



HAL
open science

Origine et impact des jets/flots protostellaires à l'ère d'ALMA et JWST

Aloïs De Valon

► **To cite this version:**

Aloïs De Valon. Origine et impact des jets/flots protostellaires à l'ère d'ALMA et JWST. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. NNT : 2021GRALY072 . tel-03597792

HAL Id: tel-03597792

<https://theses.hal.science/tel-03597792v1>

Submitted on 4 Mar 2022

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Aloïs DE VALON

Thèse dirigée par **Catherine DOUGADOS**, Directrice de Recherches, Université Grenoble Alpes
et co-encadrée par **Sylvie CABRIT**, Astronome CEx 1er échelon, Observatoire de Paris

préparée au sein du **Laboratoire Institut de Planetologie et d' Astrophysique de Grenoble**
dans l'**École Doctorale Physique**

Origine et impact des jets/flots protostellaires à l'ère d'ALMA et JWST

Origin and impact of protostellar jets/outflows in ALMA & JWST era

Thèse soutenue publiquement le **18 novembre 2021**,
devant le jury composé de :

Monsieur JONATHAN FERREIRA

PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES,
Président

Monsieur SEBASTIEN MARET

CHARGE DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ALPES, Examinateur

Madame ANAËLLE MAURY

INGÉNIEUR HDR, CEA CENTRE DE PARIS-SACLAY, Examinatrice

Monsieur SYLVAIN BONTEMPS

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION AQUITAINE,
Rapporteur

Madame FRANCESCA BACCIOTTI

DIRECTEUR DE RECHERCHE, INAF (Istituto Nazionale di Astrofisica),
Rapporteuse



Abstract

La formation d'une étoile de type solaire s'accompagne de spectaculaires phénomènes d'éjection bipolaire sous la forme de jets atomiques et flots moléculaires. Bien que ces éjections de matière soient omniprésentes, leur origine exacte et leur impact sur l'évolution du disque et la formation du cortège planétaire en son sein restent des questions majeures encore non résolues.

Les flots moléculaires sont des signatures d'éjection traçant un gaz plus froid et plus lent. Ces derniers ont historiquement été expliqués par une interaction entre l'enveloppe environnante et une éjection interne. Cependant, des observations récentes suggèrent que la matière est directement éjectée du disque, et par conséquent pourrait extraire une partie significative de la masse et du moment angulaire du système disque-étoile en formation.

J'ai eu la chance de pouvoir travailler sur des observations avec l'interféromètre radio millimétrique ALMA de la base de flots moléculaires associés à des étoiles jeunes à différents stades évolutifs. Ma thèse s'est principalement centrée sur la Classe I DG tau B, dont les données ALMA ont une résolution 10 fois supérieure à l'étude précédente de Zapata et al. (2015). J'ai pu cependant aussi faire une étude préliminaire sur les dernières données ALMA de HH30, avec une sensibilité 3 fois supérieure aux dernières données présentés par Louvet et al. (2018). Ces observations fournissent une opportunité unique de cartographier en détails leur connexion avec le disque et de contraindre les différents modèles proposés pour leur formation.

L'objectif de la thèse a tout d'abord été de conduire l'analyse détaillée des propriétés de l'émission en ^{12}CO de ces cavités afin de contraindre leur morphologie et cinématique. J'ai recherché en particulier des signatures de rotation. Des méthodes d'analyse et de modélisation innovantes ont du être développées dans ce but, en s'appuyant sur l'étude pionnière conduite récemment dans la source HH30 (Louvet, Dougados et al. 2018). Les contraintes observationnelles obtenues ont ensuite été confrontées aux prédictions des différentes classes de modèles proposés pour la formation de ces cavités.

Abstract (different language)

The formation of a solar-type star is accompanied by spectacular bipolar ejections in the form of atomic jets and molecular outflows. Although these ejections are omnipresent, their exact origin and their impact on the evolution of the protoplanetary disk and the formation of planets within are still major unresolved questions in star and planet formation.

Molecular outflow signatures trace colder and slower material. They are historically explained by an interaction between an inner ejection and the surrounding envelope. However, recent observations suggest that these molecular flows trace matter directly ejected from the disk, and consequently could carry away a significant fraction of mass and angular momentum from the forming star-disk system.

I had the opportunity to work with observations achieved with the ALMA radio interferometer of the base of molecular flows associated with forming stars at different evolutionary stages. The PhD thesis mainly focusses on the observations of the Class I DG tau B, which increase the angular resolution by more than a factor of 10 with respect to the previous study of Zapata et al. (2015). I also did a preliminary work on the latest observation of the Class II HH30, which improve the sensibility by a factor of 3 with respect to the previous study of Louvet et al. (2018).

These observations offer a unique opportunity to study in detail their connexion with the disk and constrain the different models for their formation.

The objective of the PhD thesis was to conduct a detailed analysis of the ALMA 12CO emission from the base of molecular outflows and to derive their morphology and kinematics. Innovative analysis methods were developed to search for rotation signatures in particular, based on the pioneering study recently conducted on HH30 (Louvet, Dougados et al. 2018). Observational constraints will be then compared to the different classes of models proposed for their formation to determine whether they originate from the disk or trace interaction with the ambient medium.

Remerciements

Me voilà arrivé à la dernière étape de cette thèse. La fermeture de ces trois années particulières ne pourraient pas se faire autrement que par les remerciements des différentes personnes qui m'ont aidé, rassuré et accompagné durant cette aventure. Ma thèse aurait été beaucoup plus difficile sans vous.

Premièrement, je souhaiterais évidemment remercier Catherine et Sylvie pour m'avoir encadré sur ce sujet passionnant. Bien qu'exigeantes, vous avez toujours su faire preuve de patience, bienveillance et pédagogie. Je me suis toujours senti à l'aise de poser demander en cas de doute et d'incompréhension. La confiance et la liberté que vous m'avez accordée pendant ces trois années m'a permis de me développer en tant que chercheur. Et votre enthousiasme sur le sujet (bien que propice à des discussions très longues en cas de désaccord) a clairement été contagieux pendant ma thèse.

De manière générale, je souhaiterais aussi remercier les chercheurs qui ont pu me guider et m'aider pendant cette thèse. Je pense notamment aux membre de l'équipe Odyssey et Sherpas. Les discussions, même anodines, que j'ai pu avoir avec vous ont été d'une aide précieuse pendant ces trois années difficiles.

Cette thèse a été l'occasion de faire de très belles rencontres et de superbes amitiés qui, je l'espère, perdurons à l'avenir. Ces amitiés ont été forgées dans la sueur, le stress... et les soirées au Shannon. Je souhaiterais remercier les personnes les plus présentes dans ce fameux bureau A003 : Guillaume, Jon et Bobby. Ce bureau a été le lieu de beaucoup de moments que je n'oserais pas décrire en détail dans ce manuscrit. Partager ces moments avec vous a été un vrai bonheur. La thèse est une aventure très étrange, elle aurait été beaucoup plus compliqué sans les personnes qui vivent la même expérience. Je souhaite aussi remercier tous les thésards de ma génération avec qui j'ai pu interagir et discuter, Kim, Simon, Noémi, Methilde....

Je remercie aussi tous les amis non-thésards pour avoir écouté mes déboires de thèse et permis de me vider la tête dans les moments difficiles.

Je souhaiterais aussi remercier les membres de ma famille : mes parents, ma sœur, ma grand-mère et ma tante. Bien que distants de mon domaine d'étude et distants géographiquement, vous avez toujours cru en moi et m'avez toujours écouté dans les moments de doute.

Et enfin, en dernier, je souhaite remercier la personne que j'ai la chance d'aimer et avec qui j'ai la chance de partager ma vie depuis 10 ans maintenant. Claire, tu m'as soutenu durant la thèse, tu m'as supporté durant les moments difficiles et tu as cru en moi dans les moments de doute. Tu as donné un sens à ces trois années et tu donnes un sens au futur.

Merci à vous.

