

Université de Montréal

**Détection et caractérisation de nouveaux disques circumstellaires  
autour d'étoiles de faibles masses et naines brunes jeunes.**

par  
Anne Boucher

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)  
en physique

Avril, 2016

© Anne Boucher, 2016.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Détection et caractérisation de nouveaux disques circumstellaires  
autour d'étoiles de faibles masses et naines brunes jeunes.**

présenté par:

Anne Boucher

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bergeron,	président-rapporteur
David Lafrenière,	directeur de recherche
Julie Hlavacek-Larrondo,	membre du jury

Mémoire accepté le: .....

## RÉSUMÉ

La présence de disques circumstellaires signale la formation actuelle ou passée de systèmes planétaires, pour lesquels les processus de formation sont encore mal compris. Ce mémoire porte sur la détection et la caractérisation de disques circumstellaires autour d'étoiles de faibles masses (types spectraux  $> K5$ ) et de naines brunes qui sont candidates ou membres d'associations cinématiques jeunes. Nous présentons ici les résultats de cette recherche ainsi que son implication pour la compréhension des processus de formation et d'évolution des systèmes planétaires. De l'échantillon initial composé de  $\sim 1600$  objets provenant des relevés BANYAN de Malo et al. ainsi que Gagné et al., dont seulement 600 satisfont nos critères de qualité sur les données, quatre nouveaux candidats de disque ont été découverts en détectant leur excès d'émission infrarouge dans les données d'archive de la mission WISE. Les données du relevé 2MASS ainsi que les spectres synthétiques BT-Settl ont été conjointement utilisés pour modéliser l'émission des étoiles. Les nouveaux candidats, dont les types spectraux sont tardifs (M4.5 à L0) et les masses se situent entre  $\sim 13$  et  $120 M_{\text{Jup}}$ , ont des températures de disque de  $\sim 135$ – $520$  K et des luminosités fractionnaires de 0,021–0,15. Pour deux des cibles, nous avons obtenu des spectres dans les longueurs d'onde visibles et infrarouges proches. Ces nouveaux spectres montrent respectivement des signes d'émission en  $H\alpha$  et  $\text{Pa}\beta$ , indiquant la présence d'accrétion, et ainsi de gaz, et renforçant l'hypothèse que ces objets sont réellement jeunes. Ces deux objets, vraisemblablement âgés de 40 Ma, pourraient représenter la première détection et caractérisation de disques porteurs de gaz plus vieux que 20 Ma.

**Mots clés :** Formation d'étoiles, disques circumstellaires, étoiles de faibles masses, naines brunes, associations cinématiques jeunes, **Cibles :** 2MASS J05010082–4337102, 2MASS J08561384–1342242, 2MASS J12474428–3816464, 2MASS J02265658–5327032.

## ABSTRACT

The presence of circumstellar disks is a signpost of present or past planetary system formation, for which the processes of formation are not fully understood. This thesis focuses on the detection and characterization of circumstellar disks around low-mass stars (spectral type  $> K5$ ) and brown dwarfs that are candidates or confirmed members of young kinematic associations. Here, we present the results of this search and its bearing on our understanding of the processes of formation and evolution of planetary systems. Of the initial sample consisting of  $\sim 1600$  objects from the BANYAN surveys of Malo et al. and Gagné et al., from which only 600 satisfied our data quality criteria, four new candidate disks were discovered by detecting their excess infrared emission in the WISE mission archive data. The 2MASS survey data and the BT-Settl synthetic spectra were jointly used to model the emission of the stars. The new candidates, whose spectral types are late (M4.5 to L0) and whose masses are between  $\sim 13$  and  $120 M_{\text{Jup}}$ , have disk temperatures of  $\sim 135$ – $520$  K and fractional luminosities of 0.021–0.15. For two of these targets, we have obtained spectra in the visible and near-infrared wavelengths. These new spectra respectively show signs of  $H\alpha$  and  $\text{Pa}\beta$  emission, indicative of the presence of accretion, which requires the presence of gas, and which provides further evidence for the youth of these systems. These two systems, likely aged 40 Myr, could be the first examples of disks bearing gas that are older than 20 Myr.

**Keywords:** Star formation, circumstellar disks, low-mass stars, brown dwarfs, young kinetic associations, **Targets :** 2MASS J05010082–4337102, 2MASS J08561384–1342242, 2MASS J12474428–3816464, 2MASS J02265658–5327032.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>RÉSUMÉ</b> . . . . .	<b>iii</b>
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .	<b>vii</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .	<b>viii</b>
<b>LISTE DES SIGLES</b> . . . . .	<b>x</b>
<b>NOTATION</b> . . . . .	<b>xii</b>
<b>DÉDICACE</b> . . . . .	<b>xiii</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> . . . . .	<b>xiv</b>
<b>INTRODUCTION</b> . . . . .	<b>xv</b>
<b>CHAPITRE 1 : ÉLÉMENTS THÉORIQUES</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Étoiles . . . . .	1
1.2 Formation des systèmes planétaires . . . . .	6
1.3 Disques Circumstellaires . . . . .	13
1.3.1 Disques protoplanétaires . . . . .	16
1.3.2 Disques de transition . . . . .	24
1.3.3 Disques de débris . . . . .	30
1.4 Planètes . . . . .	34
1.4.1 Planètes Terrestres . . . . .	34
1.4.2 Planètes Géantes . . . . .	37
1.5 Étoiles de faibles masses et naines brunes . . . . .	39

1.6	Associations cinématiques jeunes . . . . .	45
1.6.1	Signes de jeunesse . . . . .	46
<b>CHAPITRE 2 : NEW LOW-MASS STARS AND BROWN DWARFS</b>		
<b>WITH CANDIDATE CIRCUMSTELLAR DISKS.</b>		<b>51</b>
2.1	Introduction . . . . .	52
2.2	Target Sample . . . . .	55
2.3	Method . . . . .	55
2.3.1	Initial Excess Detection . . . . .	55
2.3.2	Detailed Verifications of Candidate Stars with Excess . . . . .	60
2.3.3	Blackbody Fit . . . . .	61
2.3.4	Tests and Validations . . . . .	62
2.4	Observations and data reduction . . . . .	64
2.4.1	Visible spectroscopy with ESPaDOnS . . . . .	64
2.4.2	Near-infrared spectroscopy with FIRE . . . . .	64
2.5	Results . . . . .	65
2.5.1	Candidates with excess . . . . .	65
2.5.2	New spectroscopy of candidates . . . . .	70
2.6	Discussion . . . . .	71
2.6.1	Evidence for youth and membership in young associations . . . . .	71
2.6.2	Excess and disk characteristics . . . . .	74
2.7	Concluding remarks . . . . .	78
<b>CHAPITRE 3 : CONCLUSION</b>		<b>81</b>

## LISTE DES TABLEAUX

2.I	TWA members with an excess, reported in Schneider et al. (2012a,b) . . . . .	63
2.II	Candidates Properties . . . . .	66
2.III	Two-temperature fits properties . . . . .	68

## LISTE DES FIGURES

1.1	Diagramme Hertzsprung-Russell. . . . .	2
1.2	Classification des objets stellaires jeunes. . . . .	12
1.3	Variation de la masse des disques en fonction de la masse de l'étoile hôte. . . . .	18
1.4	Évolution de la masse des disques en fonction du temps pour différents types d'étoiles (A, F-G-K et M). . . . .	20
1.5	Fraction de disques protoplanétaires autour d'étoiles de type solaire détectées par excès infrarouge en fonction de l'âge. . . . .	22
1.6	Images ALMA des disques protoplanétaires de HL Tau et de TW Hydrae. . . . .	24
1.7	Exemples de DSE de disques de transition pour des étoiles plus précoces que M3. . . . .	27
1.8	Images et modélisation des disques à bras spiraux et de la position attendue des planètes dans les systèmes SAO 206462 et MWC578. . . . .	29
1.9	Formes fonctionnelles de la fonction de masse initiale du disque galactique. . . . .	41
1.10	Fonction de masse actuelle pour différentes associations d'objets jeunes. . . . .	41
1.11	Évolution de la luminosité des objets de faible masse en fonction de l'âge. . . . .	42
1.12	Test de la « Limite d'épuisement du lithium ». . . . .	48
2.1	Histogram of the significance distribution of the excesses in the WISE <i>W</i> 3 and <i>W</i> 4 bands, and their associated Gaussian fit. . . . .	58
2.2	Observed and modeled spectral energy distributions (SEDs) of J0501–4337, J0856–1342, J1247–3816 and J0226–5327, compared to other types of disk SEDs. . . . .	69



- 2.3 H $\alpha$  emission and Lithium absorption lines for J05010082–4337102. 73
- 2.4 K I absorption and Pa  $\beta$  emission lines for J02265658–5327032. 77

## LISTE DES SIGLES

2MASS	<i>Two Micron All-Sky Survey</i>
ACJ	association cinématique jeune
ALMA	<i>Atacama Large Millimeter/submillimeter Array</i>
AU	<i>astronomical unit</i> , voir UA
BD	<i>brown dwarf</i> , voir NB
CFHT	<i>Canada France Hawaii Telescope</i>
DC	disque circumstellaire
DD	disque de débris
DSE	distribution spectrale d'énergie
DP	disque primordial
DT	disque de transtion
HR	Hertzsprung-Russell
IR	<i>infrared</i> , ou infrarouge
IRAS	<i>InfraRed Astronomical Satellite</i>
IRL	infrarouge lointain
IRM	infrarouge moyen
IRP	infrarouge proche
ISM	<i>interstellar medium</i> , voir MIS
MIS	milieu interstellaire
MMNS	Masse Minimum de Nébuleuse Solaire
NB	naine brune
OSJ	objet stellaire jeune
PSF	<i>point spread function</i> , voir FEP
RFÉ	région de formation d'étoiles
RSB	rapport signal-sur-bruit
RV	<i>radial velocity</i> , voir VR
SNR	<i>signal-to-noise ratio</i> , voir RSB
SpT	<i>spectral type</i> , voir TSp

TSp	type spectral
UA	unité astronomique
UV	ultraviolet
VR	vitesse radiale
WISE	<i>Wide-field Infrared Survey Explorer</i>
YMG	<i>young moving group</i> , voir ACJ

## NOTATION

$k_B$	Constante de Boltzmann, $k_B = 1.38064852 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$
$G$	Constante gravitationnelle, $G = 6.67384 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
$M_\odot$	Masse du Soleil, $1M_\odot = 1.988435 \times 10^{30} \text{ kg}$
$M_{\text{Jup}}$	Masse de Jupiter, $1M_{\text{Jup}} = 1.89813 \times 10^{27} \text{ kg}$
$M_\oplus$	Masse de la Terre, $1M_\oplus = 5.9721986 \times 10^{24} \text{ kg}$
$\mu\text{m}$	Micromètre
Ma	Million d'années
mas	Milliseconde d'arc
pc	Parallaxe-seconde (parsec), $1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{16} \text{ m}$

À Gisèle et Lucien

## REMERCIEMENTS

Je voudrais d'abord remercier mon directeur de recherche, David Lafrenière, pour avoir été patient et disponible pour répondre à toutes mes questions et inquiétudes. Merci de m'avoir aidée à faire avancer la science, que ce soit en déboguant mes codes ou en corrigeant mes textes. Je voudrais également remercier Jonathan Gagné d'être toujours aussi efficace, rapide et extrêmement clair lorsqu'il était question de répondre à mes questions générales sur l'astrophysique. De plus, je remercie le CRSNG et le FRQNT d'avoir assez cru en moi pour financer ma recherche et de m'avoir permis de réaliser ce projet sans avoir à me préoccuper du côté financier.

Un gros merci à ma collègue de bureau et bonne amie Roxane Barnabé, qui m'a toujours encouragée, soutenue et qui m'a « endurée » parler de tout ça durant près de deux ans. Merci à Audrey Eve Langevin d'être mon « bro », et d'être toujours là pour moi, à tous mes amis d'être là pour me divertir et me détacher du travail, pour des pauses de cerveau bien méritées. Enfin, un énorme merci à ma famille que j'aime tant de toujours me supporter et de me montrer à quel point ils sont fiers de moi. Surtout, merci à mon oncle, Luc Landreville, de m'avoir fait découvrir l'astronomie et à Patrick Pépin, mon professeur de biologie du secondaire, de m'avoir fait réaliser à quel point la science c'est *cool* : je leur en dois une !

## INTRODUCTION

Il y a de cela 20 ans déjà que la première exoplanète en orbite autour d'une étoile de type solaire a été découverte (Mayor & Queloz, 1995). En date d'aujourd'hui, il y en a plus de 3400 qui ont été confirmées<sup>1</sup>, découvertes avec une multitude de techniques telles que la méthode de vitesse radiale, du transit ou encore de l'imagerie directe. Avant cela, les seules planètes connues étaient celles de notre propre système solaire et la connaissance des processus de leur formation n'était basée que sur les observations de celui-ci. Les premières études d'importance sur le rôle des disques protoplanétaires dans la formation des étoiles remontent au début des années 1970 (p. ex., Shakura & Sunyaev 1973). La première observation polarimétrique dans le visible de matériel circumstellaire autour d'une étoile T Tauri (objet similaire au Soleil lorsqu'il n'avait que 10 millions d'années) par Elsasser & Staude (1978) a été suivie par la détection des premiers excès infrarouge importants autour de plusieurs étoiles T Tauri et post-T Tauri (Rucinski, 1985), et étoiles de la séquence principale (Aumann, 1985; Aumann et al., 1984) grâce à IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*). Ceci a définitivement changé notre vision et notre compréhension des processus de formation stellaire. Depuis ce temps, la découverte de nombreux disques autour de toutes sortes d'étoiles se poursuit et nous aide à comprendre de mieux en mieux le lien étroit qu'ils ont avec la formation stellaire et planétaire.

Malgré cela, les processus de formation des étoiles de faibles masses sont toujours sujets à débat. Le nombre de disques connus autour d'étoiles de faibles masses et d'objets sous-stellaires reste à ce jour relativement petit, surtout pour les disques de transition et de débris. En identifier davantage serait utile pour plusieurs raisons. D'un côté, cela permettrait de mieux comprendre les mécanismes impliqués dans la formation et l'évolution d'étoiles, mais aussi ceux des planètes, puisque les naines brunes font le pont entre les étoiles et les planètes, possédant des propriétés hybrides entre ces deux groupes. D'un autre côté, les objets qui possèdent un

---

<sup>1</sup>Voir <http://exoplanets.eu/>

disque ont plus de chance d’abriter des planètes que celles qui n’en ont pas Zuckerman & Song (2004), c’est pourquoi ils représentent d’excellents candidats pour la recherche d’exoplanètes. La plus faible luminosité intrinsèque des étoiles hôtes de faibles masses améliore le contraste pour l’imagerie directe, leur conférant le statut de cibles optimales.

Le but de ce projet est donc de rechercher et caractériser les disques circumstellaires autour d’étoiles jeunes de faibles masses et de naines brunes jeunes. Notre échantillon consistera donc en des étoiles tardives ( $T_{\text{Sp}} > K5$ ) candidates ou membres d’associations cinématiques jeunes. Comme les disques sont chauffés par leur étoile, ils émettent de la radiation infrarouge ; c’est ce principe que nous utiliserons pour les détecter. En rassemblant les observations photométriques du proche et moyen infrarouge (2MASS et WISE, respectivement) et en les comparant à des spectres synthétiques, préalablement ajustés par une méthode des moindres carrés, la présence d’un excès infrarouge peut être détectée. Les cibles montrant un excès significatif subiront une série de tests pour valider l’importance et la source de cet excès. Ensuite, un ajustement de rayonnement de corps noir à l’excès, combiné à une analyse Monte Carlo, sera utilisé pour déterminer la température et la luminosité fractionnaire du disque.

Dans le chapitre 1, une introduction à la théorie nécessaire pour le projet sera présentée. Une présentation générale de ce que sont les étoiles sera suivie d’un parcours plus détaillé sur leur formation. Ensuite, la formation des disques ainsi que les propriétés et les études propres à chacun des trois principaux types de disques seront traitées. On discutera également des principes de base de la formation des planètes. Un résumé de l’étude des étoiles de faibles masses et des naines brunes suivra. Finalement, les associations cinématiques jeunes du voisinage solaire seront introduites ainsi que les indices de jeunesse détectables par spectroscopie.

Le chapitre 2 est constitué d’un article qui a été soumis à *The American Astronomical Society Journals* (N° de référence : AAS01224) et présente l’analyse et les résultats de ce projet de recherche. On y retrouve les détails de l’échantillon, de l’analyse, des validations ainsi que les informations concernant le suivi spectroscopique.



pique qui a été fait pour les nouveaux candidats de disques en plus des propriétés de ceux-ci, telles que déterminées lors de notre analyse. Enfin, une conclusion récapitulera au chapitre 3 les éléments importants de ce travail et établira la suite du projet.

## Contributions

Cette section vise à présenter la contribution des chercheurs à l'article présenté au chapitre 2 de ce document. D'abord, l'échantillon d'étoiles utilisé, composé d'étoiles de faibles masses et naines brunes candidates ou membres d'associations cinématiques jeunes, provient des relevés de la série d'articles BANYAN de Lison Malo et Jonathan Gagné. L'appartenance de ces étoiles aux associations a été déterminée par l'utilisation de statistiques bayésiennes. Le code informatique principal utilisé pour détecter les excès infrarouges à partir des données 2MASS, WISE et DENIS et permettant de déterminer certaines propriétés des disques a été élaboré et écrit par moi-même, avec l'aide précieuse de David Lafrenière, mon directeur de recherche, pour sa révision et sa constante amélioration. J'ai utilisé un code de David Lafrenière, modifié pour mon usage, servant à récupérer les images 2MASS. Les images 2MASS, WISE et DSS de chacune des cibles montrant un excès infrarouge significatif ont d'ailleurs toutes été visuellement inspectées par moi-même, afin d'éliminer celles montrant de la contamination d'avant ou d'arrière-plan. De plus, j'ai écrit tous les autres codes secondaires ainsi que généré les tableaux et les figures (sauf deux) de l'article. Jonathan Gagné a généré la Figure 2.4 à partir du spectre FIRE (dans l'infrarouge proche), obtenu au *Magellan Baade Telescope*, qui nous a été gracieusement offert par Jacqueline K. Faherty. Un spectre ESPaDOnS dans les longueurs d'onde visibles a été obtenu en mode queue au CFHT et réduit par Lison Malo, qui a également généré la Figure 2.3. Deux spectres SpeX, obtenus au télescope *NASA IRTF*, en plus d'un spectre Flamingos 2, obtenu au *Gemini-South telescope* (tous les trois dans l'infrarouge proche) ont été réduits et analysés par Jacqueline K. Faherty et Jonathan Gagné afin de déterminer le type spectral, la gravité de surface et les signes de jeunesse des cibles. Les modèles de spectres stellaires proviennent de la grille BT-Settl construite par France Allard. En tant que première auteure, j'ai écrit la première ébauche de l'article présenté au chapitre 2, qui a ensuite été révisé et modifié avec l'aide des coauteurs. Il est à noter que le format de l'article a été modifié afin de répondre aux normes de l'Université de

Montréal concernant la présentation du mémoire de maîtrise. Enfin, j'ai rédigé la revue de littérature du chapitre 1, qui présente les éléments théoriques nécessaires à cette étude.

# CHAPITRE 1

## ÉLÉMENTS THÉORIQUES

### 1.1 Étoiles

Les étoiles sont des corps célestes massifs, en rotation, constitués de gaz chaud (plus précisément de plasma) et qui sont en équilibre hydrostatique (du moins pour une grande partie de leur vie) sous l'effet des forces opposées de la gravité et du gradient de pression dans le gaz. Elles brillent puisqu'elles irradient leur énergie thermique, gravitationnelle et celle qui est générée par la fusion nucléaire qui a lieu en leur cœur. La luminosité d'une étoile, qui nous donne sa quantité totale d'énergie émise par unité de temps, peut être calculée en intégrant la loi de Planck (qui nous donne le flux spectral) sur l'ensemble de son spectre. On obtient alors,

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (1.1)$$

où  $R$  est le rayon de l'étoile,  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann et  $T_{\text{eff}}$  est sa température effective. La température effective est en fait la température qu'aurait un corps noir ayant le même rayon et la même luminosité que l'étoile. Celle-ci correspond approximativement à la température de la photosphère de l'étoile.

On peut catégoriser les étoiles sur le diagramme Hertzsprung-Russell (HR) théorique, qui présente la luminosité intrinsèque ( $L$ ) d'une étoile en fonction de  $T_{\text{eff}}$ . La version observationnelle de ce diagramme, également appelé « diagramme couleur-magnitude », montrera plutôt la magnitude absolue (voir équation 1.4) d'une bande spectrale donnée en fonction de la différence de cette bande et d'une autre, qu'on nomme « couleur ». Sur ce diagramme (voir la Figure 1.1), on peut voir que les étoiles se séparent en plusieurs catégories d'objets, seulement certaines combinaisons de  $L$  et  $T_{\text{eff}}$  pouvant être atteintes. Ces catégories regroupent des étoiles de différentes masses et à différents stades de leur évolution. La majorité des étoiles se retrouvent (90% des étoiles ; Kitchin 2005) sur une bande diagonale bien précise

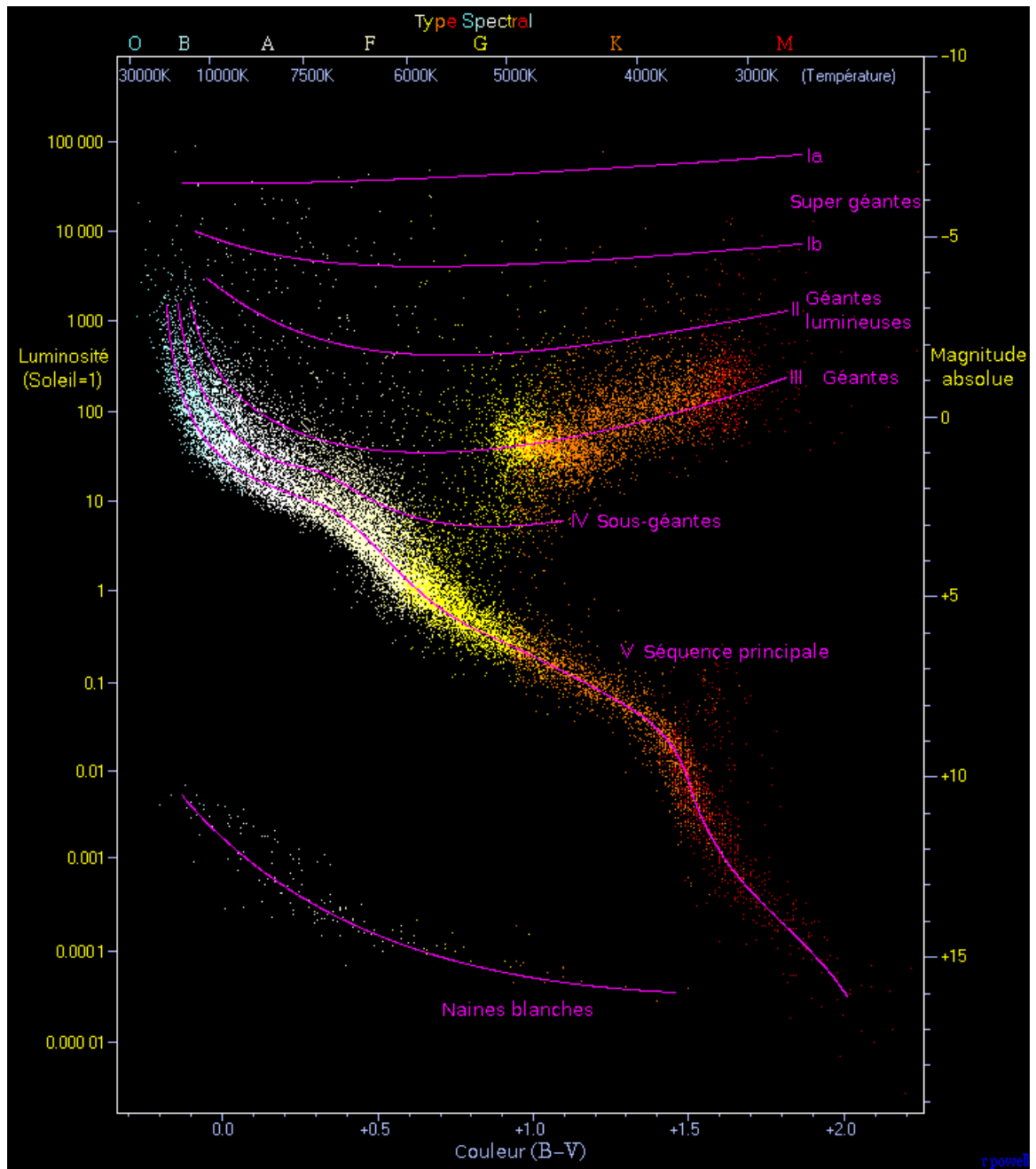


Figure 1.1 Diagramme Hertzsprung-Russell. Diagramme (théorique ; axes supérieur et gauche) montrant la luminosité de l'étoile en fonction de sa température. La version observationnelle (axes inférieur et droit) montre la magnitude absolue V en fonction des couleurs B-V. Celui-ci présente 22 000 étoiles du catalogue Hipparcos et 1000 de celui de Gliese. Les principales classes sont indiquées en mauve. Figure créée par Richard Powell (2006). Permission d'être diffusé sur Wikipédia [CC BY-SA 2.5]

du graphique, la « séquence principale ». C'est sur cette bande que la majorité des étoiles passeront leur vie et qu'elles brûleront leur hydrogène de manière stable. Au début, on croyait que la séquence principale était une séquence évolutive, mais on a ensuite découvert que c'était plutôt la masse de l'étoile qui varie le long de cette bande. Les étoiles plus massives sont plus lumineuses et plus chaudes, tandis que les étoiles de plus faibles masses sont moins lumineuses et plus froides. Les étoiles en début ou en fin de vie se retrouvent ailleurs sur le graphique.

La distribution spectrale d'énergie (DSE ; ou plus communément appelé « spectre ») d'une étoile est l'intensité lumineuse (densité de flux) associée à chacune de ses composantes en longueur d'onde (ou fréquence). On peut rapidement s'apercevoir que le spectre d'une étoile n'est pas uniquement constitué de lumière continue, mais qu'il comporte généralement un grand nombre de raies spectrales, soit en absorption ou, plus rarement, en émission. Ces raies peuvent nous informer sur la composition chimique de l'étoile et les conditions régnant dans sa photosphère. Ceci est possible puisqu'on peut associer chaque raie à une transition électronique ou rotationnelle-vibrationnelle d'un atome ou d'une molécule en particulier.

En premier lieu, on caractérisera généralement les étoiles selon leur type spectral. Dans le système de Morgan-Keenan (Morgan & Keenan, 1973), les types spectraux consistent en un code constitué d'une lettre représentant la classe spectrale : O, B, A, F, G, K, M, allant du plus chaud ( $> 25000$  K) au plus froid ( $\sim 3000$  K), d'un chiffre entre 0 et 9 représentant la sous-classe spectrale et d'un chiffre romain situé entre I et VII représentant la classe de luminosité de l'objet. Pour la classe de luminosité des objets, le plus habituel est « V », correspondant aux objets de la séquence principale. Les classes spectrales L ( $< 2000$  K), T ( $< 1300$  K) et Y ( $< 600$  K) ont été ajoutées par la suite pour inclure les objets de faibles masses, naines brunes et planètes. Les étoiles ont des masses entre 0,08 et  $150 M_{\odot}$ <sup>1</sup>, en deçà desquelles on retrouve les naines brunes ( $\sim 0,01$ – $0,07 M_{\odot}$ , ou encore  $\sim 13$ – $75 M_{\text{Jup}}$ ; Dantona & Mazzitelli 1985). En fait, pour les naines brunes, le type spectral n'est

---

<sup>1</sup>Toutefois, nous avons récemment découvert des objets qui dépassaient cette limite, p. ex. BAT99 108 qui aurait une masse de  $\sim 265 M_{\odot}$ ; Crowther et al. 2010

pas directement lié à la masse puisqu'il y a une dégénérescence entre cette dernière et l'âge (voir Figure 1.11, Section 1.5) pour un même type spectral (ou pour un intervalle de température de surface et des caractéristiques spectrales données). Les objets plus chauds sont dits « précoces » tandis que les objets plus froids sont appelés « tardifs » (cette appellation historique n'est pas reliée à l'âge).

On peut analyser la lumière nous provenant d'une étoile de plusieurs façons, entre autres par spectroscopie et par photométrie. La spectroscopie est l'étude du spectre de l'étoile, lequel peut être très riche en informations et nous indiquer les processus physiques en cours dans l'étoile. La photométrie, quant à elle, nous donne l'intensité lumineuse intégrée sur une certaine plage de longueurs d'onde. Cette intensité est donnée par la densité de flux moyenne observée ( $F_{\Delta\lambda}$ ) pour une bande spectrale donnée ( $\Delta\lambda$ ) et est définie comme suit :

$$F_{\Delta\lambda} = \frac{\int F(\lambda)\phi_{\Delta\lambda}(\lambda)d\lambda}{\int \phi_{\Delta\lambda}(\lambda)d\lambda}, \quad (1.2)$$

où  $F(\lambda)$  est la densité spectrale de flux par longueur d'onde et  $\phi_{\Delta\lambda}(\lambda)$  est la fonction de transmission du filtre associé à la bande passante  $\Delta\lambda$ . Par la suite, on peut convertir la densité de flux en « magnitude ». La magnitude ( $m_{\Delta\lambda}$ ) d'une étoile quantifie à quel point une étoile est brillante dans une certaine longueur d'onde (ou plus précisément sur la gamme spectrale du filtre utilisé,  $\Delta\lambda$ ), qu'on peut facilement obtenir à partir de la densité de flux via l'équation suivante :

$$m_{\Delta\lambda} = -2.5 \log_{10} \left( \frac{F_{\Delta\lambda}}{F_{\Delta\lambda 0}} \right), \quad (1.3)$$

où  $F_{\Delta\lambda 0}$  est la densité de flux d'une étoile de référence, celle de l'étoile Véga étant généralement utilisée. Pour normaliser cette quantité, on utilisera plutôt la magnitude absolue ( $M$ ), qui est définie comme la magnitude apparente qu'aurait une étoile si elle se trouvait à une distance de 10 pc. Pour pouvoir relier les deux, il est nécessaire d'avoir la distance ( $D$ ) de l'étoile :

$$M = m - 5(\log D - 1). \quad (1.4)$$

Dans ce mémoire, on s'intéressera particulièrement aux étoiles de plus faibles masses et aux naines brunes (voir Section 1.5). Ce sont les étoiles les plus communes dans notre galaxie (les M3V ; voir les Figures 1.9 et 1.10, tirées de Jeffries 2012) et elles offrent de grands avantages pour la détection de planètes et particulièrement de planètes habitables. Entre autres, le signal en vitesse radiale (VR) et en astrométrie sera plus grand ( $\propto M_{\star}^{-1}$ ), et la profondeur du transit, pour un rayon de planète fixe, sera également plus importante ( $\propto R_{\star}^{-2}$ ). De plus, comme ces objets sont plus froids, leur zone habitable se situe à des séparations plus rapprochées que pour les étoiles plus massives, correspondant à des périodes de révolution plus courtes qui sont ainsi plus facilement détectables. Le signal en VR s'en retrouve encore plus important ( $\propto P^{-1}$ ). Par contre, comme elles sont froides, on doit les observer dans l'infrarouge, ce qui rend la tâche plus complexe étant donné qu'il y a relativement beaucoup de raies telluriques dues à l'atmosphère terrestre et que les instruments IR sont plus coûteux : cette technologie est encore récente et requiert des instruments cryogéniques. De plus, les étoiles de faibles masses sont plus actives (convection importante et beaucoup d'activité magnétique générant des taches), ce qui peut générer une source de confusion dans le signal en VR (habituellement appelée « jitter »). Il est cependant attendu que ce signal sera moins important dans l'IR que dans le visible (d'un facteur 4 ; Marchwinski et al. 2015).

