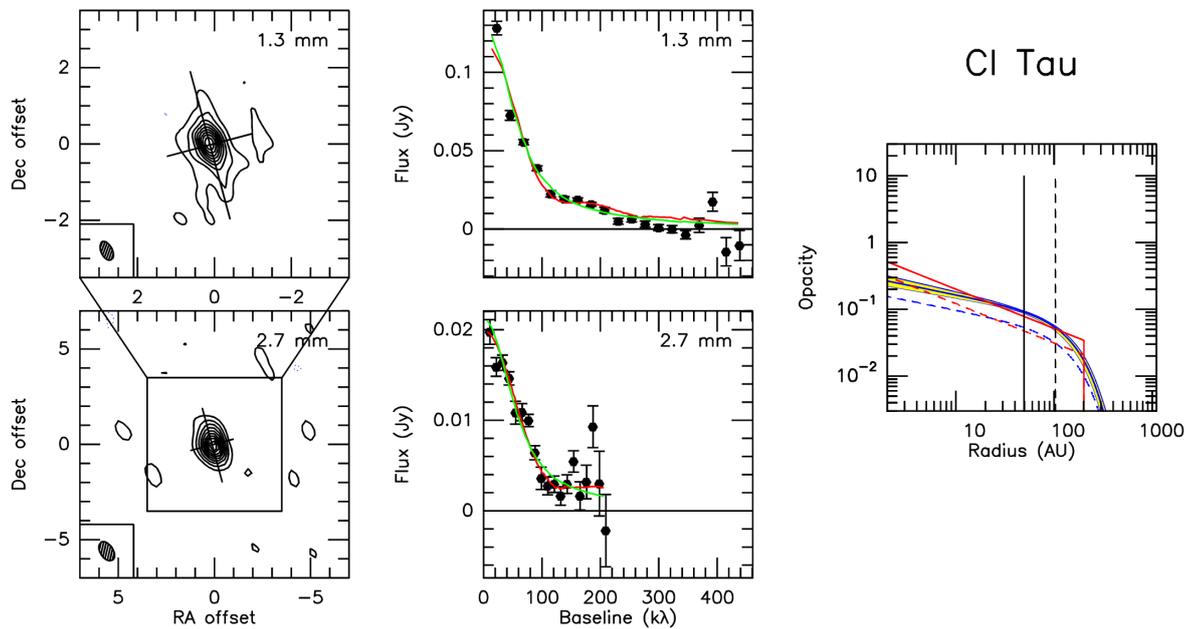


Fig. G.2. As Fig. 5 but for CI Tau. Contour level is 2.2 mJy/beam (3.5σ) at 1.3 mm, and 0.86 mJy/beam (2σ) at 2.7 mm.

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

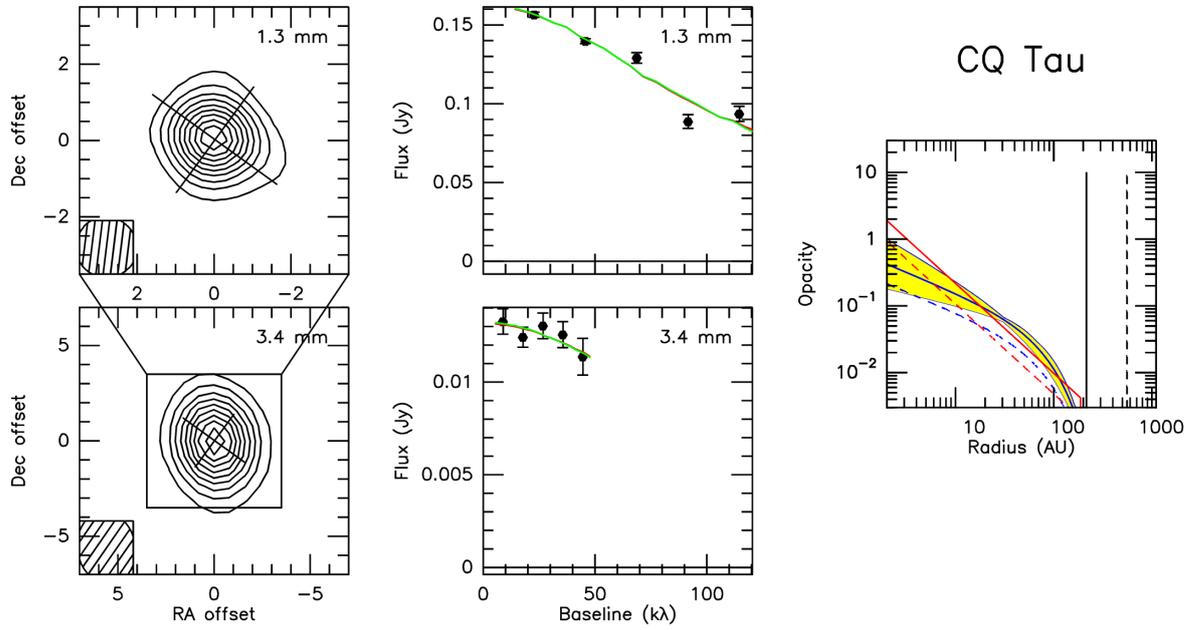


Fig. G.3. As Fig. 5 but for CQ Tau.

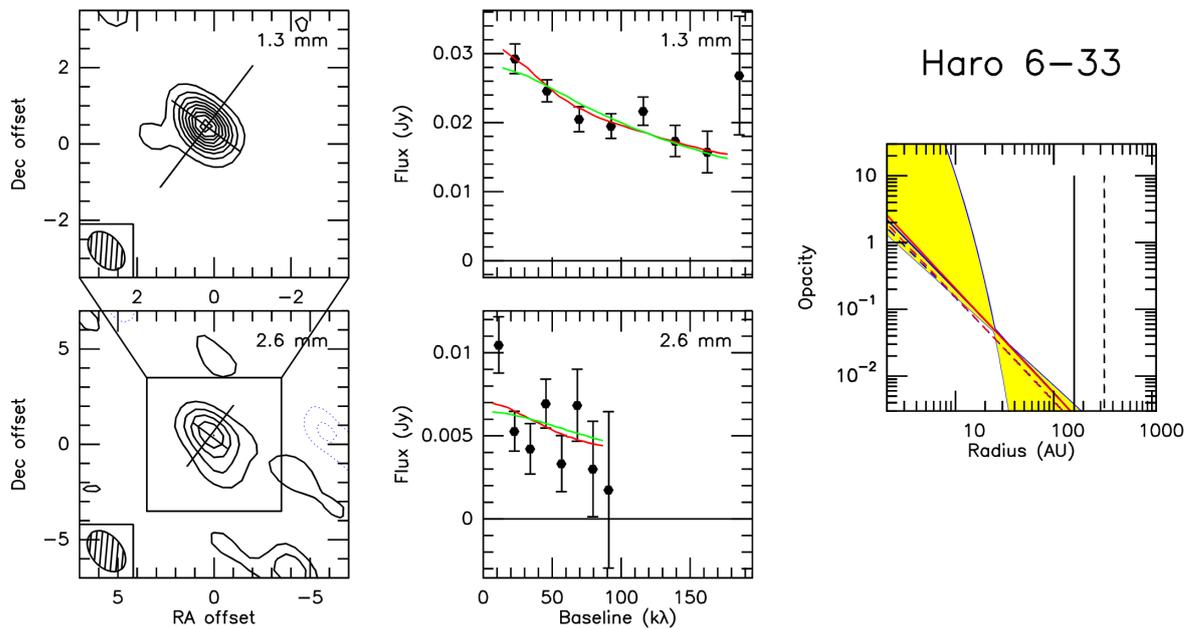


Fig. G.4. As Fig. 5 but for CY Tau. Contour level is 3.3 mJy/beam (4σ) at 1.3 mm, and 1.6 mJy/beam (4σ) at 2.7 mm.

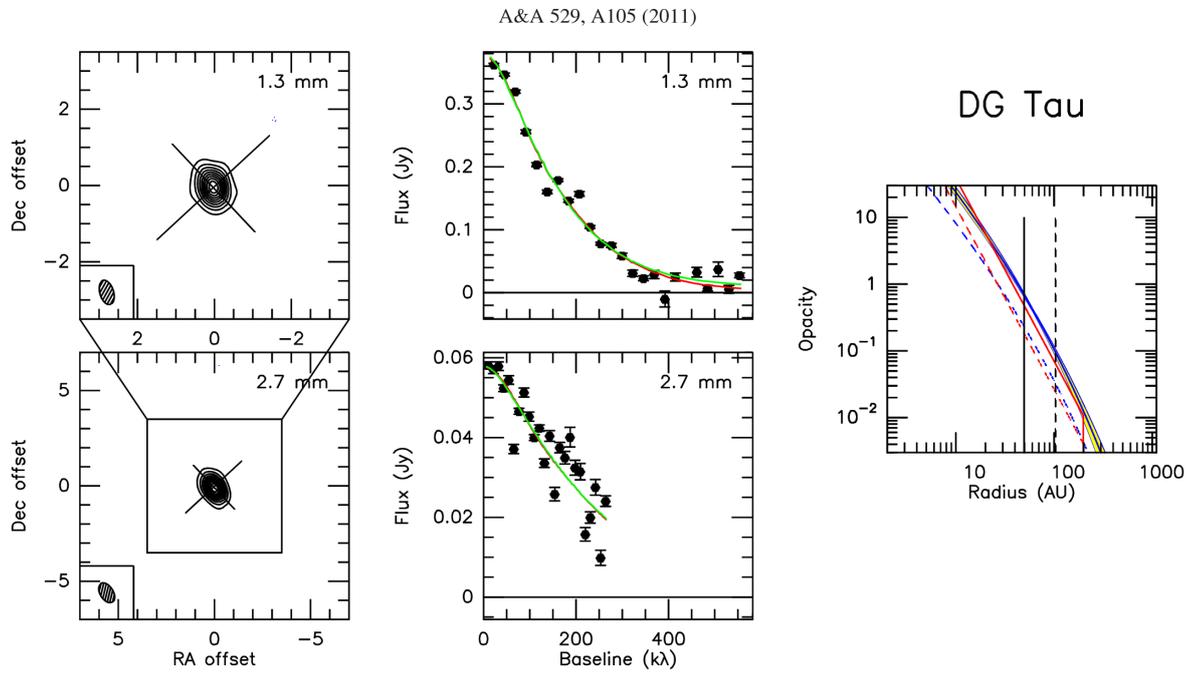


Fig. G.5. As Fig. 5 but for DG Tau. Contour level is 16 mJy/beam (5σ) at 1.3 mm, and 4.3 mJy/beam (4.3σ) at 2.7 mm.

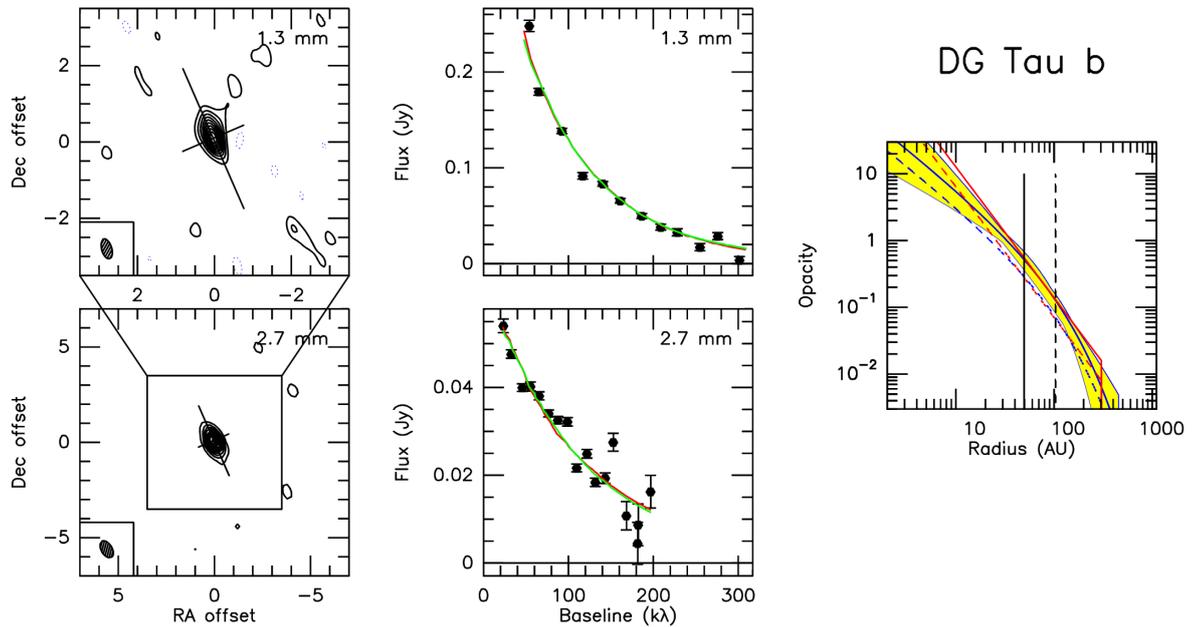


Fig. G.6. As Fig. 5 but for DG Tau b. Contour level is 7.4 mJy/beam (3.7σ) at 1.3 mm, and 3.2 mJy/beam (3.2σ) at 2.7 mm.

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

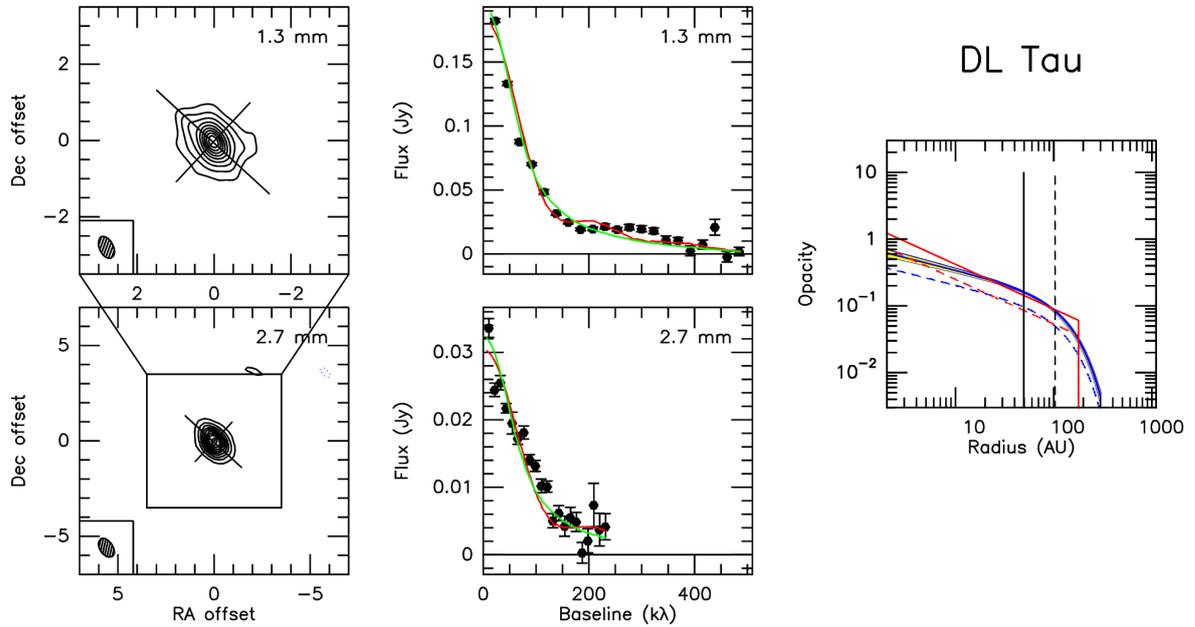


Fig. G.7. As Fig. 5 but for DL Tau. Contour level is 4.3 mJy/beam (5.5σ) at 1.3 mm, and 1.4 mJy/beam (3.5σ) at 2.7 mm.

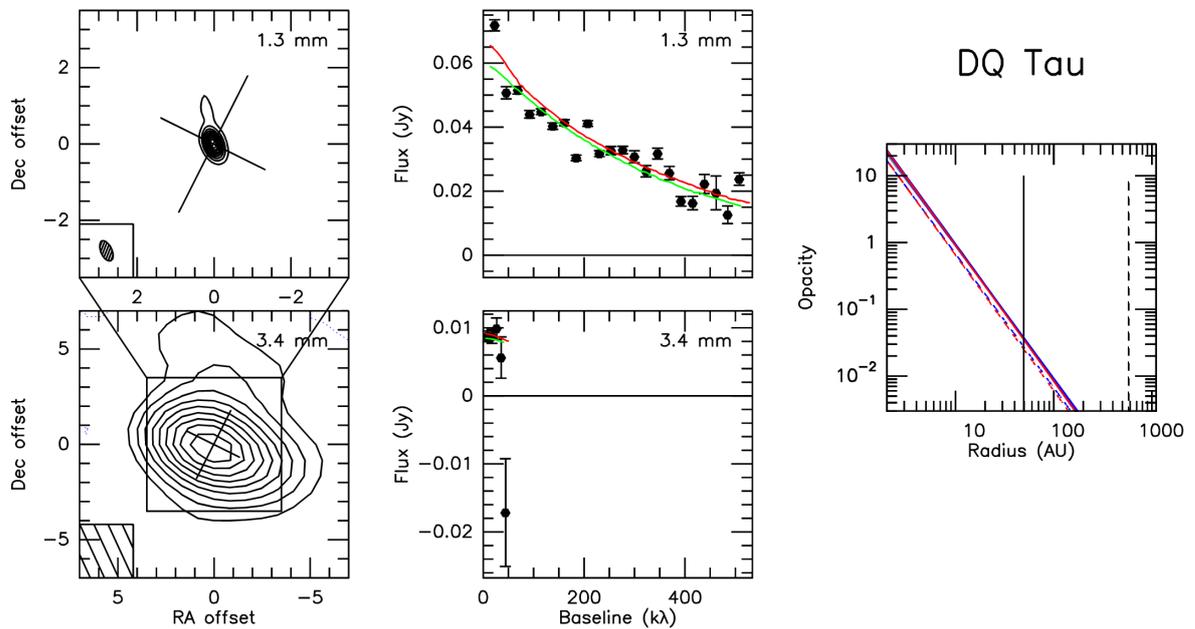


Fig. G.8. As Fig. 5 but for DQ Tau. Contour level is 3.6 mJy/beam (4.5σ) at 1.3 mm, and 0.8 mJy/beam (1.6σ) at 3.4 mm.

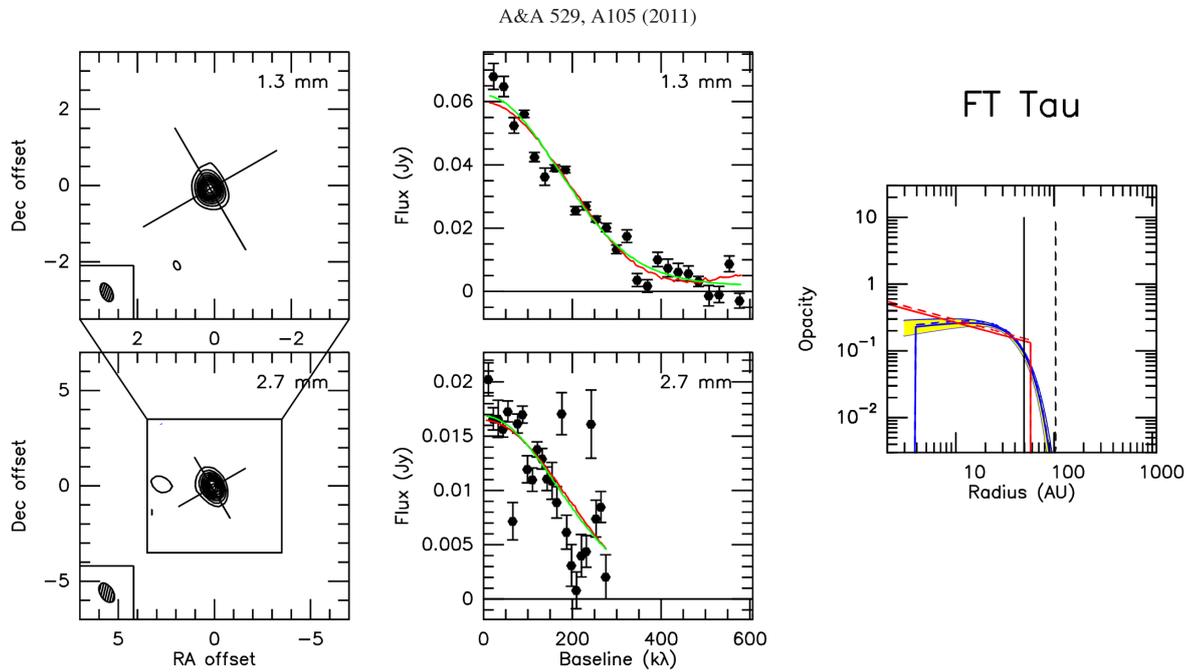


Fig. G.9. As Fig. 5 but for FT Tau. Contour level is 2.6 mJy/beam (8σ) at 1.3 mm, and 1.3 mJy/beam (6σ) at 2.7 mm.

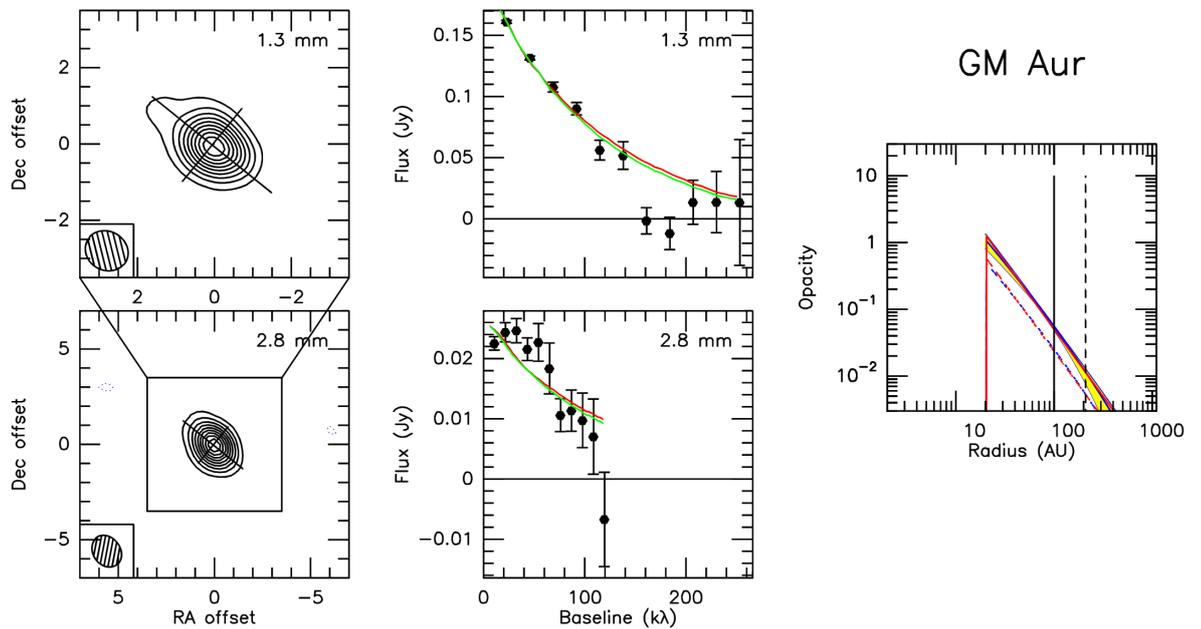


Fig. G.10. As Fig. 5 but for GM Aur. Contour level is 10 mJy/beam (65σ) at 1.3 mm, and 1.9 mJy/beam (3.2σ) at 2.8 mm.

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

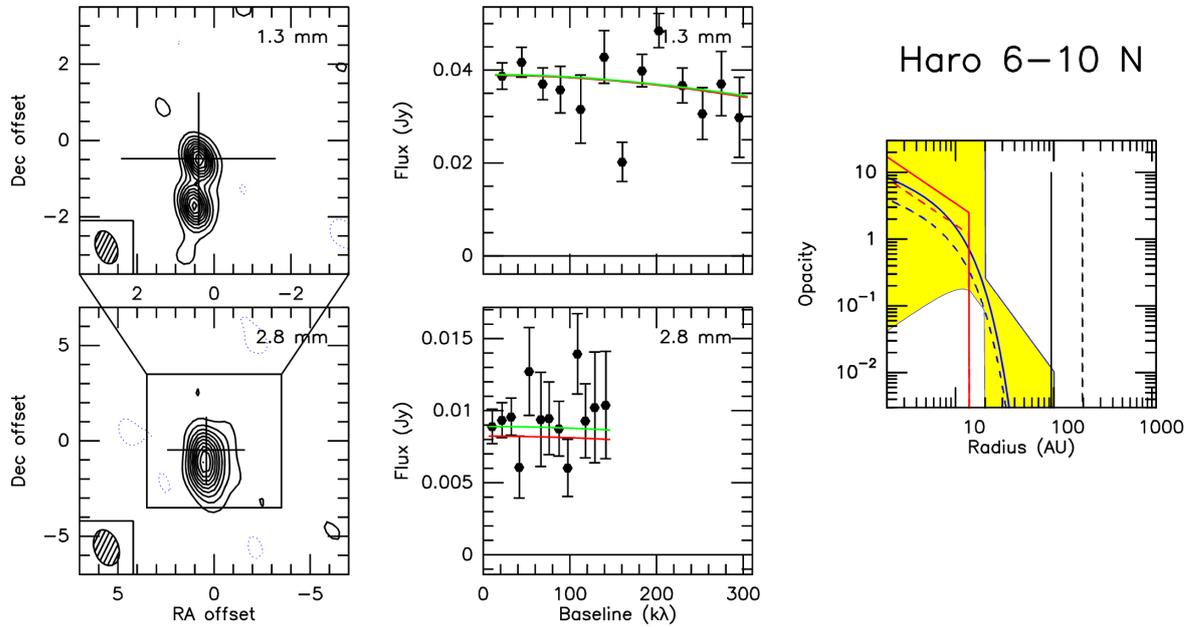


Fig. G.11. As Fig. 5 but for Haro 6-10 N. Contour level is 3.5 mJy/beam (4σ) at 1.3 mm, and 1.2 mJy/beam (3σ) at 2.8 mm.

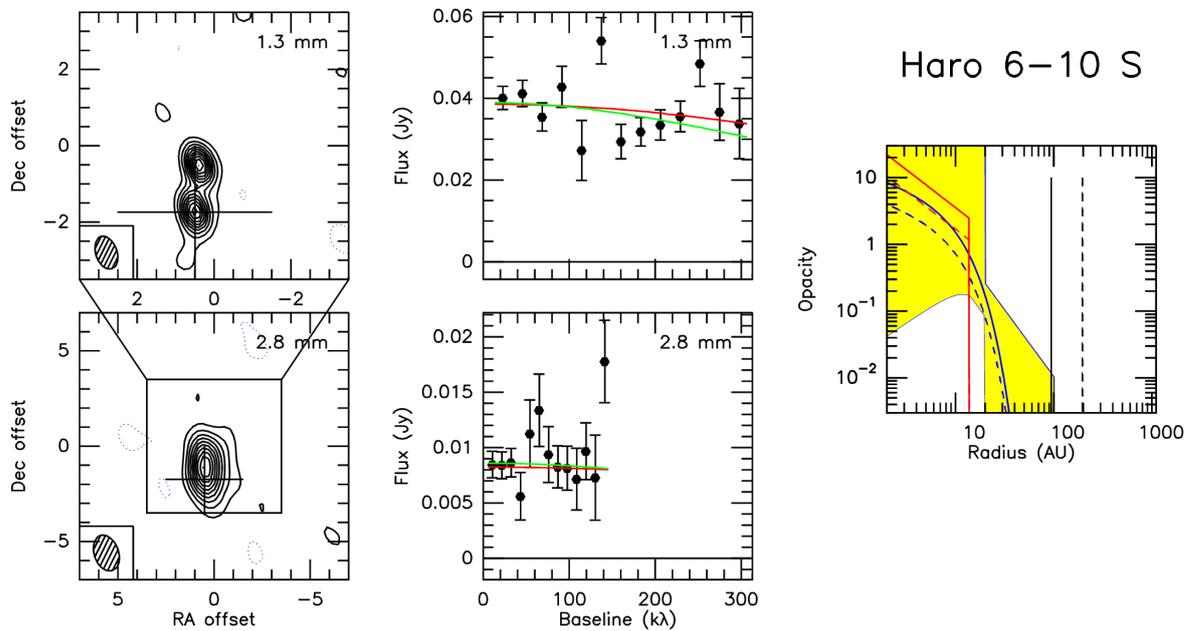


Fig. G.12. As Fig. 5 but for Haro 6-10 S. Contour level is 3.5 mJy/beam (4σ) at 1.3 mm, and 1.2 mJy/beam (3σ) at 2.8 mm.

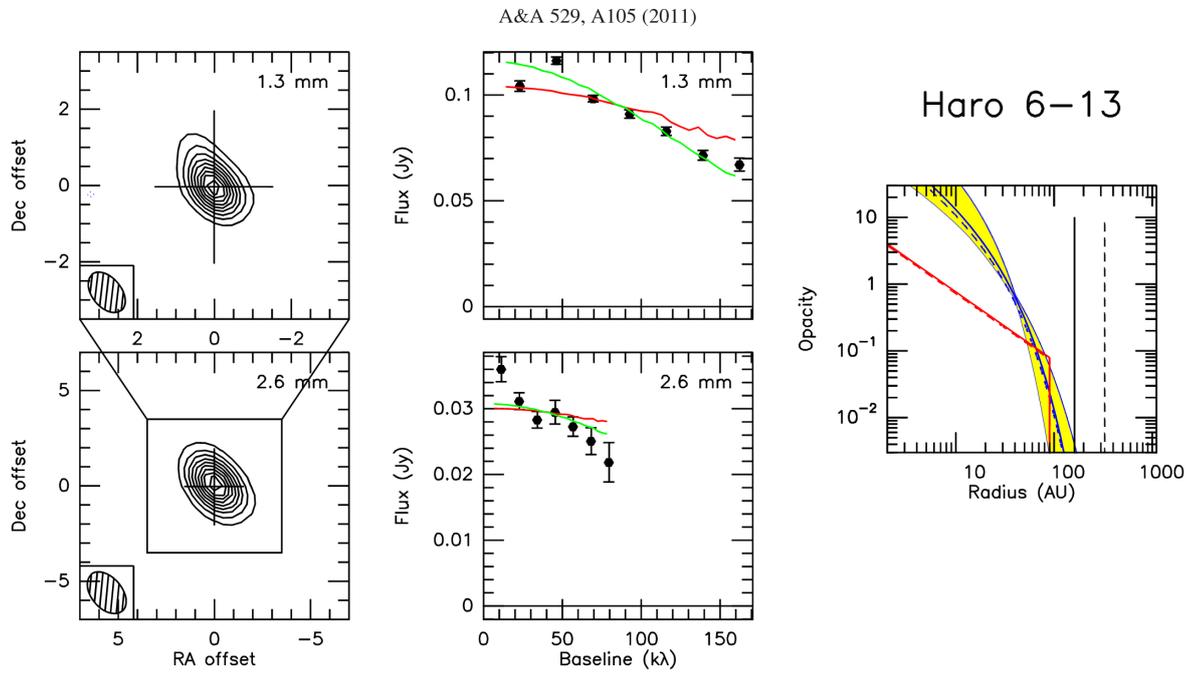


Fig. G.13. As Fig. 5 but for Haro 6-13. Contour level is 8.3 mJy/beam (5σ) at 1.3 mm, and 2.8 mJy/beam (5.6σ) at 2.6 mm.