Sommaire

1	Introduction	1
1.1	Formation d'une étoile de type solaire	1
1.1.1	Classification et évolution	1
1.1.2	Une classification trop simpliste ?	4
1.1.3	Omniprésence des éjections dans la formation stellaire	4
1.2	Rôle des éjections dans la formation stellaire et planétaire	7
1.2.1	La perte de moment cinétique du disque	7
1.2.2	Faible efficacité cœur-étoile	8
1.2.3	Dispersion du disque et impact sur la formation planétaire	9
1.3	Origine des jets	9
1.3.1	Contraintes observationnelles	10
1.3.2	Les modèles de jets : une éjection magnétisée	12
1.4	Origine des flots moléculaires : une guerre de paradigme	14
1.4.1	La naissance d'une dichotomie	15
1.4.2	La prédominance historique de l'interaction avec une enveloppe	16
1.4.3	Le second souffle du vent de disque	18
1.4.4	Une dichotomie trop simpliste ?	20
1.5	État de l'art et objectif de la thèse	21
1.5.1	Limitations actuelles	22
1.5.2	Objectif de la thèse : dans la continuité de l'étude de HH30	22
I	Outils d'analyse et de modélisation	25
2	Modélisation	27
2.1	Vent de disque photo-évaporé	27
2.2	Vent de disque MHD	31
2.2.1	Principe de l'éjection magnéto-centrifuge	31
2.2.2	X-Wind	34
2.2.3	Vent étendu	36
2.2.4	Localiser la région d'éjection	40
2.2.5	Domaine (λ, r_0) des candidats de vent de disque	42
2.3	Modèles d'interaction avec l'enveloppe	43
2.3.1	Cavité créée par un vent grand angle	44

2.3.2	Interaction avec un jet collimaté	51
2.4	Modèles simples de disque et d’enveloppe	54
2.4.1	Disque protoplanétaire	54
2.4.2	Modèle d’effondrement balistique en rotation	55
3	Outils analytiques	57
3.1	Un besoin d’outils analytiques	57
3.2	Outils de représentation des cubes de données	59
3.3	Modèles paramétriques de flot moléculaire	60
3.3.1	Diagrammes PV transverses dans le cas $i \simeq 90^\circ$	63
3.3.2	Résolution analytique de modèles simples	64
3.3.3	Effets de l’inclinaison	67
3.4	Analyse d’un écoulement stratifié	70
3.4.1	Une tomographie d’un flot moléculaire	70
3.4.2	Biais n°1 : simple couche	72
3.4.3	Biais n°2 : impact de l’empilement des couches	75
3.5	Équations de précession d’un flot moléculaire	78
4	AxoProj	83
4.1	Présentation	83
4.2	Exemples et utilisations	86
4.3	Limitation et possibilités d’améliorations	88
II	Étude de DG Tau B	91
5	Résultats et analyse modèle indépendante	93
5.1	Présentation préliminaire	93
5.1.1	Observation du flot de DG Tau B avant ALMA	94
5.1.2	Un laboratoire parfait pour l’étude des flots moléculaires	96
5.2	Réduction données	97
5.2.1	Présentation des observations	97
5.2.2	Calibration	98
5.2.3	Imagerie	100
5.3	Présentation des données	101
5.4	Étude du disque d’accrétion.	104
5.4.1	Disque de poussière	104
5.4.2	Disque de gaz	106
5.4.3	Comparaison à l’étude de Garufi et al. (2020)	108
5.4.4	Des traces d’enveloppe en effondrement ?	109
5.5	Contraintes sur la structure du flot CO redshifté	110
5.5.1	La morphologie du flot redshifté	111
5.5.2	Des variations d’émissivité dans le flot	113

5.5.3	Estimation du P.A du flot moléculaire	116
5.5.4	La tomographie du flot conique	117
5.5.5	Flux de masse du flot	122
5.6	Conclusion sur l'analyse modèle indépendante	125
6	Modélisation du flot moléculaire	127
6.1	Interaction avec une enveloppe	127
6.1.1	Légitimité de la WDS	128
6.1.2	Modèle standard de la WDS	129
6.1.3	Modèle modifié de la WDS	131
6.1.4	Discussion	135
6.2	Vent de disque	138
6.2.1	Légitimité du vent de disque	138
6.2.2	Modélisation par un vent de disque stationnaire	139
6.2.3	Contraintes sur l'origine du vent de disque	142
6.2.4	Quid du flot externe ?	147
6.2.5	Perturbation n°1 : Précession du disque ?	148
6.2.6	Perturbation n°2 : Accrétion de sur-densité ?	152
6.2.7	Perturbation n°3 : Perturbation par un choc d'étrave ?	161
6.3	Conclusion	162
6.3.1	Vision globale de DG Tau B	163
6.3.2	Comparaison à d'autres objets et ouverture	165
III	Étude de HH30	169
7	HH 30	171
7.1	L'étude ALMA de Louvet et al. (2018)	172
7.2	Des nouvelles données révolutionnaires	173
7.3	Analyse préliminaire	176
7.3.1	Ajustement simple d'ellipses	177
7.3.2	Des ajustements discutables : le mystère de l'ellipse rouge	180
7.4	Modélisation : Wiggling	182
7.4.1	Domaine de paramètre du wiggling	182
7.4.2	Modèle initial : DG Tau B à $i = 90^\circ$	184
7.4.3	Comment reproduire les surdensités des diagrammes P.V	186
7.5	Autres modèles	189
7.6	Conclusion	190
IV	Conclusions et perspectives	191
	Bibliographie	199

V	Appendices	213
A	Équations des cartes par canaux pour la WDS	215
B	Articles publiés ou en cours de publication	219
B.1	Articles en premier auteur	219
B.2	Articles en co-auteur	260

Introduction

1.1 Formation d'une étoile de type solaire

Je décris ici notre connaissance actuelle des différentes étapes de la formation d'une étoile de type solaire.

1.1.1 Classification et évolution

Phase pré-stellaire

Les étoiles de faibles masses se forment dans des "cœur denses prestellaires" de densité $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et taille $\sim 0.05 \text{ pc}$. Ces objets sont composés de poussière et de gaz et sont très froids à cause de leur extinction élevée et de l'absence d'objet accréteur (voir André et al., 2000). Initialement l'équilibre gravitationnel est maintenu par les forces thermiques, turbulentes et magnétiques. La première étape de la formation d'une étoile est la perte de cet équilibre qui entraîne un effondrement d'une partie du nuage. À cause de l'effondrement, le cœur prestellaire devient plus dense. Lorsque le centre du cœur prestellaire devient optiquement épais, le rayonnement ne peut plus s'en échapper, la compression chauffe le gaz de façon adiabatique. Le gradient de pression compense la force gravitationnelle. Cette étape se termine par la création d'un premier cœur central opaque et en équilibre quasi-hydrostatique de taille $\sim 5 \text{ au}$, puis la dissociation du H_2 entraîne sa déstabilisation. Un effondrement de ce premier cœur entraîne la formation d'un second cœur atomique de taille $\sim 1 - 3 R_\odot$ qui est la proto-étoile (Larson, 1969).

La création d'un cœur central en équilibre quasi-hydrostatique marque le début de la phase proto-stellaire. Cette phase est divisée en 4 étapes (Classes 0,I,II,III) pour arriver à un système stellaire tel que le nôtre. Les Classes I,II,III ont été décrites par Lada (1987), la Classe 0 a été observée plus tard et présentée par André et al. (1993). Ces étapes sont classifiées en fonction de paramètres observationnels comme la forme de la distribution spectrale d'énergie (SED), qui peut être décrite par deux paramètres. Le premier paramètre est la pente de la SED $\alpha = d\text{Log}(\lambda F_\lambda)/d\text{log}(\lambda)$ souvent déterminée dans les domaines $\lambda = 2 - 15 \mu\text{m}$ (α_{IR} , Lada and Wilking, 1984). C'est le paramètre historique utilisé pour la classification des objets proto-stellaires. Le deuxième est la température bolométrique T_{bol} qui correspond à la température

du corps noir dont la fréquence moyenne est similaire à celle de la SED (Myers and Ladd, 1993). Un autre paramètre possible est le rapport entre la luminosité sub-millimétrique L_{subm} et la luminosité bolométrique L_{bol} , qui donne un indice sur la différence de masse entre l'enveloppe et l'objet central (André et al., 2000). Je discuterai par la suite des avantages et désavantages des différents critères. Les durées de vies relatives entre les classes peuvent être estimées en fonction d'études statistiques des populations relatives des différentes Classes dans un nuage moléculaire. L'âge des Classes II est estimé à partir de la position de l'étoile centrale sur le diagramme H-R.