Comme elles sont plus froides ( $T_{\text{eff}} < 3800 \text{ K}$ ), le pic d'émission se trouvera habituellement dans l'infrarouge proche. On peut d'ailleurs estimer la position de ce pic si on suppose qu'elles émettent leur lumière comme un corps noir, par la loi de Wien :

$$\lambda_{\text{max}}[\mu\text{m}] = 2898/T_{\text{eff}}[\text{K}]. \quad (1.5)$$

Par exemple, une étoile de type spectral M8 aura une température autour de  $\sim 2500 \text{ K}$  (pour un âge entre 5 – 30 Ma qui s'avère utile pour cette étude ; Pecaut & Mamajek 2013), lui conférant un pic d'émission attendu autour de  $\sim 1,16 \mu\text{m}$ . Cependant, le spectre d'une M8 *n'est pas* exactement celui d'un corps noir puisque ce dernier sera sculpté par de nombreuses bandes d'absorption moléculaire. Le



relevé photométrique de 2MASS (*The Two Micron All Sky Survey*; Cutri et al. 2003) comprend justement des données dans des filtres  $J$ ,  $H$  et  $K_S$  ayant des bandes passantes centrées sur 1,25, 1,65 et 2,17  $\mu\text{m}$  respectivement, et pouvant ainsi capturer ce pic. Pour aller capturer la queue d'émission Rayleigh-Jeans de ces objets, se trouvant plus loin dans l'infrarouge moyen, on utilisera plutôt le relevé de WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*; Cutri & et al. 2012) avec ses filtres  $W1$  à  $W4$ , ayant des bandes passantes centrées sur 3,4, 4,6, 12 et 22  $\mu\text{m}$ , respectivement.

## 1.2 Formation des systèmes planétaires

La formation des systèmes planétaires est une conséquence de la formation stellaire. Cette dernière débute par l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz et de poussières, principalement composé d'hydrogène moléculaire. Il y aura contraction du nuage si son énergie potentielle gravitationnelle ( $E_{\text{pot}}$ ) domine sur la pression interne du gaz qui est reliée à sa température, c.-à-d. son énergie thermique ( $E_{\text{th}}$ ).

Le *critère d'instabilité de Jeans* (Jeans, 1902) nous indique que si des instabilités gravitationnelles compriment et augmentent la densité du gaz sur une échelle  $\lambda$  telle que  $\lambda > \lambda_J$ , la pression interne ne pourra alors pas contrer la gravité et il y aura effondrement du gaz, où  $\lambda_J$  est la *longueur de Jeans*,

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}}, \quad (1.6)$$

$\rho_0$  est la densité locale du milieu (considérée constante),  $c_s = \sqrt{k_B T / \mu}$  est la vitesse isotherme du son, qui dépend de la température  $T$  (typiquement  $\sim 10$  K pour un nuage moléculaire) et du poids moléculaire moyen  $\mu$  ( $= \bar{m} / m_H$ ),  $G$  est la constante gravitationnelle et  $k_B$  est la constante de Boltzmann. Ainsi, toutes les perturbations à des échelles spatiales plus grandes que  $\lambda_J$  sont instables. La masse contenue dans un volume de diamètre  $\lambda_J$  est appelée la *masse de Jeans*,

$M_J = 4\pi\rho_0(\lambda_J/2)^3/3$ , et correspond à la masse minimale nécessaire pour enclencher le processus de contraction du gaz. On peut également la retrouver en utilisant le théorème du viriel, soit  $E_{\text{th}} = -E_{\text{pot}}/2$  :

$$M_J = \left(\frac{5k_B T}{G\mu}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2}. \quad (1.7)$$

Des instabilités gravitationnelles (ou vents) dans le milieu interstellaire condenseront et fragmenteront les structures les plus massives, formant ainsi des régions localement plus denses. Ce sont la turbulence, la gravité et les champs magnétiques qui influenceront la fragmentation des nuages moléculaires géants, conférant ainsi aux cœurs protostellaires nouvellement formés des masses et des moments cinétiques différents. Les mécanismes par lesquels les nuages se fragmentent ne sont pas tout à fait encore bien compris (e.g., Padoan et al. 2014). C'est la configuration et la dynamique du nuage qui peut mener à la formation de systèmes binaires ou multiples. Les nuages qui ont des régions de surdensité et qui satisfont au critère d'instabilité de Jeans sont donc des endroits propices à l'effondrement gravitationnel et à la formation d'étoiles. Ces noyaux subissent d'abord un effondrement isotherme ( $T$  constante) et en chute libre. En effet, le milieu est encore assez transparent pour que l'énergie potentielle libérée par la contraction du gaz soit directement irradiée hors du noyau (refroidissement radiatif). Cependant, la densité du noyau finit par augmenter assez rapidement pour rendre la région centrale opaque. L'énergie potentielle ne pouvant plus s'échapper, elle est alors convertie en chaleur et le gradient de température augmente jusqu'à ce qu'un certain équilibre hydrostatique s'installe. La température devient alors assez grande pour ioniser l'hydrogène atomique et dissocier l'hydrogène moléculaire (H et H<sub>2</sub>). À ce stade, le noyau protostellaire est devenu une protoétoile. Elle sera encore entourée d'une enveloppe de gaz et de poussières.

## Influences sur l'effondrement gravitationnel

Plusieurs processus peuvent entraîner ou freiner l'effondrement gravitationnel. Le moment cinétique et le champ magnétique sont les principaux mécanismes qui peuvent le freiner. D'abord, le moment cinétique va freiner l'effondrement via la force centrifuge. L'effondrement sera retardé dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation, là où cette force s'exerce.

Ensuite, durant la formation stellaire, on passe d'un milieu interstellaire (MIS) très magnétisé à une étoile qui l'est très peu, une caractéristique que l'on peut représenter par le ratio masse-flux magnétique :  $\mu_B = M/M_\Phi$ , où  $M$  est la masse du nuage et  $M_\Phi$  est la masse critique magnétique, c.-à-d. la masse pour laquelle l'énergie magnétique est égale à l'énergie potentielle. On passe donc d'une petite valeur de  $\mu_B$  ( $< 0,16$ ) à une très grande valeur ( $\sim 10^{5-8}$ ), ce qui demande des mécanismes capables de faire augmenter cette valeur. Pour que le nuage puisse être comprimé, il faut que  $\mu_B$  soit supérieur à 2. Donc, lorsque la compression du gaz cause une augmentation du champ magnétique, les forces magnétiques peuvent stabiliser la compression et freiner l'effondrement. On se retrouve alors dans un régime sous-critique ( $M < M_\Phi$ ) et l'effondrement n'est pas possible. Par contre, si la compression ne fait pas augmenter le champ magnétique, l'effondrement pourra se faire plus rapidement. On est alors dans un régime sur-critique ( $M > M_\Phi$ ) et le champ magnétique ne peut pas stopper l'effondrement gravitationnel.

McKee & Ostriker (2007) proposent deux méthodes pour faire augmenter  $\mu_B$  et rendre les conditions dans un nuage plus propices à son effondrement. Le premier est la diffusion ambipolaire, soit l'écoulement d'un gaz neutre (principalement de l'hydrogène) au travers d'un gaz de particules chargées (principalement des protons et électrons). Comme ces dernières sont figées par le champ magnétique, elles résistent à l'effondrement et peuvent freiner les particules neutres par la même occasion. C'est pourquoi dans un gaz très peu ionisé (dans les régions moins irradiées des nuages), où les gaz neutre et ionisé ne sont pas couplés, la contraction s'effectue plus facilement. D'ailleurs, la turbulence favorise la diffusion ambipolaire. Par

contre, dans les régions où le niveau d'ionisation est plus élevé (p. ex., les nuages moléculaires géants se font bombarder de rayons ultraviolets (UV) lointains, ce qui ionise le gaz), la diffusion ambipolaire se fera de manière beaucoup moins efficace et donc beaucoup plus lentement.

Le second mécanisme est l'écoulement de matériel le long des lignes de champ magnétique. En régime poloidal, les lignes de champ sont structurées, à grande échelle, selon des lignes droites, ce qui provoquera un effondrement axial (selon l'axe du champ magnétique) plutôt que radial, correspondant au comportement prévu sans rotation ni champ magnétique.

L'effet combiné de la rotation (par la conservation du moment cinétique) et du champ magnétique crée un disque de gaz et de poussière en rotation autour de la protoétoile, appelé disque d'accrétion (ou d'effondrement). La force centrifuge ainsi que le champ magnétique poloidal s'opposent à l'effondrement radial, mais non à l'effondrement axial. Ceci favorisera une accumulation de matière en rotation dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation et du champ magnétique (qui sont plus ou moins parallèles ; McKee & Ostriker 2007). Le disque continuera ensuite à accumuler de la matière et d'en fournir à son étoile. Un sommaire de la théorie sur l'évolution des disques est présenté à la Section 1.3.

## **De la protoétoile jusqu'à la séquence principale**

La masse de la protoétoile continue d'augmenter puisque l'accrétion de la matière environnante se poursuit, que ce soit de manière directe ou en provenance du disque précédemment formé. L'opacité et l'accumulation de matière causent une augmentation continue de la température. Pour une étoile de  $1 M_{\odot}$ , la température du nuage passe de 100 à 5000 K en  $\sim 0,5$  Ma. Durant ce temps, la luminosité reste à peu près constante. Éventuellement, la température dépasse la température seuil pour l'allumage du deutérium ( $T > 10^6$  K ; Palla et al. 2006), qui finira par être épuisé étant donné sa faible abondance.

La protoétoile, alors en équilibre hydrostatique, subira une contraction de Kelvin-Helmholtz (pendant 30–40 Ma, pour une étoile de  $1 M_{\odot}$ ). Cette contraction provient

du refroidissement de la surface de l'étoile : il y a une baisse de pression, ce qui cause une compression de l'étoile et un réchauffement des couches internes par la libération d'énergie potentielle gravitationnelle. Avant de découvrir la fusion nucléaire, on croyait que ce phénomène était la seule source d'énergie du Soleil. La période pendant laquelle le Soleil pourrait briller s'il n'y avait que sa propre contraction comme source d'énergie serait de seulement  $\sim 16$  Ma, ce qui est beaucoup trop petit si on considère que l'âge de la Terre (et du Soleil) est de  $\sim 5$  milliards d'années.

Une zone de convection apparaîtra étant donné que le transport de chaleur ne se fait pas efficacement à cause des sources d'opacité, telles que la présence d'ions  $H^-$ . Ceci, combiné avec la contraction de Kelvin-Helmholtz, fait que l'étoile atteint le parcours de Hayashi dans le diagramme HR : une descente pratiquement verticale de la luminosité avec seulement une légère augmentation de la température. Lorsque la température centrale atteint des valeurs supérieures à  $13 \times 10^6$  K, le brûlage de l'hydrogène débute. Ce processus est enclenché seulement si sa masse est  $>0,07-0,09 M_\odot$  ( $\sim 75-95 M_J$ , dépendant de sa composition). Lorsque la fusion de l'hydrogène se fait de façon stable et que les équilibres hydrostatique et thermique sont établis, l'étoile a alors atteint la séquence principale où elle passera une bonne partie de sa vie à brûler son carburant.

Les étoiles les plus massives atteindront la séquence principale en un temps plus grand, puisqu'elles prennent plus de temps pour accréter toute leur masse. Cependant, comme elles peuvent atteindre des températures plus élevées, elles brûleront leur carburant et évolueront plus rapidement. Ce sont également les étoiles massives qui pourront, au cours de leur vie, créer les éléments plus lourds et les disperser dans le MIS en fin de vie.

Finalement, la formation de jets supersoniques est une conséquence de la rotation intense des particules internes du disque d'accrétion. De la matière est éjectée et collimatée par le champ magnétique. Lorsque les jets entrent en collision avec le MIS environnant, il y a naissance de nébuleuses en émission, qu'on appelle « objets Herbig-Haro » (Bally et al., 1996; Reipurth & Heathcote, 1997). La formation de nouvelles étoiles peut ainsi soit être freinée, par la dispersion de la matière, ou être

favorisée, par l'enclenchement de la compression de gaz voisin et ainsi, le processus peut recommencer.

## Classification des Objets Stellaires Jeunes (OSJs)

Les OSJs incluent tous les objets créés par la transformation d'un cœur de nuage moléculaire en étoiles. Ils ont été classés en quatre catégories qui se sont avérées suivre une séquence évolutive (Adams et al., 1987). Ces catégories dépendent de l'indice spectral  $\alpha_{\text{IR}}$ , soit la pente de la distribution spectrale en énergie (DSE) entre 2 et  $\sim 25 \mu\text{m}$  de l'étoile :

$$\alpha_{\text{IR}} = \frac{d \log \lambda F_{\lambda}}{d \log \lambda}. \quad (1.8)$$

Cette classification a d'abord été définie par Lada (1987), qui a préalablement trouvé trois groupes de OSJs distincts (I-II-III) dans la région de formation d'étoiles Ophiuchus. Par la suite, la classification a été raffinée par l'ajout de la classe 0 par André et al. (1993). Voici un résumé de cette classification, également présentée visuellement sur la Figure 1.2 :

**Classe 0 :** Cette classe englobe les protoétoiles encore entourées d'une enveloppe épaisse, ainsi que les embryons stellaires et leur disque qui se forment au sein du nuage moléculaire. On ne voit alors qu'une émission dans les régions infrarouges lointaines et sous-millimétriques. Ces sources sont très peu brillantes dans le visible et le proche infrarouge. C'est lors de cette phase que la protoétoile acquiert la majorité de sa masse. Cette phase est très courte ( $< 0,1 \text{ Ma}$ ), ce qui nous dit que le disque se forme rapidement et que le matériel de l'enveloppe se transporte rapidement sur le disque.

**Classe I :** Sources avec  $\alpha_{\text{IR}} > 0$ , caractérisant une DSE plate ou ascendante, avec un excès dans l'infrarouge moyen et lointain provenant majoritairement du disque et de l'enveloppe restante, combinée à l'émission de la protoétoile. L'étoile accrète la majorité de sa masse finale, que ce soit à partir du disque ou du milieu environnant. Le temps de vie de cette phase est  $\sim 1 \text{ Ma}$ .

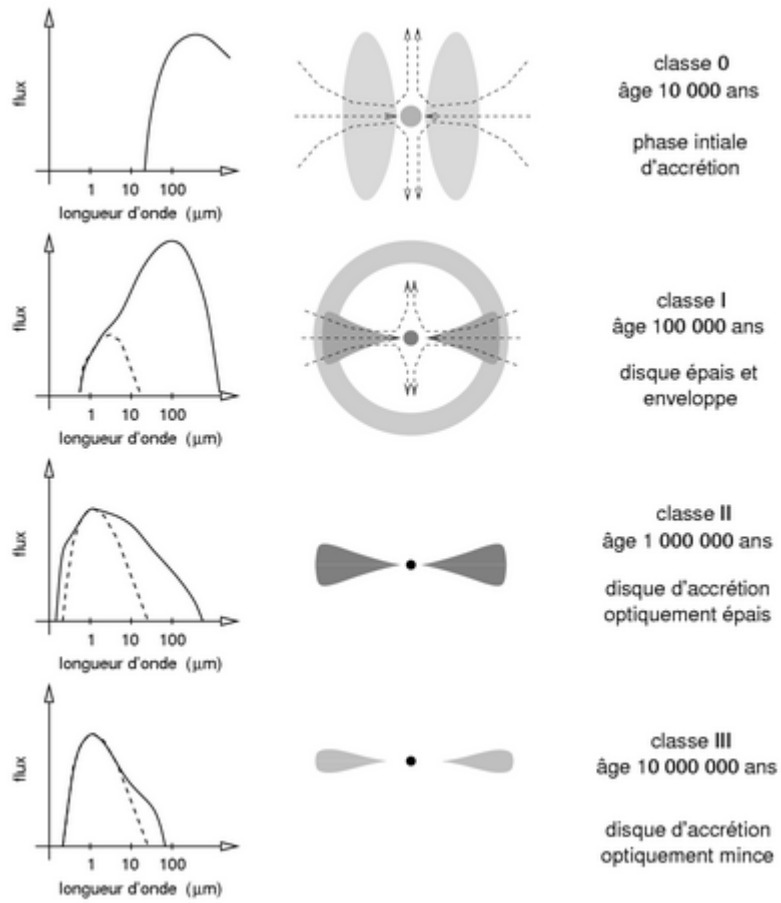


Figure 1.2 Classification des objets stellaires jeunes telles qu'observée et résumée par Philippe André (1994). À gauche : Évolution de la forme de la DSE. Au centre : Schématisation de la géométrie du système. À droite : Commentaires généraux et ordres de grandeur de l'âge. Figure tirée de André (1994)

**Classe II :** Aussi appelés T Tauri classiques, ces objets ont des DSE qui montrent une contribution de l'étoile de plus en plus grosse (qui a alors atteint la pré séquence principale, le système devient tranquillement visible dans le régime des longueurs d'onde visibles). Par contre, un excès dans l'infrarouge moyen encore considérable,  $-1,5 < \alpha_{\text{IR}} < 0$ , résultant en une DSE plate ou descendante, est présent et provient du disque d'accrétion. L'accrétion est plus faible que dans les phases précédentes, mais tout de même présente, sans pour autant faire augmenter la masse de l'étoile de manière appréciable. De plus, l'enveloppe est disparue. La durée de vie moyenne de cette phase est d'environ 3 Ma, mais peut s'étendre de 1 à 10 Ma. C'est sur cette échelle de temps que la formation des planètes géantes a lieu ( $\sim 5\text{--}10$  Ma).

**Classe III :** Les sources avec  $\alpha_{\text{IR}} < -1,5$ , aussi appelées T Tauri à raies faibles (*weak-lined T Tauri*), sont des étoiles pré séquence principale qui n'accrètent plus, ou plutôt, dont l'accrétion n'est plus détectable. Leur disque (dit passif) a grandement été vidé, le rendant optiquement mince. La DSE est dominée par celle de l'étoile, montrant aucun ou un faible excès infrarouge, si un disque de débris s'est formé.

### 1.3 Disques Circumstellaires

Tel que mentionné dans la section précédente, la formation d'un disque est une conséquence inévitable de la formation des étoiles étant donné la conservation du moment cinétique et l'accrétion axiale. De un, les particules de l'enveloppe peuvent tomber sur le disque plat en rotation qui se trouve dans le plan du centre de masse, perpendiculaire au moment cinétique total. De deux, le mouvement orbital des particules du disque les empêche de tomber rapidement sur l'étoile. Il y a dissipation d'énergie au sein du disque via la viscosité du milieu (et d'autres mécanismes tels que la turbulence et la présence de champs magnétiques), ce qui cause un transfert de moment cinétique de l'intérieur vers l'extérieur, permettant au matériel d'être entraîné en spirale vers l'étoile. C'est cette inefficacité à accrêter rapidement la



matière qui rend possible la formation de planètes au sein du disque.

Dépendamment du moment cinétique du nuage qui s’effondre, le disque peut ramasser plus de 90% du gaz et de la poussière restant dans l’enveloppe, au lieu de tomber directement sur l’étoile (Perryman, 2011). Si le ratio  $M_{\text{disque}}/M_{\text{proto}}$  devient trop grand, le disque devient instable et des ondes spirales se développent et transportent du moment cinétique vers l’extérieur du disque. Ceci conduit à une accréation de masse rapide, ce qui diminue le ratio et le ramène en deçà de la limite d’instabilité de Toomre. Le *critère de stabilité de Toomre* est l’équivalent de celui de Jeans, mais où la rotation différentielle est ajoutée. Il nous permet de comparer la force relative entre la pseudo-accélération de la force centrifuge dirigée vers l’extérieur et l’accélération de la gravité dirigée vers l’intérieur, pour une région de surdensité donnée dans le disque. La longueur de Jeans nous dit au-delà de quelle échelle de longueur les instabilités dans le disque doivent être pour qu’il puisse y avoir effondrement sans que les mouvements aléatoires (de la distribution en vitesse du gaz) dispersent et effacent les régions de surdensité ( $L > L_J$  pour qu’il y ait effondrement). Comparativement, le critère de Toomre nous donne l’échelle *maximale* où l’effondrement peut avoir lieu sans que l’accélération associée à la rotation domine celle de la gravité. Alors, la rotation va empêcher l’effondrement sur des échelles  $L > L_{\text{rot}}$ . En combinant les deux, seulement les régions comprises entre  $L_J$  et  $L_{\text{rot}}$  peuvent s’effondrer, les régions avec des échelles plus petites sont stabilisées par les mouvements aléatoires tandis que celles aux échelles plus grandes sont stabilisées par la rotation. Donc, un disque est localement stable si  $L_J > L_{\text{rot}}$ . Si une perturbation non axisymétrique est introduite dans un disque mince axisymétrique sans collision, alors elle sera gravitationnellement instable si,

$$Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma} < 1, \quad (1.9)$$

où  $\Omega$  est la vitesse angulaire et  $\Sigma$  est la densité de surface du disque (Perryman, 2011; Toomre, 1964).

Les disques se forment rapidement et la matière de l’enveloppe (le nuage) est

rapidement transportée dans les disques. Les instabilités dans le disque, telles que présentées ci-haut, vont causer des élans d'accrétion, ce qui empêche la masse du disque d'augmenter plus rapidement que celle de l'étoile (Vorobyov & Basu, 2010; Zhu et al., 2009).

Il y a trois grandes catégories de disques, formant une séquence évolutive. Au début de la formation stellaire, on nomme « disque d'accrétion » celui qui fournit de la matière à l'embryon stellaire, la protoétoile. Lorsque le disque est formé, que le taux d'accrétion a diminué et qu'on s'intéresse davantage aux résidus de gaz et de poussière dans le disque pour la formation de planète, on le nomme alors « disque protoplanétaire ». La distinction entre ces deux types de disques n'est pas claire et ils peuvent être confondus. Ces disques sont discutés plus en profondeur à la Section 1.3.1. Une fois les planètes formées, le peu de poussière primordiale restante et la nouvelle génération de poussière créée par les collisions de planétésimaux forment les « disques de débris ». Enfin, le stade intermédiaire entre les disques protoplanétaires et les disques de débris est appelé « disque de transition ». Ces derniers sont discutés dans les Sections 1.3.3 et 1.3.2, respectivement.

## Détection des disques

Les premières détections de disques circumstellaires ont été faites durant les années 1980, d'abord par des observations polarimétriques qui montraient la présence des disques plats et allongés orbitant des étoiles pré-séquence principale (Elsasser & Staude, 1978). Ensuite, le *InfraRed Astronomical Satellite* (IRAS) a permis la découverte de plusieurs excès infrarouges (IR) autour d'étoiles T Tauri, mais aussi autour d'étoiles de la séquence principale telles que Vega (Aumann et al., 1984), Fomalhaut,  $\beta$  Pictoris,  $\epsilon$  Eridani et plusieurs autres (Aumann, 1985). La présence des disques autour de ces étoiles a été démontrée par la découverte d'un excès de radiation de 25 à 100  $\mu\text{m}$ . Les disques, chauffés par leur étoile, réémettent dans l'infrarouge (des microns aux millimètres), causant l'excès de flux observé. Évidemment, la poussière s'étendant sur un grand intervalle de distance de l'étoile, elle présente également un intervalle de température (la poussière la plus près de

l'étoile est la plus chaude, et la plus loin est la plus froide). Ceci nous permet de relier les observations photométriques d'une certaine longueur d'onde à une certaine température de poussière et par le fait même, à la distance de son étoile où celle-ci se trouve. Il est donc possible de caractériser la structure du disque simplement avec des observations photométriques non résolues (Williams & Cieza, 2011).

L'infrarouge proche ira sonder les régions les plus internes du disque ( $\lesssim 0,1$  UA), où les températures sont plus chaudes que  $\sim 900$  K et le milieu est optiquement épais, rendant impossible de bien déterminer la masse de poussière dans cette région. Comparativement, les observations dans l'infrarouge moyen à lointain iront sonder les régions plus éloignées et donc plus froides du disque. Enfin, pour les données dans le millimétrique, c'est l'émission de la poussière qui domine celle de la photosphère de l'étoile. De plus, le milieu est maintenant optiquement mince, ce qui permet de mesurer la quantité de matière nécessaire pour émettre la radiation observée (sa masse).

### 1.3.1 Disques protoplanétaires

Les disques protoplanétaires, aussi appelés primordiaux, sont les plus massifs ( $> 10 M_{\oplus}$ ; Wyatt 2008). Comme il a été mentionné précédemment, ils sont optiquement épais, encore riches en gaz et leur matériel est accrété sur l'étoile. Ils produisent un excès dans l'infrarouge proche et au-delà ( $\gtrsim 1 \mu\text{m}$ ). On les trouve autour des étoiles les plus jeunes ( $< 10$  Ma; Williams & Cieza 2011). On les associe généralement aux objets de classe II.

Les phases de formation de la classe 0 et I ne durent pas longtemps ( $\sim 0,5$  Ma) comparativement à la vie du disque, qui est de plusieurs millions d'années. Après ces phases, l'enveloppe s'est complètement dispersée et le disque contient une faible fraction de la masse de l'étoile centrale. L'évolution subséquente du disque sera gouvernée par plusieurs phénomènes, soit le taux d'accrétion sur l'étoile, la photo-évaporation par une source de radiation locale ou externe, l'agglomération de la poussière en corps plus gros, les interactions avec des compagnons stellaires ou sous-stellaires et finalement, quoi que peu importante à ce stade, l'accrétion d'une

petite quantité de matériel du nuage moléculaire sur le disque. Les propriétés du disque à ce stade vont donc déterminer si la formation de planètes peut avoir lieu. Concernant notre propre système solaire, on a défini la "Masse Minimum de Nébuleuse Solaire" comme étant la quantité de poussière minimale pour créer les planètes (et les astéroïdes). Celle-ci se trouve dans l'intervalle de  $0,01\text{--}0,07 M_{\odot}$  à l'intérieur de 40 UA (Weidenschilling, 1977). Pour les systèmes avec des planètes plus massives que Jupiter, cette masse minimum serait proportionnellement plus grande.

Les disques protoplanétaires ont des masses typiquement entre  $0,0001$  et  $0,1 M_{\odot}$  ( $\sim 0,1\text{--}100 M_{\text{Jup}}$ ) et suivent une distribution normale. Ces disques sont principalement formés de gaz et de poussière, avec un ratio gaz-poussière typique d'environ 100. La principale source de gaz est le  $\text{H}_2$ , pour les disques ayant typiquement de fortes densités et de faibles températures. La meilleure façon de mesurer leur masse est par des observations dans le (sous-)millimétrique, même si une partie de cette masse pourrait être cachée dans les gros grains de poussière, qui émettent moins efficacement. Cependant, l'étude de Andrews & Williams (2005, 2007) montre que la masse médiane des disques protoplanétaires est typiquement de l'ordre de  $5 M_{\text{Jup}}$  pour les étoiles dans les régions Taurus-Auriga et Ophiucus, principalement des étoiles de type spectral K et M. Le ratio médian de masse disque-étoile est de l'ordre de  $\sim 1\%$ , mais peut varier grandement, de  $\pm 0,5$  dex (voir Figure 1.3; Wyatt 2008).

Ceci montre bien que la masse du disque diminue avec la masse de l'étoile, ainsi le ratio  $M_d/M_{\star}$  reste similaire à  $\sim 0,01$ . Toutefois, cette relation est brisée pour les étoiles trop massives : aucun disque n'a été observé dans les longueurs d'onde (sous-)millimétriques autour d'une étoile de type spectral O. Ceci pourrait être expliqué par une photo-évaporation trop grande, ce qui causerait la dissipation du disque avant même que la protoétoile O soit visible dans le régime du visible, ou encore, par l'existence d'un tout autre processus de formation pour les étoiles très massives (Zinnecker & Yorke, 2007). Mann & Williams (2009) ont obtenu une valeur de  $M_d/M_{\star} \lesssim 10^{-4}$  pour des étoiles de masses  $M_{\star} \geq 10 M_{\odot}$ .

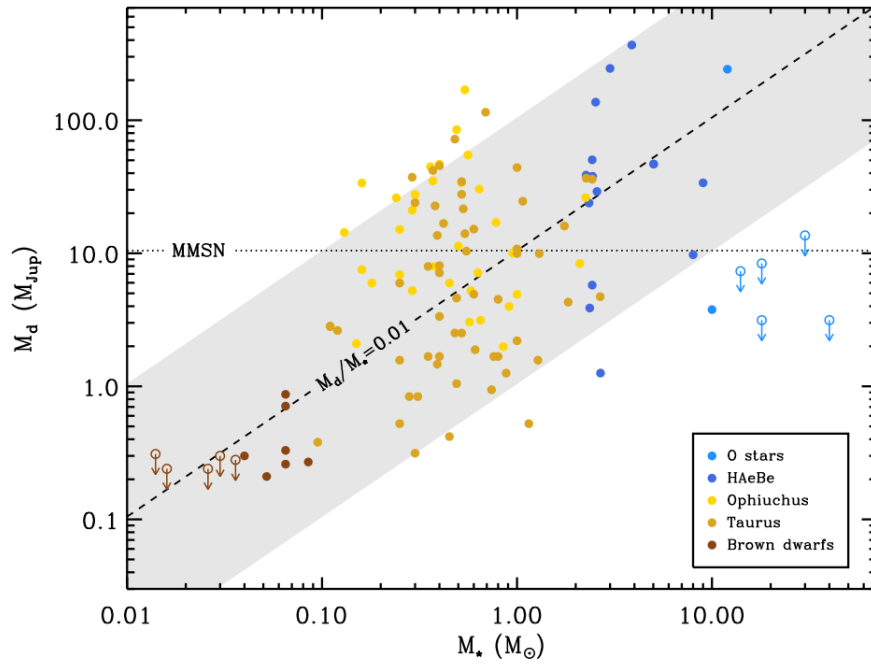


Figure 1.3 Variation de la masse des disques en fonction de la masse de l'étoile hôte. La ligne diagonale montre un ratio de 1%, ce qui représente la valeur médiane des observations. La majorité des étoiles avec des masses entre 0,04 et  $10 M_\odot$  se retrouve à l'intérieur des régions grises, à  $\pm 1$  dex de la médiane. Figure tirée de Wyatt (2008).

De plus, le nombre de disques dans les régions de formation d'étoiles (RFÉs; telles que Orion, Taurus et Ophiuchus) diminue drastiquement lorsque leur masse atteint  $\sim 50 M_{\text{Jup}}$ . En effet, on ne s'attend pas à voir des disques ayant des masses plus grandes que  $100 M_{\text{Jup}}$  à cause des instabilités gravitationnelles qui viendront ajuster cette masse. La masse des disques dans les régions massives de formation d'étoiles (p. ex. Orion) est généralement moins grande étant donné l'importance de la photo-évaporation (Andrews & Williams, 2005, 2007).

Une relation entre le temps de vie des disques protoplanétaires et la masse de l'étoile hôte a également été observée. En effet, les disques se dissipent plus rapidement autour des étoiles plus massives que pour les étoiles de type solaires. Pour les étoiles de faibles masses et les naines brunes, le temps de vie des disques est au moins aussi long que ceux des étoiles de type solaire, et même plus long (Currie et al., 2007; Plavchan et al., 2009). Ceci affecte la fraction d'étoile montrant un excès infrarouge pour différents types spectraux (Lada et al., 2006; Luhman et al., 2010, 2005).