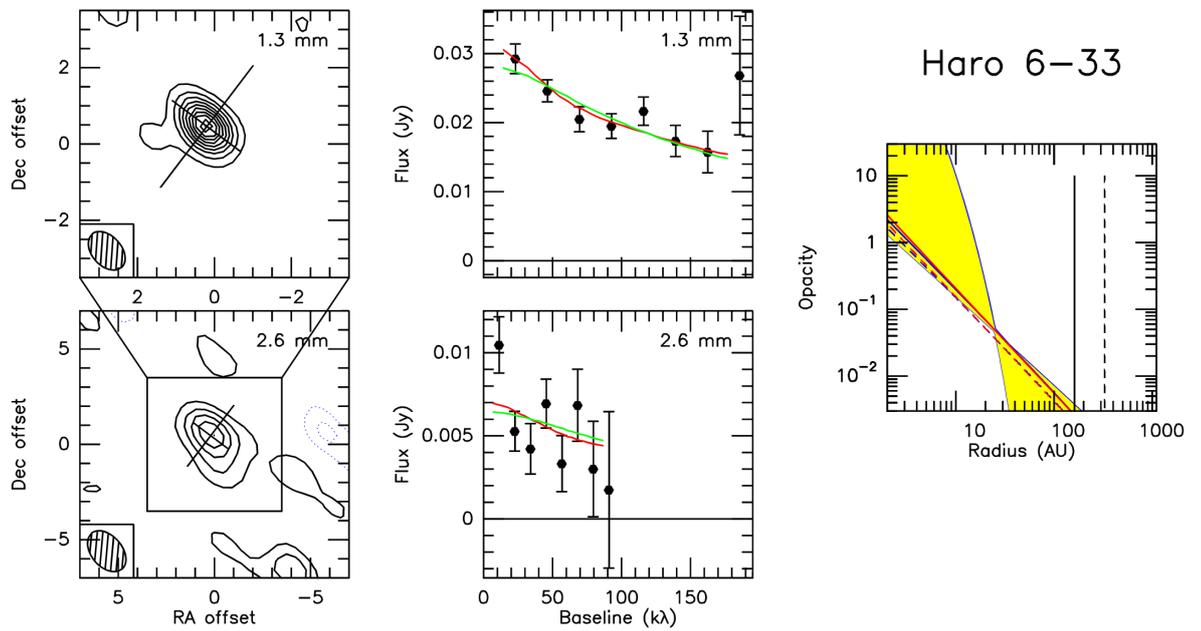


Fig. G.14. As Fig. 5 but for Haro 6-33. Contour level is 2 mJy/beam (3.3σ) at 1.3 mm, and 1.5 mJy/beam (1.7σ) at 2.6 mm.

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

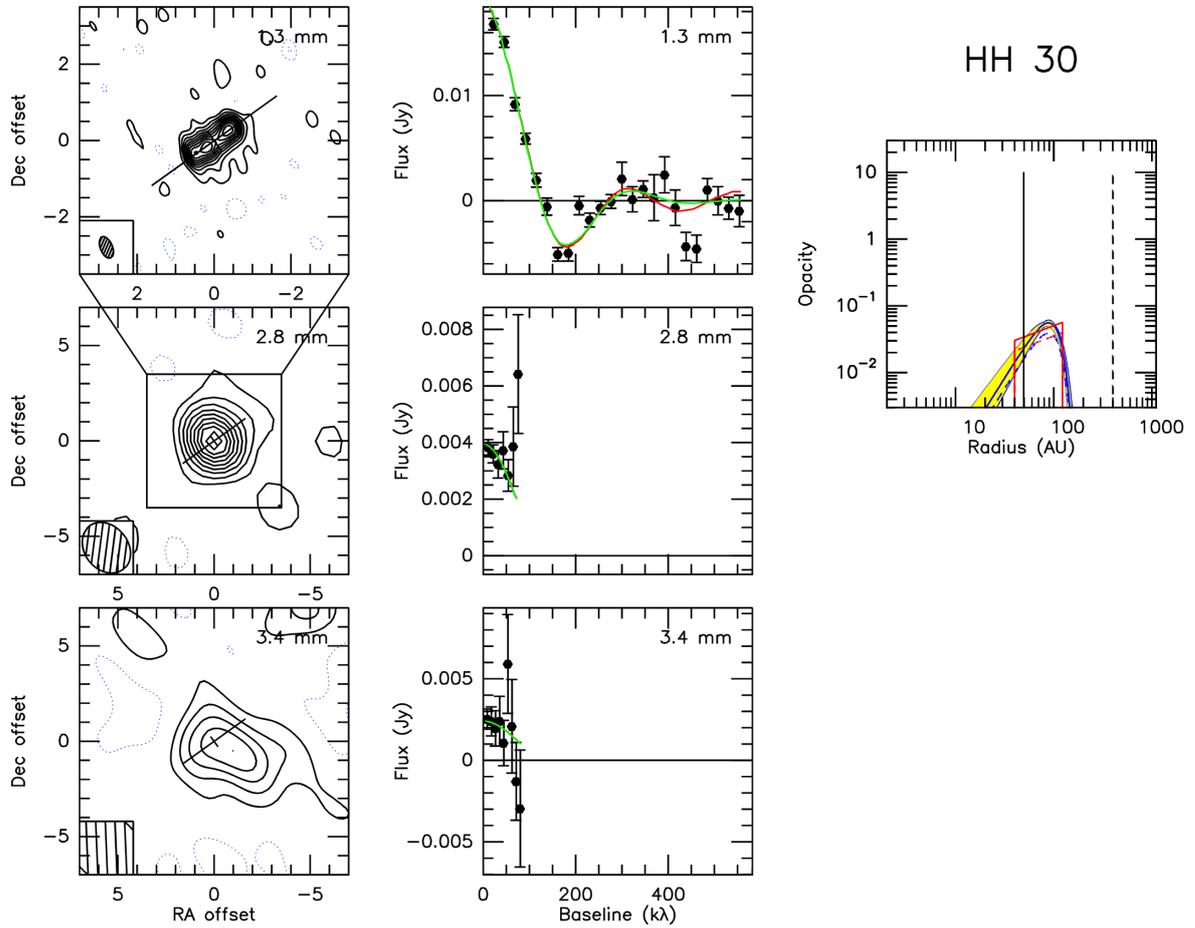


Fig. G.15. As Fig. 5 but for HH 30. Contour level is 0.4 mJy/beam (2σ) at 1.3 mm, 0.5 mJy/beam (1.2σ) at 3.4 mm, and 0.36 mJy/beam (2.2σ) at 2.8 mm.

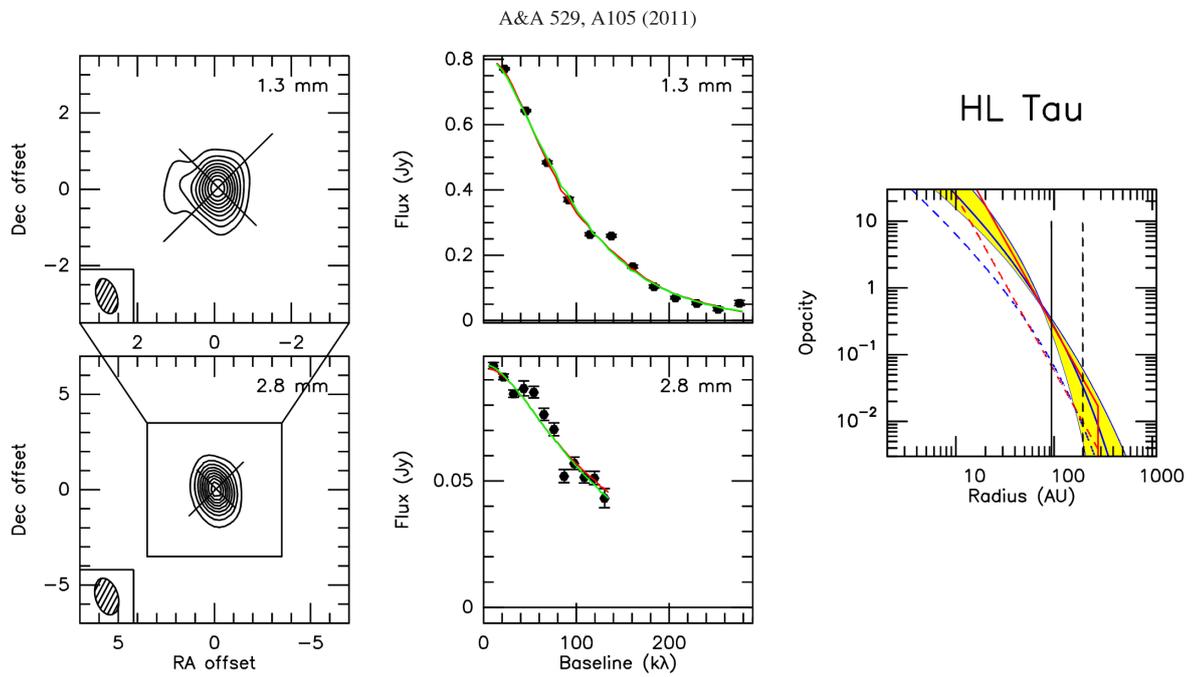


Fig. G.16. As Fig. 5 but for HL Tau. Contour level is 32 mJy/beam (4.5σ) at 1.3 mm, and 7.3 mJy/beam (9σ) at 2.8 mm.

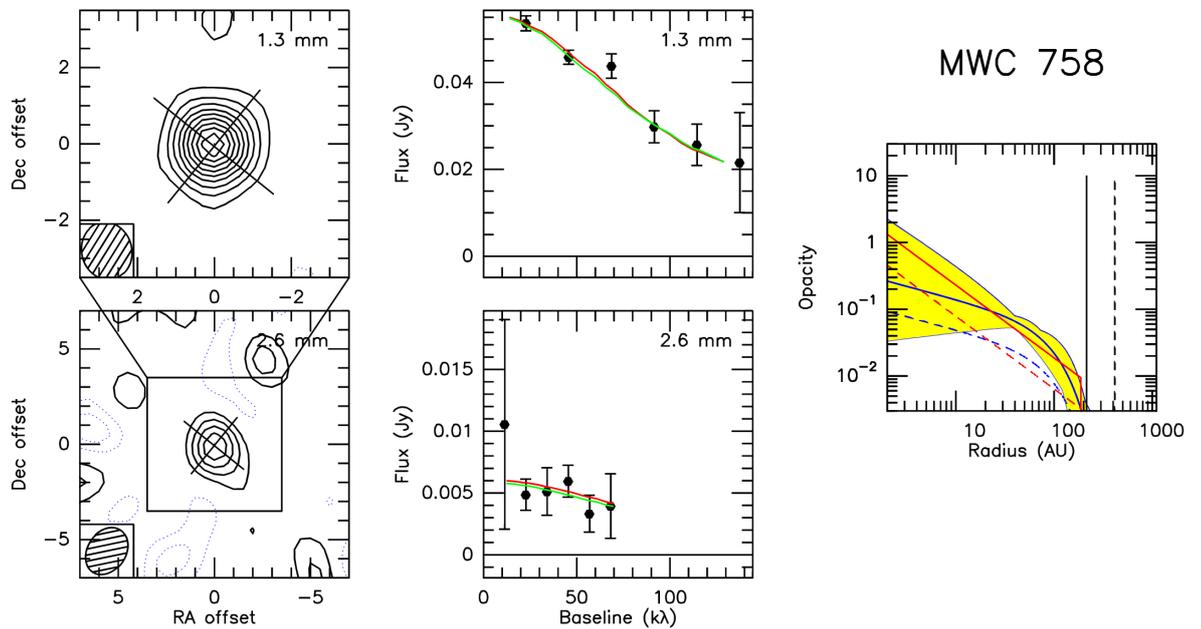


Fig. G.17. As Fig. 5 but for MWC 758. Contour level is 4 mJy/beam (2.7σ) at 1.3 mm, and 0.8 mJy/beam (1.3σ) at 2.6 mm.

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

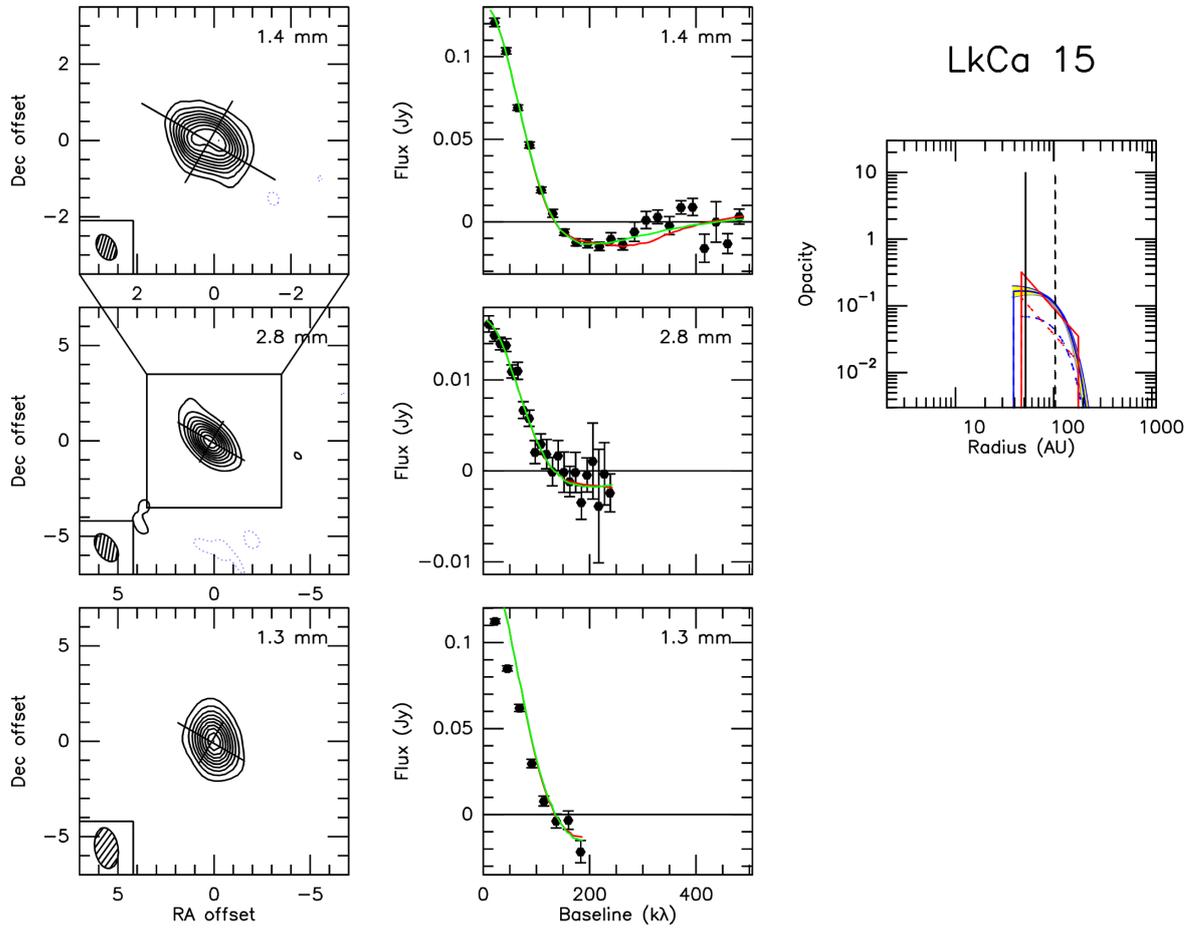


Fig. G.18. As Fig. 5 but for Lk Ca 15. Contour level is 2.6 mJy/beam (4σ) at 1.4 mm, 1.0 mJy/beam (3σ) at 2.8 mm, and 7.9 mJy/beam (5σ) at 1.3 mm.

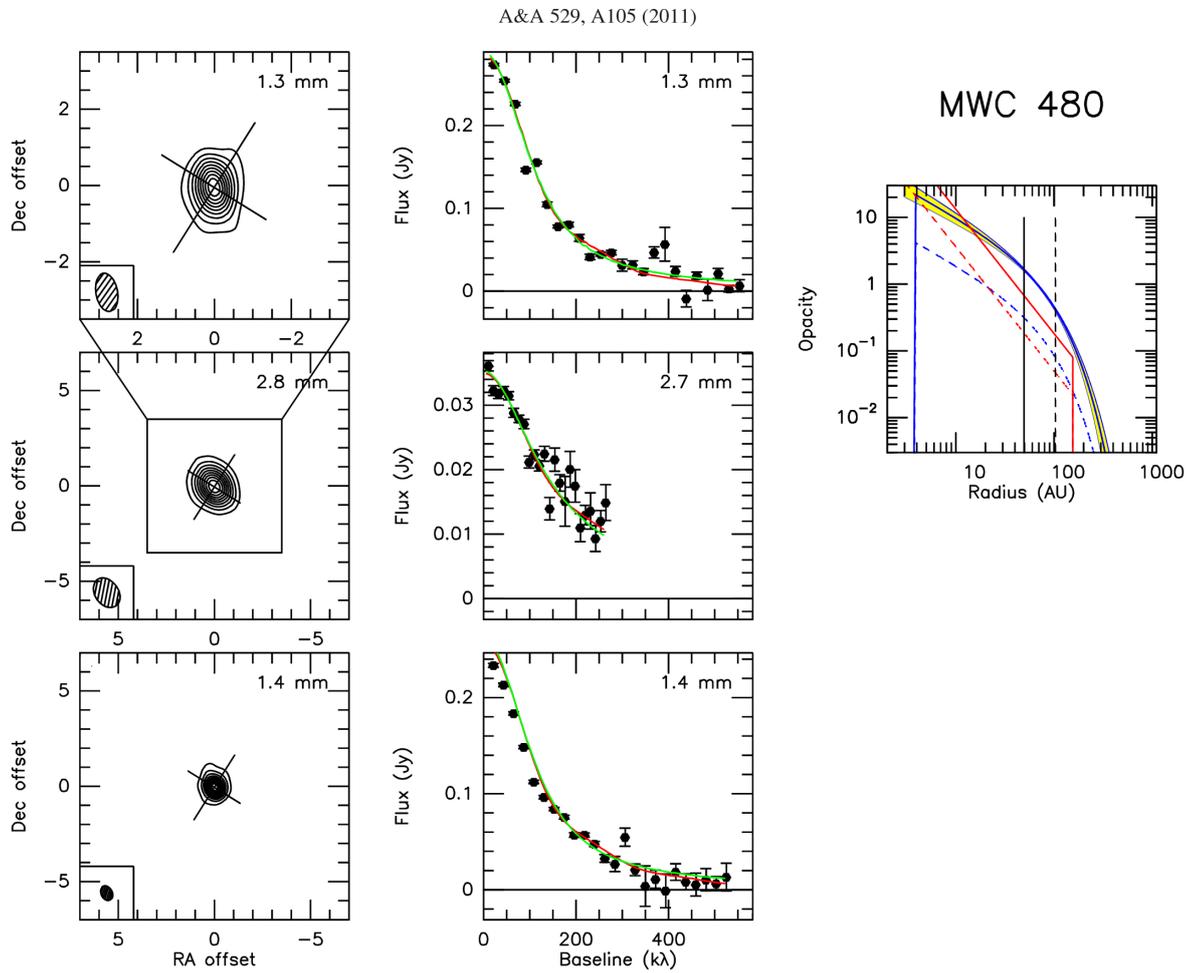


Fig. G.19. As Fig. 5 but for MWC 480. Contour level is 15 mJy/beam (5.8σ) at 1.3 mm, 2.9 mJy/beam (7σ) at 2.8 mm, and 12 mJy/beam (5.5σ) at 1.4 mm.

S. Guilloteau et al.: Dual frequency mm imaging of proto-planetary disks

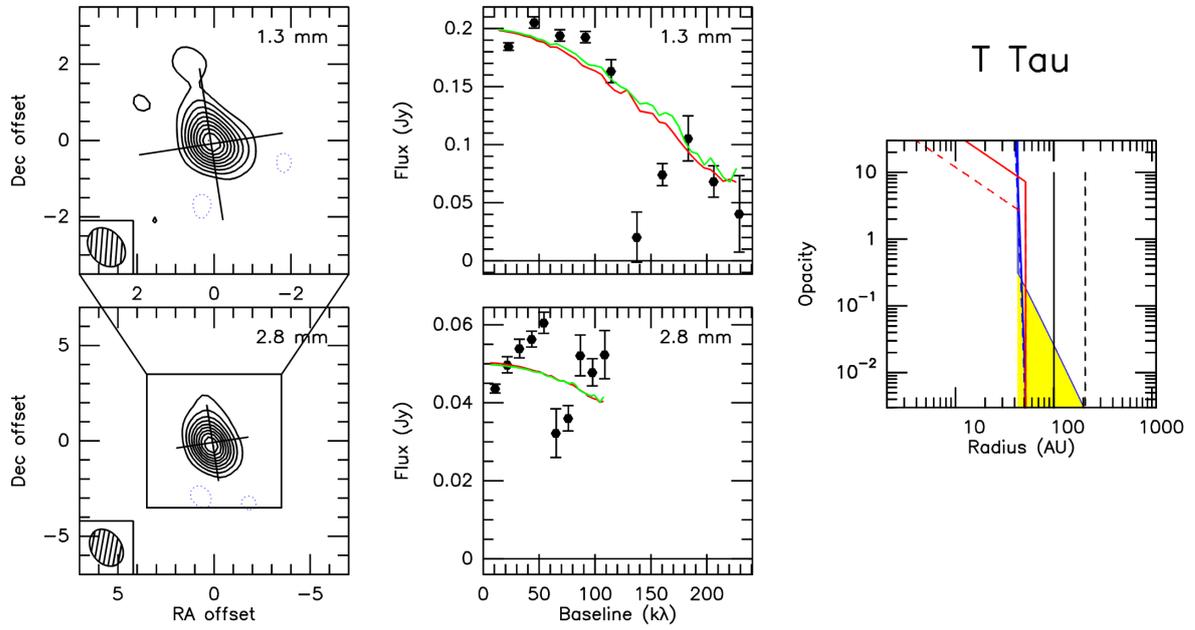


Fig. G.20. As Fig. 5 but for T Tau. Contour level is 16 mJy/beam (3σ) at 1.4 mm, and 4.8 mJy/beam (4.8σ) at 2.8 mm.

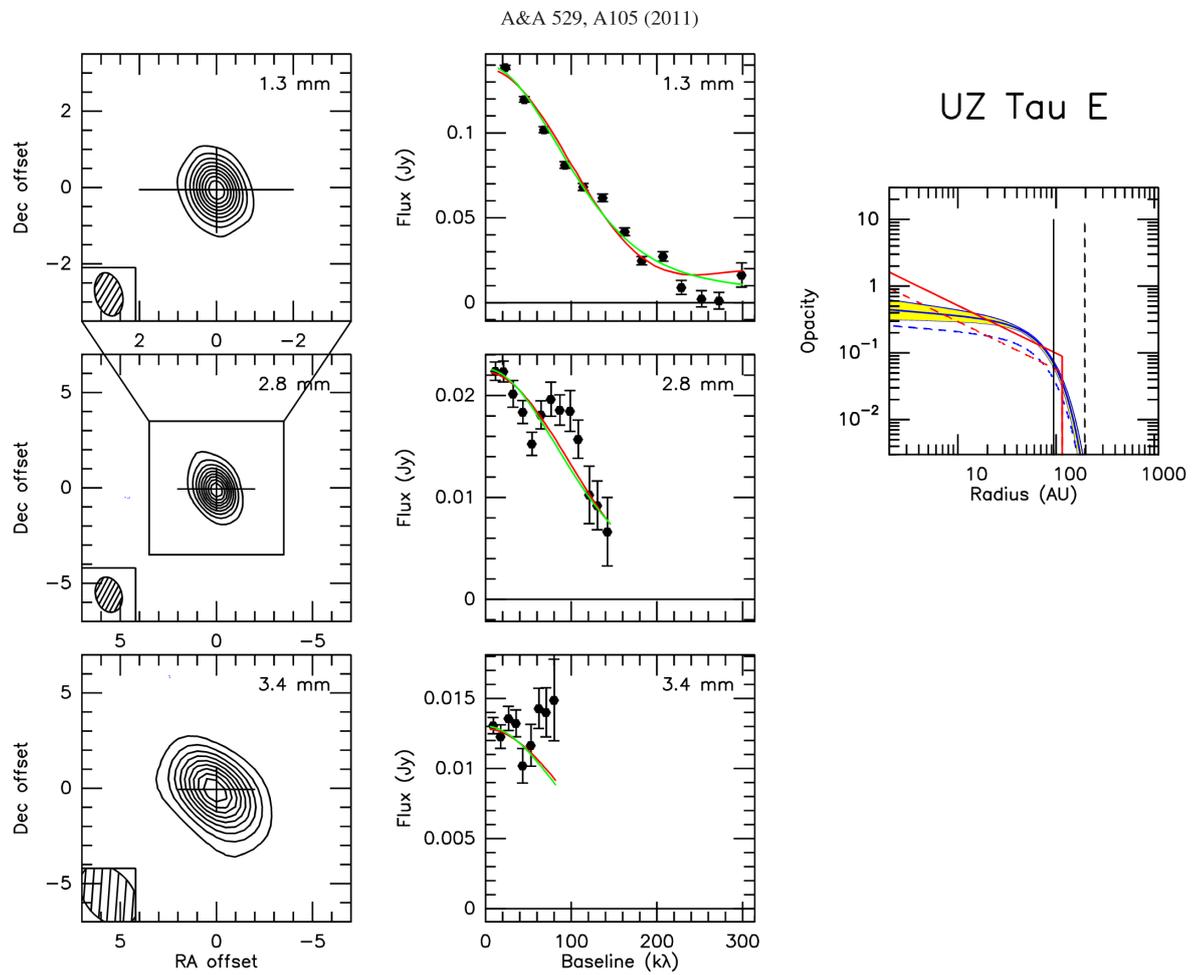


Fig. G.21. As Fig. 5 but for UZ Tau E. Contour level is 8.6 mJy/beam (6σ) at 1.3 mm, 1.9 mJy/beam (4.7σ) at 2.8 mm, and 1.3 mJy/beam (4σ) at 3.4 mm.

Chapitre 5

Chimie dans les disques : Recherche de molécules soufrées

5.1 Introduction à l'étude sur la chimie du soufre

Dans ce chapitre, il est question de l'étude des molécules soufrées contenues dans les disques. Nous nous concentrons plus particulièrement sur l'observation de trois molécules CS, SO et H₂S qui sont supposées être les molécules soufrées les plus faciles à détecter. Dickens et al. (2000) ont montré que dans les nuages moléculaires, le CS était la molécule soufrée la plus abondante. C'est d'ailleurs la seule à ce jour à avoir été détectée dans les disques protoplanétaires (Dutrey et al. 1997). Son abondance est cependant 30 fois plus faible que dans le nuage moléculaire TMC1, qui est le nuage où a été découvert le plus de molécules en phase gazeuse. Cela dévoile qu'une chimie active a eu lieu entre ces deux stades d'évolution de la matière. Dans nos nouvelles observations, le CS a pu être à nouveau observé (pour la première fois dans GO Tau) mais les molécules H₂S et SO n'ont pu être détectées. Néanmoins, les limites supérieures obtenues sont entre 7 et 10 fois plus basses que ce qui avait été fait précédemment dans Dutrey et al. (2000) et nous fournissent de fortes contraintes sur les modèles chimiques.

5.2 Présentation des observations et traitement des données

J'ai préparé puis effectué les observations sur le télescope de 30 mètre de l'IRAM en mai 2010 sous de bonnes conditions météorologiques. J'ai pu utiliser le nouveau récepteur EMIR qui nous a permis d'observer simultanément les raies $1_{10}-1_{01}$ du H₂S à 168.8 GHz, les raies $2_{23}-1_{12}$ du SO à 99.3 GHz et également observer la transition $J=3-2$ du CS. Les sources observées sont 3 T Tauri, LkCa15, DM Tau, GO Tau ainsi qu'une Herbig Ae MWC480. Ce sont des disques relativement massifs dont les rayons extérieurs mesurent entre 500 et 900 UA. J'ai ensuite participé à la réduction des données à l'aide du logiciel CLASS. Les résultats des observations ont été traités avec Diskfit dans sa version spectroscopique. La géométrie ainsi que la température des disques observés nous étaient déjà connues grâce aux observations en CO (Piétu et al. 2007; Schaefer et al. 2009). Le seul paramètre libre a donc été la densité surfacique de la molécule. Il n'est pas évident de la déduire car le lobe du 30 mètre ne permet pas de résoudre spatialement les disques. L'émission provient de différentes zones ayant des températures, des densités et des vitesses différentes.

Pour déduire le plus précisément la densité surfacique, paramétrée par une loi de puissance, nous nous sommes aidés de précédentes observations du CO. Elles avaient une résolution angulaire

suffisante pour fixer l'exposant pm de la densité surfacique moléculaire, égal à 1.5 (cf eq. 5.1). Étant donné la taille du lobe de l'antenne de 30 mètre et la taille des disques, nos observations étaient particulièrement sensible à l'émission provenant des rayons entre 200 et 400 UA, c'est pourquoi le rayon de référence a été choisi à 300 UA. La densité surfacique s'écrit donc sous la forme :

$$\Sigma_m(r) = \Sigma_{m,0} \left(\frac{r}{300UA} \right)^{-1.5} \quad (5.1)$$

avec $\Sigma_{m,0}$ la valeur recherchée. En testant différentes valeurs, le code Diskfit a déterminé par minimisation entre les modèles et les observations quelle était la densité surfacique détectée (ou la limite supérieure) des molécules soufrées.

5.3 Comparaisons avec les modèles chimiques

Les résultats ont ensuite été comparés avec ceux obtenus en utilisant le code de modélisation chimique NAUTILUS (Hersant et al. 2009). C'est un modèle gaz-grains calculant l'abondance et l'évolution temporelle de 460 molécules en phase gazeuses et de 195 espèces à la surface des grains, ce qui demande la prise en compte de 4406 réactions en phase gazeuse et 1733 impliquant la chimie, la photo-desorption et l'adsorption à la surface des grains. Il prend aussi en compte les températures et le taux de rayonnement UV propre à chaque étoile. En sortie, il nous fournit la densité surfacique de la molécule étudiée pour plusieurs rayons ainsi que sa distribution verticale à un rayon donné.

5.4 Principaux Résultats

De nos modélisations des observations, il ressort que les résultats sont les plus adéquats pour un disque ayant un rapport C/O de 1.2, une densité initiale d'hydrogène de $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et un âge de 10^6 ans. Ce modèle donne des abondances de CS en accord avec les abondances relevées, et pour le SO, cohérentes avec les limites supérieures. Par contre il prédit une abondance de H₂S d'au moins un ordre de grandeur supérieur à ce que nous indiquent les observations. Il y a donc des processus de destruction du H₂S qui ne sont pas pris en compte. L'hypothèse la plus plausible est que sur le plan du disque où la température est très basse et la densité plus élevée, le H₂S se dépose sur les grains et doit réagir chimiquement avec d'autres molécules évitant une future désorption. Par ailleurs, Garozzo et al. (2010) a relevé que le H₂S pouvait être détruit facilement avec les rayons cosmiques et donner d'autres espèces ou alors se transformer sous formes de polymères ou d'agrégats amorphes (Wakelam et al. 2004). Cela n'est pas encore pris en compte aujourd'hui dans les modèles chimiques et pourrait expliquer la très faible quantité d'H₂S observée en phase gazeuse dans les disques. Ce projet ouvre la voie à des observations plus sensibles avec l'interféromètre ALMA et pointe du doigt les efforts qui restent à accomplir dans la modélisation chimique des disques protoplanétaires, en particulier sur les aspects portant sur la chimie de surface.