Classe 0

La première phase de la formation proto-stellaire est la dernière à avoir été observée (André et al., 1993). La masse de l'objet central est faible par rapport à l'enveloppe environnante ($L_{subm}/L_{bol} > 0.5\%$, André et al. (2000)). L'enveloppe domine l'émission de la SED qui prend la forme d'un "corps gris" piquant à $\sim 100\mu m$ de température bolométrique $\leq 70K$. Durant cette étape, la protoétoile centrale acquiert la plupart de sa masse finale, c'est la phase d'effondrement principale. Le taux d'accrétion sur l'étoile est estimé à partir de la luminosité bolométrique ($L_{bol} \approx L_{acc}$) à $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1}$ (Bontemps et al., 1996). Les modèles d'effondrement globaux prenant en compte un moment cinétique prédisent la création d'un disque protoplanétaire se formant durant cette étape (Ulrich, 1976; Terebey et al., 1984). La durée de vie typique d'une classe 0 a été estimée à 10^4 ans à partir de l'étude statistique du nuage ρ Oph (André et al., 2000; Motte et al., 1998).

Classe I

À mesure que l'enveloppe s'effondre sur l'étoile centrale, la masse de l'étoile centrale devient supérieure à la masse de l'enveloppe environnante qui devient plus tenue. L'objet devient donc observable en infrarouge où l'émission de l'étoile et du disque d'accrétion se superpose à l'émission de l'enveloppe dans la SED (Lada, 1987). La température bolométrique est comprise entre 70K et 700K et la SED a une pente spectrale $\alpha_{IR} > 0$. Le taux d'accrétion de l'enveloppe sur le disque est déterminé à partir de l'excès infrarouge à ($\dot{M}_{acc} \sim 10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot} yr^{-1}$ (Muzerolle et al., 1998; Antonucci et al., 2008)). La durée de vie de cette phase est estimée à 10^5 ans.

Classe II

La classe II délimite le moment où toute l'enveloppe est dispersée. L'objet devient une TTauri classique (cTTs). Le disque d'accrétion domine la SED en infrarouge avec une pente α_{IR} comprise entre 0 et -2. Les taux d'accrétion du disque sur l'étoile ($\dot{M}_{acc} \sim 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$) sont calculés à partir de l'excès UV créé par les chocs des colonnes d'accrétion magnétosphériques sur l'étoile centrale. La durée de vie de cette phase est le temps de dissipation du disque d'accrétion, elle est estimée à quelque 10^6 années.

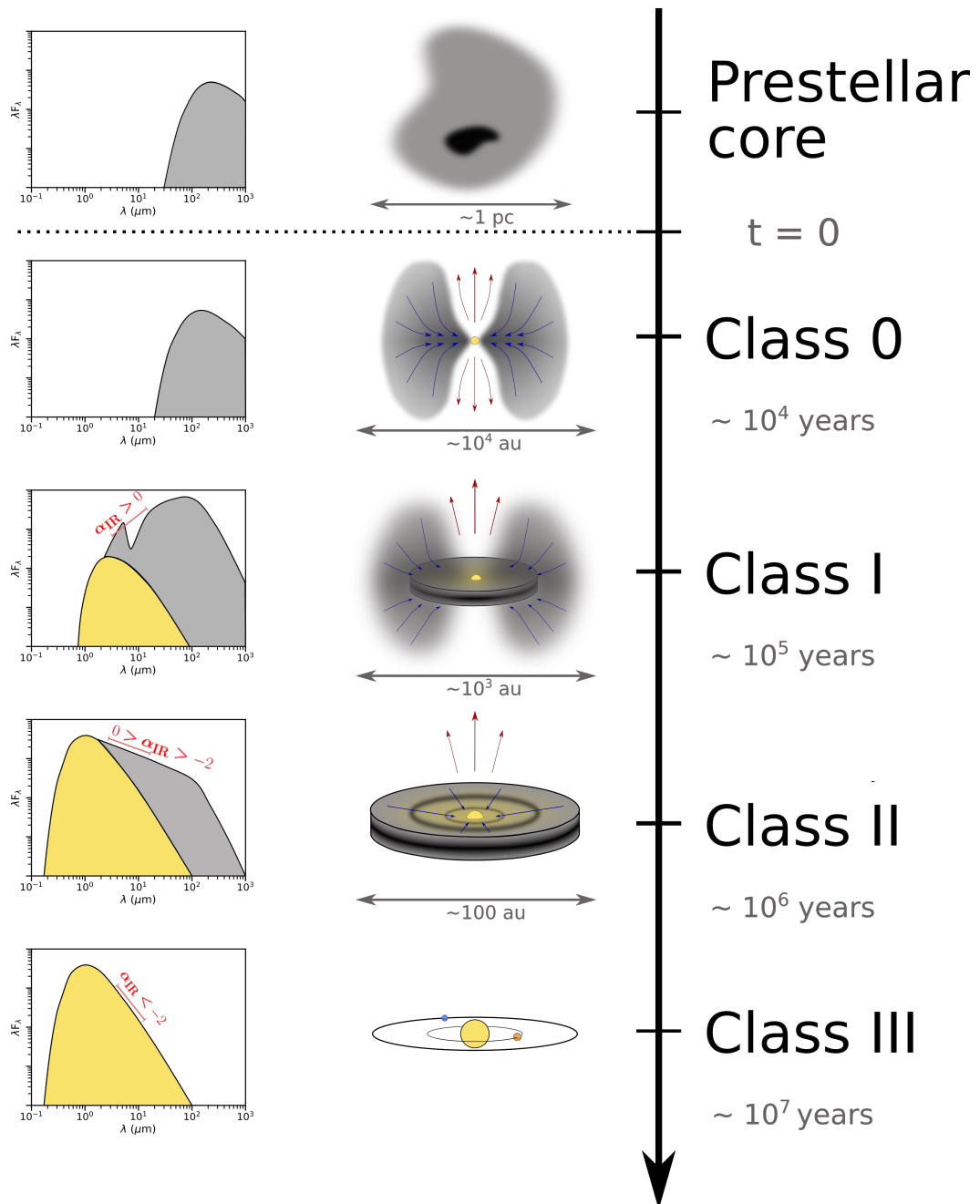


Fig. 1.1.: Séquence évolutive de la formation d'une étoile de type solaire du cœur pré-stellaire jusqu'à la Classe III. À gauche est représentée la distribution spectrale d'énergie (SED) avec la contribution de la proto-étoile centrale (jaune) et du disque/enveloppe (gris). Un schéma de l'environnement est représenté pour chaque Classe sur la colonne du centre.

Classe III

La classe III est la dernière étape de la formation stellaire. Appelés "Weak T Tauri stars" (wTTs) car la SED montre un excès infrarouge très faible ($\alpha < -2$) et les spectres n'ont plus de raie en émission, ces objets ont fini leur accréation et le disque est optiquement mince, voire complètement absent. En réalité aucune étude n'a réussi à prouver que les Classes III sont systématiquement plus âgées que les Classes

II, il n'est donc pas complètement clair que la Classe III soit un stade évolutif très différent de la Classe II.

1.1.2 Une classification trop simpliste ?

Ainsi comme présenté ci-dessus, l'état évolutif d'un objet proto-stellaire est usuellement défini à partir d'un certain nombre de caractéristiques observationnelles, dont la forme de la SED. Cependant, des études ont montré que la SED peut dépendre énormément de l'inclinaison (voir revue de White et al. (2007)), surtout pour les Classes I et II. En effet, les modèles développés par Whitney et al. (2003) montrent que des Classes II avec une forte inclinaison ($i \sim 75^\circ$) ont une SED similaire aux Classes I à plus faible inclinaison. Les paramètres liés à la forme de la SED (T_{bol} , α) ne sont donc potentiellement pas des bons traceurs. Le rapport entre luminosité bolométrique et submillimétrique (André et al., 2000) est beaucoup moins sensible à l'effet de l'inclinaison. La revue de White et al. (2007) estime qu'environ 30-50% des identifications de Classes I dans le nuage Taurus-Auriga sont des Classes II de forte inclinaison mal caractérisées par la pente α de la SED.