Plusieurs études ont montré que la fraction et la masse des disques sont grandement fonction de l'âge de l'amas (Fedele et al., 2010; Haisch et al., 2001; Kenyon & Hartmann, 1995). Le temps de vie des disques peut être relié au moment où l'excès infrarouge disparaît. En regardant sur la Figure 1.5 la fraction d'étoiles avec un excès en fonction de l'âge de l'amas d'étoiles auquel elles appartiennent, on voit très bien la corrélation. Pour une masse d'étoile donnée, plus l'étoile est vieille, plus le disque aura eu le temps d'être accrété, dispersé ou coagulé en de plus gros objets, le rendant apparemment moins massif dans l'émission infrarouge et inversement pour les jeunes étoiles (Figure 1.4). La fraction d'étoiles avec excès dans les amas étudiés par Haisch et al. (2001) passe de  $\sim 85\%$  à  $\sim 3\%$  pour des âges de 0,3 à 30 Ma. Ceci veut dire que la moitié de ces étoiles perdent leur disque en un temps  $\lesssim 3$  Ma, et qu'ils ont un temps de vie global de  $\sim 6$  Ma (les plus vieux atteignent des âges jusqu'à  $\sim 10$  Ma). La formation des planètes géantes dépend de la présence de gaz et de poussière dans le disque, elle doit donc se faire dans un temps plus petit que  $\sim 10$  Ma sinon la matière s'est dissipée et leur formation est impossible.

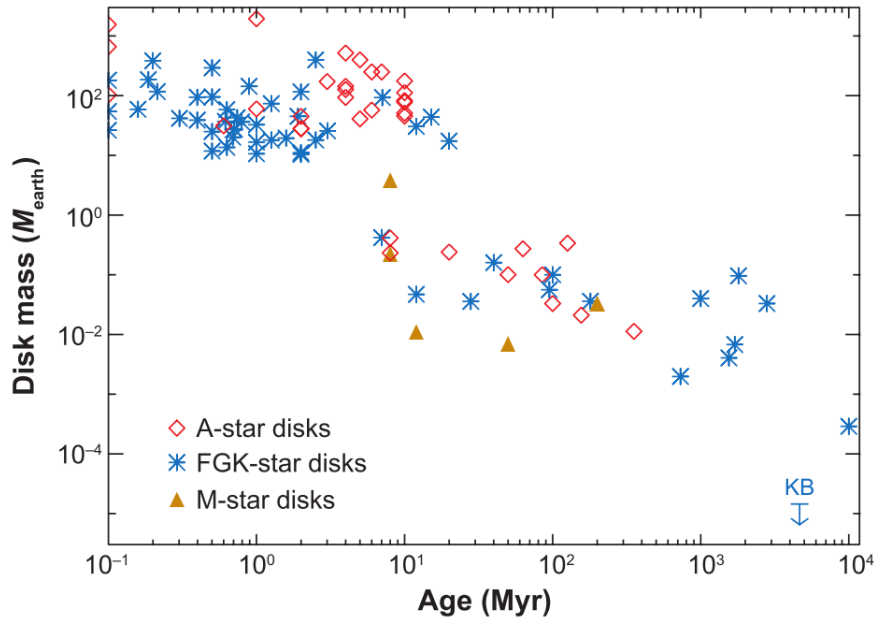


Figure 1.4 Évolution de la masse des disques en fonction du temps pour différents types d'étoiles (A, F-G-K et M). Les masses ont été dérivées par des observations sous-millimétriques. On peut remarquer qu'il semble y avoir une coupure en masse à  $\sim 10$  Ma : en deçà de 10 Ma, les masses sont  $> 1 M_{\oplus}$ , représentant les disques protoplanétaires et de transition, tandis que plus vieux que 10 Ma, on trouve surtout des disques ayant des masses  $< 1 M_{\oplus}$ , s'apparentant plus aux disques de débris. On voit également que peu de disques autour de naines M et aucune naine brune ne figure sur ce graphique, rendant l'analyse statistique plus difficile. Figure tirée de Wyatt (2008).

Des résultats similaires ont été observés concernant l'accrétion de matière sur les étoiles. En effet, une relation a été observée entre la présence d'un excès dans l'infrarouge proche et la présence de caractéristiques spectroscopiques reliées à l'accrétion (Hartigan et al., 1995). Tel que mentionné plus haut, il est très courant d'observer de l'accrétion dans les disques protoplanétaires. Des études ont montré que 60–80% des étoiles dans les RFÉs plus jeunes que 1 Ma présentaient des excès significatifs dans l'infrarouge proche, tandis qu'un maximum de 10% des étoiles plus vieilles que 10 Ma en possèdent un (Strom et al., 1989). Plus récemment, Fedele et al. (2010) a montré que la fraction d'étoiles qui accrètent (OSJs de la classe II) passe de  $\sim 60\%$  pour un âge de 1,5–2 Ma à  $\sim 2\%$  pour un âge de 10 Ma, et qu'après cet âge, aucune étoile qui accrète avec un taux supérieur à  $10^{-11} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  n'a été observée. Bien qu'à 5 Ma 95% de la population ait arrêté d'accréter à ce taux, il reste tout de même  $\sim 20\%$  des étoiles qui montrent un excès dans l'infrarouge proche. Ceci donne à l'accrétion du matériel un temps de vie caractéristique de  $\sim 2,3$  Ma. Cet arrêt prématuré de l'accrétion sur l'étoile hôte pourrait être causé par la formation de planètes au sein du disque.

On peut caractériser un disque par sa luminosité fractionnaire  $f_{\text{disque}}$  (*fractional luminosity*,  $f_{\text{disk}} = L_{\text{IR}}/L_{\star}$ ). Les disques protoplanétaires (ou primordiaux) auraient en général  $f_{\text{disk}} > 0,1$  (Binks, 2016).

La température du disque dépend de la radiation de l'étoile qui va l'atteindre. Seulement les régions les plus internes peuvent atteindre des températures de 1000 K, mais elle tombe rapidement dans les régions plus externes, pouvant atteindre une valeur caractéristique de 20 K (Williams & Cieza, 2011). De plus, il n'y a pas que la radiation de l'étoile qui peut agir comme source de chaleur : le chauffage visqueux peut également influencer les conditions dans le disque. Les profils de la forme  $T \propto R^{-0.5}$  et  $\Sigma \propto R^{-1.5}$ , représentant le profil de température et de densité de surface du disque, sont ceux qui représentent le mieux les observations (Beckwith, 1999; Dullemond et al., 2007). Ceci a été confirmé par des observations du CO qui montrent que le profil de température peut être exprimé sous la forme  $T \propto R^{-q}$ , où  $q$  peut prendre des valeurs entre 0,4 et 0,7 (Guilloteau



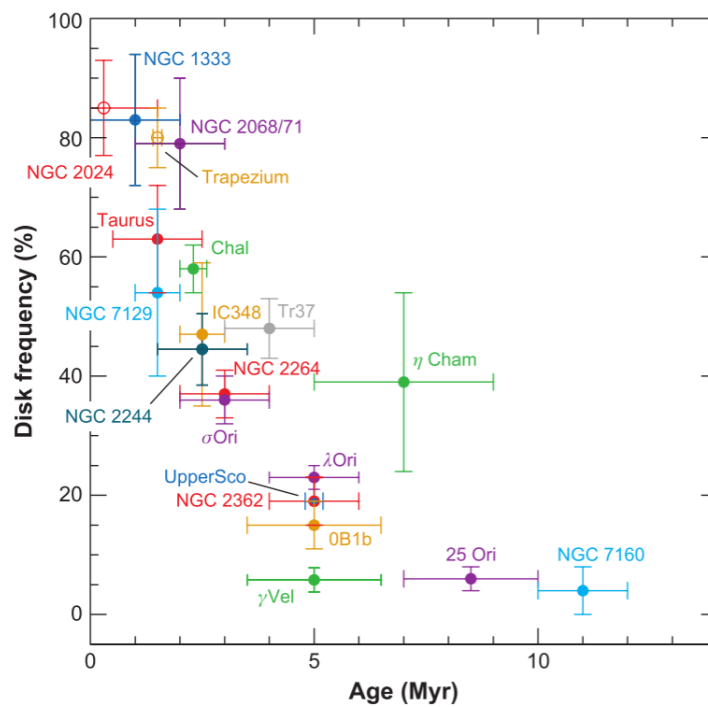


Figure 1.5 Fraction de disques protoplanétaires autour d'étoiles de type solaire détectées par excès infrarouge en fonction de l'âge. La majorité d'entre eux le perd avant 6 Ma. Figure tirée de Wyatt (2008)

& Dutrey, 1998; Piétu et al., 2007), également cohérent avec les résultats obtenus par la modélisation de DSE (Andrews & Williams, 2005).

Les disques ont des rayons typiques entre  $\sim 10$  à  $\sim 350$  UA et pour quelques exceptions, peuvent même aller jusqu'à 1000 UA. Le rayon extérieur des disques est relativement difficile à mesurer, étant donné que la poussière lointaine est froide, et donc n'émet que très faiblement. Vicente & Alves (2005) ont mesuré des rayons allant de 50 à 194 UA de 22 sources dans Orion, avec en plus deux autres sources ayant des disques de 338 et 621 UA. Ils ont également placé un rayon médian de  $\sim 75$  UA pour un échantillon de 125 objets dans Orion, en utilisant la grosseur du front ionisant du disque.

Kenyon & Hartmann (1987) ont été les premiers à proposer l'idée que les disques pouvaient être évasés, ayant une hauteur d'échelle qui augmente avec le rayon puisque leurs observations dans l'infrarouge lointain ne pouvaient pas être expliquées par un disque plat. Ceci s'explique par la compétition entre la pression thermique du disque (dépendante de sa température à un rayon donné) et la composante verticale de la gravité stellaire. Cet évasement peut s'étendre sur une échelle verticale de 5–20 UA, à un rayon de 100 UA. Ceci a pour effet d'augmenter la température de la poussière à de plus grands rayons puisqu'elle peut capter directement une plus grande fraction de la radiation stellaire.

Deux disques protoplanétaires autour d'étoiles T Tauri sont très connus pour avoir été observés avec ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*) : ceux de HL Tauri (Partnership et al., 2015) et plus récemment de TW Hydrae (Andrews et al., 2016). Le consensus est que des planètes sont en train d'y être formées, créant les anneaux concentriques qu'on peut observer dans ces disques. L'âge de TW Hydrae est de  $\sim 10$  Ma tandis que l'âge de HL Tau est de  $< 1$  Ma, et de trouver de tels anneaux dans un système aussi jeune a surpris les chercheurs. Encore aujourd'hui, l'origine de ces structures à un si jeune âge est sujette à débat. On voit donc qu'à un très jeune âge, la croissance de grains et la formation de planètes opèrent et creusent des sillons dans les disques. La Figure 1.6 présente les images de ces disques protoplanétaires.

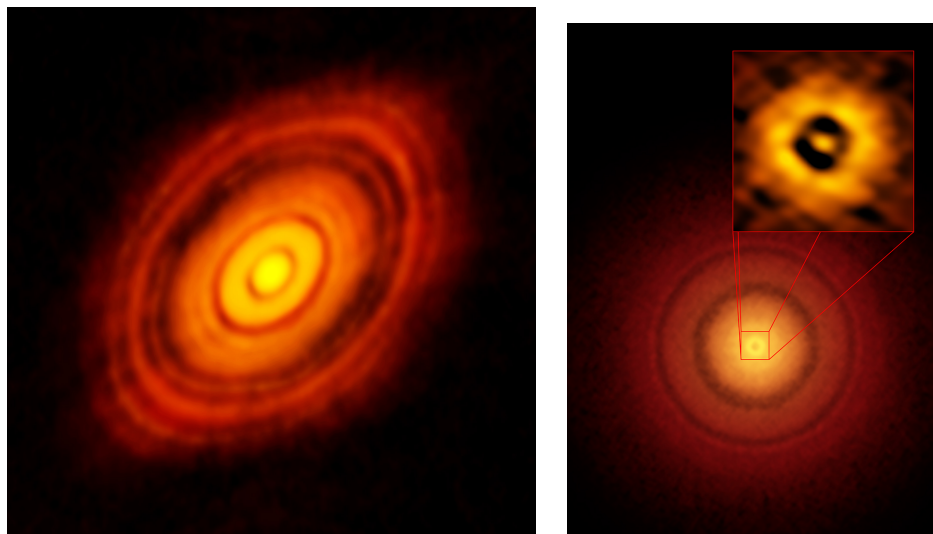


Figure 1.6 À droite : Image ALMA en configuration longue à  $\sim 1$  mm du disque protoplanétaire de HL Tau, provenant de Partnership et al. (2015). À gauche : Image ALMA en configuration longue à  $870 \mu\text{m}$  du disque protoplanétaire de TW Hydrae, provenant de Andrews et al. (2016).

### 1.3.2 Disques de transition

Comme mentionné dans la section précédente, la formation de corps plus massifs à l'intérieur même du disque ainsi que les interactions du disque avec ceux-ci vont mener à la formation de sillons et de trous dans le disque. Par contre, avec le temps, il y aura un dégagement de la partie interne du disque, produisant un excès infrarouge qui débute seulement à des longueurs d'onde  $> 10 \mu\text{m}$ , d'abord identifié par Strom et al. (1989). On les appelle *disques de transition* (DT) et ils sont particulièrement intéressants pour l'étude des processus de formation planétaire. Toutefois, cette étude n'est pas facile puisque la population de ces disques n'est que de quelques pourcents de la population totale de disques circumstellaires dans les régions de formation d'étoiles (e.g. Kim et al. 2013; Muzerolle et al. 2010).

Il est plutôt difficile de donner une définition exacte de ce qu'est un disque de transition. En effet, ils montrent une variété surprenante de morphologies de DSE, qui ne sont pas bien représentées par la classification d'OSJs telle que présentée à la Section 1.2. Ils ont été identifiés de plusieurs façons : (1) des objets sans excès

dans l'infrarouge proche (IRP ;  $1-5 \mu\text{m}$ ) ; (2) avec des pentes accentuées dans l'infrarouge moyen (IRM ;  $5-50 \mu\text{m}$ ) ou (3) avec des excès importants dans l'infrarouge lointain (IRL ;  $> 50 \mu\text{m}$ ). C'est pourquoi Cieza et al. (2007) ont introduit une caractérisation basée sur deux paramètres : la plus grande longueur d'onde où le flux de la photosphère domine (c.-à-d. là où commence l'excès),  $\lambda_{\text{turn-off}}$ , et la pente de l'excès infrarouge entre  $\lambda_{\text{turn-off}}$  et  $24 \mu\text{m}$ ,  $\alpha_{\text{excess}}$  (voir équation 1.8). La définition la plus « sévère » pour un disque de transition est donc  $\lambda_{\text{turn-off}} > 4,5-8,0 \mu\text{m}$  et  $\alpha_{\text{excess}} > 0$ . Certains l'ont rendue moins sévère, en incluant les objets ayant de petits excès, mais tout de même détectables (Brown et al., 2007; Merín et al., 2010). Globalement, ils présentent des caractéristiques à mi-chemin entre les objets avec des disques pleins et ceux qui n'en ont pas.

On peut parler de disques de transition « classiques » lorsqu'il y n'a pas d'excès dans l'IRP, mais que  $\alpha_{\text{excess}} > 0$  (Muzerolle et al., 2010). Ces disques ont toujours une quantité significative de poussière, mais la région interne du disque a été vidée. L'émission dans l'IRP devient similaire à l'émission photosphérique de l'étoile, c.-à-d. avec un faible ou aucun excès. Dans la phase « pré transitionnelle » (telle que définie par Espaillat et al. 2007), la présence d'un disque interne, distinct du disque de transition externe, peut générer un excès significatif dans l'IRP (Espaillat et al., 2007, 2010, 2011). Pour ces disques, l'excès d'émission dans l'IRM est présent, quoique plus faible que ce à quoi on s'attendrait d'un disque de classe II, autour des étoiles T Tauri (Espaillat et al., 2011; Strom et al., 1989). Une classe particulière des disques de transitions sont les disques « anémiques » (Lada et al., 2006), aussi appelés « homogènement appauvris » (Currie et al., 2009) ou « à faible excès » (Muzerolle et al., 2010). Ces disques ont une diminution significative de flux pour toutes les longueurs d'onde infrarouge par rapport à une DSE d'un disque optiquement épais et ont souvent  $\alpha_{\text{excess}} < 0$ . Au lieu d'avoir un trou dans la région interne, ils ont un disque qui est globalement appauvri. Globalement, les disques de transition auraient des luminosités fractionnaires de  $0,01 < f_{\text{disk}} < 0,1$  (Binks, 2016).

Ces multitudes de morphologies de DSE peuvent rendre l'identification des

disques de transitions complexe puisque plusieurs autres objets peuvent générer des DSE semblables, ce qui peut fausser les résultats. Plusieurs exemples de DSE d'objets considérés comme disques de transitions sont présentés à la Figure 1.7. Pour déterminer les processus physiques qui ont lieu dans ces disques, il faut donc connaître plusieurs propriétés comme la masse du disque, le taux d'accrétion et la luminosité fractionnaire. Cela permet de mettre des contraintes sur les phénomènes qui causent les différentes DSE.

On observe peu d'objets dans la phase de transition et le consensus est que le passage évolutif d'un disque dans cette phase est commun, mais très rapide. Le temps que dure cette phase dépend grandement de la nature du système et du disque. Si le trou interne s'est formé par photoévaporation, alors cette phase est très rapide, soit  $< 0,5$  Ma. Par contre, si la formation de planètes ou de la croissance de grains sont en cause, alors cette phase peut durer plus longtemps (quelques Ma).

Une étude des propriétés des DTs de Najita et al. (2007) a montré qu'ils ont en moyenne une masse plus grande et un taux d'accrétion plus faible que les disques non transitionnels. La majorité des DSE semblait pointer vers le scénario de la formation de planètes géantes plutôt que celui de la photoévaporation (qui prédit un taux d'accrétion négligeable et des masses plus faibles) et de croissance de grains (qui prédit un haut taux d'accrétion pour une masse de disque donnée). Concernant les disques « à faible excès », Cieza (2008) montrent qu'ils ont tous de très faibles masses ( $< 2 M_{\text{Jup}}$ ). Sicilia-Aguilar et al. (2010) ont étudié le taux d'accrétion des DTs dans l'amas Tr 37 ( $\sim 4$  Ma) et ont trouvé que sur les 20 DTs classiques identifiés, la moitié d'entre eux accrètent (le trou contient du gaz, mais pas de poussière) et l'autre moitié non (le trou est complètement vide). Leur taux d'accrétion les rend indiscernables des disques de T Tauri et c'est pourquoi il faut faire attention.

Cieza et al. (2010) ont étudié 26 DTs dans la RFÉ Ophiuchus pour analyser les processus responsables de la dissipation des disques. Les résultats montrent que 9/26 ( $\sim 35\%$ ) des cibles ont une masse de disque faible ( $< 2,5 M_{\text{Jup}}$ ) et un taux d'accrétion négligeable, ce qui est cohérent avec un scénario de photoévaporation.

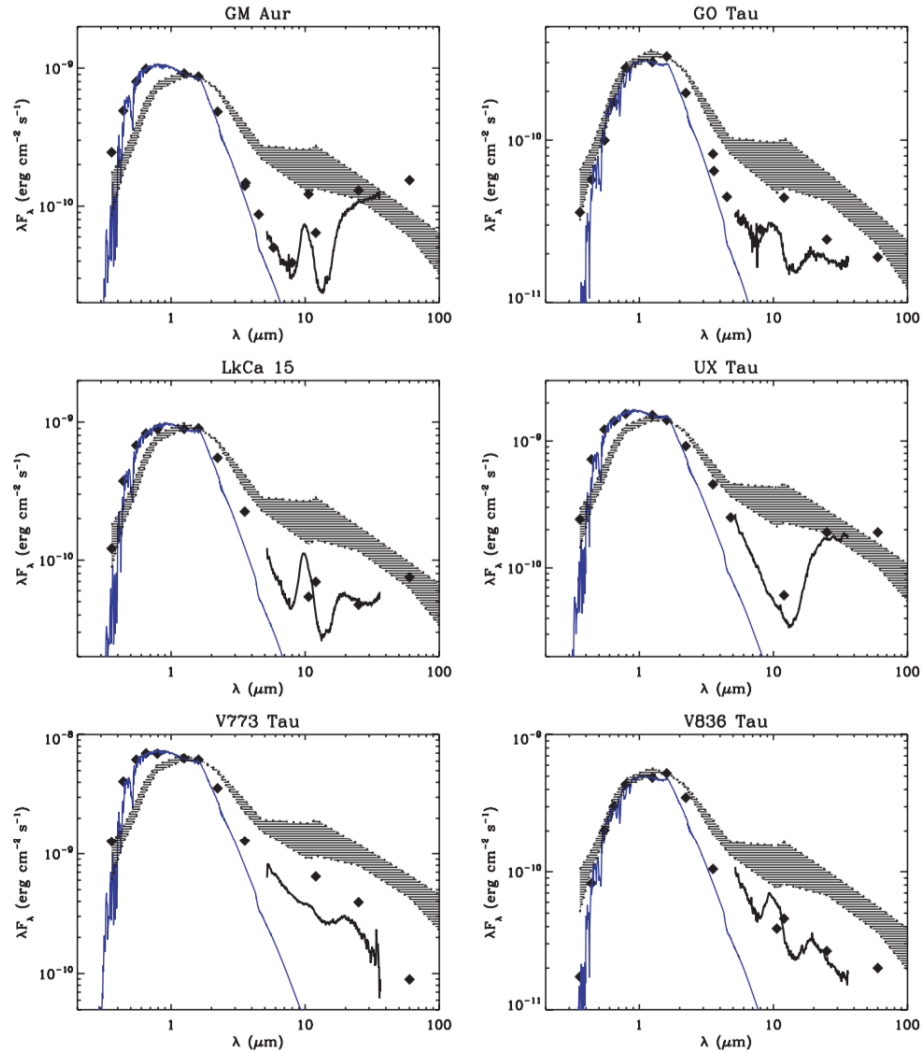


Figure 1.7 Exemples de DSE de disques de transition pour des étoiles plus précoces que M3. Les points sont des données photométriques de IRAS, 2MASS et IRAC ; les courbes noire et bleue sont des spectres IRS et des modèles de photosphères stellaires, respectivement ; la région hachurée délimite les quartiles inférieur et supérieur des DSE médianes des T Tauri classiques dans Taurus. On voit bien que l'excès des disques des étoiles T Tauri est plus important que celui des disques de transition et que les morphologies des DSE peuvent être variées. Figure tirée de Najita et al. (2007)

En fait, quatre de ces objets sont probablement déjà dans la phase de disques de débris étant donné que leur luminosité fractionnaire est très faible,  $< 10^{-3}$ , voir Section 1.3.3. Les 17 autres objets accrètent : 13 suivent un scénario de croissance des grains de poussière ( $\alpha_{\text{excess}} < 0$ ), tandis que les 4 autres ont une DSE avec un excès dans l'IRM ( $\alpha_{\text{excess}} > 0$ ), qui indique la présence d'un brusque trou interne et ont probablement des planètes géantes au sein de ce dernier. En effet, la présence de compagnon massif peut parfois stopper l'accrétion sur l'étoile. À vrai dire, les résultats obtenus par Cieza et al. (2010) pour Ophiuchus montrent que s'il y a de l'accrétion, et que  $\alpha_{\text{excès}} > 0$ , alors c'est un dégagement dynamique par des planètes qui est en jeu, sinon, c'est la croissance de grains. S'il n'y a pas d'accrétion, et que  $f_{\text{disk}} > 10^{-3}$ , on a affaire à de la photoévaporation, sinon cela veut dire que le disque est probablement déjà dans la phase de disque de débris. Par contre, il se pourrait que d'autres mécanismes soient en cause dans d'autres régions.

La fréquence de disques de transition varie avec le temps : les étoiles trop jeunes n'auront pas encore atteint ce stade et les étoiles trop vieilles auront complètement vidé leur disque (ou presque). En moyenne, les DTs représentent  $\sim 20\%$  de la population des disques (Williams & Cieza, 2011). Pour les DTs classiques, leur fraction n'est que de quelques pourcents lorsqu'on regarde dans des régions de formation très jeunes ( $\sim 1\text{--}2\text{ Ma}$ ), tandis qu'on peut monter jusqu'à  $10\text{--}20\%$  à  $3\text{--}10\text{ Ma}$ . Cette fraction augmente si on inclut les objets dits à faible excès ou pré-transitionnels. Le nombre de disques « à faible excès » est un facteur  $\sim 2\text{--}3$  fois plus grand (plus commun) que celui des disques ayant un disque tronqué (DTs classiques ; Muzerolle et al. 2010). Ceci n'est pas surprenant sachant que les disques deviennent de plus en plus plats et moins massifs avec le temps.

La classe des disques de transition a aussi un exemple bien particulier : LkCa 15, une jeune étoile ( $\sim 2\text{ Ma}$ ) dans la RFÉ Taurus-Auriga (Kraus & Ireland, 2011). Il s'agit en fait de la première exoplanète à être imagée durant son processus de formation. La (proto-)planète se trouve au sein du vide interne du disque de transition. Selon la géométrie observée, l'explication la plus plausible serait que la planète en formation soit entourée de poussière. Sallum et al. (2015) ont renchéri avec la

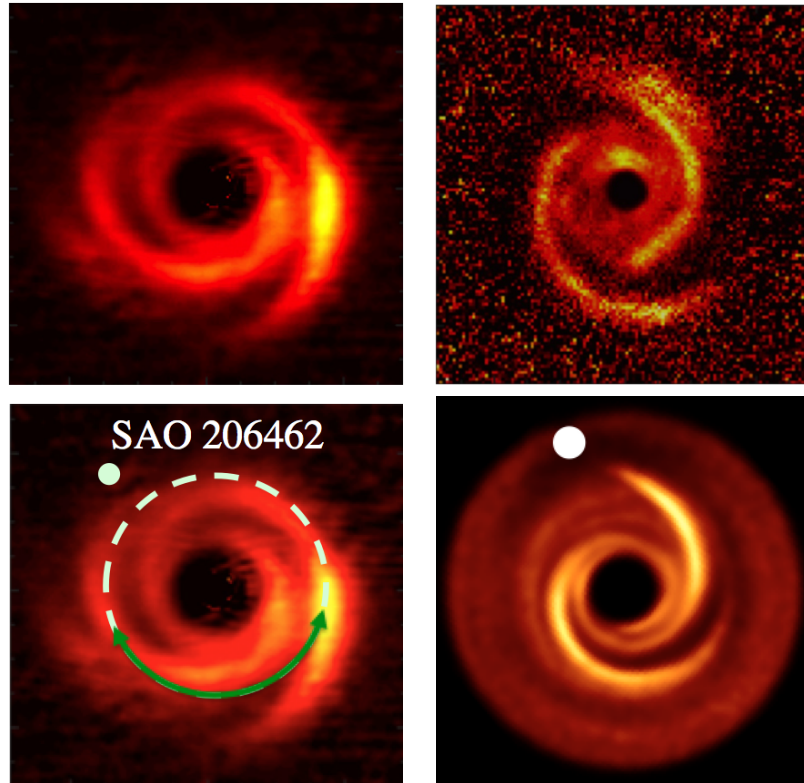


Figure 1.8 À droite : Image dans la bande  $K_s$  du VLT/NACO ( $\sim 2 \mu\text{m}$ ) du disque de SAO 206462 provenant de Garufi et al. (2013) (Haut). Position attendue de la planète (masse estimée de  $6 M_{\text{Jup}}$ ) selon les simulations hydrodynamiques avec transfert radiatif 3D de Fung & Dong (2015) (Bas). À gauche : Image dans la bande  $Y$  du VLT/SPHERE ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) du disque de MWC578 provenant de Benisty et al. (2015) (Haut). Disque simulé avec un modèle avec planètes (position de la planète donnée par le point blanc ; masse estimée de  $10 M_{\text{Jup}}$ ) basé sur les simulations hydrodynamiques avec transfert radiatif 3D de Dong et al. (2015) (Bas).



détection d'accrétion de gaz directement sur la planète et rapportent la présence de *plusieurs* compagnons sur des orbites képlériennes. On peut donc dire de manière non ambiguë que nous sommes témoins de la formation de planètes du système LkCa 15. Ceci confirme que les disques de transitions peuvent effectivement être un lieu de formation de systèmes planétaires.

Un autre type de disque a grandement suscité l'intérêt des chercheurs : les disques de transitions avec des bras spiraux. Parmi ceux-ci, on retrouve les disques de transition de MWC 758 (3,5 Ma) et pré-transitionnel de SAO 206462 (8 Ma) (Grady et al., 2013; Muto et al., 2012). L'idée générale fut d'abord que des planètes (invisibles à ce jour) à l'intérieur du disque pouvaient exciter de tels bras spiraux. Cependant, Dong et al. (2015) ont réussi à modéliser ces disques et à estimer la masse des planètes en cause. Elles doivent être assez massives et se trouver à l'extérieur des disques (voir Figure 1.8). Une autre étude par Dong et al. (2016) montre que des bras spiraux peuvent être excités par des instabilités gravitationnelles à l'intérieur du disque. Heureusement pour les amateurs d'exoplanètes, les disques MWC 758 et SAO 206462 ne sont pas assez massifs pour être instables, rendant le scénario planétaire le plus plausible. Des observations futures dans la bande L pourraient nous montrer l'émission thermique des potentielles planètes. La découverte d'autres systèmes comme ceux-ci pourra aider à étendre les connaissances sur l'évolution des disques, mais aussi des planètes qui s'y cachent.

### 1.3.3 Disques de débris

Les disques de débris, représentant du « phénomène Véra », sont les restants de la formation des systèmes planétaires. Dans notre propre système solaire, nous avons la Ceinture d'Astéroïdes et la Ceinture de Kuiper, deux disques de débris. L'idée que la présence de ces disques de débris suggère la présence de planètes a été apportée par plusieurs (p. ex., Beckwith & Sargent 1996; Zuckerman & Song 2004), indiquant la pertinence de chercher des disques pour trouver des planètes.

Ils sont beaucoup moins massifs ( $< 1 M_{\oplus}$ ; Wyatt 2008), pauvres en gaz (optiquement minces) et plus froids. On peut trouver ces disques dans des systèmes

allant de  $\sim 10$  Ma ( $\beta$  Pic), en passant par 200–400 Ma (Vega et Fomalhaut) et au-delà de 1 Gan ( $\epsilon$  Eri,  $\tau$  Ceti, sans oublier notre propre système solaire, qui possède la ceinture d’astéroïdes et la ceinture de Kuiper). Pour les plus jeunes systèmes, il est possible que la poussière présente soit primordiale. Par contre, les chances sont plus faibles pour les vieux systèmes compte tenu que le temps caractéristique pour disperser la poussière originale est bien plus petit que ces âges. Donc, ces disques de débris subsistent de la poussière générée par la collision de planétésimaux et d’astéroïdes, ce qui arrive plus tard et perdure plus longtemps au cours de leur évolution. Il est à noter que les jeunes systèmes peuvent posséder à la fois du matériel primordial et du matériel de seconde génération.