5.5 Publication : Chimie du Soufre dans les disques

A&A 535, A104 (2011)
 DOI: 10.1051/0004-6361/201116931
 © ESO 2011

**Astronomy
&
Astrophysics**

Chemistry in disks

V. Sulfur-bearing molecules in the protoplanetary disks surrounding LkCa15, MWC480, DM Tauri, and GO Tauri*

A. Dutrey^{1,2}, V. Wakelam^{1,2}, Y. Boehler^{1,2}, S. Guilloteau^{1,2}, F. Hersant^{1,2}, D. Semenov³, E. Chapillon⁴, T. Henning³, V. Piétu⁵, R. Launhardt³, F. Gueth⁵, and K. Schreyer⁶

¹ Université de Bordeaux, Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers (OASU), 2 rue de l'Observatoire, BP 89, 33271 Floirac Cedex, France
 e-mail: dutrey@obs.u-bordeaux1.fr

² CNRS - UMR5804, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (LAB), 2 rue de l'Observatoire, BP 89, 33271 Floirac Cedex, France

³ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

⁴ MPIfR, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁵ IRAM, 300 rue de la piscine, 38406 Saint Martin d'Hères, France

⁶ Astrophysikalisches Institut und Universitäts-Sternwarte, Schillergässchen 2-3, 07745 Jena, Germany

Received 21 March 2011 / Accepted 29 July 2011

ABSTRACT

Aims. We study the content in S-bearing molecules of protoplanetary disks around low-mass stars.

Methods. We used the new IRAM 30-m receiver EMIR to perform simultaneous observations of the $1_{10}-1_{01}$ line of H_2S at 168.8 GHz and $2_{23}-1_{12}$ line of SO at 99.3 GHz. We compared the observational results with predictions coming from the astrochemical code NAUTILUS, which has been adapted to protoplanetary disks. The data were analyzed together with existing CS $J = 3-2$ observations.

Results. We fail to detect the SO and H_2S lines, although CS is detected in LkCa15, DM Tau, and GO Tau but not in MWC 480. However, our new upper limits are significantly better than previous ones and allow us to put some interesting constraints on the sulfur chemistry.

Conclusions. Our best modeling of disks is obtained for a C/O ratio of 1.2, starting from initial cloud conditions of H density of $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and age of 10^6 yr. The results agree with the CS data and are compatible with the SO upper limits, but fail to reproduce the H_2S upper limits. The predicted H_2S column densities are too high by at least one order of magnitude. H_2S may remain locked onto grain surfaces and react with other species, thereby preventing the desorption of H_2S .

Key words. circumstellar matter – astrochemistry – protoplanetary disks – submillimeter: planetary systems – molecular processes

1. Introduction

Understanding the evolution of gas and dust accretion disks around young stars is one of the prerequisites for handling the processes leading to planet formation. The temperature structure of disks is roughly understood (Chiang & Goldreich 1997; Men'shchikov & Henning 1997; D'Alessio et al. 1999), but very fundamental disk properties, such as the ionization degree and the dust and gas mass distribution, are poorly constrained. As no direct tracer exists, the derivation of the gas mass distribution requires in-depth knowledge of the disk structure and chemistry. Therefore, studying the chemistry becomes a necessary step, because molecular abundances and gas distribution are strongly coupled in both the modeling and analysis of observational data.

Vertically, the current paradigm of the chemistry of protoplanetary disks is a layered model (see for example van Zadelhoff et al. 2001). In the upper layer, the large incident UV flux from the central object results in a photodissociation-dominated layer (PDR) with a chemistry in equilibrium. The PDR size evolves with grain growth, since UV flux can penetrate

deeper into the disk (Aikawa & Nomura 2006; Chapillon et al. 2008; Vasyunin et al. 2011). Below the PDR, the molecules are expected to concentrate in a warm molecular layer. All chemical models published so far have produced similar results (Aikawa & Nomura 2006; Semenov et al. 2005). Finally, because of the large extinction, the outer disk midplane is cold (~ 10 K) and molecules are expected to stick onto dust grains. The chemistry is then rather similar to what is encountered in cold dense cores. Radially the “snowline”, which is defined by the radius where H_2O molecules start to evaporate from the ice mantle of dust grains, delineates the zone where rocky planets can be formed. For a T Tauri star similar to the young Sun, the “snowline” at midplane should typically be located around $\sim 0.5-2$ AU.

The ideal scenario presented above is loosely constrained. There are already several observational facts that reveal deficits in current chemical models for the outer disk that contains the reservoir of gas and dust mass ($\sim R > 30$ AU). Very recently, sensitive observations with Herschel/HIFI have revealed that the emission of H_2O is significantly weaker than predicted (Bergin et al. 2010). Another example is given by our mm observations, which show “cold” molecules (at temperature lower than ~ 10 K) such as CO (Dartois et al. 2003; Piétu et al. 2007), C_2H (Henning et al. 2010), or CN and HCN (Chapillon et al. 2011). In the last

* Based on observations carried out with the IRAM 30m radiotelescope. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

A&A 535, A104 (2011)

Table 1. Sample of stars and stellar properties.

Source	Right Ascension ($^{\circ}$, $'$, $''$), (J2000.0)	Declination ($^{\circ}$, $'$, $''$), (J2000.0)	Spect. Type	Effective Temp. (K)	Stellar Lum. (L_{\odot})	Stellar Mass (M_{\odot})	Age (Myr)	UV flux (χ_0)
LkCa 15	04:39:17.78	22:21:03.34	K5	4350	0.74	1.01 ± 0.02	3–5	2550
DM Tau	04:33:48.73	18:10:09.89	M1	3720	0.25	0.53 ± 0.03	5	410
MWC 480	04:58:46.26	29:50:36.87	A4	8460	11.5	1.83 ± 0.05	7	8500
GO Tau	04:43:03.05	25:20:18.8	M0	3850	0.37	0.5	3	410

Notes. Coordinates come from Piétu et al. (2006). Columns 3–7 are the spectral type, effective temperature, stellar luminosity, mass (Piétu et al. 2007 for DM Tau, MWC480, and LkCa15), and age (Simon et al. 2000). In Col. 8, the stellar UV luminosities (in units of the Draine 1978 interstellar UV field) are taken from Bergin et al. (2004) (LkCa 15 and DM Tau) or computed from the Kurucz (1993) ATLAS9 of stellar spectra (MWC 480 and GO Tau) for a distance of 100 AU from the star. Half of this flux is supposed to scatter downwards inside the disk.

cases, the disk density exceeds the critical density of the observed transitions and subthermal excitation cannot be invoked (Pavlyuchenkov et al. 2007). The usual explanation given is the role of turbulence. In theory, the vertical and radial mixing in the disk should allow a partial replenishment of the cold midplane layer (Semenov et al. 2006). However, this does not appear to be sufficient by itself (Hersant et al. 2009). The turbulent mixing efficiency actually depends on the photodesorption rates (Hersant et al. 2009) which may be much higher than originally thought (Öberg et al. 2009).

For inner disks, where planets should form ($\sim R < 30$ AU), some very interesting unresolved observations (mostly coming from the Spitzer satellite) begin to unveil the chemical content of planet-forming regions. These observations show that not only CO but also many other molecules such as H₂O, HCN, CO₂, C₂H₂, OH, etc. are present in inner disks (Carr & Najita 2008). So far, there has been no H₂S detection. Interestingly, a recent paper from Glassgold et al. (2009) suggests that there is no need for transport in the inner nebula to explain the presence of water vapor at the surface of the very inner disk. The disk irradiation by UV and X-rays may be sufficient to create water “in situ”, in the warm disk atmosphere. This model accounts roughly for the IR water vapor emission observed in T Tauri disks by Carr & Najita (2008) and Salyk et al. (2008) without radial or vertical mixing in disks.

Recent models of solar nebula investigating the sulfur chemistry (Pasek et al. 2005) within the 20 central AU found that the main gas component of sulfur-bearing molecules would be H₂S, while it should be in the form of FeS, MgS, or CaS in solid state (meteorites). The abundance of those species are expected to be variable with respect to the time evolution of the snowline and the water vapor content. Moreover, sulfur-bearing molecules such as H₂S and CS (and SO to a lesser extent) are relatively abundant in comets. For example, in Hale-Bopp, the abundance of H₂S is 10% that of CO. H₂S is supposed to come from the evaporation of ices, while CS and SO are the daughters of CS₂ and SO₂, respectively (Bockelée-Morvan et al. 2004). Nonetheless, the only S-bearing molecule that is firmly detected in cold outer T Tauri disks is CS.

Several transitions of CS, the most abundant S-bearing species in cold molecular cores (Dickens et al. 2000), were detected by Dutrey et al. (1997), who found an abundance ($\sim 3 \times 10^{-10}$), about 30 times lower than in TMC1. Such a difference is not surprising since the gas and dust have evolved inside the disk compared to dense cores.

In this paper, we go one step further by studying other S-bearing molecules using the IRAM 30-m radiotelescope. The observations and results are described in Sect. 2, the chemical modeling is presented in Sect. 3, and we discuss in Sect. 4 the implications of our non detections before we conclude in Sect. 5.

2. Observations and results

2.1. Sample and observations

Many molecular lines have been observed around MWC 480, LkCa15, and DM Tau (Dutrey et al. 1997), and the disk structures are well known (Piétu et al. 2007). DM Tau and LkCa15 are T Tauri stars of 0.5 and 1.0 M_{\odot} , respectively, while MWC480 is an Herbig Ae star of 1.8 M_{\odot} . The CO disk of GO Tau is reported in Schaefer et al. (2009). It appears to be a good candidate for a deep search of chemistry since it exhibits a large disk (CO outer radius $R_{\text{out}} \simeq 900$ AU) that is very similar to that of DM Tau. Table 1 summarizes the stellar properties of the four stars.

The observations were performed using the new 30-m heterodyne receivers (EMIR) mid-May 2010 under good weather conditions. We used the wobbler switch mode with offsets of 60'' since the sources are unresolved in the telescope beam, providing spatially integrated spectra. We observed the H₂S 1₁₀–1₀₁ line at 168.763 GHz simultaneously with the SO 2₂₃–1₁₂ line at 99.299 GHz using the correlator VESPA with a spectral resolution of 20 KHz. Venus was regularly checked for pointing and focus corrections. The forward efficiency was set to 0.95 and 0.93 at 99 and 168 GHz, respectively. We used flux density conversion factors (Jy/T_{A}^*) of 6 Jy/K at 99 GHz and 6.5 Jy/K at 168 GHz. We took the values recommended by the IRAM staff (see <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/Iram30mEfficiencies>).

The CS $J = 3-2$ data of GO Tau were observed in 2009 at the IRAM 30-m radiotelescope using EMIR and reduced as described above. The CS $J = 3-2$ data of MWC 480 and LkCa15 were obtained with the IRAM 30-m telescope in 2000 simultaneously with the DCO⁺ $J = 2-1$ observations published in Guilloteau et al. (2006), using the same observational strategy as described in Dutrey et al. (1997). For DM Tau, CS $J = 3-2$ was mapped with the IRAM array in the course of an imaging project (Guilloteau et al. 2011) and we only present here the integrated spectrum (integrated over the CO outer radius).

All the 30-m data were reduced using CLASS. The DM Tau CS map was analyzed using CLIC and MAPPING and an integrated spectrum was produced.

2.2. Column density derivation and results

Figure 1 shows the integrated spectra obtained for all the sources. Neither H₂S nor SO are detected but the observations provide for the first time meaningful upper limits, significantly better (by a factor $\sim 7-10$) than those quoted in Dutrey et al. (2000). CS $J = 3-2$ is detected in three disks: GO Tau, LkCa15, and DM Tau, but not in MWC 480.

A. Dutrey et al.: Sulfur-bearing molecules in protoplanetary disks. V.

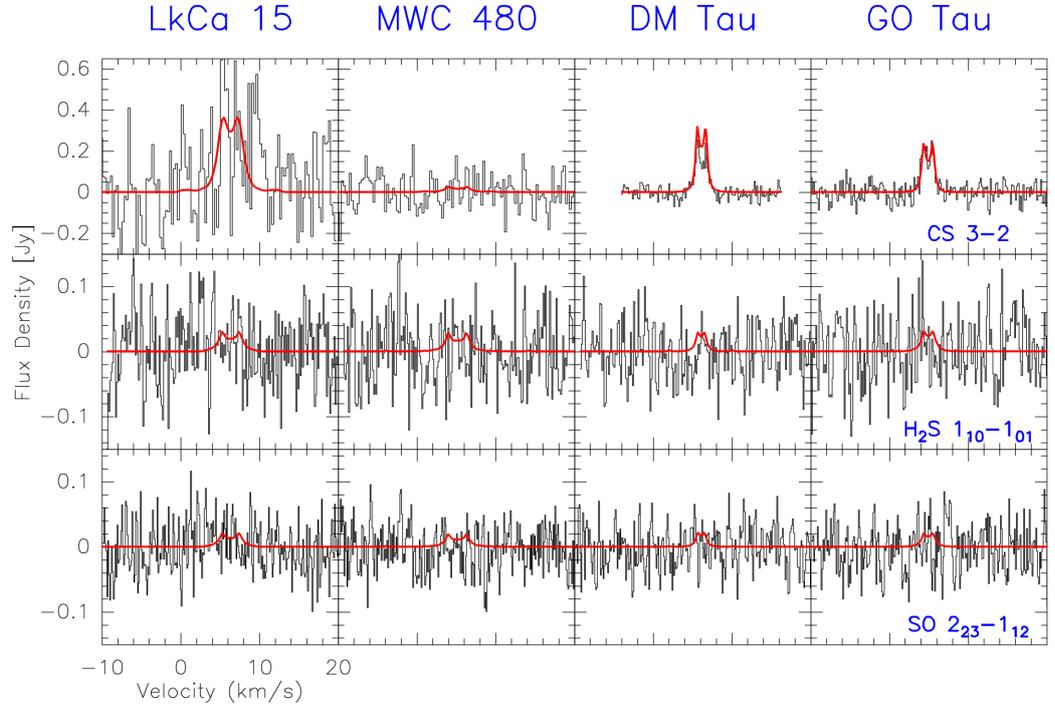


Fig. 1. Observations of $\text{SO } 2_{23}-1_{12}$, $\text{H}_2\text{S } 1_{10}-1_{01}$ and $\text{CS } 3-2$ in the four disks. For $\text{CS } J = 3-2$, the best models have been superimposed for all sources. For SO and H_2S , the models always correspond to the 3σ upper limits.

Deriving proper estimates of upper limits is complicated in the case of Keplerian disks because of the existence of velocity, temperature, and density gradients (Guilloteau et al. 2006; Dutrey et al. 2007). For chemistry, since the surface density and the temperature have radial dependencies, defining an averaged column density over the whole disk implies to merge chemically different regions. This can only be properly done by taking the existing gradients into account. Because the characteristic size of the disks is several 100 AU, and is unresolved in the 30-m beam, our observations are most sensitive to the 200–400 AU range, depending on the radial distribution (see Piétu et al. 2007). We thus chose to proceed as follows. We used DISKFIT (a dedicated radiative transfer code to protoplanetary disks, see Piétu et al. 2007) to generate integrated spectra and derived the best model by adjusting disk parameters. The models provided by DISKFIT were compared to the observed spectra using the minimization routine described in Piétu et al. (2007). For the minimizations, all parameters were fixed except Σ_{300} , the surface density at 300 AU. The adopted disk parameters are given in Table 2. The temperatures and surface densities follow the laws $T(r) = T_{100}(r/100 \text{ AU})^{-0.5}$ and $\Sigma(r) = \Sigma_{300}(r/300 \text{ AU})^{-1.5}$, respectively. These values come from the angularly resolved CO interferometric analysis performed by Piétu et al. (2007) and for GO Tau by Schaefer et al. (2009). For CS however, the outer radius and the surface density radial dependence p derived from the data have been used in the case of DM Tau. This is also the case for p in GO Tau. The 3σ upper limits on the surface densities at 300 AU were then calculated from the formal error obtained from the best fit. The results are given in Table 3. The choice of the CO parameters to fit sulfur-bearing molecules is governed by the fact that CO results provide the best constraints on the gas disk structure and kinetic temperature. Moreover, the

Table 2. Physical parameters used to derive the best fit models and the surface density upper limits.

Source	MWC 480	LkCa 15	DM Tau	GO Tau
inclination ($^\circ$)	38	52	-32	51
PA ($^\circ$)	57	150	65	112
V_{sys} (km s^{-1})	5.10	6.30	6.04	4.89
V_{100} (km s^{-1})	4.03	3.00	2.16	2.05
δ_v (km s^{-1})	0.2	0.2	0.2	0.2
T_{100} (K)	30	15	15	15
R_{int} (AU)	1	45	1	1
R_{out} (AU)	500	550	800	900
CS R_{out} (AU)	–	–	560 ± 10	–
CS p	–	–	0.75 ± 0.05	1.0 ± 0.2

Notes. P.A. is the position angle of the disk rotation axis, i the inclination angle of the disk (0 means face-on), V_{sys} the systemic velocity. The velocity laws (V_{100}) are Keplerian (Piétu et al. 2007; Schaefer et al. 2009). δ_v is the turbulent line-width component. Derived parameters are given with their errorbars (a “–” means that the standard values are assumed.)

temperature derived from CO data can be considered as representative of a significant fraction of the molecular layer so is well suited to determining upper limits on the surface density of molecular species. Two parameters may affect Σ_{300} : the exponent slope p and the outer radius R_{out} . Σ_{300} itself is relatively insensitive to these parameters, but the derived error-bars can be significantly affected. On one hand, for DM Tau, using $p = 0.5$ instead of 1.5 decreases the error by a factor 4. On the other hand, further reducing R_{out} to 560 AU (the best fit value for CS in DM Tau) again increases the error by a factor 2. Thus our

A&A 535, A104 (2011)

Table 3. Sulfur-bearing molecules: detections and 3σ upper limits.

Sources	Σ_{300} (cm ⁻²)		
	SO	H ₂ S	CS
DM Tau	$\leq 7.5 \times 10^{11}$	$\leq 1.4 \times 10^{11}$	$3.5 \pm 0.1 \times 10^{12}$
LkCa15	$\leq 1.9 \times 10^{12}$	$\leq 3.6 \times 10^{11}$	$8.7 \pm 1.6 \times 10^{12}$
MWC480	$\leq 2.5 \times 10^{12}$	$\leq 4.1 \times 10^{11}$	$\leq 8.4 \times 10^{11}$
GO Tau	$\leq 8.9 \times 10^{11}$	$\leq 1.8 \times 10^{11}$	$2.0 \pm 0.16 \times 10^{12}$

Notes. Surface densities at 300 AU (modeled as $\Sigma(r) = \Sigma_{300}(r/300 \text{ AU})^{-1.5}$) derived from the 30-m data (except for CS 3–2 in DM Tau) and the model DISKFIT. See text for details.

choice of values for R_{out} and p is rather conservative in view of the unknowns.

3. Chemical analysis and modeling

We used the NAUTILUS (Hersant et al. 2009) gas-grain model to study the sulfur chemistry in the four protoplanetary disks. NAUTILUS computes the abundance of 460 gas-phase and 195 surface species as a function of time using the rate equation method (Hasegawa et al. 1992). The chemical network contains 4406 gas-phase reactions and 1733 reactions involving grains (including adsorption and desorption processes and grain-surface reactions). The gas-phase network was updated according to the recommendations from the KIDA experts (<http://kida.obs.u-bordeaux1.fr/>, on November 2010). The full network can be found at http://kida.obs.u-bordeaux1.fr/models/benchmark_2010.dat. We used silicate grains of 0.1 μm size. This small size agrees with the recent observational results from Guilloteau et al. (2011), which show that in outer disks ($r > 70\text{--}100$ AU) dust grains are dominated by small particles (ISM-like). This agrees with the theoretical results of Birnstiel et al. (2010) and suggests that large grains have already migrated to the inner disk regions ($r < 70$ AU). Since small grains of 0.1 μm should remain dynamically coupled to the gas, this observational result also implies that the chemistry in the outer disk would be less affected by the dust settling than in the inner disk. For the ratio of extinction curve to the column density of hydrogen, we used the standard relation $A_V = N(\text{H})/1.6 \times 10^{21}$ following Wagenblast & Hartquist (1989). More details on the model can be found in Hersant et al. (2009) and Semenov et al. (2010). To obtain initial abundances for the chemistry of protoplanetary disks, we first compute the chemical composition of the parent molecular cloud. With this aim, we run NAUTILUS during 10^5 yr for the following physical conditions: gas and dust temperature are 10 K, H density is $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and A_V is 50 (models A and B). We checked higher densities ($2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) and older clouds (10^6 yr), corresponding to models C and D and also tested smaller A_V (10). For the cloud, the species (listed in Table 4) are assumed to initially be in the atomic form except for hydrogen, which is entirely in H₂, and we assumed four sets of elemental abundances. In models A and C, we adopted the oxygen elemental abundance required to reproduce the low O₂ abundance observed in the cold ISM from Hincelin et al. (2011) and the carbon abundance from Jenkins (2009) for the ζ Oph diffuse cloud, so that the C/O elemental ratio is 1.2. In models B and D, we use the carbon and oxygen elemental abundances from Wakelam & Herbst (2008, 1.2×10^{-4} for C and 2.56×10^{-4} for O), which gives a C/O ratio of 0.4. The choice of the sulfur elemental abundance “available” for the chemistry, i.e. not locked into the refractory part of the grains, is a widely studied problem

Table 4. Initial abundances of various species (/H) for the parent cloud.

Element	Abundance	Ref.	Case*
He	0.09	(1)	
N	6.2(–5)	(2)	
C ⁺	1.7(–4)	(2)	A, C
	1.2(–4)	(1)	B, D
O	1.4(–4)	(3)	A, C
	2.56(–4)	(1)	B, D
S ⁺	8(–8)	(4)	A, B
	8(–9)		C, D
Si ⁺	8(–9)	(4)	
Na ⁺	2(–9)	(4)	
Fe ⁺	3(–9)	(4)	
Cl ⁺	1(–9)	(4)	
Mg ⁺	7(–9)	(4)	
P ⁺	2(–10)	(4)	

Notes. (*) Indicates to which chemical model the corresponding values apply.

References. (1) Wakelam & Herbst (2008); (2) Jenkins (2009); (3) Hincelin et al. (2011); and (4) Graedel et al. (1982a).

Table 5. Parameters used for the four models A, B, C, and D.

Parameter	Model A	Model B	Model C	Model D
C/O ratio	1.2	0.4	1.2	0.4
Sulfur abundance (/H)	8×10^{-8}	8×10^{-8}	8×10^{-9}	8×10^{-9}
Cloud H density (H.cm ⁻³)	2×10^4	2×10^4	2×10^5	2×10^5
Cloud age (yrs)	10^5	10^5	10^6	10^6

(Ruffle et al. 1999; Wakelam et al. 2004; Scappini et al. 2003; van der Tak et al. 2003). No depletion of gas phase atomic sulfur is observed in diffuse clouds compared to the cosmic abundance of 10^{-5} (/H), in contrast to other elements. However, if such high elemental abundance is used to do the chemistry in dense clouds, one would produce too many S-bearing molecules, on which we have observational constraints (Graedel et al. 1982b; Wakelam & Herbst 2008). For this reason, depletion of sulfur in an unknown, more or less refractory form is assumed to happen very quickly when the molecular cloud is formed from the diffuse gas. To simulate this effect, the “free” elemental abundance of S is then decreased by an arbitrary amount. For simplicity, we have adopted the elemental abundance from Graedel et al. (1982b) in our Models A and B (which approximately reproduces the observations in dense clouds) and decreased it by a factor of 10 in models C and D. Table 5 also summarizes the parameters (cloud age, initial density, C/O ratio) for the four Models A, B, C, and D. We did numerous simulations to understand the effect of the parameters that we changed. In general, the S-bearing molecular abundances are not very sensitive to these parameters, and we present here the extreme cases.

The abundances of chemical species in the gas and on the grains were used as initial composition for the chemistry of the disks, which is then integrated over 5×10^6 yr, taken as the approximate age of the studied disks. The computed column densities do not vary significantly after 10^6 yr. For the disk physical parameters, we used the two layer parametric disk model described in Hersant et al. (2009). Its temperature profile is based on Dartois et al. (2003). The dust temperature is equal to the gas temperature. The midplane is cold, with a temperature of

A. Dutrey et al.: Sulfur-bearing molecules in protoplanetary disks. V.

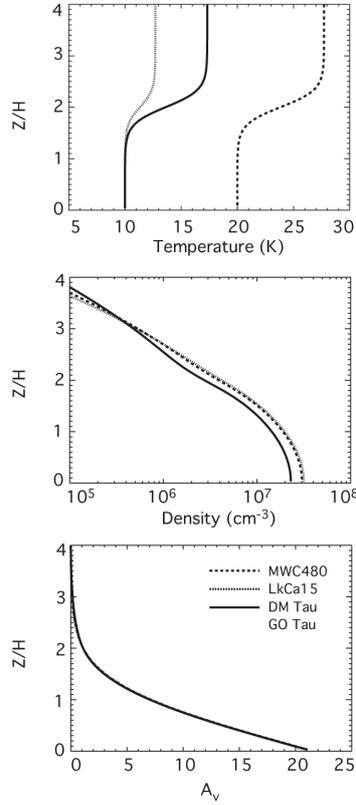


Fig. 2. Temperature, H₂ density, and visual extinction vertical profiles in the four protoplanetary disks at 300 AU used for the chemical modeling. GO Tau and DM Tau have very similar physical parameters so that we only show the curves for DM Tau.

10 K for DM Tau, GO Tau, and LkCa15 and 20 K for MWC480, consistent with the temperature derived from the ¹³CO 1–0 transition. The molecular surface layer is warmer, as derived from ¹²CO 2–1 observations, with a temperature of 17.3 K for DM Tau and GO Tau, 12.7 K for LkCa15, and 27.7 K for MWC480 at 300 AU. We assumed the same surface density for all four disks, with a value of 0.15 g cm⁻² at 300 AU. The resulting disk structure is displayed Fig. 2 (see Hersant et al. 2009, for details about the computation of the physical structure). For the UV radiative transfer in the disk, we consider only the vertical extinction (assuming that only half of UV photons are scattered downwards by small grains located above our computing box). The UV flux given at 100 AU in Table 1 is decreasing as 1/r² (where *r* is the spherical radius) from the central star. At a cylindrical radius of 300 AU and a vertical boundary of four pressure scale heights (*H*, defined as $H = C_s/\Omega$), the UV scale factor becomes 33 for GO Tau, 17 for DM Tau, 120 for LkCa15, and 391 for MWC480, expressed in units of the InterStellar Radiation Field (ISRF, Draine 1978).

Using the chemical and physical parameters, we ran the four Models A, B, C and D in order to obtain the column densities of SO, H₂S, and CS at 300 AU. The results for Models A and C are given in Table 6 and the comparison with the observations is shown in Fig. 3 where we present the ratio between predicted and observed column densities for the three molecules in the four sources for the four cases.

Table 6. Model column densities.

Source	N_{SO}	$N_{\text{H}_2\text{S}}$	N_{CS}
MWC 480	6.6×10^{12}	7.9×10^{12}	2.0×10^{13}
LkCa15	1.3×10^{13}	6.8×10^{13}	1.1×10^{14}
DM Tau ^(a)	2.2×10^{13}	6.2×10^{13}	8.0×10^{13}
MWC 480	7.1×10^{11}	5.5×10^{12}	1.4×10^{12}
LkCa15	1.3×10^{12}	9.1×10^{12}	1.1×10^{13}
DM Tau ^(a)	2.4×10^{12}	7.3×10^{12}	8.9×10^{12}

Notes. Column densities (cm⁻²) of SO, CS, and H₂S computed by the chemical model in the four protoplanetary disks at 300 AU from the central star for a disk 5 × 10⁶ yr old. Top: Model A. Bottom: Model C. ^(a) Modeled abundances are the same for DM Tau and GO Tau.

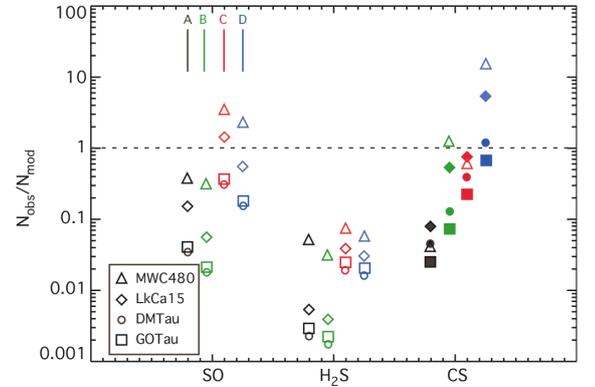


Fig. 3. Ratio between the column densities of SO, CS, and H₂S observed in the four protoplanetary disks at 300 AU from the central star and the values computed with NAUTILUS. For SO and H₂S, they correspond to upper limits. The four Models (A, B, C, and D) correspond to the elemental abundances given in Table 4 and to the parameters given in Table 5.

4. Discussion

In Fig. 3, except for CS, we only have upper limits on the ratios. DM Tau and GO Tau have similar model parameters so that the chemical models predict similar results for the two disks. We chose 5 × 10⁶ yr as the approximate age of the studied disks.

Models A and B are not very sensitive to the density of the parent cloud and its age. The difference between H₂S and CS column densities are small, except for MWC 480 with the largest UV flux. When the sulfur is less abundant by a factor of 10 (Models C and D), the results are slightly more sensitive to the density and age of the cloud.

In the case of Models C and D, corresponding to a cloud with an initial H density of 2 × 10⁵ cm⁻³ and an age of 10⁶ yr, the general agreement with the observations is better. The column densities for CS agree with the observed values, and the ones obtained for SO agree with the upper limits. The column density for H₂S, in contrast, is still too high by at least one order of magnitude. This result seems to indicate some missing processes for the destruction of H₂S on grains. H₂S is not formed efficiently in the gas-phase (Herbst et al. 1989). The gas phase H₂S, in these simulations, comes from the non-thermal evaporation of solid H₂S formed on grains by the hydrogenation of atomic sulfur (depleted from the gas phase). Its main destruction path in the gas-phase is through the reaction with C⁺. At the high densities and relatively low temperatures encountered around disk midplanes (for H₂S, the evaporation temperature is

A&A 535, A104 (2011)

around 40–50 K, Wakelam et al. 2011), H₂S is likely to remain locked onto the grain surfaces and may react with other species preventing desorption of H₂S. These grain surface reactions have not yet been incorporated in chemical models. In recent experimental studies, Garozzo et al. (2010) have shown that H₂S on grains is easily destroyed by cosmic-ray particles, leading to the formation of C₂S, SO₂ and OCS on grains. In these experiments, most of the sulfur, however, may be in the form of a sulfur-rich residuum, which could be polymers of sulfur or amorphous aggregates of sulfur, as suggested by Wakelam et al. (2004).

We also checked the sensitivity to the C/O elemental ratio (C/O = 1.2 for A and C and 0.4 for B and D). In Models B and D with C/O = 0.4, we obtain an SO column density that is higher than the one of CS. The agreement with the observations is thus always less good than using the higher C/O value.

We have superimposed in Fig. 4 the observed column densities on the predicted column densities for the three species in all sources for the Model C, which appears slightly better than the case of D. The column densities have been calculated at radii, 50, 100, 200, and 300 AU. The three modeled molecular column densities show the same radial trends in all sources with the exception of SO in MWC480 and DM Tau at 100 AU. The difference in the SO abundances in the three sources can be explained by a balance between formation and destruction efficiencies of this molecule. At this radius, SO is formed by the neutral-neutral reaction $S + OH \rightarrow SO + H$ and OH is formed by the association radiation $O + H \rightarrow OH + h\nu$. Water molecules are much less abundant than H or O. It is the association between O and H that quantitatively produces OH. In MWC480 and LkCa15, the abundances of atomic O and H are larger than in DM Tau because of larger UV fluxes, producing more SO. In MWC480, however, SO is more efficiently destroyed than in LkCa15 because of larger abundances of ionized atomic carbon lower in the disk atmosphere ($C^+ + SO \rightarrow CO^+ + S$).