D'autres méthodes de classification ont été proposées (Whitney et al., 2003; Robitaille et al., 2006; van Kempen et al., 2009), utilisant le terme "Stage". La caractérisation principale des Stages se fait par l'étude des rapports de masse entre enveloppe, disque et étoile centrale en utilisant l'émission sub-millimétrique. Cette classification est donc une extension du paramètre proposé par André et al. (2000) et est potentiellement moins sensible à l'inclinaison de l'objet. van Kempen et al. (2009) a aussi proposé comme caractérisation du stade évolutif l'émission de certaines molécules traceur d'enveloppe comme le HCO⁺. Cette classification est potentiellement plus représentative du stade évolutif mais est beaucoup moins utilisée que le paramètre α_{IR} .

1.1.3 Omniprésence des éjections dans la formation stellaire

En parallèle au phénomène de formation stellaire régi par l'effondrement de l'enveloppe, des signatures d'éjections sont aussi observées (Bally and Lada, 1983; Cabrit, 2002; Arce et al., 2007). Ce processus a été indirectement observé dès les années 50 par Herbig (1950, 1951) et Haro (1952, 1953) par la présence de petites nébulosités d'émission (H α , [SII]) qui tracent des fronts de choc avec un mouvement propre important. Ces nébulosités seront appelées par la suite des objets de Herbig-Haro (HH). Il a fallu attendre les années 80 pour avoir la première observation ¹²CO par Snell et al. (1980) dans le nuage moléculaire L1551. Les observations CO ont

révélé une émission bipolaire de vitesse $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ associée à une proto-étoile. Un des deux lobes a pu être associé avec un objet de Herbig-Haro. Snell et al. (1980) ont proposé que le flot moléculaire observé était du matériau de l'enveloppe entraîné par un vent interne rapide et collimaté par l'enveloppe. Quelques années plus tard, Mundt and Fried (1983) observent une émission optique quasiment cylindrique émanant de 4 étoiles, nommés jets. Ils proposent que ces émissions proviennent d'un vent extrêmement collimaté et rapide (quelque 100 km/s) qui pourrait être à l'origine des flots moléculaires observés les années précédentes.

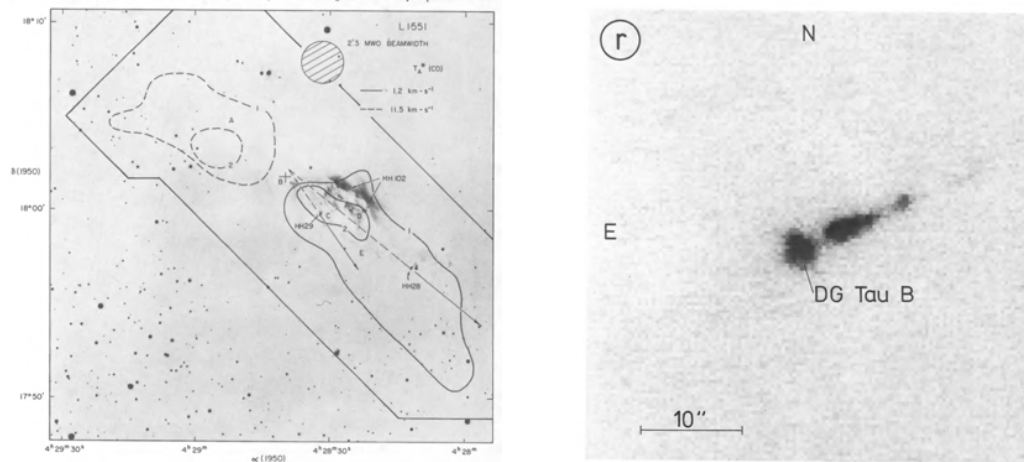


Fig. 1.2.: Gauche : Première observation de flot moléculaire tirée de Snell et al. (1980). L'image représente l'émission CO(1-0) dans le nuage moléculaire L1551. Droite : Première observation de jet tirée de Mundt and Fried (1983). 5 jets ont été observés en émission optique dans cet article, ici est représenté le jet de DG Tau B.

Quasiment 40 ans après ces premières observations, le nombre d'observations de ces phénomènes a explosé. Cependant, malgré les différentes morphologies étudiées, des tendances globales sont observées. En particulier, on a toujours en parallèle les phénomènes d'éjections rapides ($\geq 100 \text{ km s}^{-1}$) avec des angles d'ouverture de quelques degrés (= jets), et les émissions moléculaires plus lentes ($< 100 \text{ km s}^{-1}$) et moins collimatées (= flots). Cette tendance est visible dans la Fig. 1.3 dans laquelle sont comparées les émissions du jet (vert) et du flot (rouge) pour 3 objets d'âges différents.

Jets

Les jets sont visibles avec différents traceurs selon le stade évolutif de l'étoile centrale. Les jets de Classe 0 sont moléculaires (SiO , CO , H_2) et visibles principalement dans le millimétrique et infrarouge. Ils sont souvent résolus sous forme de nœuds qui sont interprétés par des chocs internes formés par une variabilité d'éjection à la source (Raga et al., 1990). Ces chocs peuvent être observés en H_2 suffisamment loin de la source, lorsque l'enveloppe est moins opaque. Les jets de Classe I sont observés en infrarouge (H_2 , FeII) et optique ($\text{H}\alpha$, OI , NII , SII). Des chocs d'étrave sont aussi

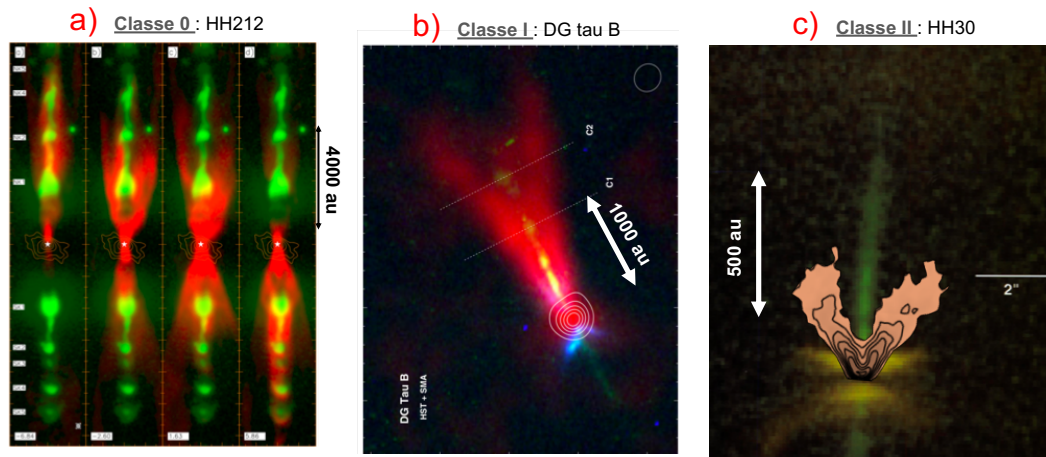


Fig. 1.3.: Observations de jets et de flots moléculaires pour différents stades évolutifs. a) Émission moléculaire ^{12}CO (2-1) (rouge) et H_2 (vert) de la Classe 0 HH212 (Lee et al., 2015). Les différents canaux correspondent à différentes vitesses projetées pour le CO. b) Flux intégré de l'émission ^{12}CO (2-1) (rouge) et émission infrarouge (HST, filtre F814w en bleu et F675 en vert) de la Classe I DG Tau B (Zapata et al., 2015). c) En rouge est représentée l'émission ^{12}CO (2-1) à une vitesse intermédiaire (2-11 km/s, Louvet et al., 2018) de la Classe II HH30. En vert est représentée l'observation HST du jet (Burrows et al., 1996).

visibles. Les Classes II n'ont plus d'enveloppe, les jets peuvent être observés très proche de l'étoile centrale. Les jets de Classe II sont en général très pauvres en molécules. Le jet de DG Tau est un des jets les plus étudiés dans le domaine. Bacciotti et al. (2000) et Lavalley-Fouquet et al. (2000) ont notamment montré que ce jet présentait une morphologie en "pelure d'oignon" (onion-like structure), avec la partie rapide du jet (400 km s^{-1}) beaucoup plus collimatée que la partie basse vitesse (100 km s^{-1}). Cette stratification en vitesse se poursuit avec le H_2 qui est lui-même à plus basse vitesse ($\sim 10 \text{ km/s}$) et plus ouvert que les émissions atomiques dans DG Tau (Agra-Amboage et al., 2014).