Les disques de débris sont caractérisés par des luminosités fractionnaires de  $f_{\text{disk}} < 0,01$  (Artymowicz, 1996; Lagrange et al., 2000). Les plus grandes valeurs de  $f_{\text{disque}} (> 10^{-3})$  ne peuvent provenir d’un état stable de cascade collisionnelle, mais proviendraient plutôt soit de la collision catastrophique de deux corps de masse planétaire dans des disques vieux ( $> 500$  Ma; Theissen & West 2014; Weinberger et al. 2011) ou encore seraient dues au jeune âge des disques (Moór et al., 2006), ainsi considérés comme des disques de débris « chauds ».

Moór et al. (2006) observent que les disques ayant des luminosités fractionnaires  $> 5 \times 10^{-4}$  ont des âges plus petits que 100 Ma. Ils proposent même que les grandes valeurs de  $f_{\text{disque}}$  puissent être utilisées comme indicateur de jeunesse (l’inverse n’étant pas vrai : une faible valeur de  $f_{\text{disque}}$  n’indique pas la vieillesse du système, mais possiblement la « maturité » évolutive de celui-ci).

La masse de ces disques diminue avec l’âge de l’étoile. Bien que les disques se font réapprovisionner en poussière par les collisions de planétésimaux, il peut tout de même y avoir de la dispersion, de la croissance de grains ou de l’accrétion de la poussière sur les plus gros objets du disque, ce qui diminue sa masse. On passe d’un disque plus massif vers un disque moins massif et il semble y avoir une relation entre le temps de vie du disque et la masse de l’étoile hôte. Pour les étoiles massives et solaires (TSp A à F), le temps de dissipation serait en deçà de 10 Ma (Rhee et al., 2007) tandis qu’autour des étoiles de plus faibles masses, ils pourraient survivre

beaucoup plus longtemps (Forbrich et al., 2008). Rhee et al. ont estimé la masse des disques de leur échantillon et arrivent à un intervalle entre 0,0005 et  $0,5 M_{\oplus}$ . Ils observent que ces masses semblent être stables pour des âges entre 30 et 1000 Ma.

La majorité de la matière de ces disques se trouve entre  $\sim 5$ –200 UA, mais pour certaines étoiles elle peut s'étendre jusqu'à des rayons de  $\sim 500$ –1000 UA (Beckwith & Sargent, 1996). Comme ils sont plus froids que leurs comparses, l'excès des disques de débris est principalement observable dans l'infrarouge moyen et au-delà ( $> 20 \mu\text{m}$ ). La majorité d'entre eux ont justement été découverts dans l'infrarouge lointain. Puisque les disques possèdent un spectre de température ( $T(a)$ , où  $a$  est la séparation de l'étoile), leur DSE a une forme plus élargie que celle d'un corps noir à une seule température. La majorité des disques ont des températures allant de  $\sim 10$  K pour les régions externes jusqu'à  $\sim 200$  K pour les régions les plus internes (correspondant à des séparations de quelques dizaines à une centaine d'unités astronomiques pour des étoiles de types A à K; Chen et al. 2006; Moór et al. 2011; Wyatt 2008). Si le disque a deux composantes (une chaude et une froide) ou plus, les températures pour les composantes chaudes vont en moyenne jusqu'à  $\sim 500$  K (Chen et al., 2014).

En moyenne, 15% des étoiles de la séquence principale ont un excès infrarouge lointain qui est attribué à l'émission thermique d'un disque de débris (Krivov, 2010). En particulier, Habing et al. (2001) ont pu observer un excès pour toutes les étoiles de leur échantillon (84 étoiles de la séquence principale dans le voisinage solaire et de types spectraux A, F, G et K; observées avec IRAS) plus jeunes que 200 Ma, pour 60% des étoiles plus jeunes que 400 Ma et seulement 9% de celles plus vieilles que 400 Ma.

Les disques de débris vont beaucoup évoluer avec le temps à cause de toute la dynamique qu'on y trouve. La collision d'astéroïdes et de planétésimaux est la source de nouvelle poussière, tel que mentionné précédemment. S'il n'y avait pas d'autres processus dans les disques, ces derniers ne feraient que devenir de plus en plus poussiéreux et ce n'est pas le cas. En fait, plusieurs mécanismes s'occupent de la dissipation du disque de débris : la coagulation de la poussière en objets plus gros,

la pression de radiation, la sublimation des glaces, la poussée du vent stellaire ou encore l'effet Poynting-Robertson (Chen et al., 2006; Kalas, 2010; Plavchan et al., 2009; Rhee et al., 2007).

L'effet Poynting-Robertson est le principal processus qui entraîne la descente en spirale des grains de poussière par la radiation stellaire. Comme les particules de poussière ont un mouvement orbital, la radiation de l'étoile paraît provenir d'une source légèrement décalée vers l'avant (principe d'aberration stellaire) dans leur référentiel, ce qui les ralentit et les entraîne vers l'intérieur. La force associée est donnée par l'équation suivante :

$$F_{\text{PR}} = \frac{Wv}{c^2} = \frac{r^2}{4c^2} \sqrt{\frac{GM_\star L_\star^2}{R^5}}, \quad (1.10)$$

où  $W$  est la puissance irradiée par la particule (égale à la radiation incidente),  $v$  est la vitesse de l'objet,  $r$  est le rayon de l'objet, et  $R$  son rayon orbital. Si on compare cette force ( $\propto r^2$ ) à la force de gravité ( $\propto r^3$ , suivant sa proportionnalité à la masse de l'objet), on voit que l'effet Poynting-Robertson sera plus important pour les petits objets et sera négligeable pour les plus gros. On voit également que plus on s'approche de l'étoile, plus l'effet sera important ( $\propto R^{-5/2}$ ). Ceci aura tendance à circulariser les orbites (Poynting, 1904; Robertson, 1937). Ce mécanisme aide à « remplir » de poussière les régions plus internes du disque de débris, là où les planètes vont rapidement expulser ou accréter les grains.

La pression de radiation (RP ; pour « *radiation pressure* » afin de différencier de PR, pour « Poynting-Robertson ») exerce une force radiale qui tend à expulser les grains. On quantifie l'importance de celle-ci en fonction de la force de gravité par  $\beta = F_{\text{RP}}/F_{\text{grav}}$ . Elle est inversement proportionnelle au rayon et à la densité des grains de poussière. Par exemple, à rayon égal, un grain poreux (glace d'eau) sera beaucoup plus influencé par la pression de radiation qu'un grain plus dense (roche) (Burns et al., 1979; Kalas, 2010). Cet effet n'est cependant pas très important pour les étoiles de faible luminosité comme les étoiles de faibles masses et les naines brunes (Plavchan et al., 2005).

## 1.4 Planètes

Les planètes du système solaire, ainsi que les planètes des autres systèmes planétaires, sont le produit de la formation de l'étoile et du disque d'accrétion qui a suivi. Elles se formeraient par l'agglomération du matériel disponible dans le disque protoplanétaire en constante évolution, créant ainsi des corps de plus en plus gros. Ceci permet de passer de grains de poussières sous-millimétriques à des planètes géantes, ce qui représente une différence de 14 ordres de grandeur.

Ce processus commence par l'accumulation de poussière au milieu du disque puis, des collisions et des instabilités gravitationnelles mènent à la formation de plus gros corps ayant des tailles jusqu'à quelques kilomètres, des planétésimaux. Ceux-ci se combinent pour donner naissance à des planètes soient terrestre, géantes, ou de taille médiane, dépendamment de leur position dans le disque. Les planètes géantes vont se former plus loin dans le disque où elles pourront accumuler leur enveloppe de gaz. Enfin, certaines de ces planètes géantes se retrouveront à des séparations très petites de leur étoiles suite à une migration, qui peut être causée par plusieurs phénomènes. Les interactions gravitationnelles de tous les objets mèneront le système à atteindre une configuration stable (Perryman, 2011; Raymond, 2010).

### 1.4.1 Planètes Terrestres

L'ingrédient principal pour la formation de planètes est la poussière présente dans le nuage moléculaire où l'étoile se forme, une importante composante dans l'Univers ( $\sim 1\%$  de la masse du milieu interstellaire ; e.g. McKinnon et al. 2016). Celle-ci peut provenir de plusieurs sources, soit par condensation dans les vents stellaires d'étoiles évoluées, par production dans les explosions de novas et supernovas, ou encore par formation dans des nuages interstellaires denses. Suite à la formation d'une étoile et de son disque, la poussière se concentre dans le milieu du plan du disque, et c'est là où les grains vont croître en se collant les uns aux autres, grâce à la combinaison de forces électrostatiques et des collisions qui y ont lieu. La formation de ce disque de poussière est un prérequis à la formation de planètes.

Une fois dispersé, s'il n'y a pas eu formation de planètes, alors il n'y en aura jamais.

Une agglomération progressive du matériel va former des « roches », objets macroscopiques ayant des tailles entre 0,01 et 10 m. Ces roches sont moins couplées au gaz que le sont les plus petites particules et grains de poussière, et ressentent ainsi moins les forces de traînée radiales. Cet entraînement radial par le gaz sur la poussière est plutôt rapide, ce qui implique que la croissance de la poussière en plus gros objets doit être très rapide. En fait, la turbulence dans le disque peut aider à former des régions où se concentrent les solides, ce qui aide la croissance rapide de ceux-ci.

Les collisions de roches et de grains de poussière se poursuivent pour  $10^4$ – $10^5$  ans, ce qui permet de former des objets ayant des tailles plus grandes que 1 km : des planétésimaux. Leur force interne est dominée par leur propre gravité et leur mouvement orbital n'est plus vraiment affecté par la traînée du gaz. Cette description est valide jusqu'à ce que leur taille atteignent 100–1000 km, qui marque la taille où la protoplanète commence son stade de croissance accélérée pour potentiellement atteindre un statut de planète. Donc, les nouveaux planétésimaux vont se promener sur des orbites elliptiques et interagir gravitationnellement les uns avec les autres. Ceci va favoriser des mouvements aléatoires, augmentant les vitesses relatives des corps et perturber les orbites, les rendant plus excentriques, mais également augmenter la probabilité d'avoir des collisions inélastiques, qui affaiblissent les mouvements aléatoires.

Plus la masse des planétésimaux augmente, plus l'interaction entre ceux-ci et leur probabilité d'entrer en collision augmentent. Grâce au focus gravitationnel, qui fait dévier les corps à proximité, la section efficace de collision devient beaucoup plus grande que la section efficace géométrique, ce qui permet d'être de plus en plus efficace pour attraper d'autres corps (Armitage, 2007). Seulement quelques embryons planétaires pourront grossir rapidement ainsi, mais cela se fera au détriment des autres. Ce processus mène à la formation de corps de taille  $> 100$  km à 1 UA en quelques dizaines de milliers d'années.

Les collisions peuvent aider à la croissance des protoplanètes ou à leur fragmen-

tation. Dépendamment des conditions de l'impact, les corps en collisions peuvent rebondir l'un sur l'autre, se lier gravitationnellement (en libérant de l'énergie cinétique, avec ou sans fragmentation) ou détruire un ou les deux corps en plusieurs morceaux. On pense que les collisions sont d'abord favorables à la croissance des corps et finissent par devenir défavorables, menant à la destruction de ceux-ci (disques de débris ; voir Section 1.3.3).

Lorsque les corps atteignent des tailles de  $\sim 100\text{--}1000$  km, le taux d'accrétion diminue. En effet, ils auront accrété la majorité du matériel dans leur zone d'influence gravitationnelle, soit à l'intérieur de leur rayon de Hill ;  $R_H = a\sqrt[3]{M_p/3M_\star}$ , où  $a$  est le demi-grand axe et  $M_p$  et  $M_\star$  sont les masses de la planète et de l'étoile (en ignorant l'excentricité). Ils auront alors atteint une masse appelée « masse d'isolation » et la phase de croissance rapide laissera place à une phase de croissance oligarchique plus lente, c.-à-d. où les corps les plus massifs continuent de croître aux dépens des plus petits. À ce point-ci, le disque porte une centaine d'objets de 1000 km ou plus, avec des masses de  $10^{22}\text{--}10^{23}$  kg (équivalent à des masses entre celle de la Lune et celle de Mars) en plus de milliards de planétésimaux de 1 à 10 km de grosseur.

L'équipe de Levison et al. (2015) a été capable de reproduire la structure de base du système solaire pour générer des planètes terrestres à partir de l'accumulation d'objets sous-métriques avec un modèle récent, nommé « *Viscous Stirred pebble Accretion* » (VSPA). Ils montrent que la croissance de corps de 100 à 1000 km en taille peut se faire directement en accrétant des cailloux ( $< 1$  m ; qui ont lentement grossi dans le disque protoplanétaire). Ce processus devient inefficace au-delà de  $\sim 1,5$  UA (en deçà de la ligne de glaces, voir prochaine section), ce qui explique la faible masse de Mars et qu'aucun objet trop gros ne peut s'accumuler dans la ceinture d'astéroïde.

Les protoplanètes continuent de croître, atteignant des tailles de  $\sim 1000\text{--}10000$  km. À ce point, de fortes interactions dynamiques rendront le taux de collision chaotique. Un mélange stochastique des embryons et des planétésimaux engendreront des collisions dites « catastrophiques », produisant ainsi plusieurs planètes ter-

restres. En effet, des collisions frontales (à faible vitesse d'impact) vont mener à la fusion des corps et une faible partie de la masse sera perdue, en plus de générer des océans de magma, produits du chauffage extrême causé par l'impact (Tonks & Melosh, 1992). Comparativement, les collisions obliques, plus habituelles dans les environnements dynamiques comme les systèmes planétaires en dernières phases de formation, peuvent mener à l'éjection et à des échanges de masse des corps (Agnor & Asphaug, 2004). L'intérieur des planètes ayant des tailles  $> 3000$  km va commencer à fondre, suite au chauffage gravitationnel, radiogénique et/ou suite à un impact important, et un tri gravitationnel va s'établir. Le temps nécessaire pour façonner une planète terrestre peut prendre entre 10 et 100 Ma. Finalement, les planètes présentes vont finir par atteindre une configuration d'orbites stables, qui dépend d'un grand nombre de facteurs et vont tranquillement définir l'architecture du système planétaire.

#### 1.4.2 Planètes Géantes

Les planètes géantes (parfois appelées des « Jupiters » ou « planètes gazeuses »), principalement composées de gaz, ont typiquement des masses  $> 10 M_{\oplus}$ .

De nos jours, on considère deux mécanismes de formation des planètes géantes : la formation par accrétion sur cœur ou par instabilités gravitationnelles dans le disque.

Le mécanisme d'**accrétion sur cœur** (AC) se fait en deux étapes. La première est sensiblement la même que la formation de planète terrestre, mais nécessite la formation d'une planète massive ( $\sim 5\text{--}20 M_{\oplus}$ ). La deuxième est une accrétion rapide de gaz sur le cœur rocheux précédemment formé (avec la possibilité de continuer à accréter des planétésimaux). Pour être capable d'atteindre des masses aussi grandes, il faut que le processus de formation se fasse dans un temps plus petit que le temps nécessaire pour disperser le gaz (nécessaire pour faire une géante de gaz) dans le disque protoplanétaire ( $\sim 5\text{--}10$  Myr). Les géantes de glaces proviennent de cœurs de plus faibles masses ou résultent d'un temps de formation plus long, laissant moins de temps pour accréter du gaz avant qu'il soit dispersé.



Ces planètes géantes se formeront généralement au-delà de la ligne de glace (« *snow line* »), l'endroit dans le disque où la température est assez basse pour qu'il puisse y avoir la formation de glaces (d'eau ou d'autres composés). Des simulations montrent qu'il n'y a pas assez de matériel solide dans le disque interne pour créer des cœurs suffisamment gros et suffisamment rapidement. Cette augmentation de matériel solide, au-delà de la ligne de glace, en plus de la diminution de l'influence gravitationnelle de l'étoile permet de former plus facilement des planètes géantes à cet endroit.

Le cœur solide initial croît sur une période de quelques millions d'années, jusqu'à ce qu'il atteigne une masse critique ( $\sim 5\text{--}20 M_{\oplus}$ ; Ikoma et al. 2000). À ce stade, une accrétion de gaz exponentielle va s'enclencher. L'accrétion cesse lorsqu'il n'y a plus de matériel disponible, que ce soit par l'ouverture d'un vide dans le disque ou lorsque le gaz se dissipe. Au cours de ce processus, l'enveloppe de gaz formée peut détruire les nouveaux planétésimaux accrétés, augmentant ainsi la métallicité de l'enveloppe.

Le mécanisme de formation de planètes géantes par **instabilités gravitationnelles** (IG) se fait par un effondrement dans un disque instable, qu'il soit massif et/ou froid. Ce processus serait beaucoup plus rapide que l'autre (environ une centaine d'années), réglant le problème du temps de dispersion du gaz. En fait, au moins quelques disques protoplanétaires deviendront instables durant leur vie, ce qui altérera leur structure et leur évolution. Des bras spiraux (ondes de densité) vont alors se développer et produire un transfert de masse vers l'intérieur et un transfert de moment cinétique vers l'extérieur. La formation de planète géante se fera si les conditions sont favorables à la fragmentation du disque. D'abord, tel qu'expliqué dans la Section 1.3, le paramètre  $Q$  du critère de Toomre doit être  $\lesssim 1$  pour que le système soit instable. Ensuite, pour qu'il y ait fragmentation du disque, il faut que son refroidissement se fasse plus rapidement que le réchauffement dû à la compression adiabatique (dans les bras spiraux) qui est causée par la propre gravité du disque instable (Gammie, 2001).

Si ce processus est effectivement actif, il fonctionnera préférentiellement tôt dans

la vie du disque, lorsque sa masse est grande, puisque pour atteindre la condition  $Q \lesssim 1$  il faut que la densité de surface soit beaucoup plus grande que ce qui est estimé, par exemple, pour la MMNS (Armitage, 2007). Une grande majorité des exoplanètes découvertes par VR jusqu'à maintenant ont des caractéristiques en accord avec une formation par AC (Matsuo et al., 2007). Les planètes formées par AC se retrouveraient principalement à  $5 \lesssim r \lesssim 20$  UA (Kennedy & Kenyon, 2008) tandis que celles formées par IG seraient à  $r \gtrsim 50$  UA (Armitage, 2007).

La **migration** peut déplacer les planètes à des séparations inattendues, comme pour le cas des *Jupiters chauds*, des planètes géantes se retrouvant à des séparations  $< 0,2$  UA. Plusieurs effets peuvent causer ce phénomène, par exemple les interactions gravitationnelles entre deux Jupiters ou plus dont les orbites sont rapprochées, ce qui peut mener à l'éjection d'une d'entre elles et venir rapprocher l'orbite de l'autre. L'influence d'une étoile compagne, ou le passage d'une étoile dans une jeune région dense peuvent également venir perturber les systèmes et générer des Jupiters chauds. Un autre mécanisme, particulièrement répandu, pour expliquer le grand nombre de Jupiters chauds est la migration (Trilling et al., 2002). Les Jupiters (planètes géantes gazeuses) se formeraient plus loin dans le disque et migreraient vers l'intérieur du système de manière non destructive. Cette migration serait poussée par des forces de marées dans le disque protoplanétaire, qui, par le fait même, circulariserait les orbites. Il faut cependant que cette migration soit arrêtée, que ce soit par des vents stellaires, photoévaporation qui tronque le disque ou par d'autres effets d'instabilités et/ou influences magnétiques. Ce freinage de la migration est encore mal compris.

## 1.5 Étoiles de faibles masses et naines brunes

Les processus de formation d'étoiles décrits précédemment mènent à la création d'objets d'une large gamme de masses (cette distribution correspondant à la fonction de masse initiale (FMI); voir les Figures 1.9 et 1.10), allant des étoiles très massives (classes spectrales O, B et A), aux étoiles de type solaire (F, G et K), aux

étoiles de faibles masses et jusqu'aux naine brunes (M, L, T et Y).

La masse à partir de laquelle on désigne une étoile en tant qu'étoile de faible masse se trouve à environ  $\sim 0,3 M_{\odot}$  ( $\sim 300 M_{\text{Jup}}$ , correspondant au pic de la FMI, c.-à-d. les étoiles les plus communes de notre Galaxie; Jeffries 2012). En deçà de  $75\text{--}80 M_{\text{Jup}}$ , on adoptera plutôt la définition de naine brune. Les naines brunes ne sont pas assez massives pour brûler de l'hydrogène, mais il peut tout de même y avoir de la fusion du deutérium et du lithium dans leur cœur. La masse de  $13 M_{\text{Jup}}$  représente la limite inférieure pour laquelle le brûlage du deutérium est possible. On adopte ainsi généralement cette valeur en masse pour différencier les naines brunes des planètes géantes (dans les cas où elles sont en orbite autour d'une étoile). Une dénomination fixe n'a pas encore été acceptée pour les objets isolés dont la masse est inférieure à  $13 M_{\text{Jup}}$ . On utilise généralement les termes « objet isolé de masse planétaire », « planémo » ou encore « sous-naine brune » dans ce cas. On peut mieux voir cette délimitation sur la Figure 1.11, où on voit la séquence évolutive de la luminosité pour des objets de différentes masses.

Le consensus actuel est que les NBs se forment (pour la majorité, du moins) comme les étoiles de faibles masses (Morata et al., 2015; Whitworth et al., 2007). Des simulations hydrodynamiques de régions de formations d'étoiles incluant de la rétroaction radiative permettent de reproduire la fraction de naines brunes et la FMI observée dans les RFÉs galactiques à partir de l'évolution d'un nuage moléculaire (Bate, 2012), ce qui semble favoriser l'hypothèse que les NBs se forment comme des étoiles. Whitworth et al. proposent cinq procédés pouvant expliquer la formation des naines brunes. Parmi ceux-ci, on compte la fragmentation turbulente d'un nuage moléculaire en cœur pré-stellaire trop peu massif et dont l'effondrement futur ne peut mener qu'à la formation de naines brunes, la fragmentation de noyaux plus massifs en éléments moins massifs, la fragmentation au sein d'un disque circumstellaire, ou encore l'éjection prématurée de cœurs stellaires en formation et la photo-érosion de noyaux stellaires déjà existants.

La première détection de jets en radio, résultant de la formation de candidates proto naines brunes dans la RFÉ Taurus, a été rapportée par Morata et al. (2015).

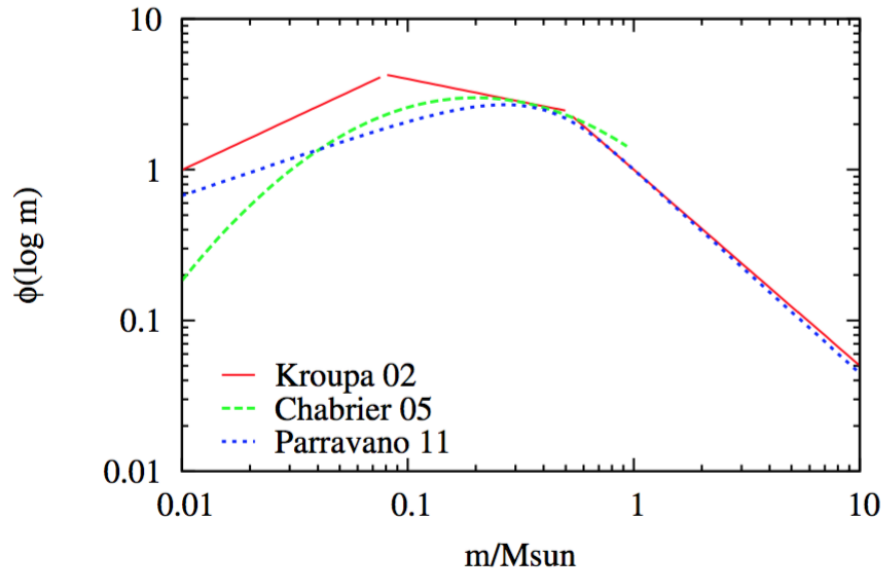


Figure 1.9 Différentes formes fonctionnelles (normalisées à  $0,4 M_{\odot}$ ) qui décrivent la FMI du disque galactique. La FMI pour des masses  $> 1 M_{\odot}$  a le comportement de la fonction de Salpeter (1955), mais elles deviennent très différentes pour des masses  $< 0,2 M_{\odot}$ . Figure tirée de Jeffries (2012).

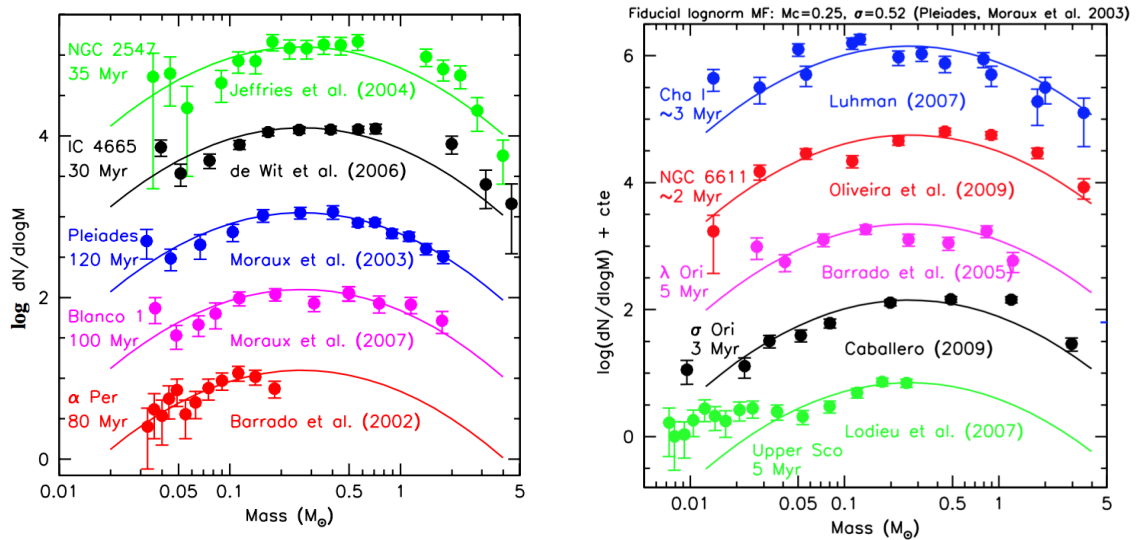


Figure 1.10 Fonction de masse actuelle (FMA) pour différentes associations d'objets jeunes. Une distribution en loi log-normale leur est ajustée. On remarque que les courbes sont similaires entre les associations et que leur ajustement représente généralement bien les observations. Figures tirées de Jeffries (2012).

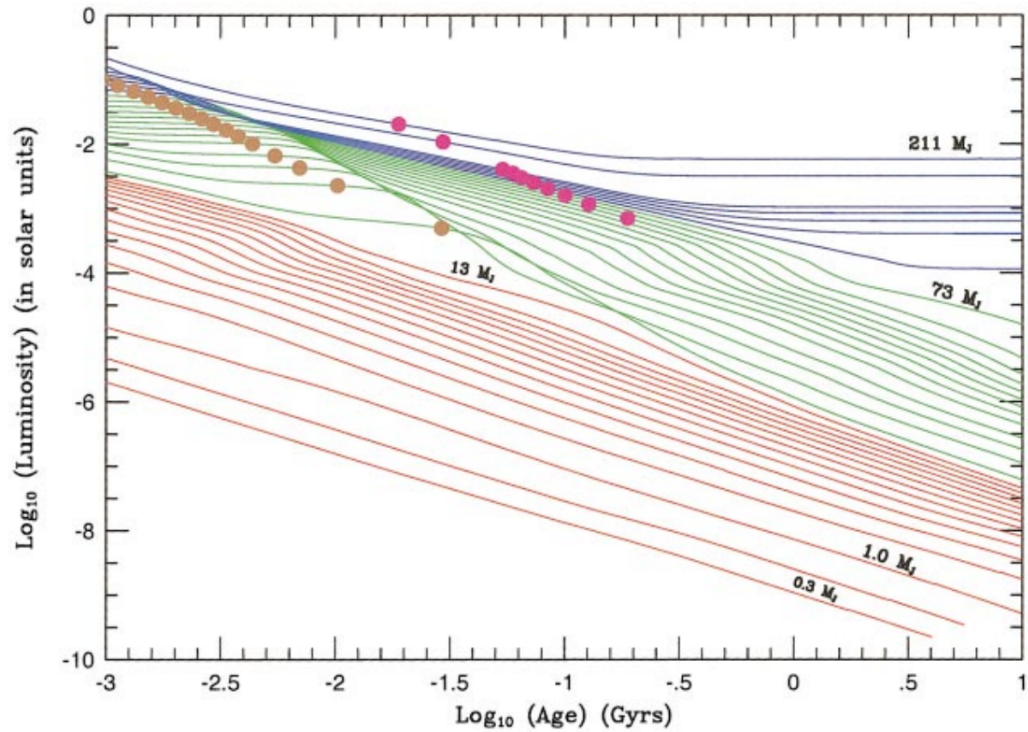


Figure 1.11 Évolution de la luminosité ( $L$ ) des objets de faible masse en fonction de l'âge. Les étoiles sont montrées en bleu, les naines brunes ( $> 13 M_{\text{Jup}}$ ) en vert et les naines brunes/planètes géantes ( $< 13 M_{\text{Jup}}$ ) en rouge. Les étoiles atteignent une luminosité stable lorsqu'elles atteignent la séquence principale, tandis que les autres se refroidissent avec le temps. Les points or et magenta montrent là où la moitié du deutérium et du lithium a été brûlé, respectivement. Figure tirée de Burrows et al. (2001).

Ces objets, qui sont cohérents avec des sources de Classe I (voir Section 1.2), suggèrent également que leur mécanisme de formation soit similaire à celui des étoiles à une échelle réduite. Plusieurs autres observations de jets asymétriques, d'accrétion et d'éjection de matière suggèrent la même chose (Joergens et al., 2012a,b; Liu et al., 2015; Mohanty et al., 2005).

Plusieurs recherches ont été faites pour identifier ou étudier les disques autour de naines brunes et d'étoiles de faibles masses. La majorité des recherches ont été faites dans les RFÉs, par exemple dans Chamaeleon I (3–6 Ma),  $\sigma$  Orionis et IC 348 (âge médian de  $\sim 3$  Ma) ainsi que Taurus (1 Ma; Luhman et al. 2010; Luhman et al. 2008; Luhman et al. 2005; Luhman & Muench 2008), mais certains les cherchent dans des régions légèrement plus vieilles, telles qu'Upper Scorpius ( $\sim 10$  Ma; Luhman & Mamajek 2012) et TW Hya ( $\sim 10$  Ma; Schneider et al. 2012a,b). La fraction de disques dans ces associations diminue également avec l'âge et varie en fonction de la masse de l'étoile hôte. Les disques autour des étoiles de type solaire survivraient plus longtemps dans les RFÉs comme Cha I et Taurus (fraction de disques  $\sim 75\%$ ) qui ont une densité d'étoiles  $> 1 M_{\odot}$  plus faible que dans IC 348 (fraction de  $\sim 20\%$ ). En effet, la faible densité d'étoiles permet aux disques présents de se faire dissiper moins rapidement, c'est pourquoi les régions de faible densité offrent plus de temps pour former des planètes autour d'étoiles de type solaire que dans les régions plus denses (Luhman & Muench, 2008). Cependant, dans les régions plus denses comme IC 348 et  $\sigma$  Orionis, la fraction de disques autour d'étoiles de faibles masses et naines brunes est comparable ( $\sim 43 \pm 11\%$ ) à celle des régions de plus faible densité comme Cha I ( $\sim 50\%$ ), et tend vers une valeur médiane de  $45 \pm 8\%$  pour toutes les régions confondues. On observera alors dans les régions plus denses, qui sont plus sujettes à la formation d'étoiles de faibles masses et de naines brunes, que la fraction de disques est plus grande pour les étoiles de faibles masses et naines brunes que pour celle des étoiles de type solaire; et inversement pour les régions de faible densité.