We present in Fig. 5 the vertical surface density profiles at radius 300 AU for the sulfur-bearing molecules for the C model, but we observe the same trends with all models. We clearly see the location of the molecular layer at $Z/H < 2$, but the sulfur-bearing molecule abundances saturate at different heights. The SO vertical profile is sharp and peaks at a Z/H of 1.7 in DM Tau and GO Tau, 1.6 in LkCa 15 and 1.1 in MWC 480. The H₂S column densities saturate slightly below in DM Tau, GO Tau, and LkCa15. In MWC 480, the profile is less peaked and spreads over 1.5 scale heights above the midplane. CS abundance has a rather broad maximum around two scale heights in all sources, except MWC 480, where it peaks at $Z/H = 1.5$ with a narrow profile. The different behavior of MWC 480 can be understood because the UV flux is so high that all molecules dissociate above 1.7–2 scale heights, resulting in a narrower chemically rich layer and lower overall column densities.

The relative abundances may be compared to those found in comets like Hale-Bopp (Bockelée-Morvan et al. 2004). In the coma of comets, the molecules are removed from the grains by desorption. Some species, like H₂S, are directly desorbed and most of them are short-lived because they are photodissociated to give daughter molecules. Both CS and SO are produced by photodissociation of SO₂ and CS₂ (Bockelée-Morvan et al. 2004). Therefore, the quantity of H₂S observed in Hale-Bopp is a direct tracer of the amount of H₂S remaining currently on cometary grains, while the CS and SO observations most likely trace the reservoir on grains of CS₂ and SO₂.

The ratios H₂S/CO in Hale-Bopp and our disks are quoted in Table 7. For our disk observations, we use the measured surface densities of CO derived from the interferometric analysis of

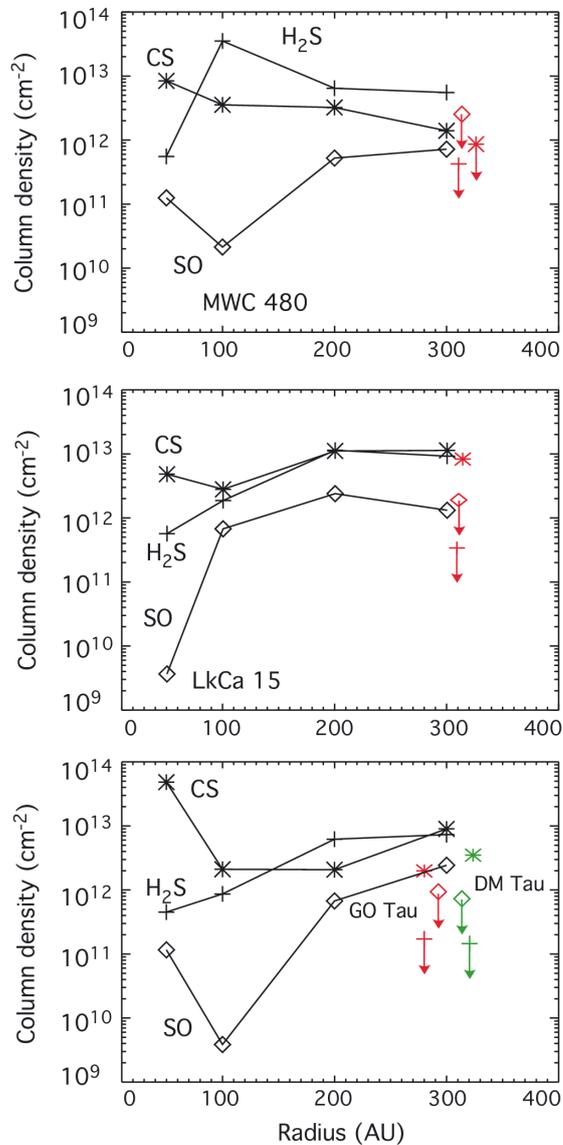


Fig. 4. Modeled column densities for SO (diamond), H₂S (cross) and CS (star) for the four sources in the case of Model C (C/O = 1.2, initial cloud H density of $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and age of 10^6 yr). The observed column densities have been reported in grey (or color). *Top panel:* MWC480, *medium panel:* LkCa15, *bottom panel:* GO Tau and DM Tau (same model).

Piétu et al. (2007) (in fact ¹³CO multiplied by 70, to avoid possible opacity effects). Our results are obtained at 300 AU (the region to which we are most sensitive) and trace the gas phase, while the Hale-Bopp measurements trace the current molecular composition of the grain mantles probably formed around 5–30 AU in the protosolar nebula. The huge difference between observed gas ratio in the protoplanetary environment and the cometary ice ratio, at least a factor ~ 1000 , suggests that grain surface chemistry on the comet may have actively modified the molecular content of the protoplanetary ice composition.

A. Dutrey et al.: Sulfur-bearing molecules in protoplanetary disks. V.

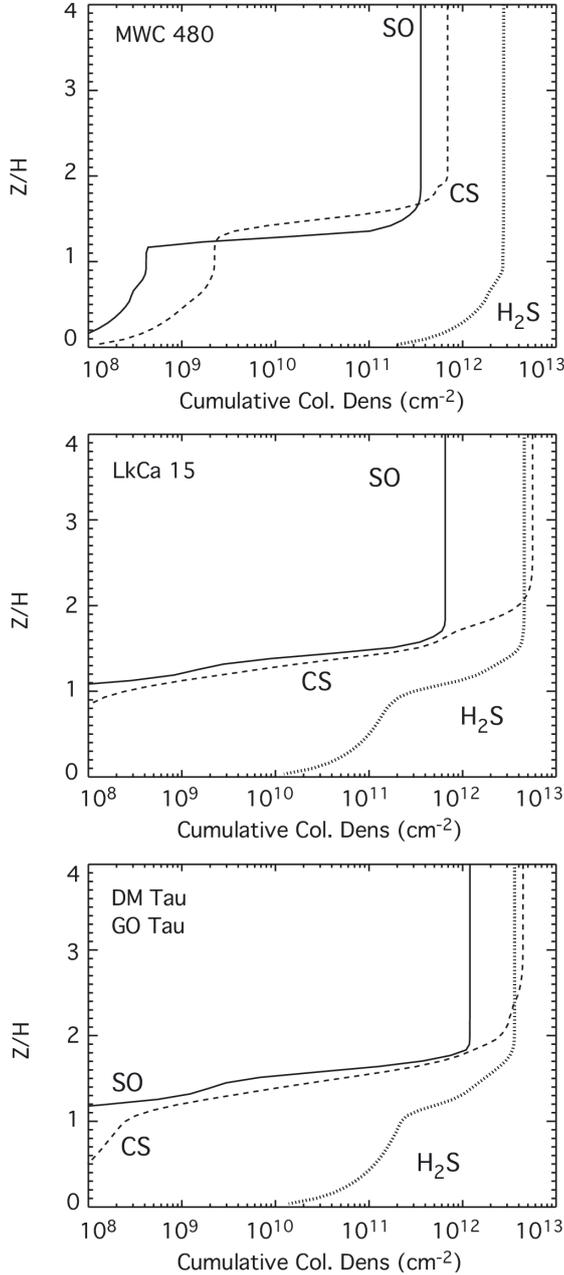


Fig. 5. Modeled surface densities versus Z/H for SO, H_2S , and CS in the case of Model C ($C/O = 1.2$, initial cloud H density of $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and age of 10^6 yr) at a radius of 300 AU. *Top panel:* MWC480, *medium panel:* LkCa15, *bottom panel:* GO Tau and DM Tau. Note that the cumulative column densities correspond to half of the column density values given in Fig. 4 because the vertical profiles are for half disks.

5. Conclusions

We have reported a new deep search for sulfur-bearing molecules (SO, H_2S , and CS) in three T Tauri disks (DM Tau, GO Tau, and LkCa15) and one Herbig Ae object (MWC480). CS was detected in the three T Tauri disks but not in the Herbig

Table 7. Comparison at 300 AU between the observed ratios H_2S/CO in the three disks of MWC480, DM Tau and LkCa15 and the same ratios in comet Hale-Bopp.

Source	$\Sigma_{300} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	H_2S/CO
DM Tau	3.7×10^{17}	$\leq 4 \times 10^{-5}$
LkCa15	1.8×10^{17}	$\leq 10^{-6}$
MWC 480	2.3×10^{17}	$\leq 10^{-5}$
Hale-Bopp	–	0.07

Notes. The CO surface densities at 300 AU (Piétu et al. 2007) are extrapolated from ^{13}CO and multiplied by 70.

Ae one. H_2S and SO were not detected, but the upper limits are significant and allow us to make comparisons with models. For this purpose, we used the astro-chemistry code NAUTILUS. We find that better agreement with the observations is obtained for an initial cloud H density of $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and age of 10^6 yr with a C/O of 1.2 (as recently suggested by Hincelin et al. 2011).

Although it reproduces the SO and CS column densities reasonably well, our best model fails to reproduce the upper limits obtained on H_2S by at least one order of magnitude, suggesting that a fraction of sulfur may be depleted in mantles or refractory grains. At the high densities and low temperatures encountered around disk midplanes, H_2S may likely remain locked onto the grain surfaces, where it may react to form other species preventing desorption of H_2S . These kinds of grain surface reactions have not yet been incorporated in models. Our results emphasize the need for grain surface reactions in astrochemical models in presence of the high density and low temperature associated to a UV photon source, as is the case in protoplanetary disks. More sensitive observations with ALMA, are needed to provide astrochemists with stronger constraints on the missing ingredients in disk chemical models.

Acknowledgements. We acknowledge all the 30-m IRAM staff for their help during the observations. This research was partially supported by PCMI, the French national program for the Physics and Chemistry of the Interstellar Medium. We thank an anonymous referee who provided helpful comments to improve the paper. The KIDA team is also acknowledged for providing chemical reaction rates that are as accurate as possible for astrophysics.

References

- Aikawa, Y., & Nomura, H. 2006, *ApJ*, 642, 1152
 Bergin, E., Calvet, N., Sitko, M. L., et al. 2004, *ApJ*, 614, L133
 Bergin, E. A., Hogerheijde, M. R., Brinch, C., et al. 2010, *A&A*, 521, L33
 Birnstiel, T., Dullemond, C. P., & Brauer, F. 2010, *A&A*, 513, A79
 Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Mumma, M. J., & Weaver, H. A. 2004, *The composition of cometary volatiles*, ed. M. C. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver, 391
 Carr, J. S., & Najita, J. R. 2008, *Science*, 319, 1504
 Chapillon, E., Guilloteau, S., Dutrey, A., & Piétu, V. 2008, *A&A*, 488, 565
 Chapillon, E., Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Guélin, M. 2011, *A&A*, in press [arXiv:1109.5595]
 Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
 D’Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893
 Dartois, E., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2003, *A&A*, 399, 773
 Dickens, J. E., Irvine, W. M., Snell, R. L., et al. 2000, *ApJ*, 542, 870
 Draine, B. T. 1978, *ApJS*, 36, 595
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Guélin, M. 1997, *A&A*, 317, L55
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Guélin, M. 2000, in *From Molecular Clouds to Planetary*, ed. Y. C. Minh, & E. F. van Dishoeck, IAU Symp., 197, 415
 Dutrey, A., Henning, T., Guilloteau, S., et al. 2007, *A&A*, 464, 615
 Garozzo, M., Fulvio, D., Kanuchova, Z., Palumbo, M. E., & Strazzulla, G. 2010, *A&A*, 509, A67
 Glassgold, A. E., Meijerink, R., & Najita, J. R. 2009, *ApJ*, 701, 142
 Graedel, T. E., Langer, W. D., & Frerking, M. A. 1982a, *ApJS*, 48, 321

A&A 535, A104 (2011)

- Graedel, T. E., Langer, W. D., & Frerking, M. A. 1982b, *ApJS*, 48, 321
Guilloteau, S., Piétu, V., Dutrey, A., & Guélin, M. 2006, *A&A*, 448, L5
Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *A&A*, 529, A105
Hasegawa, T. I., Herbst, E., & Leung, C. M. 1992, *ApJS*, 82, 167
Henning, T., Semenov, D., Guilloteau, S., et al. 2010, *ApJ*, 714, 1511
Herbst, E., Defrees, D. J., & Koch, W. 1989, *MNRAS*, 237, 1057
Hersant, F., Wakelam, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., & Herbst, E. 2009, *A&A*, 493, L49
Hincelin, U., Wakelam, V., Hersant, F., et al. 2011, *A&A*, 530, A61
Jenkins, E. B. 2009, *ApJ*, 700, 1299
Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Kurucz CD-ROM, No. 13, Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory
Men'shchikov, A. B., & Henning, T. 1997, *A&A*, 318, 879
Öberg, K. I., Linnartz, H., Visser, R., & van Dishoeck, E. F. 2009, *ApJ*, 693, 1209
Pasek, M. A., Milsom, J. A., Ciesla, F. J., et al. 2005, *Icarus*, 175, 1
Pavlyuchenkov, Y., Semenov, D., Henning, T., et al. 2007, *ApJ*, 669, 1262
Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, *A&A*, 460, L43
Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, *A&A*, 467, 163
Ruffle, D. P., Hartquist, T. W., Caselli, P., & Williams, D. A. 1999, *MNRAS*, 306, 691
Salyk, C., Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., et al. 2008, *ApJ*, 676, L49
Scappini, F., Cecchi-Pestellini, C., Smith, H., Klemperer, W., & Dalgarno, A. 2003, *MNRAS*, 341, 657
Schaefer, G. H., Dutrey, A., Guilloteau, S., Simon, M., & White, R. J. 2009, *ApJ*, 701, 698
Semenov, D., Pavlyuchenkov, Y., Schreyer, K., et al. 2005, *ApJ*, 621, 853
Semenov, D., Wiebe, D., & Henning, T. 2006, *ApJ*, 647, L57
Semenov, D., Hersant, F., Wakelam, V., et al. 2010, *A&A*, 522, A42
Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
van der Tak, F. F. S., Boonman, A. M. S., Braakman, R., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 412, 133
van Zadelhoff, G.-J., van Dishoeck, E. F., Thi, W.-F., & Blake, G. A. 2001, *A&A*, 377, 566
Vasyunin, A. I., Wiebe, D. S., Birnstiel, T., et al. 2011, *ApJ*, 727, 76
Wagenblast, R., & Hartquist, T. W. 1989, *MNRAS*, 237, 1019
Wakelam, V., & Herbst, E. 2008, *ApJ*, 680, 371
Wakelam, V., Caselli, P., Ceccarelli, C., Herbst, E., & Castets, A. 2004, *A&A*, 422, 159
Wakelam, V., Hersant, F., & Herpin, F. 2011, *A&A*, 529, A112

Chapitre 6

Sédimentation de la poussière dans les disques : Observations et prédictions avec ALMA

6.1 Présentation

L'objectif de cette étude est de déterminer si l'interféromètre ALMA pourra mettre en évidence la sédimentation telle qu'elle est prédite théoriquement. Selon de nombreuses simulations, le grossissement des grains puis leur sédimentation est un processus très rapide. Ainsi, il a été montré lors d'une simulation numérique qu'une population initiale de grains sub-micrométriques ne devait mettre que quelques dizaines de milliers d'années pour atteindre des tailles de l'ordre du millimètre (Dullemond & Dominik 2005). Cependant, des observations indiquant la présence de petits grains dans les disques protoplanétaires suggèrent que des processus de fragmentation doivent se produire (van Boekel et al. 2005). Il se forme ainsi un équilibre entre petits et gros grains dépendant davantage de l'état physique du disque (turbulence, formation de planétésimaux, ...) que de son âge.

Birnstiel et al. (2011) ont également montré que le grossissement des grains par simple coagulation ne peut aller au-delà de quelques centimètre. En effet, au dessus de cette taille, les grains ont tendance à rebondir ou à se détruire plutôt qu'à coller entre eux. Des processus amenant une forte concentration de la poussière et/ou une instabilité gravitationnelle, telle la sédimentation, apparaissent donc nécessaires pour la formation de planétésimaux. Selon Dullemond & Dominik (2004), le temps de sédimentation pour un disque non turbulent est de l'ordre de :

$$T_{sedim} \sim \frac{T_{orb}}{2\pi\Omega t_{fric}} \quad (6.1)$$

Avec T_{orb} , la durée d'une orbite au rayon r , et Ωt_{fric} , le produit sans dimension de la vitesse angulaire par le temps nécessaire à un grain initialement au repos pour acquérir la vitesse du gaz. Plus un grain est couplé au gaz et plus ce temps caractéristique est petit. Au final, pour un grain d'une taille d'un millimètre, le temps nécessaire à la sédimentation revient à environ une dizaine d'orbites. Ce temps diminue ensuite linéairement avec l'augmentation de la taille des grains. Par ailleurs, Fromang & Papaloizou (2006) ont montré dans leurs simulations, prenant en compte une turbulence MHD idéale, que le temps nécessaire pour arriver à une distribution verticale à l'équilibre était du même ordre. C'est donc un phénomène rapide qui doit être présent dans la majorité des disques protoplanétaires. Celui-ci nous intéresse car selon Goldreich & Ward (1973), la formation d'une couche fine et dense de poussière serait à l'origine, ou tout du moins participerait activement à la formation d'instabilités gravitationnelles, et donc à la formation

des planétésimaux. D'autres processus telle une concentration radiale induite par une surdensité locale (ondes spirales, ondes de Rossby, ...) peuvent également aider à provoquer une instabilité gravitationnelle et expliquer la formation des planétésimaux.

Dans une première étape, nous nous sommes focalisés sur la sédimentation de la poussière car de nombreuses analyses et prédictions théoriques y ont été consacrées. Avec l'arrivée du nouvel interféromètre ALMA, nous espérons pouvoir la contraindre observationnellement. Cela est plus difficile pour les autres processus concentrant la matière étant donné les faibles échelles spatiales qui leur sont liées. A partir d'observations de disques protoplanétaires en optique et en proche IR, des traces de sédimentation ont déjà pu être déduites (Pinte et al. 2008). Cependant, l'émission provenait de la couche supérieure des disques, à environ 3-5 échelles de hauteur, (D'Alessio et al. 2001; Chiang & Goldreich 1997), car le disque est très optiquement épais à ces fréquences. De plus, l'émission était essentiellement émise par des grains de taille $a = \lambda/(2\pi)$, soit entre 0.1 et 10 μm . Des grains, très couplés au gaz et donc à la turbulence, qui ne subissent qu'une sédimentation très faible.

Il est maintenant primordial de pouvoir étudier la sédimentation à des longueurs d'ondes plus grandes pour à la fois étudier des grains plus susceptibles de sédimenter et pour sonder la poussière plus profondément dans les disques. Les longueurs d'ondes dans le domaine sub-mm/mm sont idéales pour cela mais le manque de résolution angulaire, proportionnelle à λ/D (avec D , le diamètre de l'antenne ou de l'interféromètre), a longtemps été un obstacle majeur. Cependant, ALMA, avec des lignes de base maximales d'environ 15 km, atteindra la résolution angulaire de 0.02" à 1.3 mm, soit une résolution de 3 AU pour un disque du nuage du Taureau à 140 pc. Cela semble largement suffisant pour contraindre des échelles de hauteur typiques à $r = 100$ UA d'environ 10-20 UA pour le gaz et de l'ordre de 5 UA lorsque la poussière a sédimenter (Boehler et al. 2012).

Cependant, comme de telles lignes de base ne sont pas encore accessibles aujourd'hui, nous avons utilisé le code de transfert DiskFit, modélisant l'émission thermique de la poussière, pour simuler l'observation de disques protoplanétaires. Pour cela, nous avons modifié ce code afin que la distribution verticale de poussière ne soit plus identique à celle du gaz mais corresponde dorénavant à celle déduite de la théorie et de simulations effectuées dans le cadre de turbulences induites par instabilités magnétorotationnelles. Par ailleurs, il a été également indispensable de décrire l'émissivité des grains en fonction de leur taille. A partir d'une loi paramétrique, nous avons reproduit avec une précision très satisfaisante les courbes d'émissivité obtenues par Ricci et al. (2010) qui avait utilisé la théorie de Mie. Ces courbes représentent l'évolution de κ_{1mm} et de β_{1-3mm} en fonction de la taille maximale de la distribution des grains et sont visibles à la figure 6.3. Nous avons préféré utilisé une méthode paramétrique car elle nous permet d'obtenir rapidement les propriétés d'émissions des grains à toutes les fréquences utilisées par ALMA et pour toutes tailles de grains. De plus, la précision de la théorie de Mie ne nous est pas apparue nécessaire car elle dépend d'éléments comme la composition ou la forme des grains, qui ne sont toujours que peu contraints. Nous nous sommes ensuite servi du simulateur ALMA, développé à l'IRAM par Pety et al. (2001), qui permet de reproduire le plus précisément les observations en fonction de la longueur d'onde, de la configuration des antennes et de nombreux autres paramètres propres à chaque observation. L'objectif final est ici de déterminer si la sédimentation peut être observable et si cela est possible d'en déduire la meilleure stratégie observationnelle pour la quantifier.

6.2 Etude de la sédimentation de la poussière

Plusieurs types de sédimentation sont inclus dans notre code de transfert radiatif. La première est inspirée du modèle de D'Alessio et al. (2006) et est composée de trois couches. Une couche

supérieure de petits grains, avec un rapport poussière/gaz inférieur au rapport standard égal à 1/100 pour représenter la disparition de la poussière de cette zone. Une couche interne sur le plan du disque, composée de gros grains et qui récupère la masse de poussière perdue par la couche supérieure. Enfin, une couche intermédiaire dont les propriétés optiques des grains et le rapport gaz sur poussière varient linéairement entre les deux couches.

Un autre modèle testé est le modèle gaussien homothétique où on décide simplement que les distributions verticales de la poussière sont des gaussiennes dont l'échelle de hauteur est égale à celle du gaz à un facteur près inférieur à 1, constant avec le rayon du disque.

Le dernier modèle, que nous avons majoritairement utilisé, est aussi le plus réaliste et découle de simulations effectuées par Fromang & Nelson (2009). Aujourd'hui, le seul processus qui permette d'expliquer convenablement le transport du moment angulaire dans les disques est la turbulence MHD déclenchée par MRI (Magneto-Rotationnal Instability) (Balbus & Hawley 1991). Prenant cela en compte, Fromang & Nelson (2009) ont étudié l'évolution de la sédimentation à l'intérieur des disques protoplanétaires à travers des simulations magnéto-hydrodynamiques globales pour différentes tailles de grains. Le coût élevé en terme de calcul les a obligé à faire certaines estimations. Ainsi, ils considèrent la MRI idéale et ne prennent pas en compte la dissipation sur de petites échelles de la MRI (Fromang et al. 2007; Lesur & Longaretti 2007), ni la présence d'une zone morte (Gammie 1996). De manière générale, la distribution verticale de poussière dépend de l'équilibre entre la force de gravité de l'étoile attirant la poussière sur le plan du disque et la turbulence, étudiée comme un processus de diffusion. Cette dernière est quantifiée via le coefficient D . Une option souvent choisie est d'avoir un coefficient de diffusion verticalement constant avec :

$$D = \tilde{D}C_s H \quad (6.2)$$

\tilde{D} étant le rapport α/S_c entre le paramètre de viscosité α et le coefficient de Schmidt S_c . Ce type d'équation a l'avantage d'avoir une solution analytique permettant d'exprimer la distribution verticale de la poussière lorsque celle-ci a atteint un état d'équilibre. Cependant, la turbulence variant en fonction de la hauteur dans le disque, il est plus réaliste d'utiliser un coefficient de diffusion non constant verticalement. Pour prendre en compte la stratification verticale, l'approche donnant :

$$D = \delta v_z^2 \tau_{corr} \quad (6.3)$$

fournit une bonne approximation du coefficient de diffusion réel (Fromang & Papaloizou 2006). Dans cette équation, δv_z^2 représente la fluctuation de la vitesse turbulente et τ_{corr} , le temps de corrélation de ces fluctuations. Ces valeurs sont obtenues numériquement par simulation MHD et montrent que le coefficient de diffusion augmente avec la hauteur dans le disque, de par l'accroissement de la vitesse de diffusion turbulente. Cette notation pour D , plus complexe, ne permet pas d'obtenir analytiquement la distribution finale de la poussière. Elle doit être intégrée numériquement. Contrairement au modèle précédent, le profil vertical de la distribution de poussière ne suit plus exactement une gaussienne. En effet, le modèle gaussien prédit une densité volumique de poussière trop importante pour z supérieur à 1.5 échelle de hauteur du gaz. Cependant, cette différence est négligeable lorsque l'on étudie le disque aux fréquences millimétriques, sensible particulièrement aux gros grains supérieur à 100 μm regroupés sur le plan du disque. Seules des observations en IR nous permettraient peut-être de distinguer ces différentes lois et donc mettre en évidence l'évolution verticale du coefficient de diffusion. Pour inclure les résultats de ces simulations dans notre code, nous les avons donc approchés par des gaussiennes. Fromang & Nelson (2009) ont calculé la valeur du rapport H_d/H , entre l'échelle de hauteur de la poussière et celle du gaz, pour différentes valeurs de $(\Omega t_{fric})_0$ soit Ωt_{fric} pour $z = 0$. Ce produit est sans dimension et très pratique à utiliser car il dépend à la fois des propriétés

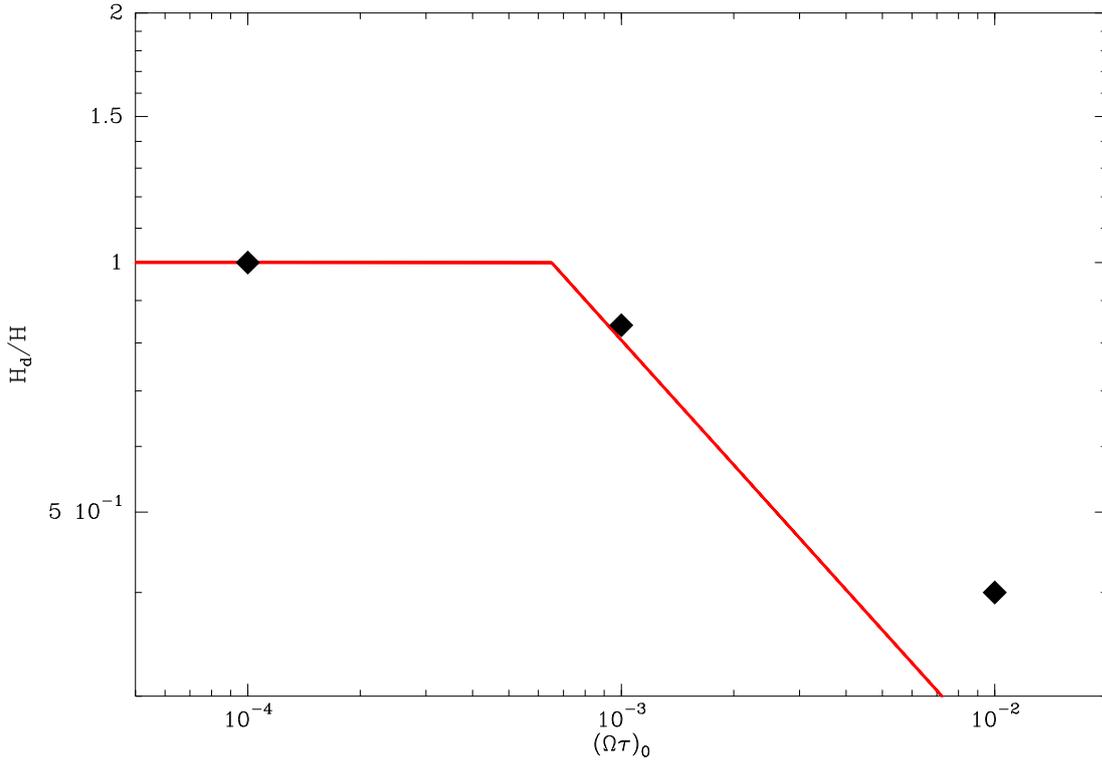


Figure 6.1 – Rapport de l'échelle de hauteur de la poussière avec celle du gaz en fonction de $(\Omega t_{fric})_0$. Les diamants noirs sont les valeurs données par les simulations. Les deux segments rouges représentent la paramétrisation utilisée pour l'étude présente. Cette figure est adaptée de Fromang & Nelson (2009).

du disque et de celles des grains. Son expression exacte est :

$$(\Omega t_{fric})_0 = \sqrt{2\pi} \frac{\rho_s a}{\Sigma(r)} \quad (6.4)$$

avec ρ_s , la densité des grains de poussière et a , leur rayon. A la figure 6.1, nous apercevons à la fois les résultats des simulations pour trois valeurs de Ωt_{fric} et leur approximation par deux droites. Ces deux droites expriment également les conditions aux limites, avec une évolution du rapport H_d/H très faible pour des grains de petites tailles (Pinte et al. 2008) alors qu'il chute en $(\Omega t_{fric})^{-0.5}$ pour les grains de plus grand rayon (Dubrulle et al. 1995; Carballido et al. 2006). En effet, plus les grains sont gros et moins ils sont couplés au gaz, ce qui les rend peu sensibles aux turbulences. Il en découle une sédimentation différenciée pour chaque taille de grains. On remarque que notre approximation surestime la sédimentation pour les gros grains par rapport aux simulations. Cependant, la densité spécifique des grains ρ_s (estimée généralement entre 1 et 3 g.cm^3) que nous avons choisie est assez faible (1.5 g.cm^3), ce qui diminue le degré de sédimentation. Au final, on peut considérer que la sédimentation choisie est intermédiaire.

La figure 6.2 montre la distribution verticale des grains pour différentes tailles. Elle a été calculée pour un disque ayant une densité surfacique en $\Sigma(r) = 3.4 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-1} \text{g.cm}^{-2}$. Pour un disque moins dense, la sédimentation serait plus forte.

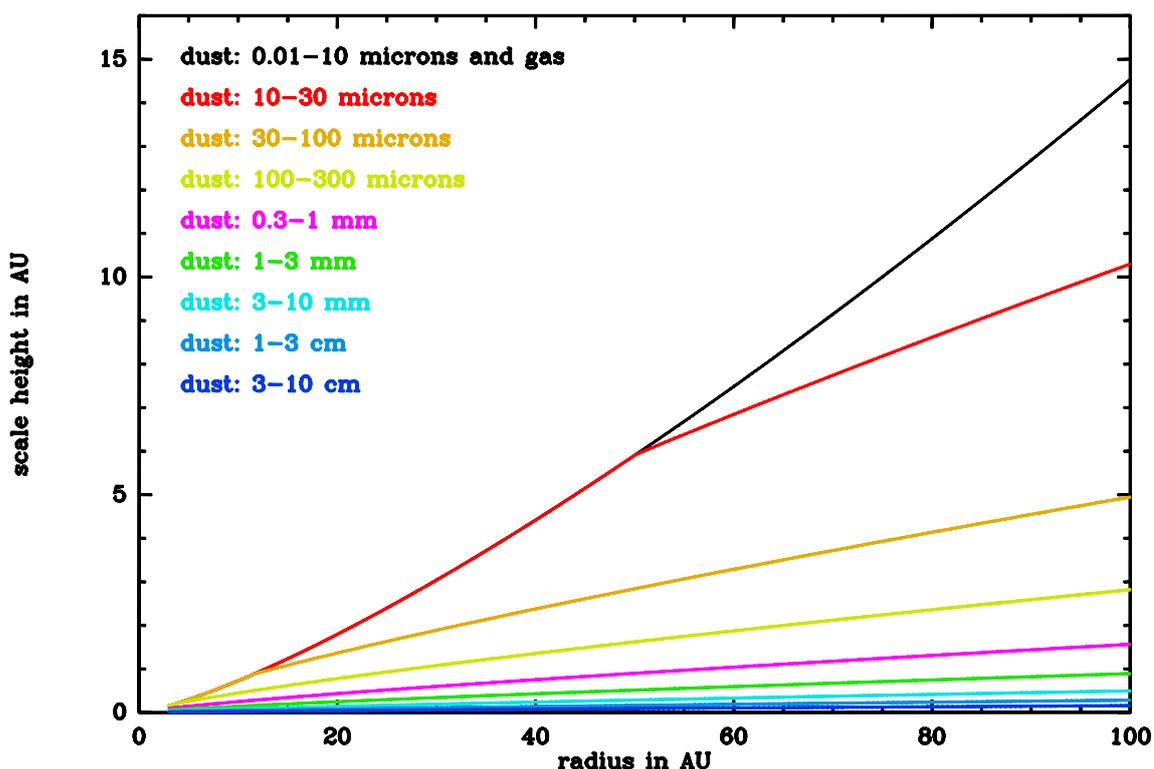


Figure 6.2 – Evolution de l'échelle de hauteur de la poussière pour différentes tailles de grains en fonction du rayon.