Flots moléculaires

Les flots sont des cavités à basse vitesse entourant les jets. Ces flots sont toujours visibles en émission moléculaire (CO) et millimétrique. Le consensus historique est que les flots moléculaires ont une masse et une extension qui augmentent avec l'âge de la source. Les flots de Classe 0/I sont généralement optiquement épais en ^{12}CO (2-1) et présentent une loi de masse suivant la loi $dM/dv \propto v^{-\gamma}$ avec v la vitesse et $\gamma \simeq 1 - 3$. Ces flots ont aussi une dynamique de "Hubble-law" (Lada and Fich, 1996) : la vitesse radiale tend à augmenter proportionnellement à la distance à la source. Une émission infrarouge due à lumière diffusée de la poussière est souvent coïncidente avec l'émission CO. Ces larges flots peuvent être observés jusqu'à 0.1-0.3 pc de la source. Les flots moléculaires des objets en fin de Classe I/début de Classe II sont en général beaucoup plus diffus. Ils sont seulement visibles en CO, l'émission est optiquement mince et est détectée beaucoup moins loin que les flots de Classe

0,I. À ce jour, très peu de flots moléculaires sont observés sur des classes II (Louvet et al., 2018; Fernández-López et al., 2020). En particulier, le flot de HH30 ne s'étend que jusqu'à quelques centaines d'au dans les données Cycle 3, et ne présente pas de dynamique de Hubble-law mais plutôt une vitesse constante avec la hauteur (Louvet et al., 2018).

1.2 Rôle des éjections dans la formation stellaire et planétaire

Avec le nombre grandissant d'observations, il a été de plus en plus clair que les flots et jets ont un impact direct sur la formation stellaire et planétaire. Je vais présenter par la suite trois problématiques essentielles de la formation stellaire qui dépendent directement de l'origine des éjections.

1.2.1 La perte de moment cinétique du disque

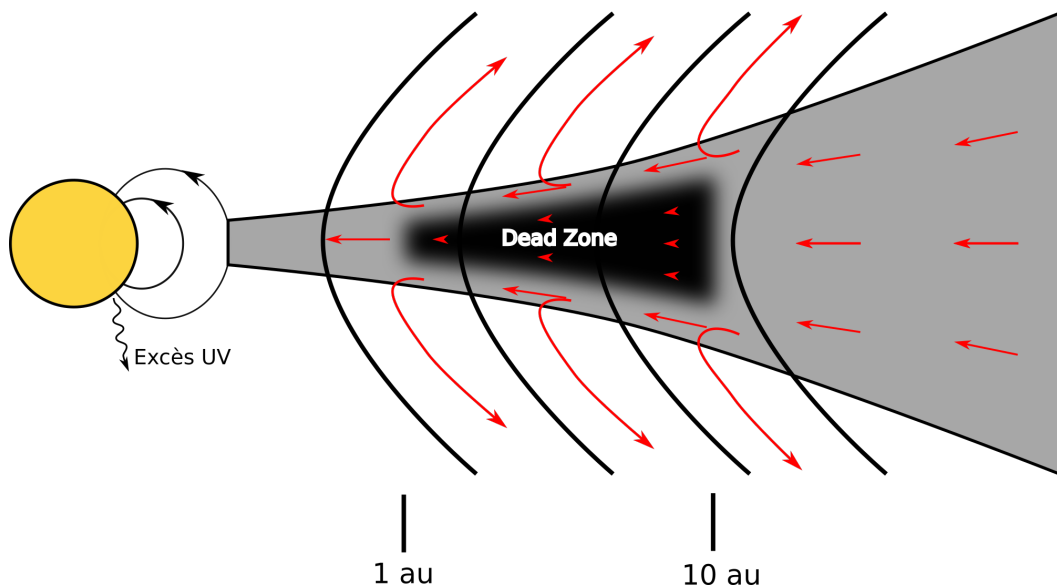


Fig. 1.4.: Vision schématique d'un disque d'accrétion magnétisé. La zone grise du disque indique la région où la MRI est possible. Les courbes noires représentent le champ magnétique poloidal ancré dans le disque d'accrétion. Les flèches rouges symbolisent les mouvements du gaz qui peut être soit accréte soit éjecté via un vent MHD. L'accrétion dans la "Dead Zone" est très subsonique.

L'accrétion est observée à chaque étape de la formation stellaire. Cependant, son origine est toujours très débattue. Comment la matière du disque perd son moment cinétique au point de s'accréter sur l'étoile centrale ? Deux modèles ont été suggérés dans les années 70. Ils ont au départ été proposés pour expliquer les phénomènes

d'accrétion dans les objets compacts pour être par la suite étendus aux disques protoplanétaires.

Le premier modèle est celui du disque visqueux (Shakura and Sunyaev, 1973). Sous l'effet d'une viscosité, la rotation différentielle du disque d'accrétion induit un transfert radial du moment cinétique vers l'extérieur, entraînant une perte de moment cinétique pour une partie de la matière qui spirale vers l'étoile centrale. La viscosité moléculaire du gaz n'est cependant pas suffisante pour rendre compte des taux d'accrétion observés, ce qui implique donc une viscosité "anormale" d'origine turbulente. Le meilleur candidat de turbulence a été décrit par Balbus and Hawley (1991) qui ont montré qu'en présence d'un champ magnétique faible couplé au plasma, l'Instabilité Magnéto-Rotationnelle (MRI) pouvait créer un couple suffisant. Des modélisations plus réalistes ont montré qu'une grande région ($\sim 1-10$ au, voir Fig. 1.4) du disque d'accrétion n'était pas assez ionisée pour être sensible à la MRI ("dead zone", voir Gammie, 1996). Pour expliquer l'accrétion dans cette région, il est proposé que la MRI est toujours active aux couches superficielles de la dead-zone, ionisées par les émissions X et UV.

Le deuxième modèle d'extraction du moment cinétique est celui du vent MHD magnéto-centrifuge (Blandford and Payne, 1982) qui est expliqué dans la Sect. 2.2.1. La torsion du champ magnétique entraîne une évacuation verticale du moment cinétique. Les flots moléculaires modélisés par des vents de disque MHD peuvent ainsi créer de l'accrétion sur une gamme de rayons très importante (Pudritz and Norman, 1983, 1986).

De nos jours, l'origine de l'accrétion est toujours une question ouverte. La contribution des deux types d'extraction de moment cinétique (radiale via la turbulence et verticale via un vent de disque) influe à priori en même temps sur le processus d'accrétion dans un disque protoplanétaire, avec une contribution différente selon les niveaux de densité, d'ionisation, et d'intensité du champ magnétique. Les observations de flots CO peuvent nous fournir des contraintes cruciales sur ces questions.

1.2.2 Faible efficacité cœur-étoile

Il a été montré que la distribution de masse des cœurs pre-stellaires (CMF) était décalée par rapport à la distribution de masse des étoiles (IMF) (Könyves et al., 2015). Ce décalage peut se retranscrire en une efficacité de formation des étoiles, où $\sim 30\%$ de la masse de l'enveloppe arrive effectivement sur l'étoile centrale. L'origine d'une si faible efficacité est toujours débattue mais remonte à priori aux premières phases de la formation stellaire (\sim Classe 0), lorsque la majorité de la masse est

accrétée sur l'étoile centrale. De plus, il est clair que les phénomènes d'éjection jouent un rôle primordial. En effet, ces éjections peuvent balayer l'enveloppe environnante ou directement éjecter la matière du disque. Une compréhension plus poussée des jets et flots moléculaires est donc essentielle afin de comprendre en détail leur impact sur la masse finale de l'étoile.