Theissen & West (2014) ont identifié des naines M âgées ( $> 1$  Ga) avec des disques de débris chauds. En fait, ils proposent que leurs excès à 12 et  $22 \mu\text{m}$ ,

provenant de matériel circumstellaire, serait dû à la collision de corps de masses planétaires, à leur destruction due aux forces de marées, ou à la formation de planètes interrompue. Ces mécanismes génèrent de la poussière chaude et ne requièrent pas de poussière froide ou des planétésimaux dans les régions externes du disque (Weinberger et al., 2011). Parmi les 175 naines M ayant des excès importants de Theissen & West, sept d’entre elles montrent des signes de jeunesse et feraient partie de la jeune région de formation d’étoiles Orion OB1, les autres étant des étoiles du champ ( $> 1$  Ga). Ils obtiennent d’ailleurs des luminosités fractionnaires plutôt grandes ( $\sim 10^{-2}$ – $10^{-1}$ ), ce qui a été observé auparavant dans l’association d’étoiles  $\eta$  Chamaeleontis (4–15 Ma ; Gautier et al. 2008) ainsi qu’autour d’étoiles T Tauri ( $< 10$  Ma ; Cieza et al. 2007).

Plavchan et al. (2005) avaient apporté l’hypothèse de l’existence d’un « désert » de disques autour de naines M. L’échantillon et l’intervalle d’âge observés par Plavchan et al. étant trop petits, en plus de la faible résolution d’IRAS, cela portait à croire qu’il n’y avait pas de disques de débris plus vieux que 10 Ma pour les naines de type M. Cependant, ce désert a été comblé par l’identification de plusieurs de ces systèmes, permettant ainsi de déconstruire cette hypothèse (e.g., Forbrich et al. 2008; Plavchan et al. 2009; Theissen & West 2014; Young et al. 2004). Plus précisément, Forbrich et al. (2008) ont détecté des disques de débris autour de naines M dans le jeune amas ouvert NGC 2547 ( $\sim 30$ – $40$  Ma). Leurs observations indiquent que la fraction d’excès autour des étoiles M dans leur échantillon est plus grande que celle des étoiles G et K, résultat également observé dans l’association Upper Scorpius ( $\sim 10$  Ma ; Luhman & Mamajek 2012). Enfin, Forbrich et al. proposent que leurs disques sont des disques de débris. Leur argument est que l’âge de l’association est beaucoup plus grand que le temps de Poynting-Robertson (PR), soit le temps nécessaire pour que les particules de poussière du disque tombent sur l’étoile sous l’effet PR. Leur présence nécessite donc que le disque ait été réapprovisionné. Par contre, ceci est vrai s’il n’y a plus de gaz dans le disque. Les fines particules de poussières, étant couplées au gaz, seraient moins influencées par l’effet PR et pourraient survivre plus longtemps.

Enfin, la présence de disques circumstellaires a été observée autour de naines brunes et d’objets de masses planétaires, tels que L Ori 156 ( $\sim 23 M_{\text{Jup}}$ ; Bayo et al. 2012), OTS 44 ( $\sim 12 M_{\text{Jup}}$ ; Luhman et al. 2005b; Joergens et al. 2013) et Cha 110913–773444 ( $\sim 8 M_{\text{Jup}}$ , Luhman et al. 2005a). Cependant, ces objets ont été identifiés dans les RFÉ Lambda Orionis ( $\sim 5$  Ma; Bayo et al. 2012) et Cha I, correspondant à des disques primordiaux ou de transition. La présence de gaz dans un disque n’a donc pas encore été confirmée pour des objets sous-stellaires plus vieux que 20 Ma, ce qui pourrait confirmer l’hypothèse selon laquelle les disques primordiaux (et de transition) pourraient survivre plus longtemps autour d’étoiles de faibles masses.

## 1.6 Associations cinématiques jeunes

Les associations cinématiques d’étoiles sont des regroupements d’étoiles ayant des vitesses et des âges similaires et auraient une origine commune. Elles proviendraient de la dissipation des regroupements d’étoiles appelés « amas ouverts », qui sont formés à partir d’un même nuage moléculaire (López-Santiago et al., 2006; Montes et al., 2001). Les amas ouverts, qui comptent des dizaines à des milliers d’étoiles, se dispersent avec le temps au cours de leur orbite autour de la Galaxie. Leurs étoiles peuvent s’échapper ou ne plus être liées gravitationnellement les unes aux autres, formant ainsi des associations cinématiques stellaires.

L’âge d’une population contemporaine d’étoiles étant beaucoup plus facile à déterminer que celle d’un objet individuel, ces associations permettent d’obtenir des objets de tous types dont l’âge est bien calibré. L’âge des associations cinématiques peut être déterminé par exemple en utilisant des modèles d’isochrones semi-empiriques pour des étoiles de la pré-séquence principale (Bell et al., 2015), ou par le test de la limite d’épuisement du lithium (ex. Kraus et al. 2014; Malo et al. 2013).

Parmi les associations cinématiques jeunes ( $< 200$  Ma) du voisinage solaire ( $< 100$  pc), les principales sont les suivantes : l’association cinématique AB Dora-



dus (ABDMG,  $149^{+51}_{-19}$  Ma ; Barenfeld et al. 2013; Luhman et al. 2005; Zuckerman et al. 2004), Argus (ARG, 30–50Ma ; Makarov & Urban 2000a),  $\beta$  Pictoris (BPMG,  $24 \pm 3$  Ma ; Binks & Jeffries 2014; Malo et al. 2014b; Zuckerman et al. 2001a), l’association Carina (CAR,  $45^{+11}_{-7}$  Ma ; Torres et al. 2008), l’association Columba (COL,  $42^{+6}_{-4}$  Ma ; Torres et al. 2008), l’association Tucana-Horologium (THA,  $45 \pm 4$  Ma ; American & Society 2000; Kraus et al. 2014; Zuckerman et al. 2001b; Zuckerman & Webb 2000), l’association TW Hya (TWA,  $10 \pm 3$  Ma ; de la Reza et al. 1989; Kastner et al. 1997; Weinberger et al. 2013; Zuckerman & Song 2004), l’amas  $\eta$  Chamaeleontis ( $\eta$  Cha,  $11 \pm 3$  Ma ; Luhman & Steeghs 2004; Lyo et al. 2003) et finalement le groupe 32 Orionis (32 Ori,  $22^{+4}_{-3}$  Ma ; Kharchenko et al. 2013; Mamajek 2007; Shvonski et al. 2010). Beaucoup d’études ont été faites sur ces associations d’étoiles, notamment afin d’identifier de nouveaux membres (p. ex. Lawson et al. (2001); Rodriguez et al. (2013); Torres et al. (2008); Zuckerman et al. (2011); Zuckerman & Song (2004)). Plus particulièrement, c’est également ce sur quoi porte la série d’articles BANYAN (*Bayesian Analysis for Nearby Young Associations*; Artigau et al. 2015; Gagné et al. 2015b; Gagné et al. 2015; Malo et al. 2014a,b, 2013) : déterminer l’appartenance d’étoiles tardives (types spectraux  $>K5$ ) dans les associations et groupes cinématiques jeunes mentionnés ci-haut, à l’exception de 32 Ori et  $\eta$  Cha, qui seront éventuellement ajoutés à l’outil d’analyse BANYAN II (et ses versions subséquentes).

### 1.6.1 Signes de jeunesse

Il existe une multitude de méthodes pour déterminer si un objet stellaire est jeune. Dans cette section, quelques-unes seront présentées. Parmi les méthodes spectroscopiques, on compte la détection de raies en émission de  $H\alpha$  (ou autres raies en émission de l’hydrogène, associés à l’accrétion et à l’activité stellaire), de rayons X, de raies en absorption de lithium (Malo et al., 2013; Shkolnik et al., 2009), de caractéristiques spectrales associées à une faible gravité de surface (Allers & Liu, 2013; Cruz et al., 2009; Gagné et al., 2015b; Kirkpatrick et al., 2006) et un excès de radiation dans l’ultraviolet (Rodriguez et al., 2011; Shkolnik et al., 2011).

Les caractéristiques suivantes sont également considérées comme des indices de jeunesse : vitesse de rotation élevée, activité magnétique, couleurs infrarouges (flux relatif entre deux bandes de différentes longueurs d'onde) plus rouges que la normale (à un type spectral donné) et enfin, par association gravitationnelle avec une étoile jeune connue, ou encore, la présence d'un disque protoplanétaire. Certaines de ces propriétés ne fournissent que des contraintes faibles sur l'âge, et d'autres ne sont utiles que pour certains types d'étoiles.

**H $\alpha$**  : La raie d'émission H $\alpha$  de l'hydrogène sera entre autres présente dans le spectre des objets qui accrètent de l'hydrogène (Natta et al., 2004). Comme la formation d'étoile comprend plusieurs phases d'accrétion, c'est autour des étoiles (ou même des planètes ; Sallum et al. 2015) jeunes qu'on peut observer des raies d'émission H $\alpha$ . De l'émission en Paschen  $\beta$  indique également la présence d'accrétion. Par contre, on peut rencontrer de l'émission H $\alpha$  dans d'autres circonstances que dans le disque d'accrétion lors de la formation d'étoile. Par exemple, la présence d'un système binaire, où une étoile vole de la matière à son compagnon, mène à la formation d'un disque d'accrétion qui sera bien plus jeune que le système lui-même. De plus, la majorité des étoiles de type M de moins de quelques milliards d'années montrent des raies H $\alpha$  en émission à cause de leur activité chromosphérique. Donc les objets ayant de l'émission H $\alpha$  peuvent être jeunes (au moins plus jeunes que quelques milliards d'années), mais l'absence de celle-ci indique que l'objet est certainement vieux.

**Lithium** : Le lithium (Li) est utile pour plusieurs raisons. Celui-ci est brûlé lorsque la température d'une étoile atteint une valeur critique (3223 K pour une pression de 67 MPa <sup>2</sup>, correspondant à une pression typique au cœur d'une naine brune relativement massive, Basri & Brown 2006). Le Li est également brûlé plus rapidement pour les étoiles plus massives. En fait, les étoiles brûleront leur lithium rapidement, mais pas de façon instantanée. Ainsi, pour un groupe d'objets âgés, la présence de Li indique que la température de l'étoile n'a jamais atteint la valeur critique. Pour atteindre cette température, l'étoile doit avoir une masse d'au moins

---

<sup>2</sup><http://www.periodictable.com/Properties/A/CriticalTemperature.html>

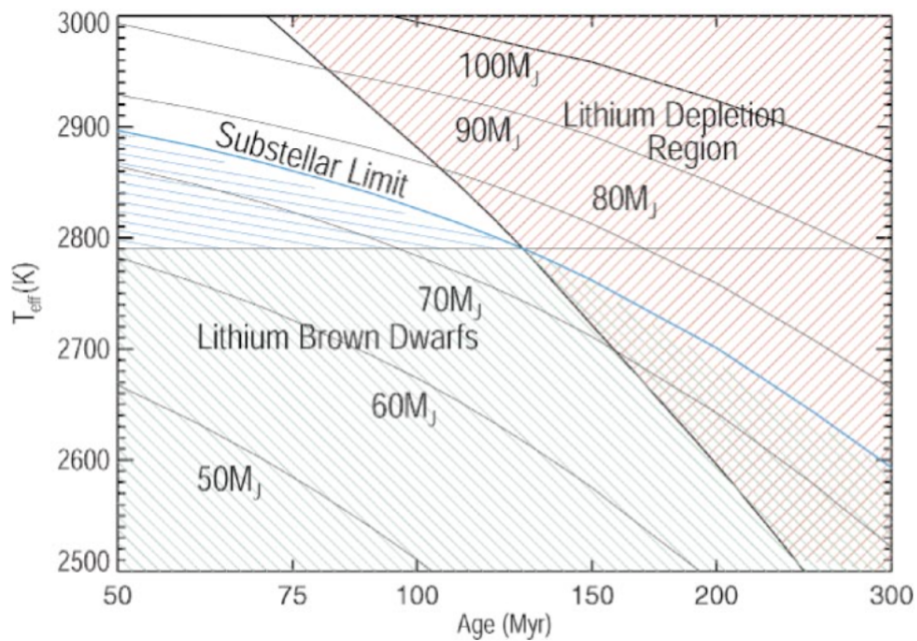


Figure 1.12 Le test de la « Limite d'épuisement du lithium » (LEL). Les courbes noires montrent l'évolution temporelle de la température effective des objets de faibles masses. La région hachurée en rouge délimite là où les objets ont brûlé 99% de leur lithium. On voit que les courbes des naines brunes les plus massives (entre 60 et 75  $M_{Jup}$ ) traversent cette région, mais que celles des objets  $< 60 M_{Jup}$  ( $T_{eff} < 2800$  K) ne croiseront pas la LEL. En fait, la présence de lithium pour des conditions dans la région hachurée en bleue garantit que l'objet est sous-stellaire. Figure tirée de Basri (2000).

$\sim 60 M_{Jup}$ . Donc, si du Li est présent à un grand âge, on peut conclure que l'objet est certainement sous-stellaire. De plus, si la température d'une étoile est connue et qu'on observe du Li, on peut déterminer une limite supérieure pour son âge, tandis que si on n'en observe pas, on peut déterminer une limite inférieure (voir la Figure 1.12 ; Bildsten et al. 1997).

Une autre façon d'utiliser le Li est de mesurer son abondance pour toutes les étoiles d'un même groupe d'étoiles contemporaines, pour tous les types spectraux (ou  $T_{\text{eff}}$ ). Le lithium apparaîtra seulement à partir d'un type spectral donné, que l'on appelle la « limite d'épuisement du lithium » (Figure 1.12 ; Burke et al. 2004). La position de cette limite (à un type spectral ou une température donné) nous indique alors l'âge de l'association. En effet, plus les étoiles sont vieilles, plus elles auront eu du temps pour brûler le Li et plus la limite se déplacera vers les étoiles aux faibles masses, jusqu'à atteindre la limite minimale à  $60 M_{Jup}$ , où le Li ne brûle jamais. Cependant, plusieurs autres effets peuvent aussi influencer ces mesures, telle la convection, qui va déplacer le Li vers les régions internes, plus chaudes, et ainsi le brûler plus rapidement.

**Faible gravité de surface :** À une température ou un type spectral donné, les étoiles de faibles masses et les naines brunes jeunes auront une faible gravité de surface en comparaison à leurs équivalents plus vieux. Ces objets jeunes ont un rayon plus élevé que leurs contreparties âgées, à une masse fixe. En plus de cela, les objets jeunes ont aussi une  $T_{\text{eff}}$  plus élevée à une masse fixe. Ces deux effets ont pour conséquence qu'une naine brune jeune à une température fixe aura une masse plus faible et un volume plus grand. Sa gravité de surface s'en trouvera ainsi plus basse, et en conséquence, la pression dans son atmosphère sera aussi plus basse. Ceci générera des caractéristiques spectrales bien précises pour ces objets pouvant être directement attribuées à la faible gravité de surface. C'est cet effet qui confère une forme triangulaire au continu dans la bande H, une caractéristique qui est facilement mesurable lorsque comparée à des modèles de spectres d'objets plus âgés dont la gravité de surface est plus haute. La faible gravité de surface va également diminuer la largeur équivalente (mesure qui quantifie l'importance d'une

raie dans un spectre) des raies d'absorption des éléments chimiques présents dans l'atmosphère.

Des suffixes composés de lettres grecques sont généralement utilisés pour catégoriser la gravité de surface des objets :  $\alpha$  (ou aucun suffixe) est associé aux caractéristiques des objets âgés (ou du « champ galactique »), tandis que les suffixes  $\beta$  et  $\gamma$  sont utilisés pour désigner une gravité de surface intermédiaire ou faible, respectivement. Kirkpatrick et al. (2006) ont également défini le suffixe  $\delta$  pour les objets encore plus jeunes (en deçà de quelques millions d'années) et de gravité de surface encore plus faible que le suffixe  $\gamma$ .

**La présence d'un disque protoplanétaire :** Comme il a été mentionné plusieurs fois, le temps de vie moyen des disques primordiaux est relativement court ( $\sim 10$  Ma), comparativement au temps de vie d'une étoile. Donc, la présence d'un disque (primordial ou de transition) certifie la jeunesse de son étoile hôte. Comparativement, les disques de débris peuvent survivre bien plus longtemps puisqu'ils sont réapprovisionnés par des générations subséquentes de poussières. Ils indiquent la présence d'un système planétaire évolué, qui est tout de même une information digne d'intérêt.

## CHAPITRE 2

### NEW LOW-MASS STARS AND BROWN DWARFS WITH CANDIDATE CIRCUMSTELLAR DISKS.

#### Référence :

Manuscrit soumis à la revue arbitrée *The American Astronomical Society Journals* le 3 juin 2016 (# AAS01224).

ANNE BOUCHER<sup>1</sup>, DAVID LAFRENIÈRE<sup>1</sup>, JONATHAN GAGNÉ<sup>2,3</sup>,  
LISON MALO<sup>4</sup>, JACQUELINE K. FAHERTY<sup>5,6</sup>, RENÉ DOYON<sup>1</sup> ET CHRISTINE  
H. CHEN<sup>7</sup>.

<sup>1</sup> Institut de Recherche sur les Exoplanètes (iREx), Université de Montréal, Département de  
Physique, C.P. 6128 Succ. Centre-ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada

<sup>2</sup> Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution for Science, 5241 Broad Branch  
Road NW, Washington, DC 20015, USA

<sup>3</sup> Sagan Fellow

<sup>4</sup> Canada-France-Hawaii Telescope, 65-1238 Mamalahoa Hwy, Kamuela, HI 96743, USA

<sup>5</sup> Department of Astrophysics, American Museum of Natural History, Central Park West at  
79th Street, New York, NY 10034

<sup>6</sup> Hubble Fellow

<sup>7</sup> Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

#### Abstract :

In this paper, we present the results of a search for new circumstellar disks around low-mass stars and brown dwarfs with spectral types  $>K5$  that are confirmed or candidate members of nearby young moving groups. Our search input sample of  $\sim 1600$  objects was drawn from the BANYAN surveys of Malo et al. and Gagné et al. that were designed to identify such stars. The *Two-Micron All-Sky Survey* and *Wide-field Infrared Survey Explorer* data were used to detect near-to mid-infrared excesses that would betray the presence of circumstellar disks. Af-

ter a careful verification of the data and removal of contamination and artefacts, a total of 13 targets with convincing excesses were identified. Four of those are new candidates, whereas the nine others were already known in the literature. The newly detected excess systems are 2MASS J05010082–4337102, J08561384–1342242, J12474428–3816464 and J02265658–5327032, have spectral types of M4.5 and M8-L0 and are candidate members of the TW Hya ( $\sim 10 \pm 3$  Myr), Columba ( $\sim 42_{-4}^{+6}$  Myr) and Tucana-Horologium ( $\sim 45 \pm 4$  Myr) moving groups, with masses of  $120 M_{\text{Jup}}$  and  $13\text{--}18 M_{\text{Jup}}$ . The M8–L0 objects are potentially among the first substellar disk systems within this range of ages. Estimates of the new candidates’ mean disk temperature and fractional luminosity are in the ranges of  $\sim 135\text{--}520$  K and  $0.021\text{--}0.15$ , respectively. We present new optical spectroscopy of J0501–4337 that reveals strong H $\alpha$  emission, possibly indicating ongoing accretion, and that provides a detection of Lithium absorption and a radial velocity measurements that are consistent with membership of this object in Columba. We also present a near-infrared spectrum of J0226–5327 that reveals Paschen  $\beta$  emission and shows signs of low surface gravity, again consistent with accretion from a disk and a young age. These results will lead to a better understanding of the lifetime and dissipation timescale for disks around such low-mass stars and brown dwarfs, as well as providing excellent targets for exoplanet search.

## 2.1 Introduction

The presence of debris disks is a signpost of a past planetary formation (Moór et al., 2011; Raymond et al., 2011; Zuckerman & Song, 2004), whereas the presence of protoplanetary or transition disks could be a sign of ongoing planetary formation (Espaillat et al., 2010; Kraus & Ireland, 2011). Searching for circumstellar disks is thus an interesting way to find new exoplanets and study their formation. Disks are usually initially detected from the presence of an excess of infrared (IR) radiation compared to that expected from the star alone, an excess attributed to the thermal emission of the dust in the disk, warmed up by its host star. This excess emission

can vary greatly from system to system, revealing different types of disks or different stages of evolution. Primordial disks are massive ( $> 10 M_{\oplus}$ ; Wyatt 2008), optically thick, still rich in gas and accreting onto their star, and produce an important excess emission from the near-infrared (NIR) and on-wards; they are found around the youngest systems ( $< 10$  Myr; Williams & Cieza 2011). Dusty debris disks are much more tenuous ( $< 1 M_{\oplus}$ ; Wyatt 2008), colder and gas poor; they are thought to be the remnants of a planetary system formation and are constantly replenished by planetesimals or asteroids collisions, which allows them to be sustained for much longer, up to 100 Myr (Moór et al., 2006; Zuckerman & Song, 2004). Since they are colder (from a few tens to hundreds of Kelvin), their smaller excesses are mostly observable in the mid-infrared (MIR) and beyond ( $> 20 \mu\text{m}$ ; Liu et al. 2014; Rhee et al. 2007; Schneider et al. 2012a). In between are the transition disks, which feature an inner region devoid of warm dust but an outer region with still significant amounts of dust, and displaying an excess starting at about  $10 \mu\text{m}$  (Espaillat et al., 2010; Strom et al., 1989). They may also still retain some amount of gas.

Circumstellar disks have been found and studied around many types of stars, spanning early-type (e.g., A stars like the well-known *Vega* (A0V),  *$\beta$  Pictoris* (A6V) and *Fomalhaut* (A4V); Aumann 1985; Hobbs et al. 1985) to late-type stars (e.g., K and M stars; Avenhaus et al. 2012; Kraus et al. 2014; Theissen & West 2014), and down to the substellar and planetary-mass regimes (Bayo et al., 2012; Joergens et al., 2013; Luhman et al., 2005a,b). However, the number of disks known around very low-mass stars and substellar objects remains relatively small, particularly for transition disks (as of now, this number is of the order of  $\sim 5$ ). Increasing the current sample of such systems would be valuable for many reasons. For instance, because of their higher likelihood of hosting planets and the lower intrinsic luminosity of their star, they would be important targets for direct imaging searches for exoplanets. In addition, the occurrence and properties of disks in these low-mass systems – with masses near the lower limit of star formation – would offer some unique insights into the star, planet and disk formation and evolution mechanisms.

In the last few years, there have been a lot of efforts to identify new young low-



mass stars and brown dwarfs (BDs) in the solar neighborhood (e.g. Gagné et al. 2015; Malo et al. 2013; Rodriguez et al. 2011), providing many good candidates to search for new disks in the low-mass regime. The proximity of these systems also increases the likelihood of eventually spatially resolving and imaging their disks. We have thus carried out a search for excess infrared emission around several newly identified very low-mass stars and BDs in nearby young moving groups (YMGs) and associations ( $\lesssim 150$  Myr; Bell et al. 2015). The stars within the same group all formed at the same time, most probably from the same molecular cloud, and are found with similar positions in space and with similar velocities (Zuckerman & Song, 2004). This is why YMGs are very useful to constrain the age of a system. The youngest and closest ( $\lesssim 100$  pc) associations that we know of (excluding the star-forming regions) are the following : the TW Hya association (TWA ; 7 – 13 Myr ; de la Reza et al. 1989; Kastner et al. 1997; Weinberger et al. 2013; Zuckerman & Song 2004),  $\beta$  Pictoris ( $\beta$ PMG ; 21 – 27 Myr ; Binks & Jeffries 2014; Malo et al. 2014b; Zuckerman et al. 2001a), Tucana-Horologium (THA ; 41 – 49 Myr ; American & Society 2000; Kraus et al. 2014; Zuckerman et al. 2001b; Zuckerman & Webb 2000), Carina (CAR ; 38 – 56 Myr ; Torres et al. 2008), Columba (COL ; 38 – 48 Myr ; Torres et al. 2008), Argus (ARG ; 61 – 88 Myr ; Makarov & Urban 2000b) and AB Doradus (ABDMG ; 130 – 200 Myr ; Barenfeld et al. 2013; Luhman et al. 2005; Zuckerman et al. 2004).

In this paper, we present the results of our search for new circumstellar disks around young low-mass stars and brown dwarfs, which led to the identification of 4 systems with newly detected significant excesses. In Section 2.2, we present our target sample and our selection criteria. We detail our method to find the infrared excess in Section 2.3. In Section 2.4 we present follow-up and complementary observations, and then we present the results of our search in Section 2.5. Lastly, we discuss these results and our conclusions in Section 2.6.

## 2.2 Target Sample

We used the BASS survey catalog of Gagné et al. 2015b (Banyan All-Sky Survey; Gagné et al. 2015), the candidate list from Malo et al. (2013) and the *bona fide* list from Malo et al. (2014b) of nearby moving group members or candidate members (see the BANYAN article series) as a starting point to build our target sample. The BASS catalog includes stars with spectral types  $> M5$  while the objects in Malo et al. (2014b, 2013) include earlier-type stars (K5V-M5V). Their ages range from  $\sim 10 - 150$  Myr, depending on the age of the moving group they are in (see Bell et al. 2015 for the most recent group ages). We started with a total of  $\sim 1600$  targets from all those lists. We required that the stars have data both from 2MASS (Cutri et al., 2003) and WISE (Cutri & et al., 2012). When a star could not be found in one or the other catalog, we used the cross-matched targets from Gagné et al. (2015). We also required our sample to have good detections in the  $W3$  and  $W4$  bands (i.e., no upper limits) and not to be flagged by WISE as contaminated and/or extended from their primary data set (profile-fit photometry). Lastly, we required a signal-to-noise ratio (SNR)  $> 3$  in the  $W4$  band. After applying our selection criteria, 592 objects survived : 324 from the BASS catalog and 268 from the lists of Malo et al.

## 2.3 Method

### 2.3.1 Initial Excess Detection

To determine whether or not a star had an infrared excess, we first fitted synthetic spectra (BT-Settl; Allard et al. 2013) to the observed photometric data points by using a least-squares approach over the following photometric bands : I (when available from DENIS; 3<sup>rd</sup> release, 2005) and 2MASS  $J, H$  &  $K_s$ . The 2MASS, DENIS (and WISE, for further use) magnitudes were converted to flux densities ( $f_\lambda$ ) using the zero points given in Cohen et al. (2003), Fouqué et al. (2000) (and Jarrett et al. 2011), respectively, and synthetic flux densities ( $f_{\lambda, \text{mod}}$ ) across the

corresponding bandpasses were computed from the synthetic spectra using the relative spectral response curves given in the same references. For a given object, the predicted photospheric flux densities were defined as  $f_{\lambda,\text{pred}} = \langle af_{\lambda,\text{mod}} \rangle$ , where the mean is calculated over the synthetic flux densities of all the models that produced a fit with  $\chi_{\text{red}}^2$  lower than the 68% confidence level limit according to the  $\chi^2$  formalism, and where  $a$  is a numerical factor explained below. When there were fewer than 5 models that satisfied this criterion, we simply took the 5 models with the smallest  $\chi_{\text{red}}^2$  values. Also, we defined  $\sigma_{\lambda,\text{pred}}$  as the standard deviation from the flux densities from this set of best models.

For the spectral fitting to the photometry, we only considered the range of BT-Settl models that are most appropriate for our target sample (late type stars and brown dwarfs : mid-K through early T), namely  $T_{\text{eff}} \leq 5000$  K,  $\log g > 3.5$ , and with solar metallicity. Furthermore, all of the targets from Gagné et al. (2015b) and from Malo et al. (2014b, 2013) have a spectral type estimate. We took advantage of that and tried to associate an effective temperature estimate for our selected targets to help our code avoid secondary minima : we fitted the data only with models that had +100 or  $-500$  K from the  $T_{\text{eff}}$  estimated from the spectral type. We used the spectral type -  $T_{\text{eff}}$  relations from Stephens et al. (2009) for the M6 to T1 types and from Pecaut & Mamajek (2013) for earlier type stars ( $<M5$ ). We went down to  $-500$  K is because there are indications that young stars and brown dwarfs (and also stars with lower surface gravity, which usually indicates a young age) have cooler effective temperatures when compared to field stars and brown dwarfs with the same spectral types (Barman et al., 2011a,b; Faherty et al., 2012; Filippazzo et al., 2015; Gagné et al., 2015b; Liu et al., 2013; Males et al., 2014; Metchev & Hillenbrand, 2006).

We calculated the reduced  $\chi^2$  for every model using the following equation :

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{K} \sum_{\text{bands}} \frac{(f_{\lambda} - af_{\lambda,\text{mod}})^2}{\sigma_{\lambda}^2}, \quad (2.1)$$

where  $K$  is the number of degrees of freedom and  $a$  is the solid angle ( $= \pi R^2/D^2$ ;  $R$

being the modelled star radius and  $D$  its hypothetical distance), which minimizes the  $\chi^2$  and can be found analytically. Then, the best models were found with their associated  $\chi^2$  minima.

To characterize the excess in the WISE bands ( $W1$  to  $W4$ ), we calculated its significance level and considered the uncertainty that could come from the fit itself, using :

$$S = \frac{f_\lambda - f_{\lambda,\text{pred}}}{\sqrt{\sigma_\lambda^2 + \sigma_{\lambda,\text{pred}}^2}}, \quad (2.2)$$

where  $f_\lambda$  is the observed photometric flux density for a given band ( $\sigma_\lambda$  being the error of  $f_\lambda$ ) while  $f_{\lambda,\text{pred}}$  and  $\sigma_{\lambda,\text{pred}}$  are described above.

The distributions of the quantity  $S(W3)$  and  $S(W4)$  for our full targets list is shown in Figure 2.1. The bulk of both distributions is well fit by a Gaussian, as expected, with widths ( $\sigma$ ) of 1.2 in  $W3$  and 1.5 in  $W4$ , respectively, indicating that our estimates of the uncertainty of the expected model fluxes are reasonable. The distribution of  $S(W4)$  is centred at close to 0, as expected if the models correctly match the observed flux, but the distribution of  $S(W3)$  is significantly shifted toward negative values (centred at -2.9), meaning that the models systematically predict a  $W3$  flux above the observed one. We don't know where this systematic overestimate of the  $W3$  flux comes from, but it has no significant bearing on our study apart from possibly missing some sources with smaller excesses.

We identified candidates by selecting the ones with a significant infrared excess when compared to the flux expected from the best fits in, at least, the  $W3$  or  $W4$  WISE bands. We applied the two following selection criteria :

- (A) The excess must have a significance level of at least  $3\sigma$ ,

$$S \geq 3, \quad (2.3)$$

where  $S$  is the significance level, defined by the equation 2.2.