6.3 Emission et absorption des grains de poussière en fonction de leur taille

Les propriétés d'émission et d'absorption des grains dépendent de leur taille (Miyake & Nakagawa 1993; Draine 2006) et nous avons vu dans la section précédente que ceci est également le cas pour leur degré de sédimentation. On observera donc des poussières aux propriétés différentes selon la hauteur où l'on se place dans le disque. Par exemple, nous avons vu à la section 3.1.1 que l'exposant β du coefficient d'absorption diminuait lorsque la taille des grains augmentait et que son amplitude s'en trouvait aussi modifiée. D'autres facteurs jouent également sur les propriétés d'émission et d'absorption de la poussière, comme la composition et la porosité des grains (Pollack et al. 1994). Au second ordre, on peut également noter que leur température et leur forme influent (Semenov et al. 2003). Cependant, ces paramètres sont peu contraints aujourd'hui et évoluent probablement selon le rayon et la hauteur dans le disque. Ainsi, sur le plan du disque, au-delà d'un rayon de quelques UA, le milieu est suffisamment froid pour que la plupart des molécules en phase gazeuse se posent sur les grains et pour qu'un manteau de glace s'y forme. Pour le moment, nous faisons l'approximation que la composition de la poussière reste la même dans l'ensemble du disque. L'interféromètre ALMA, travaillant aux longueurs d'ondes millimétriques, sera surtout sensible à la matière contenue dans le plan froid du disque et d'où provient la majeure partie de la poussière.

La composition des grains que nous utilisons est celle donnée dans Pollack et al. (1994). Ils sont supposés sphériques et sont composés en volume de 10 % de silicates, de 20 % de matière carbonnée, et de 20 % de glace d'eau. Les derniers 50 % sont composés de vide exprimant la porosité des grains. Si l'on émet l'hypothèse d'une composition précise, on peut en déduire, grâce aux constantes diélectriques des composants, l'émissivité des grains en utilisant la théorie de Mie. Pour nos simulations, nous voulions la connaître aux longueurs d'ondes couvertes par

ALMA (entre 0.5 et 3 mm) et pour de nombreuses distributions de grains, ayant des tailles comprises entre 0.01 μm et 10 cm. Utiliser la théorie de Mie ne nous est pas apparue nécessaire car les temps de calcul augmentent rapidement avec la taille des grains. Un deuxième point plus important est que la précision donnée par la théorie ne s'avère utile que si l'on connaît précisément la composition et la structure des grains, ce qui n'est pas le cas aujourd'hui. Nous avons donc préféré utiliser une loi paramétrique exprimant l'émission d'un grain d'une taille donnée en fonction de la fréquence. Cette approche est basée sur le fait que la fonction d'émissivité en fonction de la fréquence est composée de deux asymptotes. La première à courte longueur d'onde, étant simplement due à la surface géométrique des grains de poussière, et la deuxième à grande longueur d'onde, pouvant s'écrire comme une loi de puissance commune à tous les grains. Entre ces deux régimes, on retrouve une résonance pour $\lambda \sim 2\pi a$ dont les principaux aspects sont la taille et la largeur. La structure détaillée de cette résonance ne nous intéresse pas car celle-ci disparaît lorsque l'on intègre ensuite l'émissivité sur une distribution en taille de grain. Plus de précision sur cette loi paramétrée est écrite dans l'appendice B de l'article Boehler et al. (2012).

Pour des distributions entre une taille minimum a_{min} et une taille maximum a_{max} , comme obtenues par Ricci et al. (2010), on remarque sur la figure 6.3 que l'on retrouve avec une bonne précision les courbes d'émissivité à 1 mm ou encore le β_{1-3mm} . Par extrapolation, on peut alors estimer les résultats à de plus petites ou de plus grandes longueurs d'ondes. Plusieurs indices p , allant de 2.5 à 4 sont représentés sur cette figure et correspondent à des distributions en taille de grains différentes selon la formule :

$$m(a) = n_0 \cdot a^{-p} \quad (6.5)$$

avec a le rayon du grain de poussière et n_0 un facteur de normalisation. Dans le milieu interstellaire, l'indice p a été mesuré égal à 3.5 en étudiant la diffusion et l'extinction de la lumière des étoiles (Mathis et al. 1977; Draine & Lee 1984). Cependant, à l'intérieur des disques protoplanétaires, les processus de coagulation et de fragmentation sont différents et l'indice p est susceptible d'être modifié. Davis & Ryan (1990) ont obtenu expérimentalement que cette indice pouvait varier entre 1.9 pour des collisions à faibles vitesses et jusqu'à environ 4 pour des collisions très rapides. La distribution (cf équation 6.5) est ensuite intégrée verticalement sur le disque, avec pour chaque rayon, un n_0 différent, proportionnel à $\Sigma(r)$.

6.4 Création des simulations d'observations

6.4.1 Choix des grains

Pour se confronter à des degrés de sédimentation différents, nous avons utilisé deux types de distributions de grains, l'une avec des grains de taille modérée (\leq à 3 mm) et l'autre avec des grains dits de grande taille, allant jusqu'à 10 cm. Chacune de ces distributions possède un même exposant p égal à 3. Nous avons choisi cette valeur pour p car selon la prescription de Draine (2006), le β , donné pour une distribution avec a_{max} supérieur à trois fois la longueur d'onde d'observation, est égal à $(p - 3) \times 1.7$, 1.7 étant la valeur du β pour le milieu interstellaire. Cela signifie donc que pour un p supérieur ou égal à 3.5, β ne pourrait pas descendre en dessous de 0.85. Or, ce n'est pas ce qui est observé dans de nombreux disques protoplanétaires (Ricci et al. 2010). Nous avons aussi conservé la même masse pour chaque disque, qui est de $3.10^{-2} M_{sol}$. Le disque ayant les plus gros grains sera davantage sédimenté mais il sera également moins lumineux aux longueurs d'ondes observées par ALMA. En effet, le pic d'émission de grains de rayon a est approximativement à $\lambda = 2\pi a$. Avec $p = 3$, la majeure partie de la masse est regroupée dans les grains les plus gros. Cela implique, pour la distribution avec les plus gros grains, que le pic d'émission se situe à $\lambda \sim 50$ cm, largement au-delà des fréquences d'observations d'ALMA.

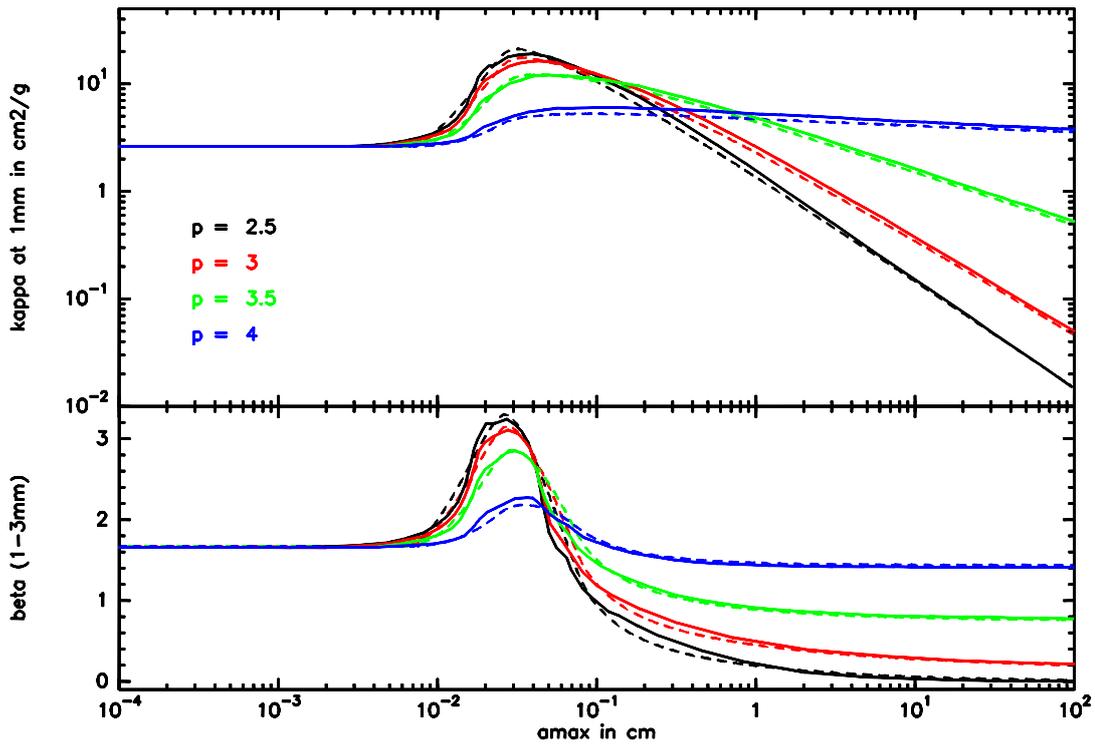


Figure 6.3 – Evolution du coefficient d’absorption κ_{1mm} et de l’indice β_{1-3mm} de la poussière en fonction de la distribution en taille des grains. Ceux-ci conservent le même a_{min} à $0.01 \mu m$ mais différents a_{max} et différents exposants p .

6.4.2 Choix de la configuration de l’interféromètre

Pour notre étude, nous avons utilisé 4 fréquences : 670, 340, 230 et 100 GHz (resp. ~ 0.5 mm, 0.8, 1.3 et 3 mm). Les observations ont dans un premier temps toutes été effectuées avec les mêmes lignes de bases, dont les plus grandes sont de 2.3 km. Cela permet pour un projet observationnel d’effectuer toutes ces observations dans un intervalle de quelques jours, alors que la configuration des antennes n’a pas ou peu été modifiée. La résolution obtenue à 1.3 mm (230 GHz) est de $0.14''$, ce qui correspond à 19.6 UA pour un disque placé à 140 pc dans la région de formation d’étoiles du Taureau. Cela doit être suffisant pour observer la sédimentation dans les disques protoplanétaires.

6.5 Résultats

6.5.1 Disques avec la même distribution de gaz

Dans un premier temps, nous avons cherché à comparer des disques possédant la même distribution verticale pour le gaz, à l’équilibre hydrostatique, mais dont la poussière était soit mélangée de façon homogène avec le gaz soit sédimentée (Fromang & Nelson 2009).

Une rapide comparaison de l’émission thermique de la poussière est faite à la figure 6.4 pour des disques observés à 670 GHz et sous différentes inclinaisons (de 70° à 90°). Pour chacune de ces inclinaisons, on remarque que le modèle non sédimenté a un flux supérieur lorsque l’on se observe à plusieurs échelle de hauteur, ce qui était le résultat attendu. Ainsi dans le contexte où l’échelle de hauteur du gaz est connue, la différence entre un disque sédimenté et non sédimenté est assez évidente pour un disque avec une inclinaison $\geq 80^\circ$. Cependant, avec des lignes de

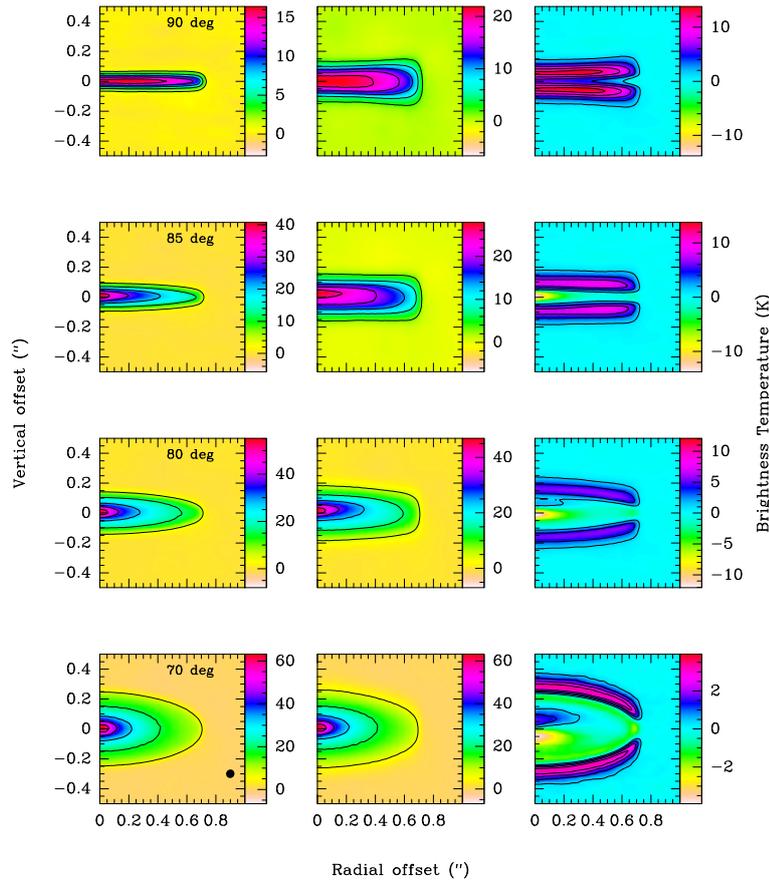


Figure 6.4 – Simulation d’observation de disques inclinés observés à 670 GHz et sous différentes inclinaisons. A gauche : Les disques sédimentés (S), au centre : disques non sédimentés (NS), et à droite : la différence (NS-S). La distribution du gaz est la même quelle que soit le disque, seule celle de la poussière varie entre les deux modèles. L’ellipse à la figure en bas à gauche représente la résolution spatiale de l’interféromètre à cette fréquence.

bases maximum de 2.3 km, la résolution angulaire n’est pas suffisante à 3 mm pour observer ce phénomène. Cela nécessite au moins une fréquence de 340 GHz, soit une résolution angulaire de $0.14''$ pour un disque de la région du taureau. Je rappelle ici que la distribution verticale du gaz, sous l’hypothèse qu’il soit à l’équilibre hydrostatique, peut être déduite, à partir de la température du milieu, via l’équation 2.27. La température peut être contrainte par l’observation des molécules en phase gazeuse et plus précisément par leur largeur de raie.

6.5.2 Minimisations de pseudo-disques sédimentés par des disques non sédimentés

Pour se mettre dans les conditions d’observations les plus réalistes, nous avons modélisé des disques sédimentés, que nous appelons pseudo-observations car avec une très forte discrétisation, en 4096-4096-4096 (sur n_x , n_y et n_z) pour une grille de 200 UA de côté. Cela permet de prendre en compte la très faible échelle de hauteur des grains les plus gros et de limiter tout effet de numérisation. Nous avons aussi ajouté du bruit thermique aux observations représentant 30 minutes d’observations sur chacune des fréquences. Nous avons ensuite minimisé ces pseudo-observations par des disques non-sédimentés dont la discrétisation était de 512-512-2046. Les paramètres libres étaient la densité surfacique, la température, l’exposant de la loi d’émissivité β , le rayon extérieur, l’inclinaison du disque, son angle de position et le paramètre le plus important,

Tableau 6.1 – disques sédimentés minimisés par des modèles non sédimentés : grains de taille modérée

Param & inclis	T_0 30	q 0.4	pc	R_{out}	β_i	β_r 0	H_0 14.6	hh 1.30	χ^2
(Cas 1)									
70°	34.8 ± 0.07	0.319 ± 0.001	2.14 ± 0.002	103.0 ± 0.03	0.442 ± 0.001	[0]	(15.7)	(1.34)	1276606
80°	35.0 ± 0.07	0.346 ± 0.002	1.85 ± 0.004	103.0 ± 0.03	0.292 ± 0.001	[0]	(15.8)	(1.33)	1415333
85°	29.5 ± 0.13	0.504 ± 0.004	1.31 ± 0.006	109.0 ± 0.06	0.293 ± 0.003	[0]	(14.5)	(1.25)	1683039
90°	19.9 ± 0.26	0.542 ± 0.008	0.16 ± 0.01	109.6 ± 0.09	0.930 ± 0.006	[0]	(11.9)	(1.23)	1319208
(Cas 2)									
70°	35.5 ± 0.07	0.306 ± 0.003	2.05 ± 0.005	108 ± 0.03	0.484 ± 0.005	0.156 ± 0.003	(15.9)	(1.35)	1299320 **
80°	34.8 ± 0.07	0.349 ± 0.004	1.70 ± 0.007	111 ± 0.03	0.483 ± 0.008	0.300 ± 0.005	(15.7)	(1.33)	1393296
85°	28.6 ± 0.09	0.533 ± 0.005	1.35 ± 0.008	116 ± 0.05	0.334 ± 0.010	-0.016 ± 0.007	(14.3)	(1.23)	1679815
90°	20.6 ± 0.15	0.550 ± 0.009	0.18 ± 0.02	111 ± 0.07	0.398 ± 0.021	-1.25 ± 0.013	(12.1)	(1.22)	1312764
(Cas 3)									
70°	35.8 ± 0.1	0.306 ± 0.001	2.23 ± 0.002	106 ± 0.03	0.466 ± 0.001	[0]	13.4 ± 0.04	1.33 ± 0.005	1262191
80°	35.5 ± 0.06	0.306 ± 0.003	1.95 ± 0.005	109 ± 0.03	0.390 ± 0.001	[0]	7.7 ± 0.04	1.21 ± 0.008	1203651
85°	32.5 ± 0.06	0.351 ± 0.004	1.62 ± 0.008	119 ± 0.04	0.444 ± 0.002	[0]	3.0 ± 0.04	0.46 ± 0.01	1156239
90°	29.2 ± 0.13	0.294 ± 0.012	0.20 ± 0.01	113 ± 0.06	0.754 ± 0.076	[0]	4.0 ± 0.04	0.10 ± 0.02	1162383
(Cas 4)									
70°	35.9 ± 0.06	0.305 ± 0.002	2.14 ± 0.004	108 ± 0.04	0.493 ± 0.004	0.099 ± 0.003	13.3 ± 0.03	1.32 ± 0.008	1278814 **
80°	36.4 ± 0.04	0.291 ± 0.003	1.90 ± 0.006	116 ± 0.04	0.551 ± 0.007	0.397 ± 0.004	7.81 ± 0.03	1.20 ± 0.011	1189558
85°	31.1 ± 0.04	0.378 ± 0.006	1.55 ± 0.013	128 ± 0.05	0.654 ± 0.017	1.13 ± 0.01	3.13 ± 0.03	0.92 ± 0.017	1134176
90°	34.4 ± 0.10	0.068 ± 0.004	1.21 ± 0.006	122 ± 0.05	0.738 ± 0.008	-0.380 ± 0.005	4.04 ± 0.03	0.34 ± 0.016	1145282

Les valeurs indiquées sous les paramètres sont celles utilisées dans les pseudo-observations de départ. ** Resultats n'ayant probablement pas convergés, étant donné que leur χ^2 est plus grand que pour des cas plus simples ($\beta_r = 0$).

l'échelle de hauteur à $R = 100$ UA. Les principaux résultats de cette étude sont présentés dans le tableau 6.1, pour des grains de taille modérée (≤ 3 mm), utilisant une loi de densité surfacique à bord visqueux pour les pseudo-observations et une loi à bord tronqué pour les disques servant à les approcher. Il nous a en effet semblé plus réaliste de ne pas utiliser exactement les mêmes lois entre le modèle et la pseudo-observation car de façon générale, les lois que nous utilisons ne sont toujours que des approximations de la réalité. 4 cas ont été étudiés ; dans le premier, nous avons assumé pour les modèles que le gaz était à l'équilibre hydrostatique, ce qui est le cas le moins bon car la poussière que nous observons dans la pseudo-observation est sédimenté. Cela amène à 90° à biaiser la température déduite pour réduire l'échelle de hauteur. Dans le deuxième cas, nous avons ajouté la possibilité d'avoir un β variant avec le rayon (cf équation 3.13), ce qui améliore un peu le χ^2 entre la pseudo-observation et le modèle. Dans le troisième cas, nous laissons l'échelle de hauteur du gaz (et donc celle de la poussière) libre. Ceci est le paramètre fondamental pour détecter la sédimentation et améliore grandement le χ^2 . Enfin, dans le 4ème cas, à la fois l'échelle de hauteur et le β en fonction du rayon sont libres.

On remarque qu'à la résolution étudiée, il a toujours été possible de mesurer une échelle de hauteur pour la poussière inférieure à celle du gaz, d'une valeur de 14.6 AU à un rayon de 100 UA. Cependant, ces différences ne deviennent significatives que pour une inclinaison des disques \geq à 75°. On mesure alors en effet une échelle de hauteur pour la poussière \leq à 10 UA, dénotant une divergence importante par rapport à la valeur attendue sans sédimentation. Pour obtenir ce résultat, il n'était pas nécessaire d'utiliser les 4 fréquences une seule suffisait. Le meilleur compromis semble être la fréquence à 340 GHz qui garde une bonne résolution et donc donne le résultat avec une forte précision tout en ne souffrant pas d'une trop forte absorption de l'atmosphère.

Nous avons aussi testé, dans les paramètres de minimisations, l'utilisation d'un $\beta(r)$. Notre objectif était de savoir si la sédimentation pouvait faire croire à une variation radiale des propriétés de la poussière. Les résultats indiquent que pour une inclinaison inférieure à 80°, l'indice $\beta(r)$ reste proche de zéro, c'est à dire que la sédimentation ne biaise pas l'interprétation des propriétés de la poussière. En revanche, pour des inclinaisons supérieures, les valeurs varient significativement. L'influence de la sédimentation sur le paramètre $\beta(r)$ ne peut donc plus être négligée et est de plus très complexe à prédire car varie rapidement avec l'opacité du disque en fonction du rayon.

Dans le cas plus complexe où le disque est optiquement fin, même aux petits rayons, la température ne pourra pas être contrainte de façon précise. Il s'avèrera donc difficile de comparer

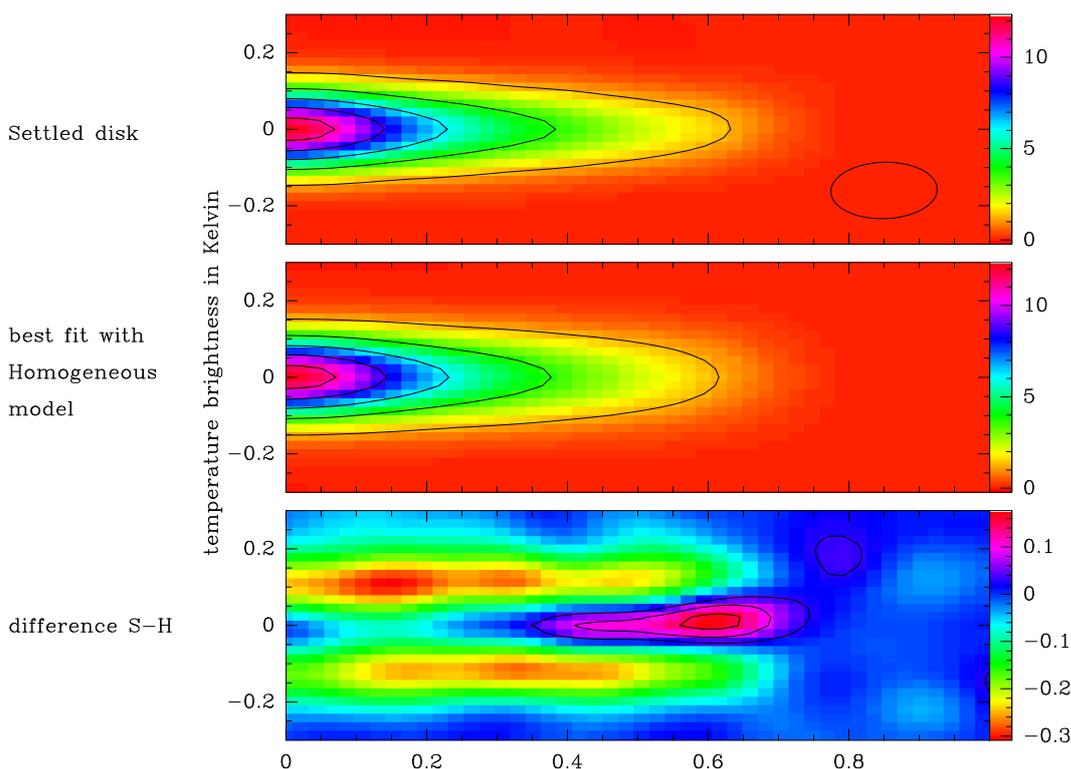


Figure 6.5 – Différence entre une pseudo-observation à 230 GHz d’un disque sédimenté incliné à 85° et le résultat de la minimisation (cas 4, cf tableau 6.1) par un modèle homogène. La distribution de grains a une taille maximale de 10 cm.

l’échelle de hauteur observée pour la poussière avec celle du gaz calculée à l’équilibre hydrostatique. Une possibilité serait de pouvoir différencier directement un disque homogène (gaz et poussière parfaitement mélangés) ayant une petite échelle de hauteur du disque sédimenté (dont le gaz a une distribution verticale plus étendue) s’en approchant le plus. Ceci est visible à la figure 6.5 où les disques représentés sont inclinés à 85° et observés à 230 GHz. Les conclusions sont cependant les mêmes pour tous les disques que nous avons étudiés, inclinés entre 80° et 90° degrés et observés entre 230 et 670 GHz.

La figure du bas montre la différence entre les deux modèles. Comme on pouvait s’y attendre, en comparaison du modèle homogène, le disque sédimenté a un déficit d’émission à plusieurs échelles de hauteur, et au contraire un surplus d’émission sur le plan du disque. Ces différences augmentent avec le rayon, ce qui suggère en première approximation d’observer des disques étendus. Cependant, dans de récentes d’observations, Guilloteau et al. (2011) ont détecté une ségrégation radiale de la poussière dans les disques avec uniquement des petits grains de l’ordre du μm au-delà de 100 UA. Dans ce cas, à grand rayon, la poussière restante est couplée au gaz et très peu sédimentée, ce qui diminue la probabilité de détecter des traces de sédimentation. L’effet semble donc davantage visible aux rayons compris entre 50 et 100 UA, où les gros grains sont toujours présents et les différences d’échelles de hauteur plus facilement discernables. Néanmoins, les différences entre les 2 modèles restent très faibles, de l’ordre du pour cent. Il est donc préférable d’étudier la sédimentation sur des disques en contraignant également l’échelle de hauteur du gaz.

6.6 Conclusion

Notre étude suggère donc que la sédimentation devrait être observable, dans le cadre où la turbulence dans le disque provient d'instabilités magnétorotationnelles et où les grains de poussière ont grossi jusqu'à une taille de l'ordre au moins du mm. Ainsi, pour un disque de 100 UA situé dans le nuage du Taureau, en utilisant seulement des lignes de base maximales de 2.3 km, les fréquences comprises entre 230 GHz et 670 GHz se sont avérées pertinentes pour quantifier la sédimentation avec seulement 30 minutes d'observations sur chaque fréquence.

Cependant, notre modélisation ne prend pas certains aspects qui pourraient compliquer la détectabilité de la sédimentation. Par exemple, nos disques simulés ont un rayon externe de 100 UA, ce qui est cohérent avec les observations de disques lumineux faites par Guilloteau et al. (2011) et Andrews et al. (2011). Pour des disques de taille inférieure, les différences d'échelles entre le gaz et la poussière seront plus difficiles à discerner et nécessiteront une plus grande résolution. Pour des disques plus grands, une évolution radiale des propriétés des grains sera probablement à prendre en compte. Enfin, nous avons utilisé des disques axisymétriques alors que des disques protoplanétaires réels peuvent être composés de spirales et/ou de "déformations".

Dans une première étape, si la structure du gaz a pu être mise en évidence par ailleurs, une seule fréquence est suffisante pour différencier la distribution verticale du gaz et de la poussière. Ainsi, une observation à 670 GHz ou à 340 GHz sera suffisante. Par contre, si l'on veut également déterminer la température du gaz ainsi que la masse de l'étoile centrale pour calculer l'échelle de hauteur du gaz en équilibre hydrostatique, cela nécessite 2 fréquences voire 3 si l'on désire également mesurer une variation radiale des propriétés de la poussière (Boehler et al. 2012).

Dans une deuxième étape, une étude un peu plus complexe serait de mesurer l'échelle de hauteur pour différentes tailles de grains, et ainsi apporter une contrainte supplémentaire pour les modèles de sédimentation. Cela est possible en utilisant 2 fréquences différentes, chacune étant sensible majoritairement à une taille de grain de l'ordre de $2\pi a$. De cette façon, en utilisant par exemple des fréquences à 0.5 mm et à 3 mm, et en modifiant la configuration des antennes pour conserver une résolution similaire, nous serions capable de mesurer une échelle de hauteur en fonction de la taille des grains.

6.7 Publication : Détectabilité de la sédimentation de la poussière avec ALMA

Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

Y. Boehler^{1,2,3}, A. Dutrey^{1,2}, S. Guilloteau^{1,2}, and V. Piétu⁴

¹ Univ. Bordeaux, LAB, UMR 5804, F-33270, Floirac, France

² CNRS, LAB, UMR 5804, F-33270 Floirac, France

e-mail: dutrey@obs.u-bordeaux1.fr, guilloteau@obs.u-bordeaux1.fr, y.boehler@crya.unam.mx

³ Centro de Radioastronomía y Astrofísica, UNAM, Apartado Postal 3-72, 58089 Morelia, Michoacán, Mexico e-mail: y.boehler@crya.unam.mx

⁴ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38400 Saint Martin d'Hères, France.
e-mail: pietu@iram.fr

Received , Accepted

ABSTRACT

Context. Investigating the dynamical and chemical evolution of dust grains in proto-planetary disks is a key issue to understand how planets should form.

Aims. We explore under which conditions dust settling can be constrained by high resolution observations at mm wavelengths, and which observational strategies are suited for such studies

Methods. We generate synthetic images of disks with different degree of dust settling, and simulate high angular resolution ($\sim 0.05'' - 0.3''$) ALMA observations of these synthetic disks. The resulting data set are then analyzed blindly with disk models which assume no settling. The derived disk parameters are then used as tracers of the settling factor. We explore a range of disk models and parameters.

Results. Our dust disks are partially resolved by ALMA and present some specific radial behaviors when settling occurs which can be used to quantify the level of settling. We find out that using 2.3 km baselines at 0.8 and 0.5 mm allows us to constrain the scale height and flaring index with sufficient precision to distinguish unambiguously between settled and non-settled disks, providing the inclination is close enough to edge-on ($i > 80^\circ$). Ignoring dust settling when analyzing such disks affects the derived dust temperature and the radial dependency of the dust emissivity index if the hydrostatic equilibrium approximation is enforced. However, the derived dust properties remain largely unaffected if the scale height is fitted separately from the temperature profile. For real disks, deviations from ideal geometry (warps, spiral waves) may provide an ultimate limit on the dust settling.

Conclusions. ALMA has the potential to test some of the dust settling mechanisms, but ignoring dust settling should not bias significantly the derivation of radial dependencies if the data are adequately analyzed.

Key words. Stars: formation — stars: circumstellar matter — ISM: dust

1. Introduction

Grain growth and dust settling are two key ingredients in the planetary system formation process. Recent observational evidences suggest that ISM dust grains start to grow in the early phase of star formation, as soon as dense pre-stellar cores begin to form. Theory and numerical simulations predict that in Class II proto-planetary disks, the dust orbiting the Pre-Main-Sequence (PMS) star continues to grow but also very quickly settles along the mid-plane in typical characteristic time of a few 10^4 yrs (Dullemond & Dominik 2004; Fromang & Nelson 2009). The growth is the first step towards the formation of even larger solid bodies, which ultimately culminate with planetary embryos. Settling, which enhances the number density of grains, is important in speeding up this process and affecting the relative velocities, which in turn control the coagulation / fragmentation balance (see e.g. Birnstiel et al. 2010). Settling can also result in high dust to gas ratio in the disk plane, which affects the gravitational stability and may control the initial step of the formation of planetesimals (Goldreich & Ward 1973).