1.2.3 Dispersion du disque et impact sur la formation planétaire

Les disques sont des objets en constante évolution, régis par l'accrétion et la dispersion de matière. Les observations indiquent que le disque protoplanétaire doit évacuer entièrement son gaz en quelque 10^6 années, entre la Classe II et la Classe III, cependant ce processus est loin d'être entièrement compris. Cette évacuation est clairement dépendante du processus d'éjection, même si d'autres effets y contribuent (comme la formation planétaire par exemple). L'évolution des disques dépend donc directement de l'origine des flots et jets utilisés.

Si la matière des jets et flots provient directement du disque d'accrétion, la formation planétaire est aussi impactée. Premièrement, le réservoir de gaz des futures planètes est éjecté. De plus, de telles éjections influenceront le profil de densité surfacique des disques (Alexander et al., 2014; Suzuki et al., 2016), ce qui a un impact direct sur la migration des planètes au cours du temps (Ogihara et al., 2018). Afin d'appréhender la formation planétaire en détail, il est ainsi nécessaire de caractériser la dynamique d'évacuation du disque protoplanétaire, ce qui nécessite par extension une compréhension poussée des phénomènes d'éjection.

1.3 Origine des jets

Dans cette section je vais présenter les différentes contraintes observationnelles et les différents modèles de jets. Bien que ma thèse soit centrée sur les flots moléculaires, une description des jets est tout de même essentielle. Premièrement, certains modèles de flots moléculaires et jets sont similaires. De plus, les flots moléculaires ont été historiquement décrits par de la matière entraînée par un jet. Comprendre l'origine des jets peut donc aider à comprendre les flots moléculaires. Je reviendrais sur certains modèles centraux à la thèse dans la Sect. 2 où je détaillerais les principes, équations principales et limitations.

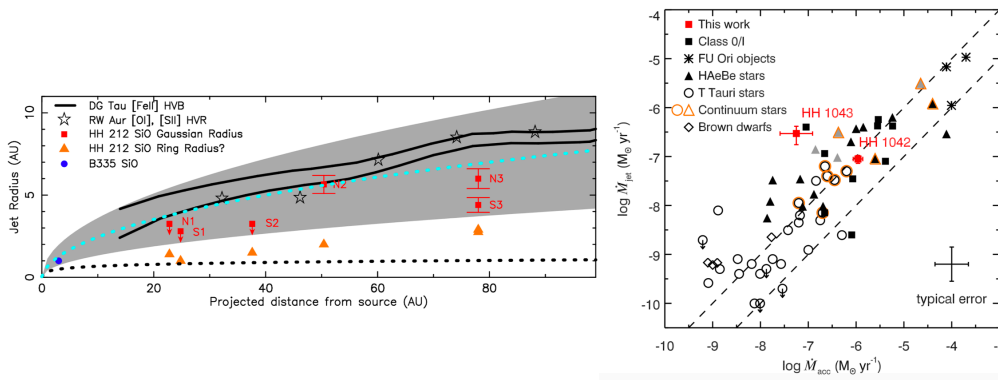


Fig. 1.5.: Gauche : Image tirée de (Lee, 2020) comparant les largeurs déconvoluées de différents jets de Classe 0 (HH212) et Classe II (RW Aur, DG Tau) à petite échelle. La zone grisée et la courbe bleue guident l'œil et indiquent que l'origine des jets peut provenir des régions très internes (< 1 au) du disque. Droite : Relation entre le taux de perte de masse du jet et le taux d'accrétion sur l'étoile pour différents types de proto-étoiles. Les rapports $\dot{M}_W/\dot{M}_{acc} = 0.1 - 0.01$ sont représentés en pointillés. Image tirée de Ellerbroek et al. (2013).

1.3.1 Contraintes observationnelles

Angle d'ouverture des jets

Les jets ont pu être résolus transversalement dès les années 2000, avec l'avancée des outils d'Optique Adaptative et le développement de télescopes tels que le HST ou ALMA. Une troublante similarité entre les propriétés de collimation des jets de Classe 0 et Classe II a pu être observée (Cabrit et al., 2007). La Fig. 1.5 combine les estimations les plus récentes de largeur de jets de Classe 0 à II en fonction de la distance à la source. Il a été observé que l'angle d'ouverture était indépendant du stade évolutif, et par extension, de la masse de l'enveloppe. Avec les avancées des télescopes (notamment ALMA et le VLT), il est maintenant possible de voir que les jets proviennent des régions très internes du disque (≤ 1 au, voir Fig. 1.5) et sont collimatés avec un angle d'ouverture inférieur à 4° à $z > 20$ au de la source. Cette propriété suggère que l'enveloppe ne joue pas de rôle dans le processus de collimation des jets.

Lien accrétion/éjection

Le lien entre accrétion et éjection pour les jets de Classe I,II a été suggéré en premier par Cabrit et al. (1990) et Hartigan et al. (1995) en observant la forte corrélation entre l'émission [OI] du jet et l'excès infrarouge dû à l'accrétion dans les régions internes du disque. Le rapport entre taux d'éjection et taux d'accrétion sur l'étoile a été calculé en premier par Hartigan et al. (1995) sur 42 TTauri et déterminé à ≈ 0.01 . Depuis cette observation, de nombreuses études ont été faites (Muzerolle et al., 1998; Ellerbroek et al., 2013; Nisini et al., 2018, et references) et ont déterminé un rapport

moyen à ≈ 0.1 , avec une grande dispersion autour de cette valeur moyenne (voir Fig. 1.5).

Rotation des jets

La rotation des jets est aussi une donnée essentielle car elle permet de contraindre le modèle d'éjection (voir Sect. 2.2.4). La rotation d'un jet a été observée en premier par Bacciotti et al. (2000, 2002) sur la Classe II DG Tau (voir Fig. 1.6). Depuis cette observation, la rotation a été étudiée sur de nombreux jets, notamment RW Aur (Woitas et al., 2005), CW Tau (Coffey et al., 2007), HH212 (Lee et al., 2017) et Th 28 (Coffey et al., 2004). Cependant, la mesure de rotation des jets est actuellement difficile. En effet, afin d'observer la rotation, il est primordial de résoudre radialement les jets. Vu la faible largeur de ces derniers ainsi que les faibles valeurs de rotation observées (quelques km/s), une résolution spatiale et spectrale très importante est nécessaire. De plus la rotation du jet à grande échelle n'est pas cohérente avec la rotation du disque sur au moins deux objets : RW Aur (Cabrit et al., 2006) et Th 28 (Louvet et al., 2016). Une des observations de rotation les plus convaincantes doit provenir de Lee et al. (2017) pour le jet de la Classe 0 HH 212 (voir Fig. 1.6), ils ont pu déterminer un moment cinétique spécifique moyen de 10 ± 2 au km/s dans le jet moléculaire. Cette observation a été permise par la haute résolution spectrale et spatiale apportée par l'interféromètre ALMA (résolution angulaire de 8 au).