- (B) The observed flux must be greater than the synthetic flux by 60% for the

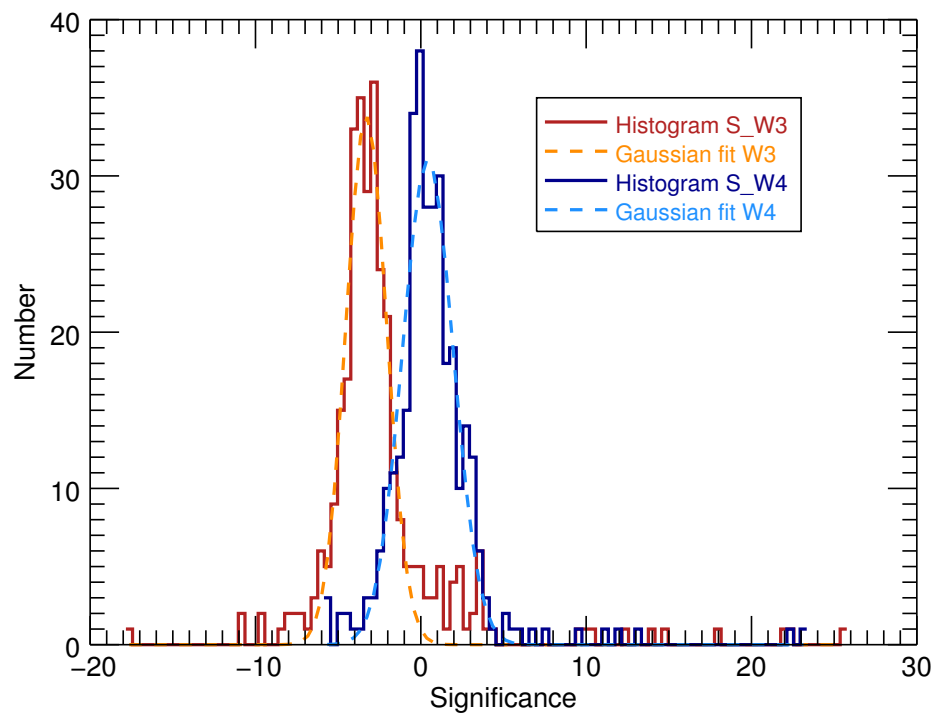


Figure 2.1 Histogram of the significance distribution of the excesses in the WISE  $W3$  (red) and  $W4$  bands (blue), as well as their associated Gaussian fit (in orange and light blue, respectively).

$W3$  band and by a factor between 3 and 10 for the  $W4$  band,

$$p_{W3} = \frac{f_{W3}}{f_{W3,\text{pred}}} \geq 1.5 \quad (2.4)$$

$$p_{W4} = \frac{f_{W4}}{f_{W4,\text{pred}}} \geq 3 - 10 \quad (2.5)$$

The values for the “limiting factors” have been determined, somewhat subjectively, by looking globally at the values of  $p_{W3}$  and  $p_{W4}$  for a sample of non-excess sources and comparing them to a sample of what seemed to be significant excesses. We tried to be as inclusive as possible : if there was a  $3\sigma$  detection in the  $W3$  band, then  $p_{W4}$  could go as low as 3. If not, then  $p_{W4}$  had to be at least equal to 10 or higher to be considered any further.

Then, we made multiple fits for each target : we fitted the model spectra to the  $J, H, K_s$  (and  $I$ , when available) bands first (to only fit the star) and then progressively added the WISE bands (where an excess can be expected) to the fit . These “multi-fits” helped to determine whether an excess was real or if it could be explained to a large extent by a normal photosphere with different values of  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$ . When these multi-fits, using all sets of bands, all converged on the same model, it was a sign that the excess was most likely real and that the model represented the star spectral energy distribution (SED) well enough. In those cases, we continued the analysis with the basic fit, i.e. with ( $I$ ,)  $J, H$  and  $K_s$  only.

We applied this method to two data sets of WISE photometry : the *instrumental profile-fit photometry magnitude* and the *instrumental standard aperture magnitude with aperture correction applied* data sets. Doing that, we observed that the  $W4$  band (and even sometimes the  $W3$  one too) often had a good detection in the *profile-fit* set while in the *aperture* one it was an upper limit or it was flagged as contaminated. Hence, we decided to use both sets and applied the same selection criteria to get cleaner results.

For each photometry set, we verified how many of the 4 criteria mentioned above were satisfied (the criterion (A) and (B) for the  $W3$  and  $W4$  band). If 3 or 4 out of 4 were satisfied, then the target was kept. Then, if only 2 were satisfied,

and only for certain types of pairs, we tagged the target as “ambiguous” and kept it for further examination. When only one or none of the criteria were satisfied, the target was rejected. Since we did this for two WISE data sets for a given target, as long as it was kept (as good or ambiguous) in both sets, the target was kept for more verifications.

### 2.3.2 Detailed Verifications of Candidate Stars with Excess

Once the targets with the most significant infrared excesses were found, we made additional in-depth verifications to confirm that these were real excess and not false-positives and/or contaminated data. First, we did a visual inspection of the  $W1$  to  $W4$  WISE images. We verified that there really was a signal that looked distinct from the noise at the source position and that there was no other source within the biggest aperture radius from WISE (16.5" associated with the  $W4$  channel). Secondly, we looked at the point-spread function (PSF) shape to see if it was round and if it had an extended shape or a haze around it. A PSF shape that is not round or that is extended could indicate some kind of artefact affecting the photometry of the source. When there was no clear point-like signal in any one of the bands, the target was discarded : we required visual detection in *both* channels. Then, we did the same with the 2MASS and the Digitized Sky-Survey (DSS) images. It is easier to look for source contamination and at PSF shape with 2MASS (or DSS) since these surveys have a better angular resolution ( $\sim 2''$  and  $\sim 1''$  for DSS). Again, the targets that displayed signs of contamination or that had an extended shape were discarded. This step was the most “selective” one after the initial excess detection, which removed most of the contaminants.

Furthermore, we carried out our own aperture photometry from the WISE images. On a few occasions during the verification mentioned above, we noticed that a star with an apparently significant  $W4$  excess (in either set of data, the *profile-fit* or the *aperture* one) had nothing obvious at the source position in the image except for noise. Hence, we recalculated the WISE magnitudes ourselves for all of our candidates to verify that their reported magnitudes were not similarly

affected by a significant error. To do that, we used standard aperture photometry with an aperture radius set to the median full-width half-max (FWHM) of a sample of 20 bright and isolated WISE stars with  $\text{SNR} > 10$  in the  $W4$  band. We calculated the appropriate aperture correction factor and its uncertainty ourselves from the same set of stars. To estimate the uncertainty on our measurements, we first calculated the flux density in multiple circular apertures at random positions around a given target, for a given band. We required that the random apertures do not overlap and do not contain any real source. Then, we took the standard deviation of the fluxes in these random apertures as the flux uncertainty for the target and calculated the corresponding uncertainty on its magnitude.

For all candidates that survived our selection thus far, we arrived at a fairly good agreement between the magnitudes and uncertainties we calculated and those in the WISE catalog. In most cases, the differences were less than  $1\sigma$ , while in the worst cases it was up to  $2\sigma$ . Thus, even when considering these disparities, the excess stayed significant, at more than  $3\sigma$  level. Therefore, since no major error were found while computing the WISE magnitudes, we consider that they are valid and we will continue to use them as such. For the rest of the analysis, we only consider the *profile-fit* data set from the WISE catalog.

### 2.3.3 Blackbody Fit

If the IR excess found above originates from a circumstellar disk then we can estimate its mean temperature by fitting a blackbody spectrum to it. At first, we tried to add a blackbody spectrum to the best-fit model spectra found above and fit the sum over all photometric points to find the disk temperature  $T_{\text{disk}}$ . However, the 2MASS data points pulled the blackbody spectrum fit to compensate for small differences at short wavelengths, not capturing the excess at  $W3$  and  $W4$  that we wished to characterize. Instead, we directly fitted the excess  $E = f_{\lambda} - f_{\lambda,\text{pred}}$ , over the  $W1$  to  $W4$  bands only. We also defined  $\sigma_E$ , the error on the excess, as  $\sigma_E = \sqrt{\sigma_{\lambda}^2 + \sigma_{\lambda,\text{pred}}^2}$ . We minimized the  $\chi^2$  as defined in the equation 2.1, but with  $B(T_{\text{disk}})$  - the Planck's emission function of a blackbody at a temperature  $T_{\text{disk}}$  -



instead of  $f_{\lambda, \text{mod}}$ , to find both  $a$ , the proportionality factor, and  $T_{\text{disk}}$ .

To estimate the temperature uncertainties, we used a Monte Carlo approach. We added random Gaussian noise according to  $\sigma_E$  in  $E$  and evaluated  $T_{\text{disk}}$  and  $a$  for every iteration. To determine the uncertainties on  $T_{\text{disk}}$ , we used the 68% equal-tail confidence interval from the distribution produced by the Monte Carlo calculation. As for the reported value of  $T_{\text{disk}}$ , we simply took the maximum value of the resulting distribution.

From the blackbody fit of the excess, we also calculated the disk fractional luminosity  $f_{\text{disk}} = L_{\text{IR}}/L_*$ , which can give indications on the disk type (debris, transition or primordial disk; see Section 2.6).

### 2.3.4 Tests and Validations

To verify that our algorithm worked well, we checked if we could find the TW Hya stars that are known to have disks within all the members of the association that were compatible with our target sample, i.e. members colder than 5000 K, which excludes TWA 11A and 19A. We based our comparison on the results of Schneider et al. (2012a) and Schneider et al. (2012b). We considered the objects that had a  $W3$  and  $W4$  excess value  $>5$  (see the fourth to last and the last columns from their Table 2; Schneider et al. 2012a) as having an excess. With our method, we were able to retrieve all stars with large excesses (12 objects : TWA 1, 3AB, 4AB, 11B, 27, 28, 30A, 30B, 31, 32, 33 and 34), except for one, TWA 7. This last object was rejected by our method because its values of  $p_{W3}$  and  $p_{W4}$  were too low, respectively  $\sim 0.8$  and  $1.5$ , even though its  $W4$  excess level was at  $3.8\sigma$ . This can be seen in Table 2.I, where we displayed the results from our fit for the TW Hya stars with excesses. In other words, even though we did detect a significant excess for TWA 7, its relative excess level was too small according to our criteria. This star is known to have a debris disk with an inner disk at 66 K and a colder outer disk at 20 K (Riviere-Marichalar et al., 2013), which was recently directly imaged for the first time by Choquet et al. (2015). This shows that our search may miss fainter/colder disks, but is efficient for brighter/warmer disks. Moreover, we did

Table 2.I. TWA members with an excess, reported in Schneider et al. (2012a,b)

Name	Spectral Type <sup>a</sup>	$T_{\text{eff,fit}}^{\text{b}}$ (K)	$S_{W3/W4}$ ( $\sigma$ )	$p_{W3/W4}$	$W3/W4$ excess? <sup>c</sup>	$T_{\text{disk}}$ (K)	$f_{\text{disk}}$ ( $L_{\text{IR}}/L_{*}$ )
TWA 1	K8IVe	$4000 \pm 50$	44.2/38.5	9.7/184.6	Y / Y	$167 \pm 5$	$0.102^{+0.006}_{-0.003}$
TWA 3AB	M4IVe	$3000 \pm 60$	39.2/39.6	6.7/51.8	Y / Y	$216 \pm 5$	$0.090^{+0.003}_{-0.001}$
TWA 4AB	K4+K6IVe	$3900 \pm 50$	47.3/43.1	11.2/191.2	Y / Y	$173 \pm 5$	$0.143^{+0.011}_{-0.005}$
TWA 7	M3IVe	$3300 \pm 180$	-3.5/3.8	0.8/1.5	N / N	$55^{+125}_{-45}$	...
TWA 11B <sup>d</sup>	M2Ve	$3600 \pm 170$	56.2/46.0	15.7/455.0	Y / Y	$148 \pm 5$	$0.45^{+0.02}_{-0.03}$
TWA 27A	M8Ve	$2400 \pm 50$	20.1/7.5	3.7/14.9	Y / Y	$299^{+461}_{-41}$	$0.064^{+0.049}_{-0.002}$
TWA 28	M8.5 $\gamma$	$2000 \pm 130$	10.5/5.3	2.6/9.5	Y / Y	$290^{+538}_{-47}$	$0.128^{+0.066}_{-0.001}$
TWA 30A <sup>e</sup>	M5Ve	$3000 \pm 70$	16.7/27.6	2.2/13.9	Y / Y	$203 \pm 8$	$0.022 \pm 0.001$
TWA 30B <sup>e</sup>	M4	$3300 \pm 50$	45.7/30.6	322.9/2862.8	Y / Y	$475 \pm 5$	$4.12^{+0.07}_{-0.33}$
TWA 31 <sup>e</sup>	M4.2	$2800 \pm 50$	14.6/7.7	3.2/23.7	Y / Y	$203^{+20}_{-15}$	$0.047^{+0.004}_{-0.005}$
TWA 32 <sup>e</sup>	M6.3	$2600 \pm 170$	12.6/23.1	2.4/16.1	Y / Y	$202 \pm 10$	$0.036 \pm 0.002$
TWA 33 <sup>f</sup>	M4.7	$2900 \pm 50$	18.9/22.3	2.7/12.6	Y / Y	$240 \pm 10$	$0.026 \pm 0.001$
TWA 34 <sup>f</sup>	M4.9	$2700 \pm 50$	15.2/12.2	2.1/8.0	Y / Y	$252 \pm 20$	$0.020^{+0.001}_{-0.002}$

**Notes** - <sup>a</sup> Spectral types taken from Schneider et al. (2012a,b) and Pecaut & Mamajek (2013).

<sup>b</sup> SEDs fits with models from the BT-Settl grid of Allard et al. (2013).

<sup>c</sup> Excess in  $W3/W4$  band, according to this work, yes (Y) or no (N)?

<sup>d</sup> For this target, we used the All WISE photometry, since in the WISE catalog it seemed to be the photometry of TWA 11A instead, an A0V star.

<sup>e</sup> Schneider et al. (2012a) find disk temperatures of 210, 190 + 660, 200 and 200 K for TWA 30A, 30B (two-temperature), 31 and 32, respectively.

<sup>f</sup> Schneider et al. (2012b) find disk temperatures of 190 + 850 and 210 + 900 K for TWA 33 and 34, respectively. (See Table 2.III for comparison with our results)

not find any other excesses among all TW Hya stars, these results being coherent with Schneider et al. (2012a,b).

## 2.4 Observations and data reduction

We obtained some follow-up observations and analyzed still unpublished observations for two of our newly detected objects with significant excesses. These observations are described in this section.

### 2.4.1 Visible spectroscopy with ESPaDOnS

High-resolution optical spectroscopy was obtained for 2MASS J05010082–4337102 in queue service observing (QSO) mode with ESPaDOnS (Donati et al., 2006) at CFHT on 2016 March 3. ESPaDOnS was used in the Spectro-Polarimetric mode combined with the “slow” CCD readout mode, to get a resolving power of  $R \sim 68,000$  covering the 3700 to 10500 Å. The total integration time was 90 minutes. The data were reduced by the QSO team using the CFHT pipeline called UPENA1.0. This pipeline uses J-F. Donati’s software Libre-ESpRIT (Donati et al., 1997).

### 2.4.2 Near-infrared spectroscopy with FIRE

A high-resolution near-infrared spectrum was obtained for 2MASS J02265658–5327032 with the Folded-port InfraRed Echellette (FIRE; Simcoe et al., 2008, 2013) spectrograph at the Magellan Baade telescope on 2015 September 24. The 0.6" slit was used which yielded a resolving power of  $R \sim 6000$  over 0.8–2.45  $\mu\text{m}$ . Two 650 s exposures were obtained, resulting in a signal-to-noise ratio of  $\sim 43.8$  per pixel at 1.51–1.55  $\mu\text{m}$ . The standard A0-type star HD 25986 was observed immediately before the science target ( $4 \times 90$  s) to achieve telluric correction. A wavelength calibration ThAr lamp exposure was obtained immediately before the science target, and standard flat field calibrations were obtained at the beginning of the night. The data were reduced using the Firehose v2.0 package (Bochanski

et al., 2009; Gagné et al., 2015)<sup>1</sup> (see Gagné et al. 2015b for more detail on this reduction package). The Firehose package automatically corrects the wavelength solution to vacuum and heliocentric velocities.

## 2.5 Results

### 2.5.1 Candidates with excess

Our initial search sample (see Section 2.2) included 1228 objects from Gagné et al. (2015), but it was quickly reduced to 53 after the first initial excess detection, then to 35 after visual inspection of the W3 channel images, and then to only 14 after visual inspection of the W4 channel images. After looking at the 2MASS images, 4 other targets were eliminated, leaving us with 10 circumstellar disk candidates. Among these objects, 6 were already known to have a disk in the literature : 2MASS J02590146–4232204 (Rodriguez et al., 2013), TWA 27, TWA 28, TWA 32 (Schneider et al., 2012a) as well as TWA 33 and TWA 34 (Schneider et al., 2012b). Therefore, we set them aside for the rest of the analysis. This leaves us with 4 new circumstellar disk candidates ; their properties are listed in Table 2.II. It is to be noted that the excess of J1247–3816 was previously identified in Rodriguez et al. (2015), but hasn't been explicitly characterized.

We applied the same analysis on the *bone fide* and candidates targets from Malo et al. (2013) and Malo et al. (2014b), which mainly contain earlier-type stars (K5V-M5V) than those from Gagné et al. (2015b). We were able to recover five targets with convincing excess : (1) Fk Ser, a binary T Tauri star in the Argus association with a known T Tauri disk (Jensen et al., 1996), (2) TWA 28 and (3) TWA 30A (which have already been discussed), (4) DZ Cha, a member of the  $\sim 6$  Myr old  $\epsilon$  Cha (Torres et al., 2008) with a known debris disk (Simon et al., 2012; Wahhaj et al., 2010), and (5) V4046 Sgr, a pre-main-sequence spectroscopic binary (T Tauri star) with a circumbinary disk (Jensen & Mathieu, 1997; Jensen et al., 1996). Overall, no new disk candidates were found from the Malo et al.

---

<sup>1</sup>Available at [https://github.com/jgagneastro/FireHose\\_v2/tree/v2.0](https://github.com/jgagneastro/FireHose_v2/tree/v2.0)

Table 2.II. Candidates Properties

Name (2MASS)	J05010082-4337102	J08561384-1342242	J12474428-3816464	J02265658-5327032	Ref.
RA (deg)	75.253587	134.05750	191.93441	36.736258	1
DEC (deg)	-43.619529	-13.706796	-38.279607	-53.450924	1
Spectral Type	M4.5	M8 $\gamma$	M9 $\gamma$	L0 $\delta$	2
Association	COL	TWA	TWA	THA	2
Age (Myr)	42 <sup>+6</sup> <sub>-4</sub>	10 $\pm$ 3	10 $\pm$ 3	45 $\pm$ 4	3
J (mag)	11.606 $\pm$ 0.027	13.602 $\pm$ 0.026	14.785 $\pm$ 0.033	15.403 $\pm$ 0.046	1
H (mag)	11.060 $\pm$ 0.023	12.976 $\pm$ 0.029	14.096 $\pm$ 0.036	14.346 $\pm$ 0.050	1
K <sub>s</sub> (mag)	10.751 $\pm$ 0.024	12.489 $\pm$ 0.024	13.573 $\pm$ 0.039	13.752 $\pm$ 0.046	1
W1 (mag)	10.539 $\pm$ 0.023	12.154 $\pm$ 0.023	13.108 $\pm$ 0.024	13.219 $\pm$ 0.025	4
W2 (mag)	10.293 $\pm$ 0.021	11.620 $\pm$ 0.022	12.523 $\pm$ 0.025	12.783 $\pm$ 0.026	4
W3 (mag)	9.316 $\pm$ 0.025	9.882 $\pm$ 0.046	10.953 $\pm$ 0.077	11.580 $\pm$ 0.140	4
W4 (mag)	7.124 $\pm$ 0.071	8.376 $\pm$ 0.271	8.841 $\pm$ 0.293	8.640 $\pm$ 0.256	4
W1 - W4 (mag)	3.415 $\pm$ 0.075	3.778 $\pm$ 0.272	4.267 $\pm$ 0.294	4.579 $\pm$ 0.257	8
Stat. Distance (pc)	47.8 <sup>+7.2</sup> <sub>-8.4</sub>	35.8 $\pm$ 4.4	76.6 <sup>+8.4</sup> <sub>-8.0</sub>	43.4 <sup>+2.8</sup> <sub>-2.4</sub>	2
Estim. M* ( $M_{\text{Jup}}$ ) <sup>a</sup>	118.8 <sup>+18.8</sup> <sub>-17.4</sub>	14.4 <sup>+0.8</sup> <sub>-1.4</sub>	17.4 <sup>+0.8</sup> <sub>-0.9</sub>	13.7 $\pm$ 0.3	2
$T_{\text{SpType}}$ (K)	3125	2550	2400	2260	5,6 <sup>b</sup>
$T_{\text{BANYAN VII}}$ (K) <sup>c</sup>	...	2300 $\pm$ 200	2100 $\pm$ 300	1700 $\pm$ 100	7
$T_{\text{eff,fit}}$ (K) <sup>d</sup>	2900 $\pm$ 50	2100 $\pm$ 50	2000 $\pm$ 50	1800 $\pm$ 50	8
$\log g_{\text{fit}}$ <sup>d</sup>	4.00 $\pm$ 0.60	4.00 $\pm$ 0.30	5.00 $\pm$ 0.60	4.50 $\pm$ 0.60	8
$T_{\text{disk}}$ (K)	170 $\pm$ 10	520 <sup>+25</sup> <sub>-275</sub>	190 <sup>+55</sup> <sub>-10</sub>	135 $\pm$ 20	8
$f_{\text{disk}}$	0.021 <sup>+0.002</sup> <sub>-0.001</sub>	0.089 <sup>+0.011</sup> <sub>-0.016</sub>	0.087 <sup>+0.023</sup> <sub>-0.010</sub>	0.15 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.04</sub>	8
$S_{W3/W4}$ ( $\sigma$ )	9.7/13.5	14.1/3.7	8.0/3.5	2.2/4.0	8
$p_{W3/W4}$	1.7/14.1	3.6/15.0	2.8/20.3	1.5/22.6	8

**Notes** - <sup>a</sup> The estimated masses were calculated by comparing the 2MASS and WISE photometry with the AMES-Cond isochrones from Baraffe et al. (2003), assuming the YMG age and the trigonometric or the statistical distances from BANYAN II (Gagné et al., 2014b).

<sup>b</sup>  $T_{\text{eff}}$  estimated from the  $T_{\text{eff}}$ -Spectral type relation from Stephens et al. (2009) and Pecaut & Mamajek (2013).

<sup>c</sup>  $T_{\text{eff}}$  estimated in Gagné et al. (2015b).

<sup>d</sup> Models from the BT-Settl grid of Allard et al. (2013).

**References** - (1) 2MASS catalog (Cutri et al., 2003); (2) BASS catalog (Gagné et al., 2015); (3) Bell et al. (2015); (4) WISE All-Sky Source catalog Cutri & et al. (2012); (5) Stephens et al. (2009); (6) Pecaut & Mamajek (2013); (7) Gagné et al. (2015b); (8) This work.

(2014b, 2013) sample.

Our four new candidates are mid-M to early-L type stars, which are also candidates of YMGs. Two of them (J0856–1342 and J1247–3816) are probable members of TW Hya ;  $10 \pm 3$  Myr. It is not surprising to find TW Hya candidates with IR-excess and circumstellar disks since almost half the stars in this association have an IR-excess. In fact, the  $22 \mu\text{m}$  excess fraction of this young association has been revised at  $42_{-9}^{+10}\%$  by Schneider et al. (2012a) from the previous work of Looper et al. (2010), Rebull et al. (2008) and Low et al. (2005). The other two (J0501–4337 and J0226–5327) are candidate members of COL ( $42_{-4}^{+6}$  Myr) and THA ( $45 \pm 4$  Myr), respectively.

For the final four targets, we looked to see if we could find additional data in the Canadian Astronomy Data Center (CADDC), which includes the Hubble Space Telescope (HST), the Gemini Observatory and the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) data. Then, we searched through the ESO, Keck and Subaru astronomical archives. Overall, we only found SOFI images for J0856–1342 and J1247–3816. We checked to see if we could detect contamination sources within an aperture with the WISE channel 4 radius : Both were clear of contamination. Also, ALMA *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* data were found for J1247–3816 (with the ALMA band number 6, at 211–275 GHz ; corresponding to 1.42–1.09 mm). The results from these observations were analyzed and presented in Rodriguez et al. (2015). There was a non-detection at the position of our target at these wavelengths, only a continuum flux upper limit at 0.15 mJy (except for a continuum source that was offset by  $10''$  from our target, which is probably a background source).

In Figure 2.2, we show the observed and modeled spectral energy distributions (SEDs) of our 4 candidates from their best single-backbody fit. Representative SEDs from classical and weak T Tauri, pre-transition, classical and weak transition disks have been added to compare with the target’s SEDs. The comparison SEDs have been scaled to the H band flux density. All of our candidates definitely have SEDs that differ from the ones of T Tauri type objects. J0501’s SED has a behaviour

similar to that of a classical transition disk, but with a lower  $22\ \mu\text{m}$  flux. The fact that this target does not show a T Tauri SED is consistent with the EW  $\text{H}\alpha$  being under the T Tauri limit from Barrado y Navascués & Martín (2003). The SED of J0856 looks like the ones from pre-transition or weak-T Tauri disks, while J1247 looks most definitely like a pre-transition disk. Finally, the SED of J0226 could be one of a classical or pre-transition disk. The addition of data points between  $W2$  and  $W3$  as well as redward of  $W4$  would be very helpful to determine the nature of the disks.

We can see that the SEDs of J0501–4337 and J0226–5327 are nicely reproduced across the whole spectral range, while for J0856–1342 and J1247–3816, the fit cannot simultaneously agree with both the  $W2$  and  $W4$  points. The same behaviour was seen before in the validation process with other TW Hya members.

As this behaviour may indicate that there is a hot and a cold disk component, requiring a fit with two blackbodies at different temperatures, we also made a two-temperature blackbody fit on these objects. The results from these fits are listed in Table 2.III, as well as, for comparison and validation of our method, the results from Schneider et al. (2012b) who made a two-temperature fit for TWA 33 and 34. Again, for the temperatures and disk fractional luminosity, we report the 68% confidence interval from a Monte Carlo calculation as mentioned above.

An alternative explanation for the poor fit of the  $W2/W4$  data points for J0856–

Table 2.III. Two-temperature fits properties

Name	$S_{W2}$ ( $\sigma$ )	$p_{W2}$	$T_{\text{disk}}$ (K)	$T_{\text{disk 1}}$ This Work	$T_{\text{disk 2}}$ <sup>a</sup>	$f_{\text{disk1+disk2}}$	$T_{\text{disk 1}}$ Schneider et al. (2012b)	$T_{\text{disk 2}}$ <sup>b</sup>
J08561384–1342242	4.7	1.3	$530^{+20}_{-290}$	510 – 700	50 – 220	0.11 – 1.40	...	...
J12474428–3816464	4.4	1.3	$185^{+310}_{-5}$	510 – 600	50 – 60	0.72 – 5.65	...	...
TWA 33	3.2	1.2	$240^{+5}_{-10}$	580 – 940	70 – 210	0.047 – 0.16	850	190
TWA 34	6.2	1.5	$250^{+10}_{-15}$	840 – 930	50 – 80	0.11 – 0.46	900	210

**Notes** - <sup>a</sup> Disk temperatures computed from a two-temperature fit, from this work.

<sup>b</sup> Disk temperatures computed from a two-temperature fit from Schneider et al. (2012b).

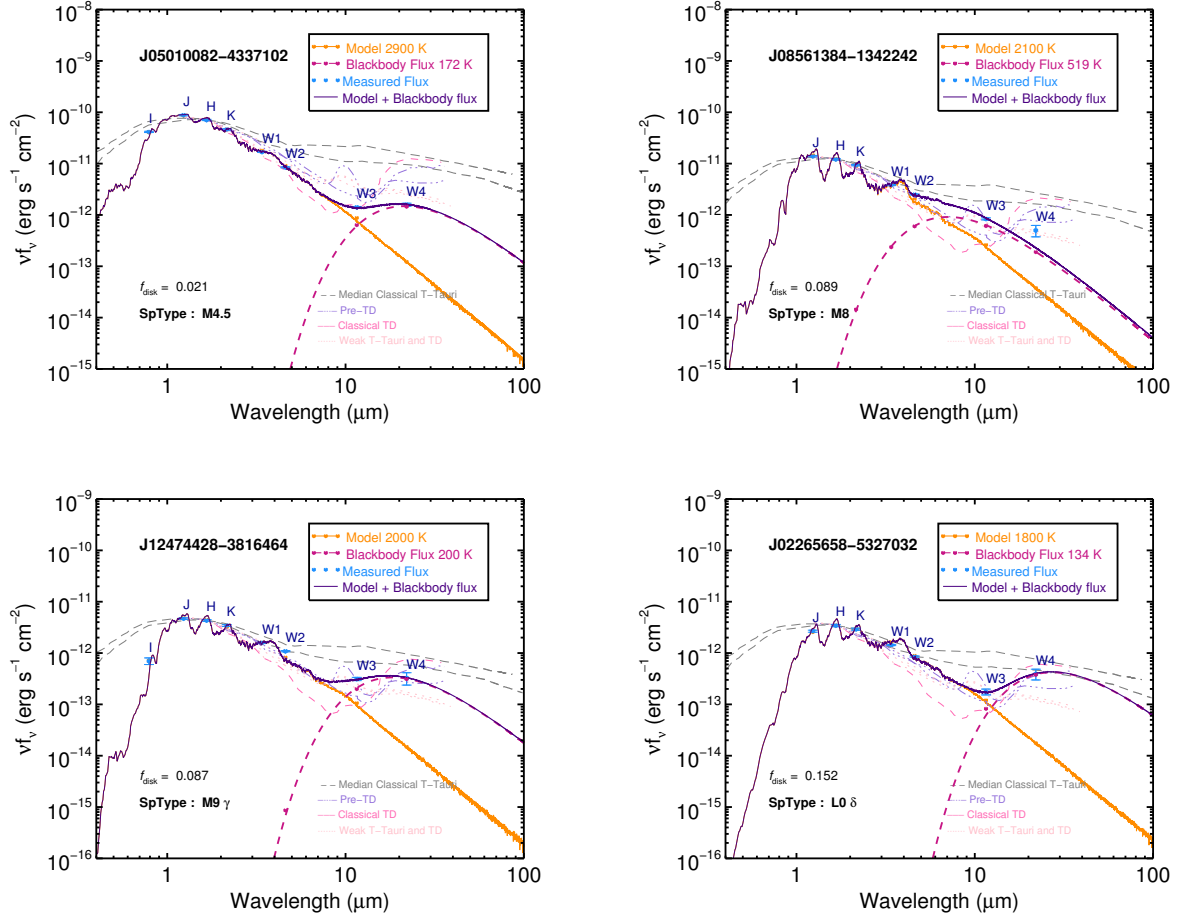


Figure 2.2 Observed and modeled spectral energy distributions (SEDs) of J0501–4337, J0856–1342, J1247–3816 and J0226–5327. The SED of different types of disks have been added to see how these systems compare in properties with one another. The classical TD is from the CoKu Tau/4 star (pink), the pre-TDs are UX Tau and LkCa 15 (lilac), and the weak-TD is FQ Tau (light pink); all SEDs were taken from Najita et al. (2007). The upper and lower quartiles of the median T Tauri SEDs (grey) are also from Najita et al. (2007), which are originally from D’Alessio et al. (1999). The median SEDs for weak-T Tauri in Taurus et Chamaeleon I (light pink) were taken from a presentation given by Elise Furlan, for the 2011 Hubble Fellows Symposium <sup>2</sup>. The model spectra correspond to those yielding the lowest  $\chi^2_{\text{red}}$  values over the (*I*), *J*, *H* & *K<sub>s</sub>* bands. The orange curve represents the flux density from the synthetic spectrum, the magenta curve is the flux density from the blackbody spectrum and the indigo one is the total flux. Their respective  $T_{\text{eff}}$  are given in the legend. Each point on these curves represents the synthetic flux associated with each photometric band pass, to better compare them to the observed one, which are shown in blue.