So far, there are only very few observational attempts to quantify the dust evolution in disks because the problem is

intrinsically complex since the two physical processes (grain growth and dust settling) are simultaneously shaping the disk. The big grains are expected to fall down relatively quickly to the mid-plane while only small grains, reflecting the stellar light (Burrows et al. 1996; Roddier et al. 1996), should remain located on the disk surface, at 3-5 gas scale heights.

At a radius of 100 AU from the central star, typical hydrostatic scale heights range between 10-20 AU or $\sim 0.1''$ at the distance of the nearest low-mass star forming regions ($D \sim 140$ pc). Therefore, observing settling requires both the most sensitive and the most resolving astronomical facilities.

Some evidence of dust settling has been obtained from Near-Infrared (NIR) maps obtained with the HST (Silber et al. 2000), or with adaptive optics NIR techniques, such as those of the disk surrounding IM Lupi by Pinte et al. (2008).

Images at wavelength λ are mostly sensitive to particles of size $a \approx \lambda/(2\pi)$, therefore IR observations only characterize grain growth for small particles with sizes of the order of $\sim 0.1 - 10 \mu\text{m}$. Moreover, as the dust opacity in the NIR is still quite large, the particles we observe are necessarily located high above the disk plane, typically around 3-5 scale heights (D'Alessio et al. 2001; Chiang & Goldreich 1997).

Contrary to IR, the moderate opacity of the mm/submm domain allows dust mass estimate and should accordingly probe

Send offprint requests to: Y.Boehler, e-mail: y.boehler@crya.unam.mx

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

material throughout the disk structure. The early bolometric observations of envelopes and disks around young stars (Beckwith et al. 1990) indicated that both the dust absorption coefficient κ_v and its spectral index β at mm wavelengths have evolved compared to the ISM dust. However, only spatially resolved observations could alleviate the ambiguity left by the possible contribution of the inner optically thick core. Furthermore, possible contamination of the long wavelengths flux density (above 4 mm) by free-free emission can be substantial and should be removed for proper determination of the spectral index (Rodmann et al. 2006). Using the VLA (at 7 mm), PdBI and OVRO to probe the dust properties and the dust disk surface density in CQ Tau, Testi et al. (2003) concluded that particle have grown up to sizes as large as ~ 1 cm. Similar results were obtained on larger samples in ρ Oph (with ATCA) and in Taurus-Auriga by Ricci et al. (2010b,a). The overall grain growth in proto-planetary disks thus seems a well establish fact.

More recently, Guilloteau et al. (2011) performed a high angular resolution dual frequency study of disks in the Taurus-Auriga region with the IRAM array. Apart from disks with inner holes such as LkCa15 (Piétu et al. 2006), all sources observed with sufficiently high angular resolution (0.4-0.8'') exhibit steeper brightness gradient at 3 mm than at 1.3 mm. This is the signature of an evolution of the dust spectral index with radius, with smaller β values near the central star. The inner part of disks, up to 60-80 AU, appears dominated by large particles leading to a spectral index β between 3 and 1.3 mm below 0.5, while beyond 100 AU, β reaches value consistent with ISM-like grains (1.7). This constitutes the first observational evidence of radial variations in dust properties, and the characteristic transition radius between small and large grains is consistent with recent models of dust evolution in disks by Birnstiel et al. (2010).

In this paper, we go one step further and study the impact of dust settling on the disk imaging at mm wavelengths, in order to define adequate observational strategies to constrain this phenomenon with ALMA. For this purpose, we utilize the code DISKFIT (Piétu et al. 2007), which has been upgraded to take into account the dust settling using two different prescriptions. The ALMA simulator developed at IRAM (Pety et al. 2002) is then used to generate realistic ALMA datasets within the wavelength range 0.5 to 3 mm. Finally, we analyze these synthetic observations (pseudo-observations) as real data assuming a vertically uniform dust distribution in order to find out robust criteria of dust settling. We also explore some hidden degeneracies which may bias our estimate of the dust properties. We then discuss what would be an ideal ALMA observation.

Our dust disk models are described in Section 2. Section 3 presents the ALMA predictions (pseudo-observations) and the method of analysis. We then discuss in Section 4 the implications of our results.

2. Model Description

2.1. Disk Model

As in Guilloteau et al. (2011), we assume a simple parametric disk model. In Model 1, the gas surface density is a simple power law with a sharp inner and outer radius:

$$\Sigma_g(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-p}, \quad (1)$$

for $R_{\text{int}} < r < R_{\text{out}}$.

In Model 2, the density is tapered by an exponential edge:

$$\Sigma_g(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-\gamma} \exp\left(-\left(r/R_c\right)^{2-\gamma}\right). \quad (2)$$

Note that Model 1 derives from Model 2 by simply setting $R_c \rightarrow \infty$ and $p = \gamma$ in the above parametrization. Model 2 is a solution of the self-similar evolution of a viscous disk in which the viscosity is a power law of the radius (with constant exponent in time γ).

The kinetic temperature in the disk mid-plane is also assumed to be a power law of the radius:

$$T_k(r, z = 0) = T_0(r/R_0)^{-q}. \quad (3)$$

We shall further assume that the disk is vertically isothermal, $T_k(r, z) = T_k(r, z = 0)$. Models of dust settling show that most of the dust should mostly settle within one scale-height (Dullemond & Dominik 2004), therefore assuming that the dust is isothermal, is at first order a reasonable assumption. The impact of this assumption will be discussed later. Under hydrostatic equilibrium, the resulting vertical gas distribution is a Gaussian

$$\rho(r, z) = \frac{\Sigma(r)}{H_g(r) \sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{z}{H_g(r)}\right)^2\right). \quad (4)$$

With this definition, the gas scale height H_g is:

$$H_g(r) = \sqrt{\frac{2r^3 k T_k(r)}{GM_* \mu m_H}} \quad (5)$$

with k and G the Boltzmann and the gravitational constants respectively, M_* the star mass, μ the mean molecular weight and m_H the mass of the Hydrogen nuclei. H_g is also a power law of the radius

$$H_g(r) = H_0(r/R_0)^h, \quad (6)$$

with the exponent $h = 3/2 - q/2$. The mean molecular weight μ is equal to 2.6 in our analysis.

2.2. Dust Properties

We assume that grains and gas are fully thermally coupled, so that the dust temperature $T_{\text{dust}} = T_k$.

The dust emissivity as a function of frequency depends on the dust size distribution and grain composition.

Dust settling implies local changes in the dust-to-gas ratio, as well as local variations in the grain size distribution, whose details depend on the mechanism controlling the dust evolution. We assume here no radial re-distribution of dust: the dust surface density Σ_d follows the gas surface density, and at any radius the average dust-to-gas ratio, i.e. $\Sigma_d(r)/\Sigma_g(r)$, is equal to the standard ratio $\zeta_{\text{std}} = 1/100$. The later value is only a scaling factor for the total disk mass in non-settled disks, but also affects settling in some specific models.

We further impose that dust settling does not change the overall dust distribution as a function of grain size, and use a power law size distribution

$$\frac{dn(a)}{da} = n_0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-p_d} \quad a_{\text{min}} \leq a \leq a_{\text{max}}. \quad (7)$$

n_0 is the number of grains at the reference size a_0 , a_{min} and a_{max} are the minimum and maximum radius of the particles and p_d the exponent of the power law (usually taken from 2.5 to 4, e.g.

Ricci et al. 2010b). Equation 7 is valid on average, but locally, because of the effect of dust settling, the dust size distribution is no longer a power law.

Once the dust size distribution and grain composition are specified, several methods can be used to derive the emissivity values: Mie theory, etc., (see, e.g. Draine 2006). This has to be done with grain sizes varying up to 5 to 6 orders of magnitude. Most methods tend to be slow when processing emissivity of large grains. In non-settled disks, this is not an issue as only one such computation is required. A more serious limitation is our limited knowledge of the grain composition.

Thus, one often use approximate laws for the dust emissivity in the mm domain, such as a simple power law prescription $\kappa(\nu) = \kappa_0(\nu/\nu_0)^\beta$. Although in general applicable to the molecular clouds where grains remain small, in disks, this approximation is only valid over a relatively narrow range of frequencies. Realistic disk grains can result in emissivity curves which cannot be represented at all in this way at mm wavelengths, especially when the largest grain become comparable in size to the wavelength (Natta et al. 2004; Ricci et al. 2010b; Isella et al. 2009).

Furthermore, in settled disks, such a representation would no longer be convenient, as relating the effective κ_0 and β to the dust settling parameters is a non trivial task. Thus a 2-D (r, z) distribution of the dust emissivity as a function of wavelength needs to be computed once the settling parameters are specified. Given the important unknowns in the dust geometry and composition, we have elected to use a parametric method to model the dust emissivity as a function of grain size and wavelength.

Our approach is based on the fact that the emissivity as a function of frequency displays two asymptotic regimes, the small wavelengths where the absorption coefficient is dictated by the geometrical cross section, and the long wavelengths for which a power law applies. These two regimes are connected by a resonance region near $\lambda = 2\pi a$. The detailed behaviour of this resonant region is not critical, as integration over a size distribution will smooth out any fine structure: only the width and height matters. We thus elected to parameterize the asymptotic regimes and the width and height of this resonant region in a simple way. The details are given in Appendix A.

To integrate over a given distribution in size, the distribution is sampled on discrete bins. We typically use two (logarithmic) bins per decade in size, except for the smallest sizes (below $1\mu\text{m}$) where 1 bin per decade is used because these small grains contribute very little to the emissivity at mm wavelengths (and are also less affected by settling effects). Within each bin, the size distribution is assumed to remain a power law with the same exponent p_d as the integrated grain size distribution. Our selected functional for the emissivity $\kappa(\nu, a)$ allows analytic integration over this truncated power law size distribution to derive the mean emissivity per unit mass.

In the example presented in this article, the parameters have been adjusted in order to match the dust properties used by Ricci et al. (2010b). The resulting emissivity per size bin are given in Table 3, and Fig.1 shows the relative contribution of each bin to the total emission, for a size distribution index p_d equal to 3.

2.3. Implementation of Dust Settling

Along with these assumed dust properties, we present two different dust settling laws.

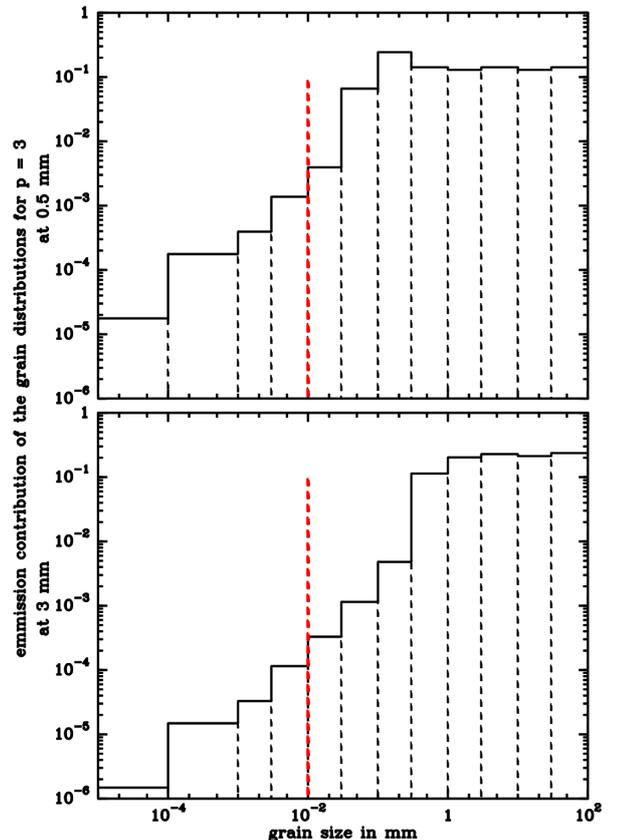


Fig. 1. Contribution of various dust grains to the total emission (at 3 and 0.5mm wavelengths), depending of their size, for an assumed size exponent $p_d = 3$. The vertical dashed line represents approximately (depending of disk density) the separation between grains well mixed with the gas and grains starting to settle.

2.3.1. Homothetic Settling

Although dust settling mechanism does not in general lead to a Gaussian vertical distribution of grains of a given size a , this often remains an acceptable approximation. Deviations from such vertical profile only occurs high above the typical scale height, i.e. in regions which contribute very little to the total dust mass (see e.g. Fromang & Nelson 2009). Thus, we can define a grain-size dependent scale height, $H_d(a, r)$, and a “settling factor”, $s(a, r) = H_d(a, r)/H_g(r)$. Homothetic settling is obtained when $s(a, r)$ is independent of the radius r . In our binned dust representation, this can be simulated by specifying the values of $s_n = s(a_n)$ for each bin. Our number of bins is large enough to provide maps with sufficient accuracy at the noise level of ALMA observations.

We note that the method used by D’Alessio et al. (2006) to study the impact of dust settling on disk SED effectively corresponds to a two-bin representation in our model, as their dust disk consists of two layers of large (close to the mid-plane) and small (near the disk surface) grains.

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

2.3.2. Non Homothetic Settling: MRI Model

We also implement a more physically driven model based on global numerical calculations from Fromang & Nelson (2009), taking into account ideal MRI-induced MHD turbulence predictions (Balbus & Hawley 1991, 1998) as well as vertical stratification of dust and gas. When looking for a steady state vertical profile for the density, Fromang & Nelson (2009) obtain the following equation:

$$\frac{\delta}{\delta z} \left(\ln \frac{\rho_d}{\rho} \right) = - \frac{\Omega^2 \tau_s}{D} z \quad (8)$$

where ρ_d is the dust grain specific density (i.e. typically 1-3 g.cm⁻³), ρ the gas (mass) density, Ω the angular velocity, τ_s the dust stopping time, and D the diffusion coefficient, depending of the height z in the disk. In a Keplerian disk, the angular velocity is:

$$\Omega = \Omega_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-3/2} \quad (9)$$

and relates to the scale height in hydrostatic equilibrium by:

$$\Omega = \sqrt{2} \frac{C_s}{H_g} \quad (10)$$

where C_s is the (isothermal) sound speed. The dust stopping time is the typical time, for a particle of size a and density ρ_d , initially at rest to reach the local gas velocity:

$$\tau_s = \frac{\rho_d a}{\rho C_s} \quad (11)$$

The main factor controlling the degree of settling is the dimensionless product of the dust stopping time τ_s by the angular velocity which fixes the dynamical time. When $\Omega\tau \ll 1$, the dust particles are coupled to the gas. When $\Omega\tau \gg 1$, the dust particles are decoupled from the gas and settles towards the midplane. This product is linked to the particle size a by:

$$\Omega\tau_s(r, z) = \frac{\sqrt{2\pi}\rho_d a}{\Sigma_g(r)} \exp(z/H_g(r))^2 \quad (12)$$

where the surface density $\Sigma_g(r)$ is given by Eqs.1-2, depending on which disk model is used. As this quantity is therefore inversely proportional to the gas surface density, in general the settling *increases* with radius.

It is convenient to further approximate the effects of dust settling by relating the ‘‘settling factor’’ $s(a, r)$ defined in Sec.2.3.1 to the settling parameter $\Omega\tau_0 = (\Omega\tau_s)(r, z = 0)$:

$$s(a, r) = \frac{H_d(a, r)}{H_g(r)} = f(\Omega\tau_0) \quad (13)$$

For large grains, Dubrulle et al. (1995) and Carballido et al. (2006) have shown that a power law:

$$s(a, r) = \frac{H_d(a, r)}{H_g(r)} = (\Omega\tau_0)^\alpha \quad (14)$$

with $\alpha = -0.5$ is a suitable function. With a similar representation, Pinte et al. (2008) found an exponent $\alpha = -0.05$ from a multi-wavelength study of IM Lupi. However, their value is mostly constrained by NIR data which are essentially sensitive to

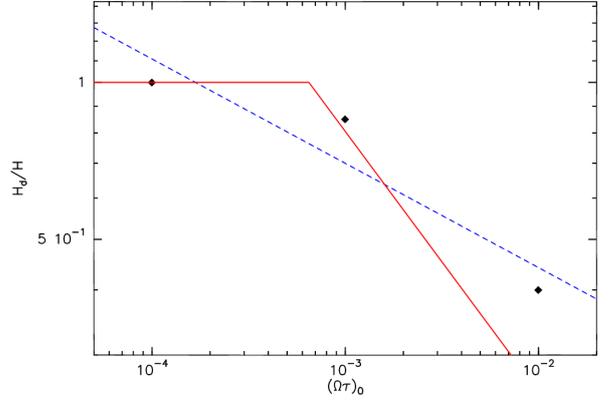


Fig. 2. Dust scale height in function of $(\Omega\tau_s)_0$ (adapted from Fromang & Nelson 2009). The black diamonds represent the values calculated by the simulations. The dashed line is the power law fit from Fromang & Nelson (2009) (exponent -0.2). The broken red line indicates the two regimes adopted in our study.

small grains. We have adopted the following law, which matches the previous asymptotic results

$$s(a, r) = \begin{cases} 1 & \text{if } \Omega\tau_0 < \omega_c \\ \left(\frac{\Omega\tau_0}{\omega_c} \right)^{-0.5} & \text{if } \Omega\tau_0 > \omega_c \end{cases} \quad (15)$$

with $\omega_c = 6.5 \cdot 10^{-4}$. This slightly overestimates the settling efficiency found by Fromang & Nelson (2009), as shown in Fig.2. For small grains, the small difference between our adopted exponent of 0 for small $\Omega\tau$ and the value -0.05 found par Pinte et al. (2008) is unimportant for our purpose, since the emission in the mm/submm domain is largely dominated by grains affected by dust settling, as illustrated by Fig.1.

Table 1. Settling factors s for the various grain size distributions

grain size		$s(a) = H_d/H_g$		
a_-	a_+	at $R_{\text{int}} = 3$ AU	at 50 AU	at $R_{\text{out}} = 100$ AU
0.01 μm	10 μm	1.00	1.000	1.000
10 μm	30 μm	1.00	0.867	0.613
30 μm	100 μm	1.00	0.481	0.340
0.1 mm	0.3 mm	1.00	0.274	0.194
0.3 mm	1 mm	0.621	0.152	0.108
1 mm	3 mm	0.354	0.0867	0.0613
3 mm	10 mm	0.196	0.0481	0.0340
10 mm	30 mm	0.112	0.0274	0.0194
30 mm	100 mm	0.0621	0.0152	0.0108

The settling factor s is calculated for $p_d = 3$, $\rho_d = 1.5$ g.cm⁻³ with a corresponding to the mean (mass weighted) grain radius, and the disk model described in Table 2.

2.4. Simulations

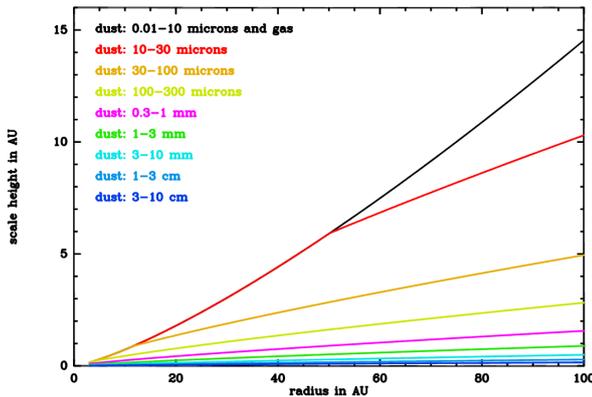
We used the ray-tracer of the radiative transfer code DISKFIT (Piétu et al. 2007) to generate brightness distributions at different wavelengths. As settling can only be observed at sufficiently high disk inclinations, special care was taken in defining the image sampling to limit the numerical effects, as described in

Table 2. Basic Disk Parameters adapted from DM Tau characteristics.

Physical characteristics	Adopted values
type of grains	Moderate (≤ 3 mm) or big (≤ 10 cm)
gas scale height	in hydrostatic equilibrium (Eq. 5)
Temperature	$T_k(r) = 30 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-0.4}$ Kelvin
Density	$\Sigma_g(r) = 3.4 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-1}$ g.cm $^{-2}$
Reference radius	$R_0 = 100$ AU
Disk edges	$R_{int} = 3$ AU and $R_{out} = 100$ AU
Inclinations	70, 80, 85 and 90°

Table 3. Dust Emissivity calculated from our simplified model.

grain size		κ (cm 2 g $^{-1}$)			
a_-	a_+	0.5 mm	0.8 mm	1.3 mm	3 mm
0.01 μ m	30 μ m	8.33	3.80	1.69	0.418
30 μ m	100 μ m	40.1	7.69	1.84	0.418
0.1 mm	0.3 mm	51.4	34.5	11.1	0.610
0.3 mm	1 mm	8.60	8.74	9.52	4.12
1 mm	3 mm	2.75	2.75	2.58	2.58
3 mm	10 mm	0.860	0.860	0.826	0.826
10 mm	30 mm	0.275	0.275	0.270	0.270
30 mm	100 mm	0.0860	0.0860	0.0860	0.0859

**Fig. 3.** Evolution of the dust and gas scale height as a function of the radius for different grain sizes for the FN model. The black curve also corresponds to the gas scale height.

Guilloteau et al. (2011). This required to have radial and vertical cells smaller than 0.05 AU.

The simulated brightness distributions were then processed through the ALMA simulator implemented in the GILDAS software package (Pety et al. 2002).

The disk parameters are representative of the disks studied by Guilloteau et al. (2011) and are given in Table 2. The total (gas+dust) disk mass is 0.03 M_{\odot} .

Dust parameters were adjusted to mimic the emissivity curves from Ricci et al. (2010b), see Appendix A. The minimum grain size was 0.01 μ m and the maximum grain size 3 mm or 10 cm with $\rho_d = 3$ and $\rho_d = 1.5$ g.cm $^{-3}$.

3. Model Results and Analysis Method

3.1. Sample of Models

In addition to the non-settled case (Model NO), we investigated two different settling models. Model HO assumes an homothetic settling: the settling factor depends on grain size, but is radially independent. Model FN corresponds to the prescription derived from Fromang & Nelson (2009).

Table 1 gives the expected settling factors in model FN, and Fig.3 indicates the apparent scale height for various grain sizes as a function of radius.

As a first guess, we choose to simulate observations obtained using 50 antennas with a single antenna configuration, so that observations at different wavelengths can be performed nearly simultaneously. A maximum baseline length of 2.3 km was used and the observations were assumed to be around the transit. Pseudo-observations of settled disks, located at declina-

tion $\delta = -23^\circ$, have been created at four different frequencies, 100, 230, 340 and 670 GHz (or in wavelengths: 3 mm, 1.3 mm, 0.88 mm and 0.48 mm, corresponding to the 4 initial ALMA bands 3,6,7 and 9). This leads to a spatial resolution of 0.30'', 0.13'', 0.089'' and 0.045'' for Bands 3,6,7 and 9, respectively. At the distance of the nearest star forming regions (120 – 140 pc for ρ Oph and Taurus-Auriga), the corresponding linear resolutions are 39-42, 16-18, 11-12 and 5-6 AU. In our case, we assume a distance of 140 pc. Thermal noise was added to the simulated UV data (corresponding to 30 min of observations for each frequency). The resulting image noise (point source sensitivity) are 13 μ Jy at 100 GHz, 20 at 230 GHz, 30 at 340 GHz and 111 at 670 GHz.

Each disk has been imaged at 4 inclination angles (90°, 85°, 80° and 70°). We used the FN model, with two maximum grain sizes, 3 mm (moderate size grain model) or 10 cm (large grain model), and computed the dust emissivity at each point in the disk with the local grain size distribution resulting from settling. Disk integrated flux densities are given in Table 4.

3.2. Primary effects of settling

To understand the effect of settling, it is useful to compare the images of the same disk (i.e. having the same gas distribution) with or without settling.

Figure 4 represents the expected images for Model FN and NO for a disk inclined at 90°, while Fig. 5 gives brightness profiles for cuts along and perpendicular to the disk plane at the disk center.

As expected, the vertical extent is smaller in the FN case, and the non-settled disk appears to have a larger flaring. A less obvious result of settling is the lower brightness temperature. This may look counter-intuitive: as settling brings more dust in the plane, we would expect stronger emission there. The effect is due to the increase in the dust opacity in the mid-plane: the $\tau = 1$ region is thus reached at larger distances, which are colder. As the opacity decreases with radius, the same opacity increase also leads to a larger apparent radial extent (FWHM) for settled disks. As these effects are due to self-absorption by a colder region, they will be less pronounced in less massive disks.

They also depend on grain size, which affects the dust emissivity. With larger grains, the mm opacity is decreased, so the self-absorption effects are expected to be smaller. However, larger grains exhibit more pronounced settling in the FN model, which counteracts the above effect. Thus a simple change in disk mass and a modification of the grain sizes result in quite different effects, in particular as a function of observing frequency.

Moreover, because the intrinsic aspect ratio is of order $H/R \leq 0.1$, these effects are critically dependent on the inclination (see Fig.6). At 85°, the effects are already different, both

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

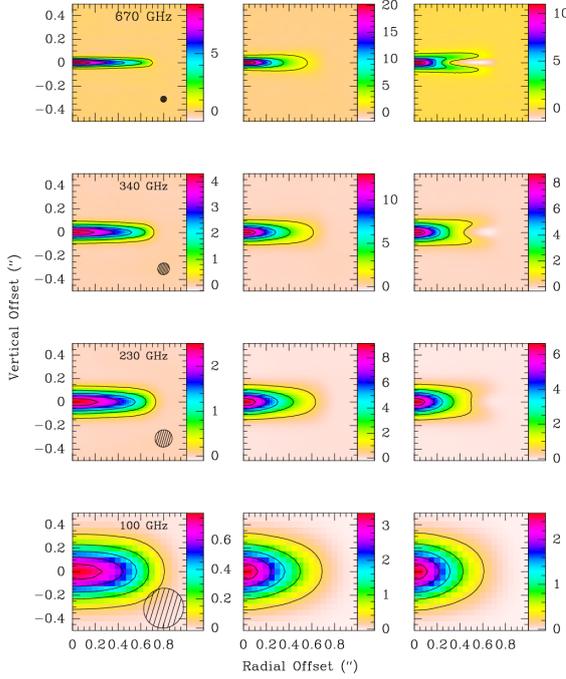


Fig. 4. Left: settled disks at 90° of inclination (FN model). Middle: non-settled disks of same gas mass distribution and same amount of dust (model NO). Right: difference between these two models (NO-FN). Simulations are made with large grains. The hatched ellipse is the PSF.

in nature (the settled disk is now slightly brighter), and in magnitude (differences are now small). At 70°, the impact of settling becomes in general difficult to see.

3.3. Inversion Process

Comparing the same disk with and without settling can illustrate the expected differences under known circumstances, but when observing a given object, nothing is known a priori of the disk properties.

We investigate here potential ways to distinguish *any* settled disk from *any* non-settled one. Our approach is to analyze simulated images of settled disks with non-settled, homogeneous disk models. Under this approach, settled disks may result in very unusual parameters which cannot be ascribed to “normal” non-settled disks. For example, the dust scale height H_0 should be small, as well as the flaring index h .

The resulting UV data sets were fitted by non-settled and vertically isothermal models under the assumption of power law or exponential decay for the surface density distribution (model 1 or 2, Eq. 1 and 2). All frequencies were fitted simultaneously.

Non-settled disks are characterized by the following parameters: the position angle PA, the inclination i , the intrinsic parameters R_{int} , R_{out} , Σ_0 and p (for the power law, R_c , γ for the viscous model), T_0 , q , H_0 , h and the dust characteristics. The latter being a priori unknown, we assume the simple power law $\kappa(\nu) = \kappa_0(\nu/\nu_0)^\beta$ for the dust emissivity. We use here $\nu_0 = 10^{12}$ Hz and $\kappa_0 = 0.1 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ (for a dust to gas ratio of 1/100). As β is a free parameter in our analysis, the choice of ν_0 will affect $\kappa(\nu)$ at other frequencies, which is compensated in our analysis by

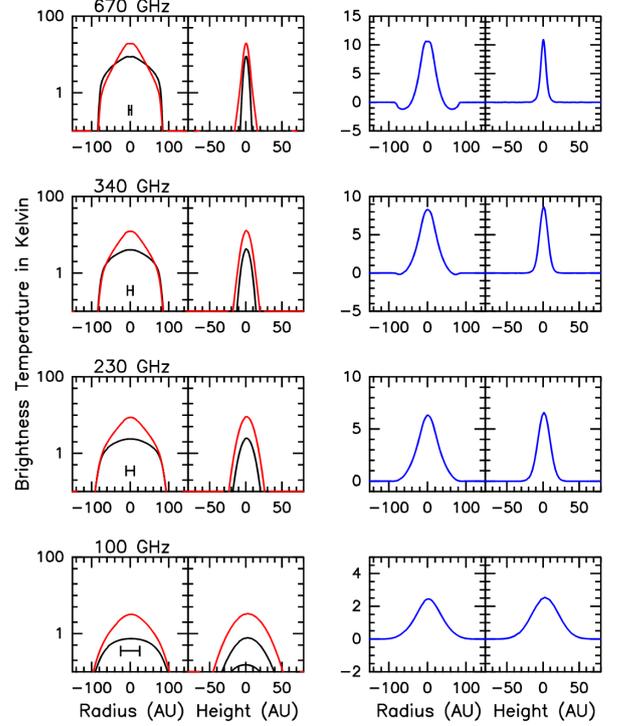


Fig. 5. Profiles of the disks at 90°: in red is the non-settled disk and in black the settled disk (FN model). From left to right: radial and vertical profiles along the disk axis for a non-settled disk (red curves) and a settled one (FN model, black curves), then radial and vertical profile of the difference (NO-FN). The model uses large grains (from 0.01 μm to 10 cm).

Table 4. Settled Disk (FN) flux densities in mJy

Frequency	100 GHz	230 GHz	340 GHz	670 GHz
Moderate grains				
70°	65	450	989	3490
80°	48	300	634	2100
85°	32	180	377	1240
90°	7.6	56	137	564
Large grains				
70°	9.6	60	134	512
80°	9.0	56	123	462
85°	8.1	49	107	393
90°	2.4	17	39	166

adjusting the disk density. The derived disk density profiles $\Sigma(r)$ (and in particular the disk mass) is thus somewhat dependent on the assumed value of ν_0 .