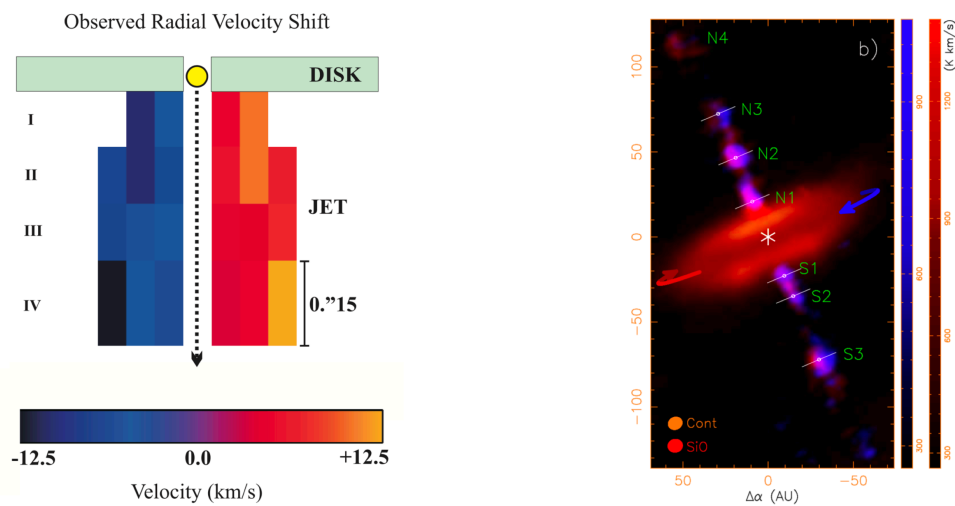


Fig. 1.6.: Gauche : Mesure des gradients de vitesse dans la direction transverse à l'axe du jet observés sur la composante basse vitesse du micro-jet de DG Tau avec le HTS/STIS (Bacciotti et al., 2002). Droite : Représentation de l'émission blueshiftée (bleu) et redshiftée (rose) du jet SIO de HH 212 observé avec ALMA (Lee et al., 2017). L'émission continue du disque en rotation est indiquée en orange, les flèches rouges et bleues indiquent le sens de rotation du disque, en accord avec le sens de rotation du jet en SiO.

1.3.2 Les modèles de jets : une éjection magnétisée

Il a fallu attendre les observations à haute résolution angulaire des années 2000 pour que les propriétés des jets permettent de contraindre l'origine du phénomène d'éjection du jet, avec notamment la nécessité d'avoir une éjection magnétisée.

En effet, une collimation due à l'enveloppe froide est directement exclue par l'indépendance de l'angle d'ouverture des jets avec le stade évolutif. Comme décrit dans Cabrit (2007), la collimation par une pression thermique de l'atmosphère du disque est aussi exclue. En effet, afin de contenir le jet, sans occulter l'étoile centrale ($A_V < 3$ dans les Classes II), l'atmosphère devrait atteindre des températures très élevées (≥ 6000 K) mais doit agir sur une échelle de hauteur importante (~ 10 au), ce qui semble difficile. Une autre possibilité serait la collimation par un vent photo-évaporé. Cependant, les valeurs de densité et température des vents photo-évaporés (Font et al., 2004, Wang and Goodman, 2017) ne suffisent pas à collimater le jet interne.

Au contraire, les éjections magnétisées peuvent expliquer de tels niveaux de collimation, créés par le champ magnétique poloïdal ou par le champ magnétique toroïdal (voir Cabrit, 2007). De plus, on s'attend à ce que le disque soit magnétisé puisqu'il résulte de l'effondrement du matériau du milieu interstellaire, lui même magnétisé (Li et al., 2014). Une éjection magnétisée peut aussi expliquer les vitesses terminales observées, bien supérieures à la vitesse Képlérienne au rayon d'éjection, ainsi que le lien entre taux d'éjection et taux d'accrétion sur l'étoile centrale (voir Sect. 2.2.1).

Une fois le consensus sur le processus magnéto-hydrodynamique atteint, le débat s'est principalement recentré sur la région éjectante. Les observations de la largeur des jets ont montré qu'ils provenaient des régions internes du disque (≤ 1 au, voir Fig. 1.6). Cependant, malgré la résolution élevée des dernières observations (quelque 0.1"), qui permettent d'observer de plus en plus proche du disque (voir Erkal et al., 2021 pour une observation récente), la région éjectante n'a pour l'instant pas été résolue directement. La Fig. 1.7 présente différents modèles de jets MHD. Ces différents modèles nécessitent des configurations magnétiques de l'étoile centrale et/ou du disque d'accrétion particulières. Je vais par la suite décrire succinctement ces différents modèles.

- **Vent de disque étendu (a)**: Ce modèle nécessite un champ magnétique poloïdal ancré dans le disque sur une grande gamme de rayons. La matière du disque est éjectée et accélérée par le processus d'éjection magnéto-centrifuge (c.f. Sect. 1.2.1 et 2.2.1). De tels modèles sont auto-collimatés par le champ magnétique toroïdal des lignes de champ externes et peuvent donc reproduire

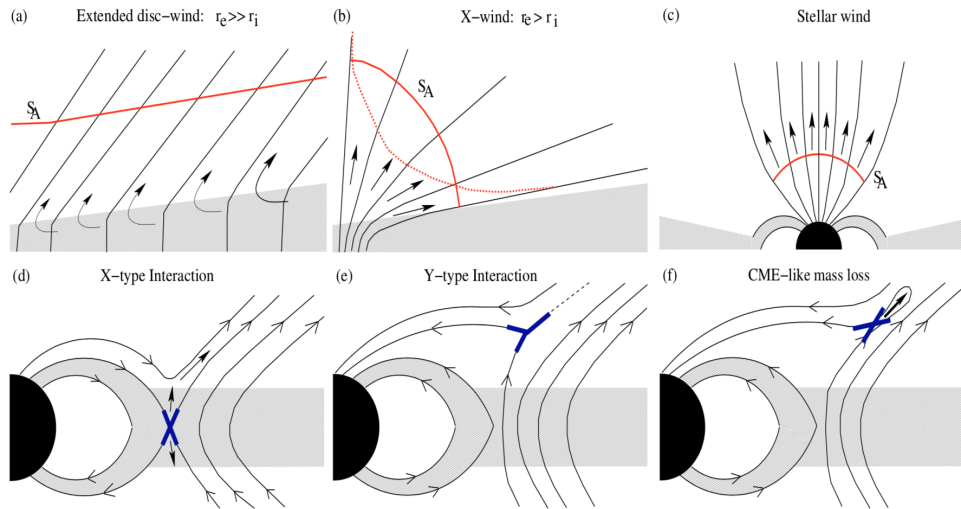


Fig. 1.7.: Représentations schématiques de différents modèles de jets stationnaires (première ligne) et non-stationnaires (deuxième ligne). Image provenant de Ferreira et al. (2006).

très efficacement l'aspect quasi-cylindrique des jets. Ces modèles peuvent aussi efficacement reproduire le rapport entre taux d'éjection et taux d'accrétion sur l'étoile centrale observée. Ce modèle peut reproduire la structure cinématique en "pelure d'oignon" observée sur la Classe II DG Tau (Sect. 1.1.3). Les régions internes produiraient les vitesses les plus élevées tandis que les rayons externes correspondraient aux basses vitesses (Agra-Amboage et al., 2011).

- **X-wind (b):** Dans ce modèle l'éjection est aussi magnéto-centrifuge, similairement aux vents de disque étendus. La distinction se fait principalement sur l'endroit où les lignes de champs sont ancrées. Dans le cadre du X-wind toute l'éjection provient des lignes de champ stellaires qui ont été déconnectées de l'étoile centrale, au rayon de troncation (\simeq rayon de co-rotation : $r_{ext} \sim r_{int} \sim r_X$). Vu que le champ magnétique est concentré en un point précis, les lignes de champ sont beaucoup plus ouvertes au départ que pour les modèles de vent de disque. Cependant les lignes de champ sont rapidement collimatées par le champ magnétique toroïdal. Un tel modèle peut aussi efficacement reproduire les profils de densité quasi-cylindrique observés sur les jets (Shu et al., 1995) mais produit une faible dispersion de vitesses terminales. Ce modèle reproduit bien la morphologie et la dynamique du jet de RW Aur (Liu and Shang, 2012). Similairement au vent de disque étendu, les X-winds peuvent aussi obtenir le rapport accrétion/éjection observé.
- **Vent stellaire (c):** Les lignes de champ magnétiques ancrées dans l'étoile centrale et ouvertes au pôle peuvent éjecter un vent stellaire. Comme les étoiles de Classe II ont une rotation environ égale à 10% de la vitesse Képlérienne au

rayon d'éjection, l'accélération de tels vents n'est pas uniquement magnéto-centrifuge mais nécessite un gradient de pression thermique et turbulent supplémentaire pendant l'éjection (Decampli, 1981; Pantolmos and Matt, 2017). Néanmoins le champ magnétique poloïdal permet de collimater le vent stellaire une fois l'éjection effectuée (Sauty et al., 2002). Cependant, le vent stellaire a des difficultés à atteindre le rapport entre éjection et accréation (~ 0.1) observé sur les jets (Cranmer, 2009; Pantolmos et al., 2020).