1342 and J1247–3816 could be that the predicted spectral model fluxes at  $W2$  are less accurate in this age and temperature range (both are  $\sim 10$  Myr and  $\sim 2000$  K). For this reason, we also tried to fit the excess only using the  $W3$  and  $W4$  points. We arrived at mean disk temperatures of  $260^{+60}_{-10}$  and  $200^{+40}_{-5}$  K, respectively, for J0856–1342 and J1247–3816.

### 2.5.2 New spectroscopy of candidates

From the ESPaDOnS spectrum of 2MASS J05010082–4337103, a heliocentric radial velocity of  $19.6 \pm 0.5$  km s $^{-1}$  and a projected rotational velocity of  $11$  km s $^{-1}$  were measured using the method described in Malo et al. (2014a). J0501–4337 shows clear lithium absorption of  $EW_{\text{Li}} = 232 \pm 28$  mÅ, which was measured using the method described in Malo et al. (2014b). The spectrum also shows strong H $\alpha$  emission, with an equivalent width (EW) of  $EW_{\text{H}\alpha} = 7.56 \pm 0.20$  Å.

The full width at 10% intensity of the H $\alpha$  emission line (H $\alpha_{10\%}$ ) can be used as a tracer of accretion Natta et al. (2004); it was measured on two separate orders of the ESPaDOnS spectrum of J0501–4337. A running smoothing filter of 10 pixels was applied first to mitigate the effect of bad pixels, and H $\alpha_{10\%}$  was calculated for  $10^4$  steps of a Monte Carlo simulation where the spectral flux density varied according to its measurement errors. The 2-parameter relation of Natta et al. (2004) was used to calculate the corresponding accretion rate at each Monte Carlo step. Since Natta et al. (2004) provide error bars on their H $\alpha_{10\%}$ –accretion rate relation parameters, they were also made to vary according to their error bars. Individual probability density functions (PDFs) were created for both measurements and both orders. Final measurement PDFs were obtained from a multiplication of the per-order PDFs.

This analysis has yielded  $H\alpha_{10\%} = 210.7^{+7.6}_{-2.2}$  km s $^{-1}$  and a corresponding accretion rate of  $\log_{10} \dot{M}_{\text{ac}} = -10.8^{+0.07}_{-0.05} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Natta et al. (2004) use a threshold of  $H\alpha_{10\%} \geq 200$  km s $^{-1}$  to determine whether a substellar or low-mass object is accreting; 99.3% of the Monte Carlo steps described above respected this criterion. Still, we cannot rule out that the H $\alpha$  emission, in this case, is due to chromospheric

activity rather than accretion.

For 2MASS J02265658–5327032, a radial velocity measurement was obtained from the FIRE spectrum using a forward modeling method based on the zero-velocity, solar metallicity CIFIST2011 BT-Settl models (Allard et al., 2012; Baraffe et al., 2003). The best fitting model was selected by minimizing  $\chi^2$  over several high-S/N orders, and was then Doppler-shifted (1 free parameter), convolved with a Gaussian instrumental line spread function (1 free parameter for the Gaussian width) and multiplied with a linear slope (2 free parameters) to account for instrumental effects. The Interactive Data Language (IDL) implementation of the amoeba Nelder-Mead downhill simplex algorithm (Nelder & Mead, 1965) was used to minimize the  $\chi^2$  difference between the forward model and the data in fifteen  $0.02 \mu\text{m}$  wavelength windows that are regularly distributed between  $1.5100\text{--}1.5535 \mu\text{m}$  in the  $H$  band, where there is a large S/N and a good radial velocity information content. This method is based on A. J. Burgasser et al. (in preparation; see also Gagné et al. 2015a; Kellogg et al. 2016) and ensures that the results are robust against bad pixels and other instrumental systematics. The median and standard deviations of these 15 measurements yielded a radial velocity of  $4.7 \pm 1.4 \text{ km s}^{-1}$ , to which a  $\pm 3 \text{ km s}^{-1}$  systematic error (calculated from comparison with radial velocity standards; Kellogg et al. 2016) is added in quadrature to obtain a final radial velocity measurement of  $4.7 \pm 3.3 \text{ km s}^{-1}$ . Moreover, J0226–5327’s spectrum shows clear signs of Paschen  $\beta$  emission (see Figure 2.4).

## 2.6 Discussion

### 2.6.1 Evidence for youth and membership in young associations

**2MASS J05010082–4337102** : Using the newly-obtained radial velocity measurement of  $19.6 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$  in Banyan II, this M4.5 star is a good candidate member in COL (59%), THA (10%) or BPMG (28%). The first two YMGs have similar ages ( $42^{+6}_{-4}$  Myr for COL and  $45 \pm 4$  Myr for THA) while  $\beta$  Pic is a little younger ( $24 \pm 3$  Myr; Bell et al. 2015). The presence of Lithium absorption in its

optical spectrum<sup>3</sup> and H $\alpha$  emission (if from accretion as suspected) are both signs of youth (see Figure 2.3). According to Kraus et al. (2014), the location of the lithium depletion boundaries for Tucana-Horologium ( $\sim 45$  Myr) are at late-K (K5.5 $\pm$ 0.3) and mid-M (M4.5 $\pm$ 0.3) and it should be similar to other associations at the same age. Hence, the presence of lithium in our M4.5 is consistent with this young age.

**2MASS J08561384–1342242** : This M8 $\gamma$  was proposed in TWA, with a 4.9% membership probability and  $<0.1\%$  of field contamination probability (FCP). Even though the Bayesian membership probability is low, there is still an indication that this star is young. This object has a very-low surface gravity ( $\gamma$  suffix), indicating its youth. According to Kirkpatrick et al. (2006), Cruz et al. (2009) and Allers & Liu (2013), every member of associations younger than 200 Myr shows signs of low-gravity, while the older ones do not. Given the youth of this star and its low probability in TWA, it could also be a member of another young association that is not yet included in the BANYAN II tool.

**2MASS J12474428–3816464** : This brown dwarf is an M9 $\gamma$  proposed in TWA (46.6%) with  $<0.1\%$  FCP. This target has been referred to as one of the two coolest members of TWA by Gagné et al. (2014a). Indications show that this target has a very low surface gravity : It has a lower-than normal equivalent width of atomic species in its visible spectrum, a triangular-shaped H-band continuum, and it has redder-than-normal colors for given spectral type, which all indicate that the brown dwarf is young (Allers & Liu, 2013; Cruz et al., 2009). There are some discrepancies in the kinematics of this star from that of TWA, giving it only a modest membership probability. This brown dwarf could also be a member of a young association not yet included in the spatial and kinematics models from BANYAN II, like Lower Centaurus Crux (LCC). This association has approximately the same kinematics as TWA, but is a little further away from us (with distances of  $\sim 100 - 150$  pc for LCC, compared to  $\sim 35 - 70$  pc for TWA). Many suggested that

---

<sup>3</sup>Lithium depletion boundary available at [https://figshare.com/articles/Lithium\\_depletion\\_boundary\\_for\\_low\\_mass\\_stars\\_and\\_brown\\_dwarfs/1326730](https://figshare.com/articles/Lithium_depletion_boundary_for_low_mass_stars_and_brown_dwarfs/1326730). Image from J. Gagné, similar to that of Basri et al. (1998) and based on the models of Baraffe et al. (2003).

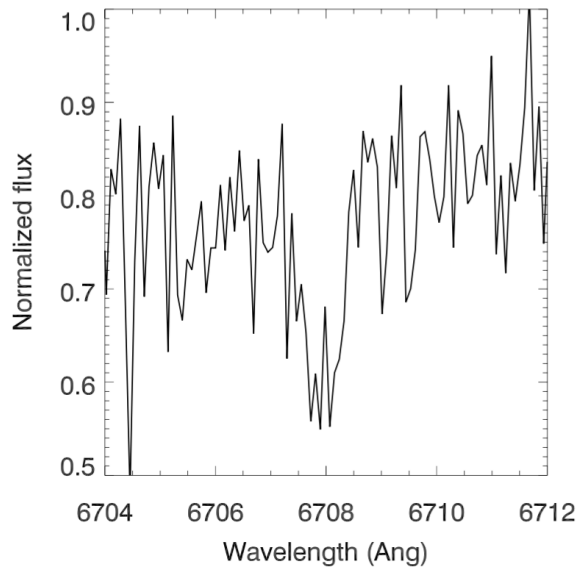
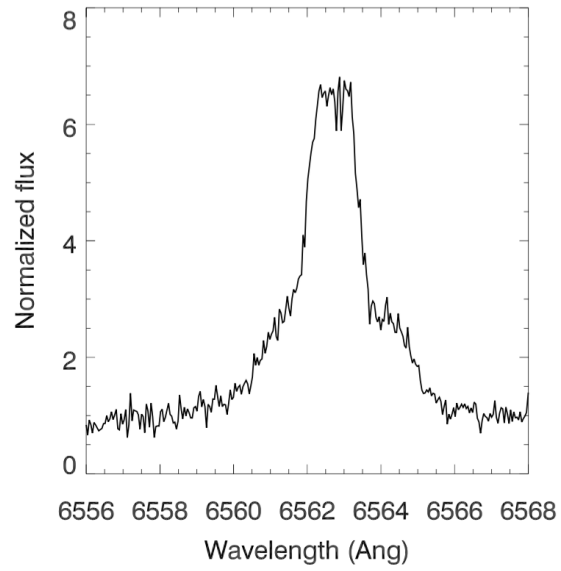


Figure 2.3 Top : H $\alpha$  emission line for J05010082–4337102. Bottom : Lithium absorption line for J05010082–4337102. Both are consistent with a young age. See Section 2.6.2 for more details.

one association was the continuity of the other since many probable members at the intersections of the two groups were found recently (at  $\sim 75-100$  pc; Schneider et al. 2012a,b; Song et al. 2004; Zuckerman & Song 2004). The discussions that followed the paper by Gagné et al. (2014a) about J1247–3816 led to believe that this object is indeed a member of LCC and not TW Hya. However, at the expected distance for LCC, J1246 would be abnormally too bright. Thus, a follow-up of this target is definitely needed.

**2MASS J02265658–5327032** : Including our new radial velocity measurement to previous observables in the BANYAN II tool yields a probability of 99.96% that 2MASS J02265658–5327032 is a member of the Tucana-Horologium association (THA) with a most probable statistical distance of  $43.4_{-2.4}^{+2.8}$  pc (assuming THA membership). Only a trigonometric distance measurement is needed to confirm this target as a *bona fide* member of THA. This very late-type object, an L0  $\delta$  is also one of the very low-surface gravity ( $\delta$ ) objects from the BASS survey. The presence of Pa $\beta$  emission is a sign of ongoing accretion, which means that there is still gas in the disk, and further indicates that this brown dwarf is young. This target has a W4 upper limit flag in the WISE *aperture photometry* data set, but not in the *profile-fit* one.

In addition to the above consideration, the presence of excess infrared emission for these four objects provides further evidence for their youth. Indeed, Zuckerman & Song (2004) and Moór et al. (2006) argue that stars with  $f_{\text{disk}} > 10^{-3}$  are younger than 100 Myr.

## 2.6.2 Excess and disk characteristics

Table 2.II reports the value of the fractional luminosity,  $f_{\text{disk}}$ , of each target; they range between 0.021 and 0.151. Objects with  $f_{\text{disk}} \lesssim 0.01$  are typically considered to be debris disks (Artymowicz, 1996; Lagrange et al., 2000), those with  $0.01 < f_{\text{disk}} < 0.1$  either as primordial or transitional disks and those with  $f_{\text{disk}} > 0.1$  as primordial ones (Binks, 2016). Thus, our candidates are most likely primordial or transitional disks, based on the fact that their fractional luminosities

$f_{\text{disk}}$  are too high compared to what is usually accepted for debris disks.

In our sample, only J0501–4337 comes close to this 0.01 debris disk limit, with  $f_{\text{disk}} = 0.021$ . Its estimated disk temperature  $T_{\text{disk}} = 170 \pm 10$  K is on the hottest end of the debris disk temperature range ( $\sim 30 - 200$  K; Chen et al. 2014, 2006; Zuckerman et al. 2011). But the presence of H $\alpha$  emission line in its visible spectrum is consistent with the presence of gas in the disk, and its overall SED (see above) put it closer to the transitional disk status.

J0856–1342 and J1247–3816 have intermediate  $f_{\text{disk}}$  values, both at 0.088, which could indicate either a transitional or a primordial disk, in agreement with the overall shape of their SED. Given their estimated age of about  $10 \pm 3$  Myr, it is indeed possible for these disks to still be in a primordial state (or at least, in a (pre-)transitional state). Generally, stars can retain significant amounts of primordial dust up to  $\leq 10$  Myr, even though they become rarer in the  $\sim 8 - 10$  Myr range (Rhee et al., 2007). In fact, their incidence is observed to be  $\lesssim 5\%$  in TWA and other similar star associations (Hernández et al., 2007; Sicilia-Aguilar et al., 2006; Williams & Cieza, 2011). If primordial, or pre-transitional, these disks should also still harbor some gas, which could feed ongoing accretion. Indeed, Artymowicz (1996) proposed that sources with higher fractional luminosity ( $f_{\text{disk}} > 0.01$ ), as observed here, probably contain a significant amount of gas. The presence of a very close-in disk component could explain their high  $T_{\text{disk}}$ . In fact, the SED for J0856–1342 especially stands out as quite different from the 3 other excess sources as its disk temperature is so much warmer. Given the difficulty we have fitting the excess data for this source and the lack of data between the WISE bands 2 and 3, it's difficult to determine whether the dust is located in an extended disk rather than in one with a central clearing.

J0226–5327 has the largest fractional luminosity value in our sample,  $f_{\text{disk}} = 0.15$ , which is in the typical primordial disk range, although its estimated age of  $45 \pm 4$  Myr is well above the expected upper limits for primordial disks (e.g. 20 Myr, Binks 2016). The presence of a Paschen  $\beta$  emission line in its NIR spectrum, shown in Figure 2.4, also indicates that this disk indeed contains gas and is consequently

primordial or transitional. Again, this is also what the overall SED comparison done above suggests. Binks argue that they found no primordial or transitional disks older than 20 Myr in their survey. However, circumstellar disk dissipation time is known to be smaller around high-mass stars than around solar mass stars (Williams & Cieza, 2011), and thus it could be even longer for late-type stars and brown dwarfs (Currie et al., 2007; Riaz et al., 2012). Thus given the very low mass of J0226–5327,  $\sim 14 M_{\text{Jup}}$ , it may be reasonable that it may retain a primordial disk for up to 45 Myr.

In addition, the WISE band *W3* and *W4* data give confidence that there is probably a central clearing in the three disks with cooler dust temperatures, or at least the two that didn’t need a two-temperature fit. However, the WISE data may just be showing the inner edge of the disk, e.g. the dust could be in an extended disk with a central clearing rather than a ring. It’s difficult to really understand the spatial distribution without either additional far-IR photometry or spatially resolved images, which is why a follow-up is required.

The estimated masses of three of our objects are very low, roughly  $13 - 17 M_{\text{Jup}}$ , at the lower end of the brown dwarf regime. Other very low-mass substellar objects of similar masses have been previously found to host a disk, for example LOr156 ( $\sim 23 M_{\text{Jup}}$ ; Bayo et al. 2012), OTS 44 ( $\sim 12 M_{\text{Jup}}$ ; Joergens et al. 2013; Luhman et al. 2005b) and Cha 110913–773444 ( $\sim 8 M_{\text{Jup}}$ , Luhman et al. 2005a). But those have been found in the young Lambda Orionis ( $\sim 5$  Myr; Bayo et al. 2012) and Chamaeleon I ( $\sim 3$  to 6 Myr, depending on the sub-cluster; Luhman 2007) star-forming regions, while our BDs are probable members of “older” kinematic associations of young stars (0 – 50 Myr).

On the same note, the widely known brown dwarf TWA 27 is particularly famous for its planetary-mass companion 2MASS J12073347–393254b (Gizis 2002; Chauvin et al. 2004). Gizis (2002) has shown that the planetary mass companion also features strong  $\text{H}\alpha$  emission from a near edge-on accretion disk, which was further supported by work from Mohanty et al. (2003) and Gizis & Bharat (2004). Plus, it drives bipolar resolved jets (Whelan et al., 2007). Our two new detections

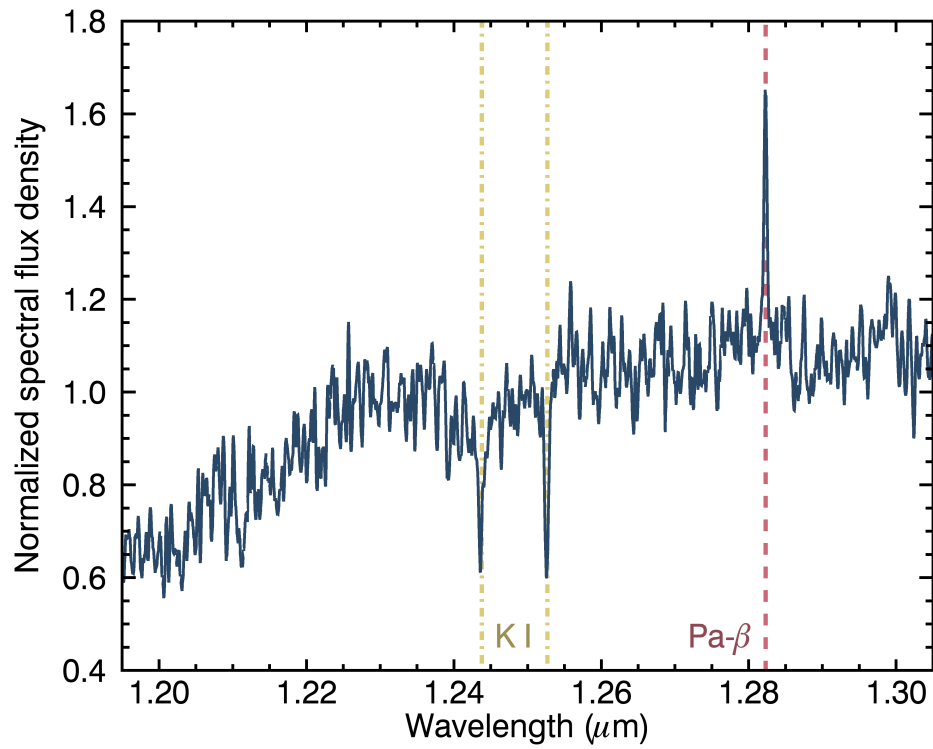


Figure 2.4 K I absorption lines and Pa  $\beta$  emission for J02265658–5327032. The Pa  $\beta$  emission line is consistent with the presence of a circumstellar disk and a young age. See Section 2.6.2 for more details.



in TW Hya, J0856–1342 and J1247–3816, could be similar to this object.

J0501–4337 and J0226–5327 are most likely the hosts of primordial or (pre-)transitional, which would be the first ones at their given age ( $\sim 45$  Myr, assuming membership to COL and THA, respectively). If J0501–4337 is a member of  $\beta$  Pic, which is younger, it would be more consistent with the presence of primordial gas. It would provide clues that low-mass stars and brown dwarfs could indeed keep their gas on a longer timescale.

Finally, we are aware that these targets are not representative of the  $13 M_{\text{Jup}}$  brown dwarfs sample since they have (or seem to have) a disk. If the models have difficulties to fit these targets, their disks could be the reason why, and their estimated masses could be off.

## 2.7 Concluding remarks

By fitting synthetic spectra to the observed photometric data from the Two-Micron All-Sky Survey (2MASS) and the Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) for a sample of new late-type candidate members of young kinematic stellar associations, we were able to find 4 new objects with infrared excess, indicative of a disk. We fitted the excess that we detected to estimate the disk temperature  $T_{\text{disk}}$ , and the disk fractional luminosity  $f_{\text{disk}}$  of these systems. These temperatures and fractional luminosity values indicate that the disks are probably transitional or primordial. Having late spectral types (M4.5 to L0  $\delta$ ), low masses ( $13 - 19$  and  $101 - 138 M_{\text{Jup}}$ ) and being young ( $\sim 7 - 13$  and  $\sim 38 - 49$  Myr), these four systems join a relatively small sample of similar objects known to harbor a circumstellar disk. We still have a lot to learn about primordial and (pre-)transitional disks around low-mass stars, and these four new candidates could play an important role to help us better understand the formation and evolution processes of stars and planetary systems.

For the future, it would be very interesting to get photometry at longer wavelengths ( $> 50 \mu\text{m}$ ) to better constrain the SED of the disks and their temperature,

and it would be possible to test fits with multiple components at different temperatures. Moreover, with additional spectroscopy 2MASS J08561384–1342242 and J12474428–3816464, we could search for signs of accretion. It would also be interesting to detect the polarization signal of light reflected from the disks, or do direct imaging with ALMA.

Lastly, our candidates are extremely good for exoplanet imaging searches, as the contrast for exoplanet imaging is more favorable for late-type stars and young ages. We may find already formed exoplanet systems or witness their ongoing formation.

#### *Acknowledgements*

The authors acknowledge financial support for this research from the Fonds de Recherche du Québec - Nature et Technologies and the Natural Science and Engineering Research Council of Canada, as well as the Centre de Recherche en Astrophysique du Québec. This work makes use of the data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center (IPAC)/California Institute of Technology (Caltech), funded by the National Aeronautics and Space Administration (NASA) and the National Science Foundation (Cutri et al., 2003); the data products from the Wide-field Infrared Survey Explorer, which is a joint project of the University of California, Los Angeles, and the Jet Propulsion Laboratory (JPL)/Caltech, funded by the NASA (Cutri & et al., 2012); and the data products from the DENIS *I*-band catalog (Paturel et al., 2003). This research also made use of the SIMBAD database and VizieR catalogue access tool, operated at Centre de Données astronomiques de Strasbourg, France (Ochsenbein et al., 2000; Wenger et al., 2000); as well as the NASA/IPAC Infrared Science Archive, which is operated by the JPL, Caltech, under contract with NASA. This paper is based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. Finally, it also includes data gathered with the 6.5

meter Magellan Telescopes located at Las Campanas Observatory, Chile, using the FIRE instrument.

## CHAPITRE 3

### CONCLUSION

L'idée que les disques circumstellaires signalent la présence de planètes formées ou en formation est celle qui a motivé cette étude. Les processus de formation des systèmes planétaires autour des étoiles de faibles masses et des naines brunes sont encore peu compris étant donné la faible quantité de disques connus dans ce régime de masse. C'est pourquoi la présente recherche de disques circumstellaires autour d'étoiles jeunes de faibles masses et de naines brunes est importante.

La détection des disques de notre échantillon d'étoiles de faibles masses et naines brunes, provenant des relevés de Malo et al. et Gagné et al., a été faite par la recherche d'excès de flux dans l'infrarouge moyen à partir des données photométriques du relevé 2MASS (infrarouge proche) et de la mission WISE (infrarouge moyen). Une température de disque ainsi qu'une luminosité fractionnaire ont été calculées pour chaque cible montrant un excès réel et significatif.

Sur les quinze disques montrant de tels excès, seulement quatre sont de nouveaux candidats, ayant des types spectraux entre M4.5 et L0, soit 2MASS J05010082–4337102, J08561384–1342242, J12474428–3816464 et J02265658–5327032. Deux d'entre eux sont candidats dans l'association jeune TW Hya ( $\sim 10$  Ma), et les deux autres sont candidats des associations Columba et Tucana-Horologium ( $\sim 45$  Ma). Selon l'estimation de masses de BANYAN II, J0501–4337 aurait une masse  $\sim 120 M_{\text{Jup}}$  tandis que les trois autres auraient des masses autour de  $\sim 14 M_{\text{Jup}}$ . La température des disques se trouve entre  $\sim 135$  et  $520$  K et la luminosité fractionnaire entre 0,021 et 0,15.

Les résultats obtenus (surtout la morphologie de la distribution spectrale en énergie modélisée) pour les deux objets trouvés dans l'association TW Hydrae ( $\sim 10 \pm 3$  Ma), J0856–1342 et J1247–3816, ressemblent grandement à ceux obtenus pour certains autres membres de l'association, comme la très populaire TWA 27 (M8), qui possède un compagnon de masse planétaire, des jets bipolaires et un

disque d'accrétion. Il se pourrait que nos objets lui soient similaires.

Un suivi a été mené afin d'obtenir un nouveau spectre de J0501–4337 dans les longueurs d'onde visibles. Celui-ci révèle la présence d'émission  $H\alpha$ , qui indique qu'il y a présence d'accrétion, et conséquemment, de gaz. De plus, il révèle la présence de lithium, qui confirme que la cible est jeune et la mesure de vitesse radiale est cohérente avec son appartenance à l'association Columba. Enfin, nous avons obtenu, grâce à nos collaborateurs, un spectre de J0226–5327 dans l'infrarouge proche, qui révèle de l'émission Paschen  $\beta$  et des signes de faible gravité de surface. Tel que mentionné précédemment, ces caractéristiques démontrent la présence gaz, via l'accrétion, et le jeune âge de la cible. Sa mesure de vitesse radiale est cohérente avec l'association Tucana-Horologium, lui conférant une probabilité d'appartenance de 99,96%. Si leur âge ( $\sim 45$  Ma) et leur appartenance à Columba et Tucana-Horologium sont confirmés, J0501–4337 et J0226–5327 pourraient posséder les premiers disques plus vieux que 20 Ma possédant toujours du gaz primordial (disques protoplanétaires et de transition). Ceci pourrait être un élément de preuve supplémentaire que les étoiles de faibles masses et les naines brunes conservent leurs disques plus longtemps, et le dissipent moins rapidement que les étoiles de type solaire. Surtout, si J0226–5327 possède bel et bien un disque protoplanétaire, elle détrônerait TW Hydrae ( $\sim 54$  pc ; figure 1.6) de son statut de “disque protoplanétaire le plus proche”, puisque la distance statistique estimée de notre cible est de  $\sim 43 \pm 3$  pc.

Pour le futur, plusieurs suivis pourront être faits afin de mieux connaître ces systèmes. Des mesures photométriques dans l'infrarouge lointain seraient certainement très utiles pour mieux contraindre la ou les températures des disques. Il faudra également obtenir des données spectroscopiques à haute résolution de 2MASS J08561384–1342242 et J12474428–3816464 dans le but de trouver des signes d'accrétion et des signes supplémentaires de jeunesse. De plus, leur vitesse radiale pourra être mesurée, ce qui aidera à confirmer ou infirmer leur appartenance à l'association TW Hydrae. D'autres suivis intéressants à faire seraient d'utiliser la polarimétrie pour détecter le signal de la lumière réfléchi sur le disque ou encore,

d'utiliser l'imagerie directe avec l'*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* (ALMA) pour directement voir les disques potentiellement porteurs de planètes en formation.