Each pseudo-observation was fitted with 4 different non-settled disk models. The scale height was derived either under hydrostatic equilibrium constraint or independently fitted, and dust emissivity exponent β was assumed to be independent of the radius r , or evolving like its logarithm:

$$\beta(r) = \beta_i + \beta_r \log(r/R_0) \quad (16)$$

This leads to 4 cases (see Tables 5-6). Case 1 assumes hydrostatic equilibrium and $\beta_r = 0$, Case 2 hydrostatic equilibrium and free β_r , while Case 3 uses free scale height H_0 and h with $\beta_r = 0$

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

Table 5. Minimizations of a settled disk (model 1) by an homogeneous one (model 1): moderate size grains

Disk Case & inclination	T_0 30 K	q 0.4	p 1.0	R_{out} 100 AU	β_i	β_r 0	H_0 14.6 AU	h 1.30	χ^2
(Case 1)									
70°	30.3 ± 0.08	0.396 ± 0.001	0.966 ± 0.002	95.8 ± 0.02	0.613 ± 0.001	[0]	(14.7)	(1.30)	1458941
80°	33.8 ± 0.07	0.378 ± 0.002	1.32 ± 0.004	96.1 ± 0.03	0.420 ± 0.001	[0]	(15.5)	(1.31)	1696971
85°	26.6 ± 0.10	0.629 ± 0.007	0.692 ± 0.006	97.9 ± 0.04	0.341 ± 0.002	[0]	(13.7)	(1.18)	1661490
90°	18.8 ± 0.22	0.810 ± 0.035	-1.20 ± 0.03	101.0 ± 0.07	0.892 ± 0.005	[0]	(11.6)	(1.10)	1332034
(Case 2)									
70°	30.3 ± 0.08	0.396 ± 0.001	0.965 ± 0.006	95.8 ± 0.02	0.612 ± 0.002	0.000 ± 0.005	(14.7)	(1.30)	1458923
80°	33.8 ± 0.13	0.378 ± 0.001	1.32 ± 0.01	96.1 ± 0.03	0.420 ± 0.003	0.003 ± 0.008	(15.5)	(1.31)	1697294
85°	26.4 ± 0.17	0.640 ± 0.005	1.16 ± 0.01	98.4 ± 0.06	0.230 ± 0.003	-0.23 ± 0.01	(13.7)	(1.18)	1660374
90°	19.3 ± 0.3	0.622 ± 0.013	0.55 ± 0.07	102 ± 0.10	0.440 ± 0.005	-1.21 ± 0.02	(11.7)	(1.19)	1325182
(Case 3)									
70°	28.3 ± 0.04	0.423 ± 0.001	1.09 ± 0.005	99.7 ± 0.007	0.686 ± 0.001	[0]	2.55 ± 0.05	1.06 ± 0.016	1205325
80°	29.2 ± 0.03	0.412 ± 0.001	1.43 ± 0.009	99.7 ± 0.009	0.704 ± 0.002	[0]	2.49 ± 0.04	0.94 ± 0.007	1193405
85°	30.2 ± 0.03	0.391 ± 0.001	0.27 ± 0.06	100. ± 0.03	0.682 ± 0.007	[0]	2.91 ± 0.06	1.18 ± 0.03	1155545
90°	31.2 ± 0.19	0.39 ± 0.034	-1.20 ± 0.05	101. ± 0.07	0.833 ± 0.007	[0]	3.06 ± 0.05	-0.09 ± 0.02	1117094
(Case 4)									
70°	28.1 ± 0.04	0.425 ± 0.001	1.22 ± 0.008	99.8 ± 0.007	0.648 ± 0.002	-0.080 ± 0.005	2.49 ± 0.06	1.05 ± 0.014	1205325
80°	29.1 ± 0.03	0.415 ± 0.001	1.78 ± 0.02	99.8 ± 0.008	0.644 ± 0.003	-0.21 ± 0.02	2.52 ± 0.04	0.97 ± 0.007	1192868
85°	30.2 ± 0.03	0.391 ± 0.001	0.35 ± 0.09	100 ± 0.06	0.601 ± 0.007	-0.46 ± 0.07	2.95 ± 0.07	1.26 ± 0.03	1155401
90°	30.2 ± 0.19	0.54 ± 0.038	-1.65 ± 0.09	101 ± 0.07	0.897 ± 0.006	0.17 ± 0.02	3.05 ± 0.06	-0.11 ± 0.03	1117059

Numbers between brackets [] indicate fixed parameters. Numbers between parentheses are derived from another parameter (H_0 from T_k and h from q under the hydrostatic equilibrium hypothesis). The second row indicates the expected values of the parameters.

Table 6. Minimizations of a settled disk (model 1) by an homogeneous one (model 1): large grains

Disk Case & inclination	T_0 30 K	q 0.4	p 1.0	R_{out} 100 AU	β_i	β_r 0	H_0 14.6 AU	h 1.30	χ^2
(Case 1)									
70°	22.2 ± 1.2	0.453 ± 0.014	0.92 ± 0.013	99.1 ± 0.2	0.337 ± 0.004	[0]	(12.6)	(1.27)	1099461
80°	19.2 ± 0.6	0.555 ± 0.011	0.78 ± 0.01	96.5 ± 0.2	0.366 ± 0.004	[0]	(11.7)	(1.23)	1103372
85°	17.8 ± 0.3	0.668 ± 0.010	0.70 ± 0.01	95.8 ± 0.2	0.464 ± 0.005	[0]	(11.2)	(1.17)	1115798
90°	11.9 ± 0.4	0.967 ± 0.055	-0.82 ± 0.06	96.6 ± 0.3	0.98 ± 0.02	[0]	(9.1)	(1.02)	1113205
(Case 2)									
70°	15.0 ± 1.0	1.10 ± 0.04	-0.07 ± 0.04	99.8 ± 0.1	0.45 ± 0.008	0.126 ± 0.004	(10.3)	(0.95)	1099558
80°	13.8 ± 0.9	1.30 ± 0.017	-0.45 ± 0.02	97.9 ± 0.2	0.50 ± 0.007	0.182 ± 0.004	(9.9)	(0.85)	1102652
85°	17.7 ± 0.24	0.674 ± 0.010	0.73 ± 0.02	95.8 ± 0.2	0.45 ± 0.008	-0.01 ± 0.01	(11.2)	(1.17)	1114358
90°	13.0 ± 0.35	0.660 ± 0.027	0.73 ± 0.08	97.8 ± 0.2	0.43 ± 0.02	-0.93 ± 0.05	(9.6)	(1.17)	1112144
(Case 3)									
70°	32.0 ± 1.0	0.40 ± 0.02	1.01 ± 0.02	99.6 ± 0.06	0.266 ± 0.004	[0]	1.6 ± 0.7	1.43 ± 0.13	1097745
80°	33.0 ± 0.9	0.35 ± 0.02	1.08 ± 0.02	98.9 ± 0.2	0.270 ± 0.004	[0]	1.9 ± 0.5	0.68 ± 0.07	1098468
85°	33.9 ± 1.0	0.32 ± 0.02	1.13 ± 0.02	98.7 ± 0.2	0.268 ± 0.004	[0]	1.4 ± 0.2	0.53 ± 0.12	1099739
90°	22.3 ± 0.8	1.49 ± 0.07	-1.34 ± 0.07	100. ± 0.2	0.51 ± 0.02	[0]	1.4 ± 0.2	0.03 ± 0.07	1096614
(Case 4)									
70°	27.8 ± 1.3	0.510 ± 0.05	0.84 ± 0.08	99.7 ± 0.06	0.30 ± 0.01	0.027 ± 0.006	1.1 ± 0.3	1.3 ± 0.4	1097740
80°	35.9 ± 1.3	0.310 ± 0.03	1.17 ± 0.03	98.9 ± 0.14	0.23 ± 0.01	-0.028 ± 0.005	1.6 ± 0.6	0.6 ± 0.2	1098426
85°	34.5 ± 1.1	0.309 ± 0.03	1.20 ± 0.03	98.8 ± 0.2	0.22 ± 0.01	-0.043 ± 0.007	1.3 ± 0.2	0.45 ± 0.2	1099695
90°	58.0 ± 3.1	-0.28 ± 0.03	1.64 ± 0.08	100. ± 0.2	0.11 ± 0.01	-0.64 ± 0.05	1.3 ± 0.2	0.05 ± 0.1	1096561

Table 7. Tapered Edge disk: large grains

Disk Case & inclination	T_0 30 K	q 0.4	p	R_{out}	β_i	β_r 0	H_0 14.6 AU	h 1.30	χ^2
70°									
(Case 1)	32.9 ± 0.1	0.310 ± 0.001	1.73 ± 0.002	91.7 ± 0.07	0.689 ± 0.002	[0]	(15.3)	(1.35)	1151874
(Case 2)	29.8 ± 0.07	0.348 ± 0.001	2.16 ± 0.004	92.9 ± 0.07	0.419 ± 0.004	-0.322 ± 0.004	(14.6)	(1.33)	1141912
(Case 3)	28.7 ± 0.11	0.379 ± 0.002	1.65 ± 0.002	94.1 ± 0.08	0.725 ± 0.002	[0]	20.0 ± 0.13	2.32 ± 0.007	1143237
(Case 4)	25.4 ± 0.07	0.426 ± 0.001	1.90 ± 0.006	94.0 ± 0.08	0.629 ± 0.005	-0.181 ± 0.004	18.4 ± 0.14	2.31 ± 0.009	1134115

As Table 5 for a viscous (model 2) settled disk fitted by an homogenous disk with sharp edge (model 1).

Disk Case & inclination	T_0 30 AU	q 0.4	p 0.5	R_c 50 AU	β_i	β_r 0	H_0 14.6 AU	h 1.30	χ^2
70°									
(Case 1)	30.5 ± 0.09	0.387 ± 0.001	0.479 ± 0.003	49.3 ± 0.04	0.620 ± 0.002	[0]	(14.7)	(1.31)	1106571
(Case 2)	29.6 ± 0.08	0.391 ± 0.001	0.578 ± 0.003	46.2 ± 0.09	0.536 ± 0.003	-0.092 ± 0.002	(14.5)	(1.30)	1106488
(Case 3)	25.1 ± 0.10	0.473 ± 0.002	0.459 ± 0.003	51.2 ± 0.05	0.682 ± 0.002	[0]	3.4 ± 0.3	1.73 ± 0.03	1099314
(Case 4)	25.3 ± 0.09	0.463 ± 0.002	0.520 ± 0.003	49.2 ± 0.09	0.628 ± 0.004	-0.052 ± 0.002	2.9 ± 0.4	1.65 ± 0.04	1099013

As Table 5 for a viscous (model 2) settled disk fitted by an homogenous viscous disk (model 2).

and Case 4 all free parameters H_0 , h and β_r . As the impact on R_{int} was found to be non significant in all cases, this parameter is

ignored thereafter. The disk inclination i is recovered accurately in all cases (with typical error around 0.2°), but its knowledge

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

Table 8. Tapered Edge disk: moderate size grains

Disk Case & inclination	T_0 30	q 0.4	p	R_{out}	β_i	β_r 0	H_0 14.6	h 1.30	χ^2
(Case 1)									
70°	34.8 ± 0.07	0.319 ± 0.001	2.14 ± 0.002	103.0 ± 0.03	0.442 ± 0.001	[0]	(15.7)	(1.34)	1276606
80°	35.0 ± 0.07	0.346 ± 0.002	1.85 ± 0.004	103.0 ± 0.03	0.292 ± 0.001	[0]	(15.8)	(1.33)	1415333
85°	29.5 ± 0.13	0.504 ± 0.004	1.31 ± 0.006	109.0 ± 0.06	0.293 ± 0.003	[0]	(14.5)	(1.25)	1683039
90°	19.9 ± 0.26	0.542 ± 0.008	0.16 ± 0.01	109.6 ± 0.09	0.930 ± 0.006	[0]	(11.9)	(1.23)	1319208
(Case 2)									
70°	35.5 ± 0.07	0.306 ± 0.003	2.05 ± 0.005	108 ± 0.03	0.484 ± 0.005	0.156 ± 0.003	(15.9)	(1.35)	1299320 **
80°	34.8 ± 0.07	0.349 ± 0.004	1.70 ± 0.007	111 ± 0.03	0.483 ± 0.008	0.300 ± 0.005	(15.7)	(1.33)	1393296
85°	28.6 ± 0.09	0.533 ± 0.005	1.35 ± 0.008	116 ± 0.05	0.334 ± 0.010	-0.016 ± 0.007	(14.3)	(1.23)	1679815
90°	20.6 ± 0.15	0.550 ± 0.009	0.18 ± 0.02	111 ± 0.07	0.398 ± 0.021	-1.25 ± 0.013	(12.1)	(1.22)	1312764
(Case 3)									
70°	35.8 ± 0.1	0.306 ± 0.001	2.23 ± 0.002	106 ± 0.03	0.466 ± 0.001	[0]	13.4 ± 0.04	1.33 ± 0.005	1262191
80°	35.5 ± 0.06	0.306 ± 0.003	1.95 ± 0.005	109 ± 0.03	0.390 ± 0.001	[0]	7.7 ± 0.04	1.21 ± 0.008	1203651
85°	32.5 ± 0.06	0.351 ± 0.004	1.62 ± 0.008	119 ± 0.04	0.444 ± 0.002	[0]	3.0 ± 0.04	0.46 ± 0.01	1156239
90°	29.2 ± 0.13	0.294 ± 0.012	0.20 ± 0.01	113 ± 0.06	0.754 ± 0.076	[0]	4.0 ± 0.04	0.10 ± 0.02	1162383
(Case 4)									
70°	35.9 ± 0.06	0.305 ± 0.002	2.14 ± 0.004	108 ± 0.04	0.493 ± 0.004	0.099 ± 0.003	13.3 ± 0.03	1.32 ± 0.008	1278814 **
80°	36.4 ± 0.04	0.291 ± 0.003	1.90 ± 0.006	116 ± 0.04	0.551 ± 0.007	0.397 ± 0.004	7.81 ± 0.03	1.20 ± 0.011	1189558
85°	31.1 ± 0.04	0.378 ± 0.006	1.55 ± 0.013	128 ± 0.05	0.654 ± 0.017	1.13 ± 0.01	3.13 ± 0.03	0.92 ± 0.017	1134176
90°	34.4 ± 0.10	0.068 ± 0.004	1.21 ± 0.006	122 ± 0.05	0.738 ± 0.008	-0.380 ± 0.005	4.04 ± 0.03	0.34 ± 0.016	1145282

As Table 5 for a viscous (model 2) settled disk fitted by an homogenous disk with sharp edge (model 1). ** Results probably not converged, as their χ^2 is greater than that of the simpler $\beta_r = 0$ case.

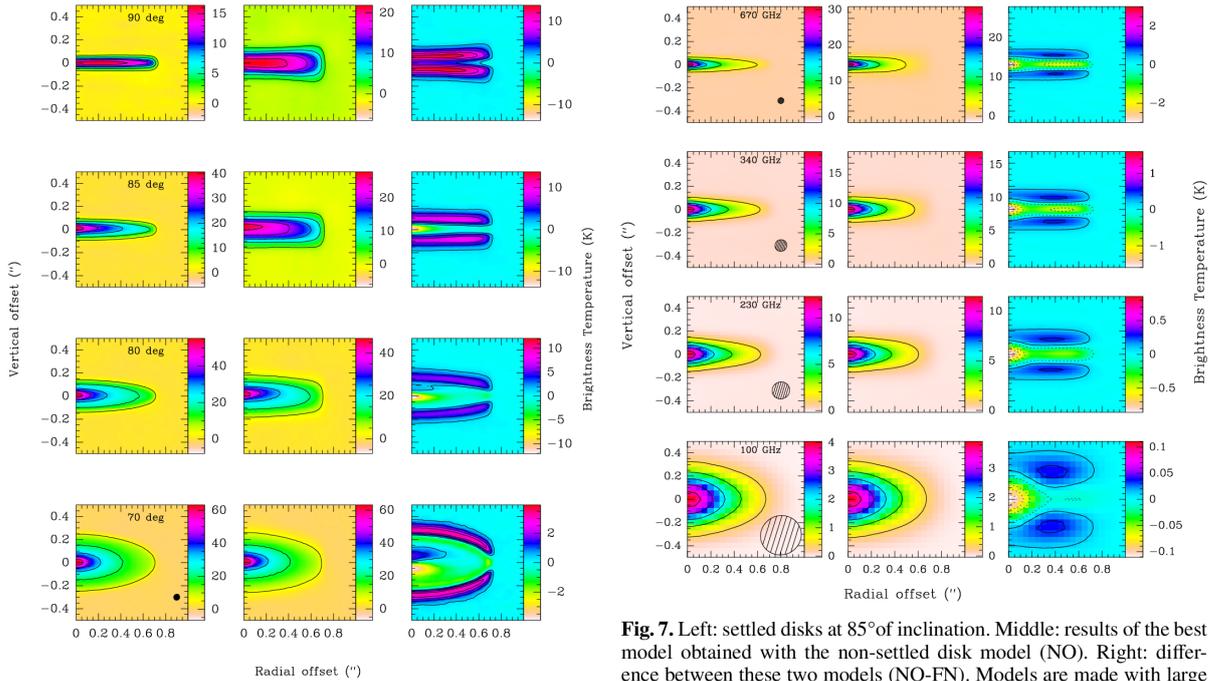


Fig. 6. As for Fig.4 for moderate size grains and disks viewed at 670 GHz with inclinations of 90, 85, 80 and 70°, from top to bottom. The hatched ellipse is the PSF.

Fig. 7. Left: settled disks at 85° of inclination. Middle: results of the best model obtained with the non-settled disk model (NO). Right: difference between these two models (NO-FN). Models are made with large grains. The hatched ellipse is the PSF.

4. Discussion

controls the error bars on some critical parameters, in particular H_0 and h . The position angle is also easily recovered, but has less influence than the inclination.

First, we detail the inversion process and its main results which are compared to similar studies. We then introduce a critical discussion of our modeling in order to suggest possible improvements for an optimum observing strategy.

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

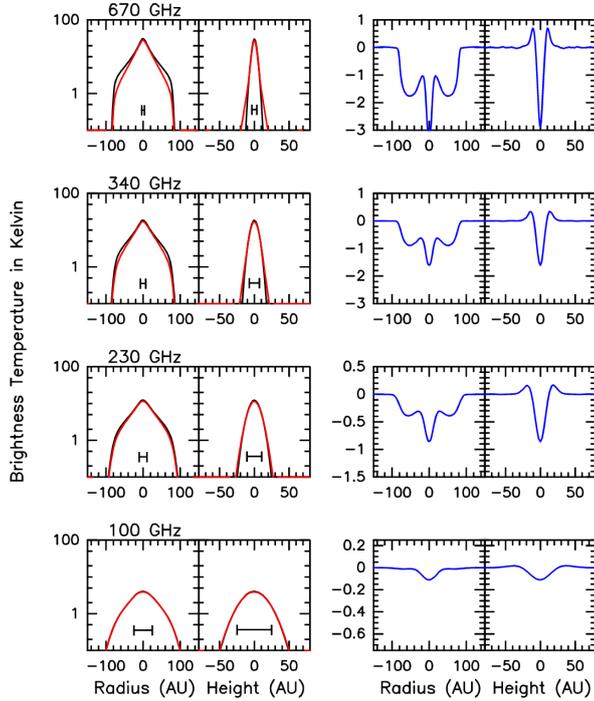


Fig. 8. Radial and vertical cuts in brightness temperature distribution (K) at several wavelengths for several models. The disk is inclined by 85° . Left: black curves correspond to the FN model with large grains. Red curves correspond to the non-settled model with large grains. Right: the differences (NO-FN) between these two models is shown in blue. The horizontal bar indicates the angular resolution.

4.1. The inversion process

Tables 5-6 show the result of the inversion process. The main conclusion of this inversion process is that attempting to represent a settled disk by non-settled ones introduces several inconsistencies which reveal the existence of dust settling, provided the inclination is high enough.

In Tables 5-6, the “moderate size grain” models illustrates best the problems. It leads to rather strong continuum flux (see Table 4), and the optically thick zone is sufficiently large to measure directly the dust temperature from the surface brightness. At $i = 70^\circ$, basically all input parameters are recovered properly. The dust emissivity index is found to be independent of radius ($\beta_r = 0$) as expected, and the original temperature profile accurately recovered. The formal errors are very small, indicating that thermal noise is not a limitation here.

When viewed edge-on, the same method leads to unusual parameters. Settling reduces the scale height. Accordingly, under the hydrostatic equilibrium assumption, the derived temperature is somehow forced towards low values to better mimic the small disk thickness. A side effect is that the improperly low temperature result biases the dust emissivity index. Assuming for simplicity optically thin emission, the brightness temperature is given by

$$T_b(\nu) = \tau(\nu)J_\nu(\nu, T_d) = \Sigma \kappa(\nu)J_\nu(\nu, T_d) \quad (17)$$

The dust emissivity index β is then given by

$$\beta = \frac{\log(\kappa(\nu_a)/\kappa(\nu_b))}{\log(\nu_a/\nu_b)} \quad (18)$$

$$= \frac{\log(T_b(\nu_a)J_\nu(\nu_b, T_d))/(T_b(\nu_b)J_\nu(\nu_a, T_d))}{\log(\nu_a/\nu_b)} \quad (19)$$

As the Planck function $J_\nu(\nu, T_d)$ is non linear unless $kT_d \gg h\nu_{a,b}$, an improper value of the dust temperature influences the derived β , and especially its radial dependence.

Relaxing the hydrostatic equilibrium hypothesis allows us to recover the input temperature profile. Tables 5-6 show also that the geometrical constraint is less important than the constraint on the dust temperature derived from the disk brightness, so that the fitted scale height in the hydrostatic equilibrium hypothesis remains unduly large.

Note that the derived values of β are different at high inclinations even in this case. This is because β is not a proper parameter in the disk model: our assumed dust properties cannot be represented by a single power law between 3 and 0.5 mm, but exhibit a more complex behaviour (see Appendix). For edge-on disks, the flux densities at each frequency strongly depends on the degree of settling, thus affecting the relative weights of each observation. The derived β value is more weighted towards the long wavelengths domain for strong settling. As discussed before, different values of β also impact the derived density, so that p can be biased when β_r is non zero.

More importantly, settling increases the opacity in the disk plane. At high inclinations, with a constant β , the fitted exponent p of the radial density profile is driven towards negative values, to offer sufficient self-absorption from the cold outer regions. Although this suggests that viscous-like surface density profiles (see Eq.2) with negative γ may better fit the images, this is not the case because such profiles drop too sharply after their critical radius R_c . Furthermore, there is some “hidden” degeneracy between p and β_r : either of them can become negative to attempt to fit the self-absorption layer, and in some cases, the minimization process may converge towards one or the other solution.

The last result is the lack of flaring at all at 90° : the settled disk is best fitted with a constant thickness. At less extreme inclinations, however, disks appear mildly flared.

For the large grains models, the optical depths are lower, as well as the flux densities. The same trends are found, but as the optically thick core is small, some degeneracies starts appearing between T , q and Σ , p , as a purely optically thin emission only depends on ΣT and $p + q$. As large grains settle more efficiently, the fitted scale height is even smaller than in the previous case.

Concerning the scale-height, a surprising result is the fact that this scale height can be apparently constrained independently of the temperature profile even at moderate ($i = 70^\circ$) inclination. However, this result could be due to the assumed density profile, and more specifically to the assumed sharp truncation at $R_{\text{out}} = 100$ AU. The apparent (projected) width of this sharp edge is a strong indicator of the actual disk thickness. For a more realistic continuous profile, the effects may be different. Table 7 shows results for an exponentially tapered edge disk (Model 2, from Eq.2, with $\gamma = 0.5$ and $R_c = 50$ AU). When fitted by a Model 1 disk, the required scale height is large and the flaring index reaches non physical values of order 2.5. This is the result of an attempt to fit the emission beyond the derived outer radius. When fitted by a Model 2, however, a small scale height is indeed recovered. This result indicates that at inclinations below 80° , the recovered scale height is sensitive to the exact shape

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

of the surface density distribution, and cannot in general be determined accurately.

Table 8 shows results of tapered disks fitted by a truncated power law for different inclinations. As the radial model does not match the expected distribution, convergence was much more difficult to obtain in this case. Nevertheless, at inclinations $> 80^\circ$, the differences between the true disk density structure and the one assumed in the analysis does not significantly affect the derivation of the scale height. Other parameters, such as the temperature, are somewhat affected by the improper surface density profile rather than by settling.

Thus, in all studied cases, the inconsistencies appearing when fitting by a standard, non-settled disk model, clearly flag the “observed” disk as being unusual, and combined with the low absolute values of the scale height ($\approx 2 - 3$ AU), point towards dust settling as the only reasonable cause of the discrepancies.

4.2. Main results

The above studies show that all the impact of dust settling is only in the effective scale height (Fig.9). Not only H_0 is constrained, but the apparent flaring index h also deviates quite significantly in the settled case from the initial value (1.3 in our model, a range between 1.1 – 1.5 being expected for most disks). In the FN model, settled disks actually appear “pinched” ($h < 1$ rather than flared ($h > 1$)). The analysis presented in Sec.4.1 also demonstrates that non-homothetic settling as derived from MRI simulations (model FN) and theoretical analysis can be distinguished from homothetic (i.e. radius independent) settling (model HO), as the later would not affect the flaring index value h .

Although they can serve as secondary indicators and are sensitive to the dust settling at high inclination (≥ 80), others parameters like β , β_r , or p cannot serve as diagnostics. For instance, the β_r which deviates from its original value 0 at high inclinations (> 80), even if we do not use the hydrostatic equilibrium, can be due in observations to the dust settling or to a radial variation of the grain properties.

It is then legitimate to ask whether a complex 4-frequency study is required to derive this scale height: *a priori* we may expect that the highest frequency data, which has the highest spatial resolution, may be sufficient in itself. This must be moderated by a number of caveats, however. First, the best signal to noise is not necessarily at the highest frequency. The best frequency depends on the dust properties and is never known a priori. Second, the apparent (geometrically constrained) scale height must be compared to the hydrostatic scale height to prove settling. This has two consequences: the (gas) temperature should be known, or as a proxy for it, the dust temperature, and then the stellar mass must also be constrained to a reasonable accuracy (to derive H_g , see Eq.5). In our approach, the dust temperature is derived by resolving the optically thick parts of the disk. With dust emissivity index radial gradients like found by Guilloteau et al. (2011) and predicted by simulations of Birnstiel et al. (2010), the proper identification of an optically thick core region requires at least 3 frequencies.

Thus unless some gas temperature can be derived independently, a 3-wavelength study seems required to avoid ambiguities in identifying dust settling.

We evaluate the relative ability of each of our 4 observing wavelengths to constrain separately the settling factor. For the two shortest wavelengths (0.5 and 0.8 mm), the errors on the derived parameters (e.g. H_0 and h) approximately scale as the wavelength. As the signal-to-noise ratio is similar at both fre-

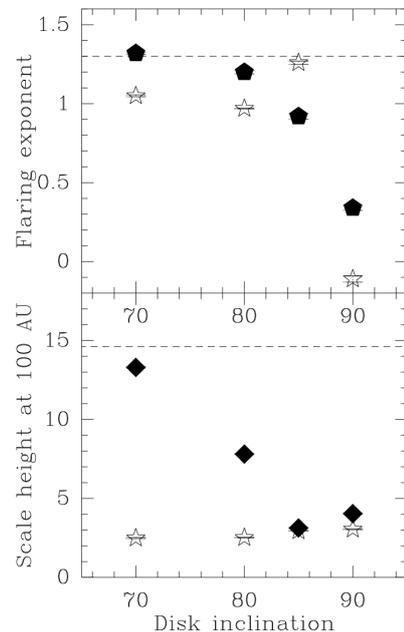


Fig. 9. Derived apparent scale heights and flaring index as a function of disk inclination. Stars show results obtained with model 1 for both the pseudo-observations and best fits. Filled symbols show results obtained with model 1 for the best fits while the pseudo-observations were made using model 2. The dashed lines indicate the expected hydrostatic scale height and flaring index.

quencies, this indicates the angular resolution is the driving factor here. The errors then strongly increases for 1.3 mm, which no longer has sufficient resolution for our purpose, while the 3 mm data is practically unable to provide any quantitative constraint due to the low angular resolution. Good observing conditions at 0.8 mm data being much more frequent than at 0.5 mm, this wavelength may be the best compromise in term of sensitivity and angular resolution if only one wavelength can be observed.

However, the error on T_0 in the combined analysis is lower than the simple weighted average of each of these 4 independent determinations, showing that there is indeed an advantage of the multi-wavelength analysis compared to spending the same time at only one frequency. This is due to the fact that we need, at least, two wavelengths to remove degeneracies and improve the fit quality. This is essential to properly constrain the size of the optically thick core and measure the dust temperature (Guilloteau et al. 2011) which is directly linked to the hydrostatic scale height.

4.3. Comparisons with other simulations

So far, there are only a few attempts to measure the settling in disks and they are based on NIR observations (e.g. Pinte et al. 2008).

There are even less simulations dedicated to settling in disks. Most studies have focussed on the effect of dust grain settling on the SED (Dullemond & Dominik 2004; D’Alessio et al. 2006). Using the code MC3D, Sauter & Wolf (2011) have investigated dust settling by producing intensity maps of the emission of dust

disks at several wavelengths, from 1.0 μm up to 1.3 mm. Their analysis differs from ours in three major points.

First, they only assume two dust grain distributions (small and large) following the parametrization proposed by D'Alessio et al. (2006) where the small grains are everywhere in the disk with the large grains remaining around the midplane. Their small grain population is ISM-like, the large grain distribution extends from $a_{\text{min}} = 5\text{nm}$ to $a_{\text{max}} = 1\text{mm}$. We also investigated this kind of parametrization, which is as mentioned in Section 2 a 2-bin version of our homothetic settling models. Our conclusion is that, although this approach is very well suited to study the dust settling in the NIR and Mid-IR because of the high dust opacity, the number of bins is too small to properly represent the effect of dust settling at mm wavelengths. Also, the maximum grain size may not be sufficient, as shown for example in Fig.3 where the larger grains contribute significantly to the mm and submm emission.

Second, Sauter & Wolf (2011) do not take into account the ALMA transfer function. This is adequate only with sufficient uv coverage, which is not obtained with short integrations on long baselines.

Third, and most importantly, they only compare the settled model with the non-settled disk in four positions, assumed to be representative. In doing so, they do not use all the information contained in the maps or ALMA observations. Moreover, as the dust opacity is changing with the wavelength, the optimum positions should vary accordingly. On the contrary, our multi-wavelength global fitting approach utilizes all the available information to reveal the effects of settling.

Furthermore, Sauter & Wolf (2011) only use strong settling parameters, with the “big” grain scale height smaller than the small grains one by factor 8, 10 or 12. This roughly corresponds to the settling factor in our big grain case, but this ratio is rather of order 3 for our less extreme grain sizes. Given these differences, comparisons are not straightforward. As expected, we both find weaker flux and reduced flaring for highly inclined settled disks, but our method appears much more discriminant and applicable to a wider range of disk inclinations.

4.4. Critical discussion

The above study suggests that dust settling should be straightforward to observe if it follows the MRI prescription and if, as already indicated by the low β values, grains have grown up to a few mm in size. However, our fiducial disk model has inherent limitations which may impact the detectability of dust settling. The implications of the main assumptions are listed below. We detail them and eventually discuss complementary studies in order to check their impact on the results of the determination of dust settling.

Temperature Structure: We assume that the temperature is vertically isothermal. In real disks, this will not be true, and the temperature is expected to rise one or two scale heights above the disk plane. Dust settling in itself will affect this temperature gradient. However, as the apparent scale heights at mm wavelengths are a factor 3 to 4 times smaller than the hydrostatic scale heights, more than 99 % of the mm flux is built in within one hydrostatic scale height, in which temperature gradients should be negligible.

Vertical temperature gradients are however expected to play a role in the apparent scale height of the dust disks at optical or NIR wavelengths. Indeed for HH30, Burrows et al. (1996)

derived a much larger scale height from 2 μm scattered light using the HST than Guilloteau et al. (2008) from IRAM PdBI data: this is more likely a manifestation of temperature gradient than of dust settling.

Settling Shape and Efficiency: We have tested a prescription of the settling which has been derived from MRI driven turbulence simulations from Fromang & Nelson (2009). These simulations span a limited range of $(\Omega\tau_s)_0$, and our prescription does not provide a best fit of their results. Figure 2 suggests that other settling factors may be used. Nevertheless, the settling degree is also directed linked to the dust specific density, which is generally assumed to be between 1 and 3 g.cm^{-3} . As our grains have a relatively low dust specific density (1.5 g.cm^{-3}), and then are more coupled to the gas, the dust settling degree we use can be considered as medium.

The measurable effects on the apparent flaring index indicate that the settling produced by MRI can be distinguished, in some cases, from an homothetic (radially constant) settling. Using different prescriptions should lead to other results. To what extent the differences can be distinguished will need to be studied on the case by case basis. For instance, in the simulation from (Fromang & Nelson 2009), there is no dead zone, leading to an underestimate of the dust settling in the inner disk ($r < 10\text{AU}$).

Each grain size bin is assumed to follow a Gaussian shape vertical distribution. Deviation from Gaussianity are expected, as shown by Fromang & Nelson (2009) from their MRI simulations. However, as these deviations occur above two-three scale-heights, they play a minor role in the mm/submm results, like the temperature profile.

Disk Size: Our studied disks have an outer radius of 100 AU, or have a similar characteristics size when a tapered-edge profile is used instead. Smaller disks will obviously be more difficult to study, but such an outer radius / typical size is consistent with those found for bright disks in the Taurus Auriga or ρ Oph regions (Guilloteau et al. 2011; Andrews et al. 2011). Moreover, the observational results obtained by Guilloteau et al. (2011) show that the inner parts of disks ($r < 70 - 100\text{AU}$) are dominated by large particles, while in the outer parts the derived spectral index of the dust suggests much smaller grains. Using a disk of 100 AU radius with large grains is thus a reasonable first order check of the major effects, but the assumption of no radial gradient of the dust size maximizes the effects. In practice, the presence of smaller, unsettled grains beyond 70 – 100 AU will increase the apparent scale height in this region. However, this region only contributes less than 10 to 30 % of the total flux, so this cannot mask the settling happening closer to the star. At the other extreme, if grain growth is maximal near the star, the settling will become relatively larger compared to no radial gradient. Combining both effects, we do expect a smaller scale height inside, and a larger one outside compared to our fiducial no radial gradient case. Hence, taking into account the radial evolution of the dust size should increase the expected values of the flaring exponent h .

Disk Mass: We adopted a disk mass of $M_d = 0.03M_\odot$. The resulting flux densities (see Table 4) are quite comparable with those of disks found in e.g. the Taurus region, being a factor 2 larger for the small grain case and a factor 2 smaller for the large grain case. With enough sensitivity, it is preferable to observe disks with low fluxes for two reasons: 1) at mm wavelength,

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

low flux densities can be a sign of larger grains ($a > \lambda$) which settle more efficiently and 2) low flux densities may indicate lower densities which decrease the coupling between gas and dust. In fact, in the “large grain” approximation, the settling factor s scales as $\sqrt{M_d/a}$ (from Eq.11 and 14), while for optically thin emission, the flux density S_ν scales as $\kappa(a)M_d \approx M_d/a$, so that $s \propto \sqrt{S_\nu}$, the settling efficiency $1/s$ may actually be larger for disks with lower observed flux densities, unless these low flux values are just due to disks of similar intrinsic densities, but smaller outer radii.

Disk Radial Structure: So far, only two simple surface density profiles were tested. Real disks may exhibit different behavior. We performed a series of tests where we fit the FN model (for small and large grains) assuming a viscous law for the surface density by a non-settled power law model. The results of the minimization (Table 8) show that even if the limited knowledge of the density profile unavoidably affects the precision with which settling is constrained, it does not mask its existence. For disks inclined by more than 80° , the derived scale height and its flaring clearly exhibit the behavior expected in case of dust settling. This result is strongly encouraging, especially as the radial density profile of disks is still a debated issue.

Disk Geometry: For simplicity, we assume perfect geometry and rotational symmetry. Small departures from this, like warps and spiral patterns, will affect our ability to constrain the scale height. Mis-alignments between jets and disks by a $1\text{--}2^\circ$ (e.g., HH 30 Pety et al. 2006), and warps of similar magnitude (e.g. β Pictoris, Mouillet et al. 1997) are known to exist. They may ultimately limit the apparent scale height to about $H/R \approx 0.03$, which is comparable to our “normal” grain size case. The very strong settling predicted for large grains by the MRI turbulent model may be beyond reach because of this practical limitation.

Instrumental Effects: We have shown before that thermal noise is not a serious limitation to measure dust settling. However, the atmosphere induces pathlength variations which are only partially recovered by the calibration techniques anticipated for ALMA, either fast switching with a nearby calibrator or radiometric phase correction, or a combination of both. The resulting phase noise after these calibration processes limits the final dynamic range and can be a more severe limitation than thermal noise, especially on the brightest sources. To evaluate the impact of the atmospheric phase noise, we added antenna-based, Gaussian distributed, phase errors for each visibility, with dispersions 20, 40 and 60° . To first order, fast switching should result in such a baseline-length independent phase error term. For the radiometric corrections, a baseline-length dependent term may appear due to incomplete correction of the path-length, but in most cases, the radiometer noise should dominate and produce a constant phase dispersion. Figure 10 shows the impact of phase noise on the results, for two different inclinations (70° and 85°) and our two grain size distributions (big and small grains). As expected, the impact of phase noise is much worse on the brightest source (i.e. the small grain case). The phase noise reduces the dynamical range and data which are not signal-to-noise limited will be more affected. However, for reasonable observing conditions (antenna based rms noise below about 30°), phase noise does not prevent the measurement of the scale height, even for the unfavorable 70° inclination. The impact on the flaring index

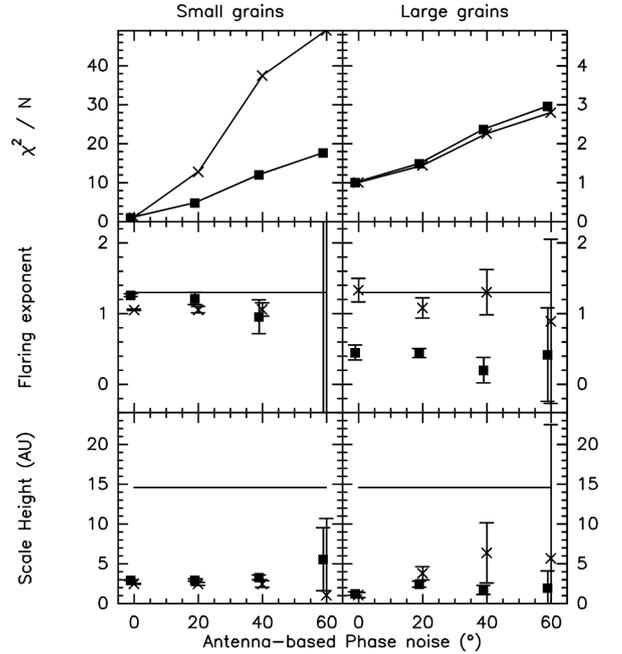


Fig. 10. Impact of the phase noise on the measurements of settling. Top: reduced χ^2 , middle: flaring index h , bottom: apparent scale height at 100 AU. Left panels are for the small grain case, and right panels for the big grain case. The truncated power law (model 1) is used. Crosses are for $i = 70^\circ$, and squares for $i = 85^\circ$. The horizontal lines indicate the expected values for un-settled disks, derived from the hydrostatic conditions.

h is more significant, but h still shows significant deviations for a 85° inclination.

Finally, as sensitivity is not the main limitation, our study suggests the number of accessible disks is large enough. In particular, note that more than 15% of disks will exhibit a suitable inclination ($i > 80^\circ$), as the fraction of disks more inclined than i is just $\cos(i)$.

Acknowledgements. We acknowledge Sebastien Fromang for useful discussions about his simulations. The ALMA simulations use the ALMA simulator developed at IRAM in the GILDAS package. This research was supported by the CNRS/INSU programs PCMI, PNP and PNPS.

Appendix A: Determination of the grain emissivity

Dust grain emissivities can be computed from their dielectric properties. However, as grain properties are poorly known in proto-planetary disks, strong assumptions about the grain characteristics (shape, composition, porosity, ice layer, ...) have to be made for such purpose.

We follow instead a much simpler approach which takes into account the basic asymptotic behaviour of the dust absorption coefficient as a function of wavelength. For wavelengths λ much smaller than the grain radius a , grains behave as optically thick absorbers. Hence, the absorption coefficient per unit mass is wavelength independent and

$$\kappa(\lambda, a) = \pi a^2 / m_g = 3 / (4 \rho_d a) \quad (\text{A.1})$$

for spherical grains of specific density ρ_d . At the other extreme, for $\lambda \gg a$, the emission coefficient usually falls as:

$$\kappa(\lambda, a) \propto (1/\lambda)^\beta$$

where β ranges between 1 or 2, depending on the grain composition.

In between, for $\lambda \approx 2\pi a$, the absorption coefficient exhibits a number of bumps, due to interferences between the refracted and diffracted rays. The detailed shape of absorption curve in this resonant region depend on grain structure (Natta et al. 2004). However, these detailed shapes will be smeared out when the absorption coefficient is computed for a size distribution of the grains, so its exact knowledge is unimportant provided the overall emissivity curve can be reproduced for realistic grain size distributions.

We thus define the emissivity curve through a small number of parameters (see A.1). For a given grain radius a , the short wavelength regime is given by:

$$k_s(a) = \frac{3}{4\rho_d a} \quad (\text{A.2})$$

from equation A.1. The long wavelength regime is defined by k_l and e_l , so that for $\lambda \gg a$,

$$\kappa(\lambda) = k_l \left(\frac{\lambda}{a}\right)^{e_l} \quad (\text{A.3})$$

The two regimes intersect at

$$\lambda_0(a) = a \left(\frac{k_s(a)}{k_l}\right)^{1/e_l}$$

The enhanced emissivity (“bump”) is defined at $\lambda_1(a) = 2\pi l_1 a$ by an enhancement factor $f_p > 1$ compared to the long wavelength asymptotic regime

$$\kappa(\lambda_1(a), a) = f_p k_l \left(\frac{\lambda_1(a)}{a}\right)^{e_l} = f_p k_l (2\pi l_1)^{e_l} \quad (\text{A.4})$$

The shape around this region is defined by slopes $\pm e_b$ before ($\lambda < \lambda_1(a)$) and e_a after ($\lambda > \lambda_1(a)$) the bump. The \pm sign for e_b occurs because in this parametrization, $\kappa(\lambda_1(a), a)$ can be smaller than the short wavelength asymptotic value $k_s(a)$. The emissivity law being a piecewise combination of power laws of λ and a , integration over a power law size distribution for the grains is straightforward.

This description with a limited number of parameters captures all the required characteristics to adequately represent the absorption curves of a given grain size distribution. Figure A.2 shows the law used in our sample models, compared to the absorption coefficients used by Ricci et al. (2010b). Although differences by 20 % exist, the key features such as the asymptotic values, position width and height of the emissivity bump are all well reproduced.

With the same grains properties, we also plotted in Figure A.3 the absorption coefficient as a function of the wavelength for different a_{max} .

References

- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Espaillat, C., et al. 2011, ApJ, 732, 42
 Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
 Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1998, Reviews of Modern Physics, 70, 1
 Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, AJ, 99, 924
 Birnstiel, T., Ricci, L., Trotta, F., et al. 2010, A&A, 516, L14+

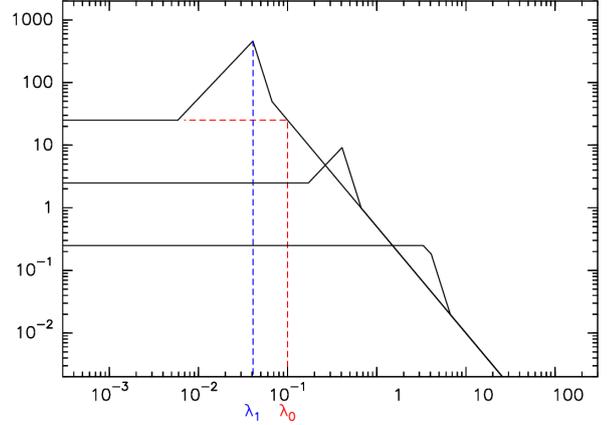


Fig. A.1. Absorption coefficient as a function λ for three different size of grains. These curves correspond to $\rho_d = 1.5 \text{ g.cm}^{-3}$, long wavelength parameters $k_l = 0.5 \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$ and exponent $e_l = -1.7$, and bump height $f_p = 4$, exponents $e_b = 1.5$ $e_a = -4.5$ and position $l_1 = 0.65$.

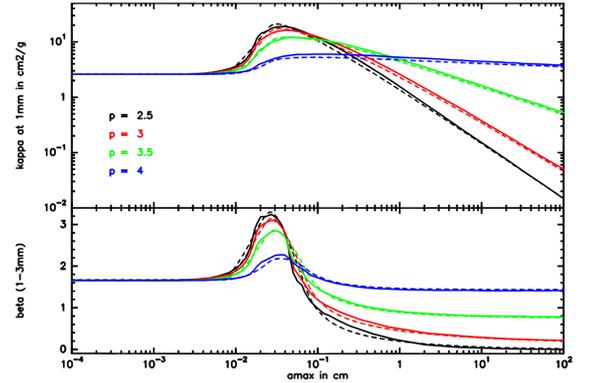


Fig. A.2. Top panel: Absorption coefficient κ at 1 mm as a function of a_{max} for different exponents p of the size distribution. The solid lines represent the results calculated in Ricci et al (2010), using realistic grains made of astronomical silicates (10% in volume), carbonaceous materials (20%) and water ice. The dashed lines represent our approximated method. Bottom panel: emissivity exponent β computed between 1 and 3 mm for the same grain distribution.

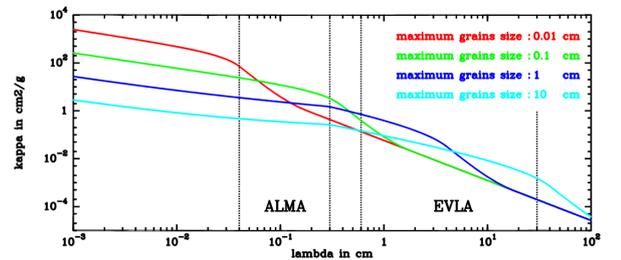


Fig. A.3. κ_λ as function of the wavelength for three different a_{max} with the grain parameters used in Fig.A.2, and a size distribution exponent of 3 with a_{min} equal to $0.01 \mu\text{m}$.

Boehler et al.: Observing Dust Settling in Proto-planetary Disks with ALMA

- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
Carballido, A., Fromang, S., & Papaloizou, J. 2006, *MNRAS*, 373, 1633
Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *ApJ*, 553, 321
D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernández, R., & Servín, H. 2006, *ApJ*, 638, 314
Draine, B. T. 2006, *ApJ*, 636, 1114
Dubrulle, B., Morfill, G., & Sterzik, M. 1995, *Icarus*, 114, 237
Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004, *A&A*, 421, 1075
Fromang, S. & Nelson, R. P. 2009, *A&A*, 496, 597
Goldreich, P. & Ward, W. R. 1973, *ApJ*, 183, 1051
Guilloteau, S., Dutrey, A., Pety, J., & Gueth, F. 2008, *A&A*, 478, L31
Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *A&A*, 529, A105+
Isella, A., Carpenter, J. M., & Sargent, A. I. 2009, *ApJ*, 701, 260
Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896
Natta, A., Testi, L., Neri, R., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2004, *A&A*, 416, 179
Pety, J., Gueth, F., & Guilloteau, S. 2002, *ALMA Memo*, 386, 1
Pety, J., Gueth, F., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2006, *A&A*, 458, 841
Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, *A&A*, 467, 163
Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, *A&A*, 460, L43
Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., et al. 2008, *A&A*, 489, 633
Ricci, L., Testi, L., Natta, A., & Brooks, K. J. 2010a, *A&A*, 521, A66+
Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010b, *A&A*, 512, A15+
Roddier, C., Roddier, F., Northcott, M. J., Graves, J. E., & Jim, K. 1996, *ApJ*, 463, 326
Rodmann, J., Henning, T., Chandler, C. J., Mundy, L. G., & Wilner, D. J. 2006, *A&A*, 446, 211
Sauter, J. & Wolf, S. 2011, *A&A*, 527, A27+
Silber, J., Gledhill, T., Duchêne, G., & Ménard, F. 2000, *ApJ*, 536, L89
Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2003, *A&A*, 403, 323

Conclusions et Perspectives

Conclusions

Durant ma thèse, j'ai travaillé essentiellement à la modélisation et à l'observation de l'émission thermique de la poussière dans les disques protoplanétaires. Pour interpréter au mieux ces données, il m'a fallu d'abord bien comprendre les propriétés et l'évolution des disques protoplanétaires à partir à la fois de données observationnelles (Chapitre 1) et de modèles théoriques (Chapitre 2). J'ai ensuite participé activement au développement du code de transfert radiatif Diskfit, présenté dans le Chapitre 3, qui nous sert à interpréter les observations via une méthode de minimisation. Nous avons alors pu observer de nouvelles caractéristiques à l'intérieur des disques :

- Grâce à des observations effectuées avec l'interféromètre du Plateau de Bure, nous avons mis en évidence pour la première fois une variation radiale des propriétés de la poussière dans les disques protoplanétaires. En effet, l'indice spectral β du coefficient d'émission fut mesuré être de l'ordre de 1.7 pour r supérieur à 100 UA, synonyme de grains sub-micrométriques, et décroissant vers 0 pour r inférieur à 100 UA, signifiant que les grains y ont atteint une taille de l'ordre du mm au minimum (Guilloteau et al. 2011). Cette variation fut observée dans les 8 disques de notre échantillon où la résolution angulaire et la taille du disque le permettaient.
- En utilisant le même jeu d'observations, nous avons également essayé de contraindre la loi représentant la densité surfacique selon le rayon. Cependant, bien que la représentation à bord visqueux de la densité surfacique semble plus réaliste que celle à bord tronqué, nous n'avons pas pu distinguer sur les 23 disques étudiés une tendance forte montrant que ce modèle correspondait davantage aux observations. Une légère tendance, néanmoins, indique que les disques les plus âgés sont mieux représentés par la loi à bord visqueux. Cela peut s'expliquer par le fait que la diffusion radiale du disque, nécessaire pour conserver le moment angulaire (cf 2.1.3), augmente avec le temps. Cependant, une comparaison plus précise de ces deux lois de densité surfacique nécessite une meilleure résolution et sensibilité que seul ALMA pourra nous fournir.
- Outre l'étude de la poussière via l'interféromètre du Plateau de Bure, nous avons utilisé le télescope de 30 mètre de l'IRAM pour tenter de détecter les molécules soufrées CS, H₂S et SO dans quatre disques protoplanétaires (3 T Tauri : LkCa15, DM Tau et GO Tau ainsi que la Herbig Ae MWC480). Seule la molécule CS avait pu être détectée jusqu'alors. Malgré une sensibilité accrue et des limites supérieures 7 à 10 fois meilleures aux observations précédentes, les 2 molécules soufrées H₂S et SO n'ont toujours pu être détectées. Cela nous a permis cependant de contraindre notre modélisation chimique effectuée grâce au code NAUTILUS (Hersant et al. 2009) et de mettre en évidence une prévision fortement sur-évaluée de l'abondance de la molécule H₂S. Cela s'explique sûrement par le fait qu'à basse température, le H₂S se dépose à la surface des grains et réagit chimiquement avec d'autres molécules, évitant ainsi une future désorption. Cela pointe du doigt les efforts à accomplir dans la modélisation chimique, principalement celle à la surface des grains, pour

expliquer les observations.

- Pour préparer de futures observations, nous avons amélioré notre code de transfert radiatif DiskFit pour déterminer si ALMA pourra mettre en évidence la sédimentation de la poussière dans les disques. C'est une étape essentielle permettant, selon le mécanisme de Goldreich-Ward (cf section 2.3.1), la formation de planétésimaux de l'ordre du kilomètre à partir de grains de poussière centimétriques. Pour cela, nous avons paramétrisé l'émissivité des grains en fonction de leur taille à partir des données présentes dans Ricci et al. (2010). Nous avons également utilisé un modèle de sédimentation (Fromang & Nelson 2009) basé sur des simulations numériques où la turbulence était créée à partir d'instabilités magnéto-rotationnelles. À partir de toutes ces données, nous avons simulé des observations d'ALMA et avons montré qu'à l'aide de cet interféromètre, il devra être possible de détecter la sédimentation de poussière à partir d'une résolution angulaire d'environ $0.15''$, soit ~ 20 UA pour des disques situés dans le nuage du Taureau.

Perspectives

A court terme

À court terme, mon objectif est d'utiliser l'interféromètre ALMA pour observer la sédimentation. Lorsque des lignes de bases supérieures à 2 km seront disponibles, j'utiliserai les résultats obtenus lors de nos simulations (Boehler & al, 2012) pour la mettre en évidence observationnellement sur des disques ayant une inclinaison supérieure à 70 degrés. De plus, je devrai pouvoir quantifier cette sédimentation en comparant l'échelle de hauteur de la poussière avec celle du gaz, à l'équilibre hydrostatique.

Nous essaierons également avec ALMA de contraindre davantage la densité surfacique. Comme nous l'avons dit précédemment, le modèle à bords visqueux semble plus réaliste. Néanmoins, il repose sur certaines hypothèses qui n'ont jamais pu être prouvées. Par exemple, cela suppose que le paramètre de viscosité α doit être constant avec le temps, or, dans Guilloteau et al. (2011), nous avons au contraire mesuré que celui-ci semblait décroître. D'autres paramètres tels la turbulence et son origine influent sur la forme de la densité surfacique des disques en fonction du rayon. Il est donc important de la contraindre le mieux possible pour affiner la compréhension des processus physiques à l'intérieur des disques protoplanétaires.

A moyen terme

Il sera également intéressant de pouvoir utiliser l'interféromètre EVLA situé au Nouveau-Mexique. Celui-ci observe à de plus grandes longueurs d'ondes qu'ALMA, soit entre ~ 7 mm et 20 cm. Cela permettra de faire une étude de la variation de β pour plusieurs doublets de fréquences. Je souhaiterais alors contraindre la taille limite des grains que nous avons dans les disques protoplanétaires. Pour une distribution en taille de grain exprimée par une loi de puissance, la figure 6.6 montre les courbes d'émission en fonction de la longueur d'onde pour différents a_{max} . On remarque un changement de pente important lorsque nous nous trouvons à une longueur d'onde légèrement supérieure à la taille des grains. Ce même phénomène a été observé quel que soit l'exposant p de la distribution en taille des grains entre 2.5 et 4. Ainsi, faire des observations à au moins trois longueurs d'ondes entre 1 mm et 10 cm permettra d'observer un changement de l'exposant β , caractéristique d'une taille maximum de la distribution des grains.

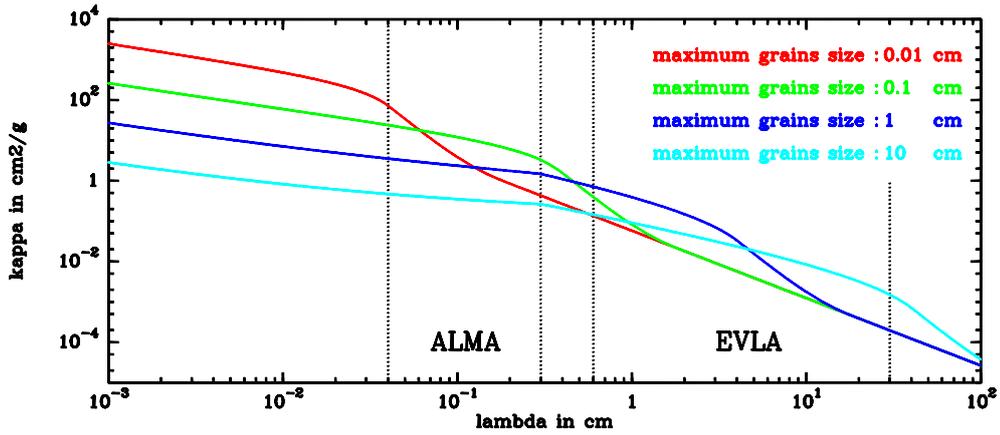


Figure 6.6 – $\kappa(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde pour 3 différents a_{max} . Les propriétés d'émission des grains ont été paramétrisées d'après les données de Ricci et al. (2010). Ces distributions de grains ont un exposant p égal à 3 et a_{min} égal à $0.01 \mu\text{m}$.

A long terme

A plus long terme, je souhaite davantage coupler l'étude de la poussière et du gaz, qui compose 99 % de la masse du disque. Je participe au consortium CID (Chemistry In Disks) dont Anne Dutrey est la responsable. L'un des objectifs de ce consortium est l'étude de la turbulence dans les disques à partir de la largeur des raies moléculaires. La largeur des raies est due à la fois à la turbulence et à l'agitation thermique. Il sera donc préférable d'utiliser une molécule "lourde" pour minimiser l'importance de cette dernière comme par exemple la molécule CS. Elle possède en plus de nombreuses transitions détectables, dont les différentes opacités peuvent nous permettre de sonder différentes hauteurs dans les disques. Il sera ainsi intéressant de corréler nos mesures de la turbulence avec celles concernant la sédimentation ou encore l'âge et le type d'étoiles pour mettre peu à peu en évidence un schéma d'évolution des disques protoplanétaires.

Bibliographie

- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 312, 788
- Ambartsumian, V. A. 1947, *Stellar Evolution And Astrophysics*
- André, P. 2002, in *EAS Publications Series, Vol. 3, EAS Publications Series*, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 1–38
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Espaillat, C., et al. 2011, *ApJ*, 732, 42
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2009, *ApJ*, 700, 1502
- Armitage, P. J. 2010, *ArXiv e-prints*
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C., et al. 1984, *ApJL*, 278, L23
- Backman, D. E. & Paresce, F. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 1253–1304
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1998, *Reviews of Modern Physics*, 70, 1
- Beckwith, S. V. W., Henning, T., & Nakagawa, Y. 2000, *Protostars and Planets IV*, 533
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *AJ*, 99, 924
- Begelman, M. C., McKee, C. F., & Shields, G. A. 1983, *ApJ*, 271, 70
- Birnstiel, T., Ormel, C. W., & Dullemond, C. P. 2011, *A&A*, 525, A11+
- Boehler, Y., Dutrey, A., Guilloteau, S., & Piétu, V. 2012, *A&A*(submitted)
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- Carballido, A., Fromang, S., & Papaloizou, J. 2006, *MNRAS*, 373, 1633
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
- Close, L. M., Dutrey, A., Roddier, F., et al. 1998, *ApJ*, 499, 883
- Crowther, P. A., Schnurr, O., Hirschi, R., et al. 2010, *MNRAS*, 408, 731
- Cuzzi, J. N., Dobrovolskis, A. R., & Champney, J. M. 1993, *Icarus*, 106, 102
- D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *ApJ*, 553, 321

- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernández, R., & Servín, H. 2006, *ApJ*, 638, 314
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893
- D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, *ApJ*, 500, 411
- Dartois, E., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2003, *A&A*, 399, 773
- Davis, D. R. & Ryan, E. V. 1990, *Icarus*, 83, 156
- Dickens, J. E., Irvine, W. M., Snell, R. L., et al. 2000, *ApJ*, 542, 870
- Draine, B. T. 2006, *ApJ*, 636, 1114
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Dubrulle, B., Morfill, G., & Sterzik, M. 1995, *Icarus*, 114, 237
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004, *A&A*, 421, 1075
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2005, *A&A*, 434, 971
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., et al. 1996, *A&A*, 309, 493
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Guélin, M. 1997, *A&A*, 317, L55
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Guélin, M. 2000, in *IAU Symposium*, Vol. 197, *From Molecular Clouds to Planetary*, ed. Y. C. Minh & E. F. van Dishoeck, 415–+
- Elsasser, H. & Staude, H. J. 1978, *A&A*, 70, L3+
- Fischer, D. A. & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Fromang, S. & Nelson, R. P. 2009, *A&A*, 496, 597
- Fromang, S. & Papaloizou, J. 2006, *A&A*, 452, 751
- Fromang, S., Papaloizou, J., Lesur, G., & Heinemann, T. 2007, *A&A*, 476, 1123
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- Garozzo, M., Fulvio, D., Kanuchova, Z., Palumbo, M. E., & Strazzulla, G. 2010, *A&A*, 509, A67+
- Goldreich, P. & Ward, W. R. 1973, *ApJ*, 183, 1051
- Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., et al. 1999, *ApJL*, 523, L151
- Greaves, J. S., Holland, W. S., Moriarty-Schieven, G., et al. 1998, *ApJL*, 506, L133
- Guillot, T. 2005, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33, 493
- Guilloteau, S. 2000, *IMISS2*
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *A&A*, 529, A105+
- Habing, H. J., Dominik, C., Jourdain de Muizon, M., et al. 1999, *Nature*, 401, 456
- Habing, H. J., Dominik, C., Jourdain de Muizon, M., et al. 2001, *A&A*, 365, 545

- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, *ApJ*, 495, 385
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1996, *ARA&A*, 34, 207
- Henning, T. & Stognienko, R. 1996, *A&A*, 311, 291
- Hersant, F., Wakelam, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., & Herbst, E. 2009, *A&A*, 493, L49
- Hillenbrand, L. A. 1997, *AJ*, 113, 1733
- Hughes, A. M., Wilner, D. J., Qi, C., & Hogerheijde, M. R. 2008, *ApJ*, 678, 1119
- Isella, A., Carpenter, J. M., & Sargent, A. I. 2009, *ApJ*, 701, 260
- Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M.-M., et al. 2007, *Nature*, 448, 1022
- Joy, A. H. 1945, *ApJ*, 102, 168
- Kenyon, S. J., Gómez, M., & Whitney, B. A. 2008, *Low Mass Star Formation in the Taurus-Auriga Clouds*, ed. Reipurth, B., 405–+
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 323, 714
- Lagage, P.-O., Doucet, C., Pantin, E., et al. 2006, *Science*, 314, 621
- Leinhardt, Z. M. & Stewart, S. T. 2009, *Icarus*, 199, 542
- Lesur, G. & Longaretti, P.-Y. 2007, *MNRAS*, 378, 1471
- Loinard, L., Torres, R. M., Mioduszewski, A. J., & Rodríguez, L. F. 2008, *ApJL*, 675, L29
- Lombardi, M., Lada, C. J., & Alves, J. 2008, *A&A*, 480, 785
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Menten, K. M., Reid, M. J., Forbrich, J., & Brunthaler, A. 2007, *A&A*, 474, 515
- Miyake, K. & Nakagawa, Y. 1993, *Icarus*, 106, 20
- Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, 579, 694
- Oishi, M., Irvine, W. M., & Kaifu, N. 1992, in *IAU Symposium, Vol. 150, Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, ed. P. D. Singh, 171–+
- Palla, F. & Stahler, S. W. 2002, *ApJ*, 581, 1194
- Pety, J., Gueth, F., & Guilloteau, S. 2001, *ALMA Memo Series*, 398
- Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, *A&A*, 467, 163
- Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, *A&A*, 460, L43
- Piétu, V., Dutrey, A., & Kahane, C. 2003, *A&A*, 398, 565
- Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945

- Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., et al. 2008, *A&A*, 489, 633
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al. 1994, *ApJ*, 421, 615
- Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- Raymond, S. N., Mandell, A. M., & Sigurdsson, S. 2006, *Science*, 313, 1413
- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010, *A&A*, 512, A15+
- Richter, M. J., Jaffe, D. T., Blake, G. A., & Lacy, J. H. 2002, *ApJL*, 572, L161
- Rucinski, S. M. 1985, *AJ*, 90, 2321
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*, ed. Rybicki, G. B. & Lightman, A. P.
- Sandstrom, K. M., Peek, J. E. G., Bower, G. C., Bolatto, A. D., & Plambeck, R. L. 2007, *ApJ*, 667, 1161
- Schaefer, G. H., Dutrey, A., Guilloteau, S., Simon, M., & White, R. J. 2009, *ApJ*, 701, 698
- Schräpler, R. & Henning, T. 2004, *ApJ*, 614, 960
- Semenov, D., Henning, T., Helling, C., Ilgner, M., & Sedlmayr, E. 2003, *A&A*, 410, 611
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Simon, M. & Prato, L. 1995, *ApJ*, 450, 824
- Smith, I. W. M., Herbst, E., & Chang, Q. 2004, *MNRAS*, 350, 323
- Stevenson, D. J. 1982, *Planet. Space Sci.*, 30, 755
- Tanaka, H., Takeuchi, T., & Ward, W. R. 2002, *ApJ*, 565, 1257
- Thi, W. F., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., et al. 2001, *ApJ*, 561, 1074
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2005, *A&A*, 437, 189
- Wakelam, V., Caselli, P., Ceccarelli, C., Herbst, E., & Castets, A. 2004, *A&A*, 422, 159
- Weidenschilling, S. J. 1977, *MNRAS*, 180, 57
- Wolf, S., Gueth, F., Henning, T., & Kley, W. 2002, *ApJL*, 566, L97
- Wolk, S. J. & Walter, F. M. 1996, *AJ*, 111, 2066