## BIBLIOGRAPHIE

- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 312, 788
- Agnor, C., & Asphaug, E. 2004, *ApJ*, 613, L157
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2012, *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical*, 370, 2765
- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., Schaffenberger, W., & Rajpurohit, A. S. 2013, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 24, 128
- Allers, K. N., & Liu, M. C. 2013, *ApJ*, 772, 79
- American, T., & Society, A. 2000, 1, 707
- André, P. 1994, in *The Cold Universe*, ed. T. Montmerle, C. J. Lada, I. F. Mirabel, & J. Tran Thanh Van, 179
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Andrews, S. M., & Williams, J. P. 2005, *ApJ*, 631, 1134
- . 2007, *ApJ*, 659, 705
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Zhu, Z., Birnstiel, T., Carpenter, J. M., Perez, L. M., Bai, X.-N., Oberg, K. I., Hughes, A. M., Isella, A., & Ricci, L. 2016, *ArXiv e-prints*
- Armitage, P. J. 2007, eprint *arXiv*, 1980, 1485
- Artigau, É., Gagné, J., Faherty, J., Malo, L., Naud, M.-E., Doyon, R., Lafrenière, D., & Beletsky, Y. 2015, *ApJ*, 806, 254
- Artymowicz, P. 1996, *The Role of Dust in the Formation of Stars* (New York : Springer), 1st edn. (H. U. Käüfl & R. Siebenmorgen), 137

- Aumann, H. H. 1985, *PASP*, 97, 885
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C., de Jong, T., Houck, J. R., Low, F. J., Neugebauer, G., Walker, R. G., & Wesselius, P. R. 1984, *ApJ*, 278, L23
- Avenhaus, H., Schmid, H. M., & Meyer, M. R. 2012, *A&A*, 548, A105
- Bally, J., Morse, J., & Reipurth, B. 1996, in *Science with the Hubble Space Telescope - II*, ed. P. Benvenuti, F. D. Macchetto, & E. J. Schreier, 491
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Barenfeld, S. A., Bubar, E. J., Mamajek, E. E., & Young, P. A. 2013, *ApJ*, 766, 6
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. 2011a, *ApJ*, 733, 65
- . 2011b, *ApJ*, 735, L39
- Barrado y Navascués, D., & Martín, E. L. 2003, *AJ*, 126, 2997
- Basri, G. 2000, *ARA&A*, 38, 485
- Basri, G., & Brown, M. E. 2006, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 34, 193
- Basri, G., Martin, E., Ruiz, M. T., Delfosse, X., Forveille, T., Epchtein, N., Allard, F., & Leggett, S. K. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 154, *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. R. A. Donahue & J. A. Bookbinder, 1819
- Bate, M. R. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419, 3115
- Bayo, A., Barrado, D., Huélamo, N., Morales-Calderón, M., Melo, C., Stauffer, J., & Stelzer, B. 2012, *A&A*, 547, A80



- Beckwith, S. V. W. 1999, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 540, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 579
- Beckwith, S. V. W., & Sargent, A. I. 1996, *Nature*, 383, 139
- Bell, C. P. M., Mamajek, E. E., & Naylor, T. 2015, *MNRAS*, 454, 593
- Benisty, M., Juhasz, A., Boccaletti, A., Avenhaus, H., Milli, J., Thalmann, C., Dominik, C., Pinilla, P., Buenzli, E., Pohl, A., Beuzit, J.-L., Birnstiel, T., de Boer, J., Bonnefoy, M., Chauvin, G., Christiaens, V., Garufi, A., Grady, C., Henning, T., Huelamo, N., Isella, A., Langlois, M., Ménard, F., Mouillet, D., Olofsson, J., Pantin, E., Pinte, C., & Pueyo, L. 2015, *A&A*, 578, L6
- Bildsten, L., Brown, E. F., Matzner, C. D., & Ushomirsky, G. 1997, *ApJ*, 482, 442
- Binks, A. 2016, ArXiv e-prints
- Binks, A. S., & Jeffries, R. D. 2014, *MNRAS*, 438, L11
- Bochanski, J. J., Hennawi, J. F., Simcoe, R. A., Prochaska, J. X., West, A. A., Burgasser, A. J., Burles, S. M., Bernstein, R. A., Williams, C. L., & Murphy, M. T. 2009, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121, 1409
- Brown, J. M., Blake, G. A., Dullemond, C. P., Merín, B., Augereau, J. C., Boogert, A. C. A., Evans, II, N. J., Geers, V. C., Lahuis, F., Kessler-Silacci, J. E., Pontoppidan, K. M., & van Dishoeck, E. F. 2007, *ApJ*, 664, L107
- Burke, C. J., Pinsonneault, M. H., & Sills, A. 2004, *ApJ*, 604, 272
- Burns, J. A., Lamy, P. L., & Soter, S. 1979, , 40, 1
- Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Liebert, J. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 719

- Chen, C. H., Mittal, T., Kuchner, M., Forrest, W. J., Lisse, C. M., Manoj, P., Sargent, B. a., & Watson, D. M. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 211, 25
- Chen, C. H., Sargent, B. a., Bohac, C., Kim, K. H., Leibensperger, E., Jura, M., Najita, J., Forrest, W. J., Watson, D. M., Sloan, G. C., & Keller, L. D. 2006, 66
- Choquet, É., Perrin, M. D., Chen, C. H., Soummer, R., Pueyo, L., Hagan, J. B., Gofas-Salas, E., Rajan, A., Golimowski, D. A., Hines, D. C., Schneider, G., Mazoyer, J., Augereau, J.-C., Debes, J., Stark, C. C., Wolff, S., N'Diaye, M., & Hsiao, K. 2015, *ArXiv e-prints*
- Cieza, L., Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R., Augereau, J.-C., Harvey, P., Evans, II, N. J., Merín, B., Koerner, D., Sargent, A., van Dishoeck, E. F., Allen, L., Blake, G., Brooke, T., Chapman, N., Huard, T., Lai, S.-P., Mundy, L., Myers, P. C., Spiesman, W., & Wahhaj, Z. 2007, *ApJ*, 667, 308
- Cieza, L. A. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 393, *New Horizons in Astronomy*, ed. A. Frebel, J. R. Maund, J. Shen, & M. H. Siegel, 35
- Cieza, L. A., Schreiber, M. R., Romero, G. A., Mora, M. D., Merin, B., Swift, J. J., Orellana, M., Williams, J. P., Harvey, P. M., & Evans, II, N. J. 2010, *ApJ*, 712, 925
- Cohen, M., Wheaton, W. A., & Megeath, S. T. 2003, *AJ*, 126, 1090
- Crowther, P. A., Schnurr, O., Hirschi, R., Yusof, N., Parker, R. J., Goodwin, S. P., & Kassim, H. A. 2010, *MNRAS*, 408, 731
- Cruz, K. L., Kirkpatrick, J. D., & Burgasser, A. J. 2009, *AJ*, 137, 3345
- Currie, T., Balog, Z., Kenyon, S. J., Rieke, G., Prato, L., Young, E. T., Muzerolle, J., Clemens, D. P., Buie, M., Sarcia, D., Grabu, A., Tollestrup, E. V., Taylor, B., Dunham, E., & Mace, G. 2007, *ApJ*, 659, 599

- Currie, T., Lada, C. J., Plavchan, P., Robitaille, T. P., Irwin, J., & Kenyon, S. J. 2009, *ApJ*, 698, 1
- Cutri, R. M., & et al. 2012, *VizieR Online Data Catalog*, 2311, 0
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., Beichman, C. A., Carpenter, J. M., Chester, T., Cambresy, L., Evans, T., Fowler, J., Gizis, J., Howard, E., Huchra, J., Jarrett, T., Kopan, E. L., Kirkpatrick, J. D., Light, R. M., Marsh, K. A., McCallon, H., Schneider, S., Stiening, R., Sykes, M., Weinberg, M., Wheaton, W. A., Wheelock, S., & Zacarias, N. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893
- Dantona, F., & Mazzitelli, I. 1985, *ApJ*, 296, 502
- de la Reza, R., Torres, C. A. O., Quast, G., Castilho, B. V., & Vieira, G. L. 1989, *ApJ*, 343, L61
- Donati, J.-F., Catala, C., Landstreet, J. D., & Petit, P. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 358, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. R. Casini & B. W. Lites, 362
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Dong, R., Fung, J., & Chiang, E. 2016
- Dong, R., Zhu, Z., Rafikov, R. R., & Stone, J. M. 2015, *ApJ*, 809, L5
- Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I., & D'Alessio, P. 2007, *Protostars and Planets V*, 555
- Elsasser, H., & Staude, H. J. 1978, *A&A*, 70, L3
- Espaillet, C., Calvet, N., D'Alessio, P., Hernández, J., Qi, C., Hartmann, L., Furlan, E., & Watson, D. M. 2007, *The Astrophysical Journal*, 670, L135

- Espaillet, C., D'Alessio, P., Hernández, J., Nagel, E., Luhman, K. L., Watson, D. M., Calvet, N., Muzerolle, J., & McClure, M. 2010, *The Astrophysical Journal*, 717, 441
- Espaillet, C., Furlan, E., D'Alessio, P., Sargent, B., Nagel, E., Calvet, N., Watson, D. M., & Muzerolle, J. 2011, *The Astrophysical Journal*, 728, 49
- Faherty, J. K., Burgasser, A. J., Walter, F. M., Van der Bliik, N., Shara, M. M., Cruz, K. L., West, A. A., Vrba, F. J., & Anglada-Escudé, G. 2012, *ApJ*, 752, 56
- Fedele, D., van den Ancker, M. E., Henning, T., Jayawardhana, R., & Oliveira, J. M. 2010, *A&A*, 510, A72
- Filippazzo, J. C., Rice, E. L., Faherty, J., Cruz, K. L., Van Gordon, M. M., &Looper, D. L. 2015, *ApJ*, 810, 158
- Forbrich, J., Lada, C. J., Muench, A. A., & Teixeira, P. S. 2008, *ApJ*, 687, 1107
- Fouqué, P., Chevallier, L., Cohen, M., Galliano, E., Loup, C., Alard, C., de Batz, B., Bertin, E., Borsenberger, J., Cioni, M. R., Copet, E., Dennefeld, M., Derriere, S., Deul, E., Duc, P.-A., Egret, D., Epchtein, N., Forveille, T., Garzón, F., Habing, H. J., Hron, J., Kimeswenger, S., Lacombe, F., Le Bertre, T., Mamon, G. A., Omont, A., Paturel, G., Pau, S., Persi, P., Robin, A. C., Rouan, D., Schultheis, M., Simon, G., Tiphène, D., Vauglin, I., & Wagner, S. J. 2000, *A&AS*, 141, 313
- Fung, J., & Dong, R. 2015, *ApJ*, 815, L21
- Gagné, J., Burgasser, A. J., Faherty, J. K., Lafrenière, D., Doyon, R., Filippazzo, J. C., Bowsher, E., & Nicholls, C. P. 2015a, *The Astrophysical Journal Letters*, 808, L20
- Gagné, J., Faherty, J. K., Cruz, K., Lafrenière, D., Doyon, R., Malo, L., & Artigau, É. 2014a, *ApJ*, 785, L14

- Gagné, J., Faherty, J. K., Cruz, K. L., Lafrenière, D., Doyon, R., Malo, L., Burgasser, A. J., Naud, M.-È., Artigau, É., Bouchard, S., Gizis, J. E., & Albert, L. 2015b, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 219, 33
- Gagné, J., Lafrenière, D., Doyon, R., Malo, L., & Artigau, É. 2014b, *ApJ*, 783, 121
- . 2015, *ApJ*, 798, 73
- Gagné, J., Lambrides, E., Faherty, J. K., & Simcoe, R. 2015, *Firehose v2.0*, Zenodo, Tech. rep.
- Gammie, C. F. 2001, *ApJ*, 553, 174
- Garufi, A., Quanz, S. P., Avenhaus, H., Buenzli, E., Dominik, C., Meru, F., Meyer, M. R., Pinilla, P., Schmid, H. M., & Wolf, S. 2013, *A&A*, 560, A105
- Gautier, III, T. N., Rebull, L. M., Stapelfeldt, K. R., & Mainzer, A. 2008, *ApJ*, 683, 813
- Gizis, J. E. 2002, *ApJ*, 575, 484
- Gizis, J. E., & Bharat, R. 2004, *ApJ*, 608, L113
- Grady, C. A., Muto, T., Hashimoto, J., Fukagawa, M., Currie, T., Biller, B., Thalmann, C., Sitko, M. L., Russell, R., Wisniewski, J., Dong, R., Kwon, J., Sai, S., Hornbeck, J., Schneider, G., Hines, D., Moro Martín, A., Feldt, M., Henning, T., Pott, J.-U., Bonnefoy, M., Bouwman, J., Lacour, S., Mueller, A., Juhász, A., Crida, A., Chauvin, G., Andrews, S., Wilner, D., Kraus, A., Dahm, S., Robitaille, T., Jang-Condell, H., Abe, L., Akiyama, E., Brandner, W., Brandt, T., Carson, J., Egner, S., Follette, K. B., Goto, M., Guyon, O., Hayano, Y., Hayashi, M., Hayashi, S., Hodapp, K., Ishii, M., Iye, M., Janson, M., Kandori, R., Knapp, G., Kudo, T., Kusakabe, N., Kuzuhara, M., Mayama, S., McElwain, M., Matsuo, T., Miyama, S., Morino, J.-I., Nishimura, T., Pyo, T.-S., Serabyn, G., Suto, H.,

- Suzuki, R., Takami, M., Takato, N., Terada, H., Tomono, D., Turner, E., Watanabe, M., Yamada, T., Takami, H., Usuda, T., & Tamura, M. 2013, *ApJ*, 762, 48
- Guilloteau, S., & Dutrey, A. 1998, *A&A*, 339, 467
- Habing, H. J., Dominik, C., Jourdain de Muizon, M., Laureijs, R. J., Kessler, M. F., Leech, K., Metcalfe, L., Salama, A., Siebenmorgen, R., Trams, N., & Bouchet, P. 2001, *A&A*, 365, 545
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153
- Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, *ApJ*, 452, 736
- Hernández, J., Hartmann, L., Megeath, T., Gutermuth, R., Muzerolle, J., Calvet, N., Vivas, A. K., Briceño, C., Allen, L., Stauffer, J., Young, E., & Fazio, G. 2007, *ApJ*, 662, 1067
- Hobbs, L. M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C. E., & Gry, C. 1985, *ApJ*, 293, L29
- Ikoma, M., Nakazawa, K., & Emori, H. 2000, *ApJ*, 537, 1013
- Jarrett, T. H., Cohen, M., Masci, F., Wright, E., Stern, D., Benford, D., Blain, A., Carey, S., Cutri, R. M., Eisenhardt, P., Lonsdale, C., Mainzer, A., Marsh, K., Padgett, D., Petty, S., Ressler, M., Skrutskie, M., Stanford, S., Surace, J., Tsai, C. W., Wheelock, S., & Yan, D. L. 2011, *ApJ*, 735, 112
- Jeffries, R. D. 2012, in *EAS Publications Series*, Vol. 57, *EAS Publications Series*, ed. C. Reylé, C. Charbonnel, & M. Schultheis, 45–89
- Jensen, E. L. N., & Mathieu, R. D. 1997, *AJ*, 114, 301
- Jensen, E. L. N., Mathieu, R. D., & Fuller, G. A. 1996, *ApJ*, 458, 312
- Joergens, V., Bonnefoy, M., Liu, Y., Bayo, A., Wolf, S., Chauvin, G., & Rojo, P. 2013, *A&A*, 558, L7

- Joergens, V., Kopytova, T., & Pohl, A. 2012a, *A&A*, 548, A124
- Joergens, V., Pohl, A., Sicilia-Aguilar, A., & Henning, T. 2012b, *A&A*, 543, A151
- Kalas, P. 2010, *EAS Publications Series*, 41, 133
- Kastner, J. H., Zuckerman, B., Weintraub, D. A., & Forveille, T. 1997, *Science*, 277, 67
- Kellogg, K., Metchev, S., Gagné, J., & Faherty, J. 2016, *arXiv.org*
- Kennedy, G. M., & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 673, 502
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 323, 714
- . 1995, *ApJS*, 101, 117
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Schilbach, E., Röser, S., & Scholz, R.-D. 2013, *A&A*, 558, A53
- Kim, K. H., Watson, D. M., Manoj, P., Forrest, W. J., Najita, J., Furlan, E., Sargent, B., Espaillat, C., Muzerolle, J., Megeath, S. T., Calvet, N., Green, J. D., & Arnold, L. 2013, *ApJ*, 769, 149
- Kirkpatrick, J. D., Barman, T. S., Burgasser, A. J., McGovern, M. R., McLean, I. S., Tinney, C. G., & Lowrance, P. J. 2006, *ApJ*, 639, 1120
- Kitchin, C. 2005, *Stars, Nebulae and the Interstellar Medium : Observational Physics and Astrophysics* (Taylor & Francis)
- Kraus, A., Shkolnik, E., Allers, K., & Liu, M. 2014, *arXiv preprint arXiv :1403.0050*, 28
- Kraus, A. L., & Ireland, M. J. 2011
- Kraus, A. L., Shkolnik, E. L., Allers, K. N., & Liu, M. C. 2014, *AJ*, 147, 146
- Krivov, A. V. 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 383

- Lada, C. J. 1987, in IAU Symposium, Vol. 115, Star Forming Regions, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Lada, C. J., Muench, A. A., Luhman, K. L., Allen, L., Hartmann, L., Megeath, T., Myers, P., Fazio, G., Wood, K., Muzerolle, J., Rieke, G., Siegler, N., & Young, E. 2006, *AJ*, 131, 1574
- Lagrange, A.-M., Backman, D. E., & Artymowicz, P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 639
- Lawson, W. A., Crause, L. A., Mamajek, E. E., & Feigelson, E. D. 2001, *MNRAS*, 321, 57
- Levison, H. F., Kretke, K. A., Walsh, K., & Bottke, W. 2015, *Pnas*, I, 1
- Liu, M. C., Magnier, E. A., Deacon, N. R., Allers, K. N., Dupuy, T. J., Kotson, M. C., Aller, K. M., Burgett, W. S., Chambers, K. C., Draper, P. W., Hodapp, K. W., Jedicke, R., Kaiser, N., Kudritzki, R.-P., Metcalfe, N., Morgan, J. S., Price, P. A., Tonry, J. L., & Wainscoat, R. J. 2013, *ApJ*, 777, L20
- Liu, Q., Wang, T., & Jiang, P. 2014, *The Astronomical Journal*, 148, 3
- Liu, Y., Joergens, V., Bayo, A., Nielbock, M., & Wang, H. 2015, *A&A*, 582, A22
- Looper, D. L., Bochanski, J. J., Burgasser, A. J., Mohanty, S., Mamajek, E. E., Faherty, J. K., West, A. A., & Pitts, M. A. 2010, *AJ*, 140, 1486
- López-Santiago, J., Montes, D., Crespo-Chacón, I., & Fernández-Figueroa, M. J. 2006, *ApJ*, 643, 1160
- Low, F. J., Smith, P. S., Werner, M., Chen, C., Krause, V., Jura, M., & Hines, D. C. 2005, *ApJ*, 631, 1170
- Luhman, K. L. 2007, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 173, 104
- Luhman, K. L., Adame, L., D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Megeath, S. T., & Fazio, G. G. 2005a, *ApJ*, 635, L93



- Luhman, K. L., Allen, P. R., Espaillat, C., Hartmann, L., & Calvet, N. 2010, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 186, 111
- Luhman, K. L., D'Alessio, P., Calvet, N., Allen, L. E., Hartmann, L., Megeath, S. T., Myers, P. C., & Fazio, G. G. 2005b, *ApJ*, 620, L51
- Luhman, K. L., Hernández, J., Downes, J. J., Hartmann, L., & Briceño, C. 2008, *ApJ*, 688, 362
- Luhman, K. L., Lada, C. J., Hartmann, L., Muench, A. A., Megeath, S. T., Allen, L. E., Myers, P. C., Muzerolle, J., Young, E., & Fazio, G. G. 2005, 2003
- Luhman, K. L., & Mamajek, E. E. 2012, *ApJ*, 758, 31
- Luhman, K. L., & Muench, A. A. 2008, *ApJ*, 684, 654
- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., & Mamajek, E. E. 2005, *ApJ*, 628, L69
- Luhman, K. L., & Steeghs, D. 2004, *ApJ*, 609, 917
- Lyo, A.-R., Lawson, W. A., Mamajek, E. E., Feigelson, E. D., Sung, E.-C., & Crause, L. A. 2003, *MNRAS*, 338, 616
- Makarov, V. V., & Urban, S. 2000a, *MNRAS*, 317, 289
- . 2000b, *MNRAS*, 317, 289
- Males, J. R., Close, L. M., Morzinski, K. M., Wahhaj, Z., Liu, M. C., Skemer, A. J., Kopon, D., Follette, K. B., Puglisi, A., Esposito, S., Riccardi, A., Pinna, E., Xompero, M., Briguglio, R., Biller, B. A., Nielsen, E. L., Hinz, P. M., Rodigas, T. J., Hayward, T. L., Chun, M., Ftaclas, C., Toomey, D. W., & Wu, Y.-L. 2014, *ApJ*, 786, 32
- Malo, L., Artigau, É., Doyon, R., Lafrenière, D., Albert, L., & Gagné, J. 2014a, *ApJ*, 788, 81

- Malo, L., Doyon, R., Feiden, G. A., Albert, L., Lafrenière, D., Artigau, É., Gagné, J., & Riedel, A. 2014b, *ApJ*, 792, 37
- Malo, L., Doyon, R., Lafrenière, D., Artigau, É., Gagné, J., Baron, F., & Riedel, A. 2013, *ApJ*, 762, 88
- Mamajek, E. E. 2007, in *IAU Symposium*, Vol. 237, Triggered Star Formation in a Turbulent ISM, ed. B. G. Elmegreen & J. Palous, 442–442
- Mann, R. K., & Williams, J. P. 2009, *ApJ*, 694, L36
- Marchwinski, R. C., Mahadevan, S., Robertson, P., Ramsey, L., & Harder, J. 2015, *ApJ*, 798, 63
- Matsuo, T., Shibai, H., Ootsubo, T., & Tamura, M. 2007, *ApJ*, 662, 1282
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McKee, C. F., & Ostriker, E. C. 2007, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 45, 565
- McKinnon, R., Torrey, P., & Vogelsberger, M. 2016, *MNRAS*, 457, 3775
- Merín, B., Brown, J. M., Oliveira, I., Herczeg, G. J., van Dishoeck, E. F., Bottinelli, S., Evans, II, N. J., Cieza, L., Spezzi, L., Alcalá, J. M., Harvey, P. M., Blake, G. A., Bayo, A., Geers, V. G., Lahuis, F., Prusti, T., Augereau, J.-C., Olofsson, J., Walter, F. M., & Chiu, K. 2010, *ApJ*, 718, 1200
- Metchev, S. A., & Hillenbrand, L. A. 2006, *ApJ*, 651, 1166
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., & Barrado y Navascués, D. 2003, *ApJ*, 593, L109
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., & Basri, G. 2005, *ApJ*, 626, 498
- Montes, D., López-Santiago, J., Gálvez, M. C., Fernández-Figueroa, M. J., De Castro, E., & Cornide, M. 2001, *MNRAS*, 328, 45

- Moór, A., Abraham, P., Derekas, A., Kiss, C., Kiss, L. L., Apai, D., Grady, C., & Henning, T. 2006, *ApJ*, 644, 525
- Moór, A., Pascucci, I., Kóspál, Á., Abraham, P., Csengeri, T., Kiss, L. L., Apai, D., Grady, C., Henning, T., Kiss, C., Bayliss, D., Juhász, A., Kovács, J., & Szalai, T. 2011, *ApJS*, 193, 4
- Morata, O., Palau, A., González, R. F., de Gregorio-Monsalvo, I., Ribas, Á., Perger, M., Bouy, H., Barrado, D., Eiroa, C., Bayo, A., Huélamo, N., Morales-Calderón, M., & Rodríguez, L. F. 2015, *The Astrophysical Journal*, 807, 55
- Morgan, W. W., & Keenan, P. C. 1973, *ARA&A*, 11, 29
- Muto, T., Grady, C. A., Hashimoto, J., Fukagawa, M., Hornbeck, J. B., Sitko, M., Russell, R., Werren, C., Curé, M., Currie, T., Ohashi, N., Okamoto, Y., Momose, M., Honda, M., Inutsuka, S., Takeuchi, T., Dong, R., Abe, L., Brandner, W., Brandt, T., Carson, J., Egner, S., Feldt, M., Fukue, T., Goto, M., Guyon, O., Hayano, Y., Hayashi, M., Hayashi, S., Henning, T., Hodapp, K. W., Ishii, M., Iye, M., Janson, M., Kandori, R., Knapp, G. R., Kudo, T., Kusakabe, N., Kuzuhara, M., Matsuo, T., Mayama, S., McElwain, M. W., Miyama, S., Morino, J.-I., Moro-Martin, A., Nishimura, T., Pyo, T.-S., Serabyn, E., Suto, H., Suzuki, R., Takami, M., Takato, N., Terada, H., Thalmann, C., Tomono, D., Turner, E. L., Watanabe, M., Wisniewski, J. P., Yamada, T., Takami, H., Usuda, T., & Tamura, M. 2012, *ApJ*, 748, L22
- Muzerolle, J., Allen, L. E., Megeath, S. T., Hernández, J., & Gutermuth, R. A. 2010, *The Astrophysical Journal*, 708, 1107
- Najita, J. R., Strom, S. E., & Muzerolle, J. 2007, *MNRAS*, 378, 369
- Natta, A., Testi, L., Muzerolle, J., Randich, S., Comerón, F., & Persi, P. 2004, *A&A*, 424, 603
- Nelder, J. A., & Mead, R. 1965, *The Computer Journal*, 7, 308

- Ochsenbein, F., Bauer, P., & Marcout, J. 2000, *A&AS*, 143, 23
- Padoan, P., Federrath, C., Chabrier, G., Evans, II, N. J., Johnstone, D., Jørgensen, J. K., McKee, C. F., & Nordlund, Å. 2014, *Protostars and Planets VI*, 77
- Palla, F., Maeder, A., Herbig, G., Meynet, G., & Zinnecker, H. 2006, *Physics of Star Formation in Galaxies : Saas-Fee Advanced Course 29. Lecture Notes 1999*. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, Saas-Fee Advanced Course (Springer Berlin Heidelberg)
- Partnership, A., Brogan, C. L., Pérez, L. M., Hunter, T. R., Dent, W. R. F., Hales, A. S., Hills, R. E., Corder, S., Fomalont, E. B., Vlahakis, C., Asaki, Y., Barkats, D., Hirota, A., Hodge, J. A., Impellizzeri, C. M. V., Kneissl, R., Liuzzo, E., Lucas, R., Marcelino, N., Matsushita, S., Nakanishi, K., Phillips, N., Richards, A. M. S., Toledo, I., Aladro, R., Brogiere, D., Cortes, J. R., Cortes, P. C., Espada, D., Galarza, F., Garcia-Appadoo, D., Guzman-Ramirez, L., Humphreys, E. M., Jung, T., Kamenno, S., Laing, R. A., Leon, S., Marconi, G., Mignano, A., Nikolic, B., Nyman, L.-A., Radiszcz, M., Remijan, A., Rodón, J. A., Sawada, T., Takahashi, S., Tilanus, R. P. J., Vilaro, B. V., Watson, L. C., Wiklind, T., Akiyama, E., Chapillon, E., de Gregorio-Monsalvo, I., Francesco, J. D., Gueth, F., Kawamura, A., Lee, C.-F., Luong, Q. N., Mangum, J., Pietu, V., Sanhueza, P., Saigo, K., Takakuwa, S., Ubach, C., van Kempen, T., Wootten, A., Castro-Carrizo, A., Francke, H., Gallardo, J., Garcia, J., Gonzalez, S., Hill, T., Kaminski, T., Kurono, Y., Liu, H.-Y., Lopez, C., Morales, F., Plarre, K., Schieven, G., Testi, L., Videla, L., Villard, E., Andreani, P., Hibbard, J. E., & Tatematsu, K. 2015, *The Astrophysical Journal Letters*, 808, L3
- Paturel, G., Petit, C., Rousseau, J., & Vauglin, I. 2003, *A&A*, 405, 1
- Pecaut, M. J., & Mamajek, E. E. 2013, *ApJS*, 208, 9
- Perryman, M. 2011, *The Exoplanet Handbook* (Cambridge University Press)
- Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, *A&A*, 467, 163

- Plavchan, P., Jura, M., & Lipsky, S. J. 2005, *The Astrophysical Journal*, 631, 1161
- Plavchan, P., Werner, M. W., Chen, C. H., Stapelfeldt, K. R., Su, K. Y. L., Stauffer, J. R., & Song, I. 2009, *ApJ*, 698, 1068
- Poynting, J. H. 1904, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 202, 525
- Raymond, S. N. 2010, *Formation of Terrestrial Planets*, ed. R. Barnes, 123
- Raymond, S. N., Armitage, P. J., Moro-Martín, A., Booth, M., Wyatt, M. C., Armstrong, J. C., Mandell, A. M., Selsis, F., & West, A. A. 2011, *A&A*, 530, A62
- Rebull, L. M., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., Mannings, V. G., Chen, C., Stauffer, J. R., Smith, P. S., Song, I., Hines, D., & Low, F. J. 2008, *ApJ*, 681, 1484
- Reipurth, B., & Heathcote, S. 1997, in *IAU Symposium*, Vol. 182, *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 3–18
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, *The Astrophysical Journal*, 660, 1556
- Riaz, B., Lodieu, N., Goodwin, S., Stamatellos, D., & Thompson, M. 2012, *MNRAS*, 420, 2497
- Riviere-Marichalar, P., Pinte, C., Barrado, D., Thi, W. F., Eiroa, C., Kamp, I., Montesinos, B., Donaldson, J., Augereau, J. C., Huélamo, N., Roberge, A., Ardila, D., Sandell, G., Williams, J. P., Dent, W. R. F., Menard, F., Lillo-Box, J., & Duchêne, G. 2013, *A&A*, 555, A67
- Robertson, H. P. 1937, *MNRAS*, 97, 423
- Rodriguez, D. R., Bessell, M. S., Zuckerman, B., & Kastner, J. H. 2011, *ApJ*, 727, 62

- Rodriguez, D. R., van der Plas, G., Kastner, J. H., Schneider, A. C., Faherty, J. K., Mardones, D., Mohanty, S., & Principe, D. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 582, L5
- Rodriguez, D. R., Zuckerman, B., Kastner, J. H., Bessell, M. S., Faherty, J. K., & Murphy, S. J. 2013, *ApJ*, 774, 101
- Rucinski, S. M. 1985, *AJ*, 90, 2321
- Sallum, S., Follette, K. B., Eisner, J. A., Close, L. M., Hinz, P., Kratter, K., Males, J., Skemer, A., Macintosh, B., Tuthill, P., Bailey, V., Defrère, D., Morzinski, K., Rodigas, T., Spalding, E., Vaz, A., & Weinberger, A. J. 2015, *Nature*, 527, 342
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Schneider, A., Melis, C., & Song, I. 2012a, *ApJ*, 754, 39
- Schneider, A., Song, I., Melis, C., Zuckerman, B., & Bessell, M. 2012b, *ApJ*, 757, 163
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shkolnik, E., Liu, M. C., & Reid, I. N. 2009, *The Astrophysical Journal*, 699, 649
- Shkolnik, E. L., Liu, M. C., Reid, I. N., Dupuy, T., & Weinberger, A. J. 2011, *ApJ*, 727, 6
- Shvonski, A. J., Mamajek, E. E., Meyer, M. R., & Kim, J. S. 2010, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 42, American Astronomical Society Meeting Abstracts #215, 348
- Sicilia-Aguilar, A., Hartmann, L., Calvet, N., Megeath, S. T., Muzerolle, J., Allen, L., D'Alessio, P., Merín, B., Stauffer, J., Young, E., & Lada, C. 2006, *ApJ*, 638, 897
- Sicilia-Aguilar, A., Henning, T., & Hartmann, L. W. 2010, *ApJ*, 710, 597

- Simcoe, R. A., Burgasser, A. J., Bernstein, R. A., Bigelow, B. C., Fishner, J., Forrest, W. J., McMurtry, C., Pipher, J. L., Schechter, P. L., & Smith, M. 2008, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*. Edited by McLean, 7014, 70140U
- Simcoe, R. A., Burgasser, A. J., Schechter, P. L., Fishner, J., Bernstein, R. A., Bigelow, B. C., Pipher, J. L., Forrest, W., McMurtry, C., Smith, M. J., & Bochanski, J. J. 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 270
- Simon, M., Schlieder, J. E., Constantin, A.-M., & Silverstein, M. 2012, *ApJ*, 751, 114
- Song, I., Zuckerman, B., & Bessell, M. S. 2004, *The Astrophysical Journal*, 603, 804
- Stephens, D. C., Leggett, S. K., Cushing, M. C., Marley, M. S., Saumon, D., Geballe, T. R., Golimowski, D. A., Fan, X., & Noll, K. S. 2009, *ApJ*, 702, 154
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *The Astrophysical Journal*, 97, 1451
- Theissen, C. A., & West, A. A. 2014, *ApJ*, 794, 146
- Tonks, W. B., & Melosh, H. J. 1992, , 100, 326
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, *Young Nearby Loose Associations*, ed. B. Reipurth, 757
- Trilling, D. E., Lunine, J. I., & Benz, W. 2002, *A&A*, 394, 241
- Vicente, S. M., & Alves, J. 2005, *A&A*, 441, 195
- Vorobyov, E. I., & Basu, S. 2010, *ApJ*, 719, 1896

- Wahhaj, Z., Cieza, L., Koerner, D. W., Stapelfeldt, K. R., Padgett, D. L., Case, A., Keller, J. R., Merín, B., Evans, II, N. J., Harvey, P., Sargent, A., van Dishoeck, E. F., Allen, L., Blake, G., Brooke, T., Chapman, N., Mundy, L., & Myers, P. C. 2010, *ApJ*, 724, 835
- Weidenschilling, S. J. 1977, *Ap&SS*, 51, 153
- Weinberger, A. J., Anglada-Escudé, G., & Boss, A. P. 2013, *ApJ*, 767, 96
- Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Song, I., & Zuckerman, B. 2011, *ApJ*, 726, 72
- Wenger, M., Ochsenbein, F., Egret, D., Dubois, P., Bonnarel, F., Borde, S., Genova, F., Jasniewicz, G., Laloë, S., Lesteven, S., & Monier, R. 2000, *A&AS*, 143, 9
- Whelan, E. T., Ray, T. P., Randich, S., Bacciotti, F., Jayawardhana, R., Testi, L., Natta, A., & Mohanty, S. 2007, *ApJ*, 659, L45
- Whitworth, a., Bate, M. R., Nordlund, Å., Reipurth, B., & Zinnecker, H. 2007, *Protostars and Planets V*, 459
- Williams, J. P., & Cieza, L. A. 2011, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, 67
- Wyatt, M. C. 2008, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 46, 339
- Young, E. T., Lada, C. J., Teixeira, P., Muzerolle, J., Muench, A., Stauffer, J., Beichman, C. A., Rieke, G. H., Hines, D. C., Su, K. Y. L., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Misselt, K., Morrison, J., Stansberry, J., & Kelly, D. 2004, *ApJS*, 154, 428
- Zhu, Z., Hartmann, L., Gammie, C., & McKinney, J. C. 2009, *ApJ*, 701, 620
- Zinnecker, H., & Yorke, H. W. 2007, *ARA&A*, 45, 481
- Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. 2011, *The Astrophysical Journal*, 732, 61



Zuckerman, B., & Song, I. 2004, ApJ, 603, 738

Zuckerman, B., & Song, I. 2004, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 42, 685

Zuckerman, B., Song, I., & Bessell, M. S. 2004, ApJ, 613, L65

Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., & Webb, R. A. 2001a, ApJ, 562, L87

Zuckerman, B., Song, I., & Webb, R. A. 2001b, ApJ, 559, 388

Zuckerman, B., & Webb, R. A. 2000, ApJ, 535, 959