- **Modèles non-stationnaires (d,e,f):** Les modèles présentés dans la deuxième ligne de la Fig. 1.7 sont des modèles non-stationnaires issus de l'interaction entre la magnétosphère de l'étoile et le champ magnétique du disque. Les deux modèles présentés correspondent à des situations où le champ magnétique de l'étoile et du disque sont parallèles (Reconnection X-Wind en d)) et anti-parallèles (Coronal Mass Ejection en e,f)). Ces modèles peuvent créer de la variabilité dans le jet et freiner l'étoile centrale.

Les modèles les plus utilisés dans la modélisation des jets sont le X-wind et le vent de disque étendu. Ces deux modèles correspondent à deux idées du système protoplanétaire bien différentes. Dans le cas d'un vent de disque étendu, un champ magnétique poloïdal est présent dans le disque tandis que dans le cas d'un X-wind, tout le champ magnétique provient de la magnétosphère. La configuration magnétique du disque proto-planétaire a un impact direct sur l'évolution stellaire et planétaire (voir Sect. 1.2) mais reste toujours une question ouverte. Pouvoir différencier ces deux modèles est donc essentiel pour une compréhension poussée de la formation stellaire mais reste pour l'instant très difficile. La raison principale est que la dynamique du jet, et principalement sa rotation, est difficile à contraindre précisément avec les observations actuelles.

1.4 Origine des flots moléculaires : une guerre de paradigme

Contrairement aux jets où l'origine magnétique a été déterminée dès les années 2000, l'origine des flots moléculaires a été plus difficile à contraindre. Dans cette section je vais essayer de décrire le chemin parcouru depuis 40 ans dans la compréhension des flots moléculaires. Ce processus est étroitement lié aux avancées technologiques des télescopes et aux régions observées.

1.4.1 La naissance d'une dichotomie

Durant la première décennie après la première observation par Snell et al. (1980), plusieurs modèles ont été proposés pour essayer de reproduire ces larges cavités. Ces modèles peuvent être regroupés en deux paradigmes bien différents :

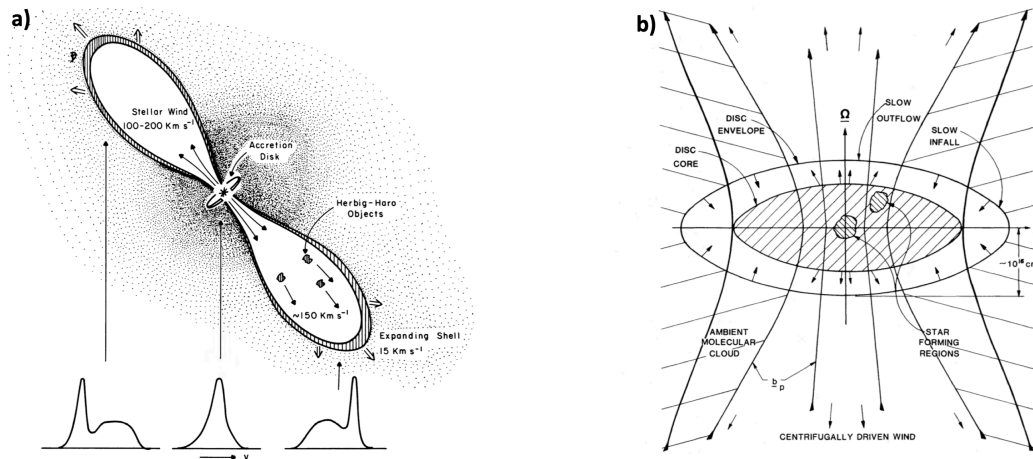


Fig. 1.8.: Premières représentations schématiques représentant les flots moléculaires par une interaction entre un vent stellaire et l'enveloppe (a), Snell et al., 1980) ou par un vent de disque MHD (b), Pudritz and Norman, 1983).

- **Interaction avec une enveloppe** (Fig. 1.8a): Dans ce paradigme, une éjection interne balaye l'enveloppe environnante et crée une zone de choc en mouvement. Plusieurs modèles ont été développés selon la configuration de l'enveloppe et de l'éjection interne. Deux extrêmes de collimation peuvent être considérés pour l'éjection interne.

Dans le premier extrême, un jet cylindrique sans structure radiale interagit avec une enveloppe (souvent modélisée par un environnement statique et uniforme) et crée deux chocs : un choc dans le jet et un choc dans l'environnement. Le gaz chaud sous haute pression est ensuite éjecté sur les cotés et rencontre le gaz non-perturbé de l'enveloppe, créant un choc d'étrave en forme d'arc, où se développe une couche turbulente de mélange entourant le jet. Ce modèle a été étudié analytiquement pour la première fois par Raga and Cabrit (1993) et Masson and Chernin (1993).

Dans le deuxième extrême, un vent à grand angle interagit avec l'enveloppe et crée une cavité par effet "chasse-neige". L'ouverture du vent interne permet de créer des cavités beaucoup plus ouvertes que les chocs d'étrave. Ce modèle initié par Shu et al. (1991) a été développé jusqu'au modèle de Lee et al. (2001), qui est à ce jour un des modèles les plus utilisés, principalement car il fournit des solutions analytiques.

En réalité, la morphologie de l'éjection est probablement située entre les deux extrêmes d'un vent cylindrique ou grand angle.

- **Vent de disque** (Fig. 1.8b) : Dans ce paradigme, la matière observée des flots moléculaires provient du disque d'accrétion. Cette idée a été proposée en premier par Pudritz and Norman (1983) pour les flots moléculaires. Ce dernier utilise le mécanisme magnéto-centrifuge pour éjecter la matière du disque (Voir le vent étendu MHD de la Sect. 1.3.2). Parallèlement aux vent MHD, les modèles de vent photo-évaporé ont été développés dans les années 90 (Hollenbach et al., 1994; Shu et al., 1993). Dans ce modèle, les régions supérieures du disque sont chauffées par les photons énergétiques émis par l'étoile (UV, X). La vitesse du son de la couche chauffée peut devenir supérieure à la vitesse d'échappement locale, créant une éjection thermique. Ces deux modèles prédisent aussi une stratification de vitesse dans le flot moléculaire, avec des vitesses plus rapides pour les régions internes.

Cette dichotomie a existé dès le début de l'étude des flots moléculaires (voir Fig. 1.8) et est toujours très présente 40 ans après. Cependant, au début de l'étude des flots moléculaires, un paradigme a prédominé la modélisation pendant de nombreuses années.

1.4.2 La prédominance historique de l'interaction avec une enveloppe

Un des plus gros argument en faveur de l'interaction avec l'enveloppe pour l'origine des flots moléculaires est la masse observée des flots moléculaires, qui est comparable ou supérieure à la masse de l'étoile centrale (voir Fig. 1.10). Il est difficile d'expliquer de telles masses si toute la matière provient du disque. Le paradigme de l'interaction avec l'enveloppe peut au contraire expliquer de telles valeurs pour les flots de Classe 0, lorsque l'enveloppe est beaucoup plus massive que l'étoile centrale. De plus, Hartigan et al. (1994) ont montré qu'avec des estimations plus réalistes de la fraction d'ionisation des jets, ces derniers avaient une impulsion suffisante pour entraîner les flots moléculaires observés.

D'autres arguments en faveur de ce paradigme ont été apportés par des observations détaillées de flots moléculaires. Une correspondance entre l'émission des traceurs de chocs (H_2 ou $H\alpha$) avec l'émission CO à basse vitesse a été observée sur quelques objets (Gueth and Guilloteau, 1999; Bence et al., 1996; Cernicharo and Reipurth, 1996). L'exemple le plus flagrant doit être le flot moléculaire de HH211 (Gueth and Guilloteau, 1999) présenté en Fig. 1.9. L'émission CO haute vitesse de HH211 est collimatée et trace le jet axial. L'émission CO basse vitesse trace une cavité qui se resserre à la base du flot et qui est reliée à l'émission H_2 à large distance interprétée par des chocs d'étrave. La connexion entre la base du flot CO et les chocs d'étrave

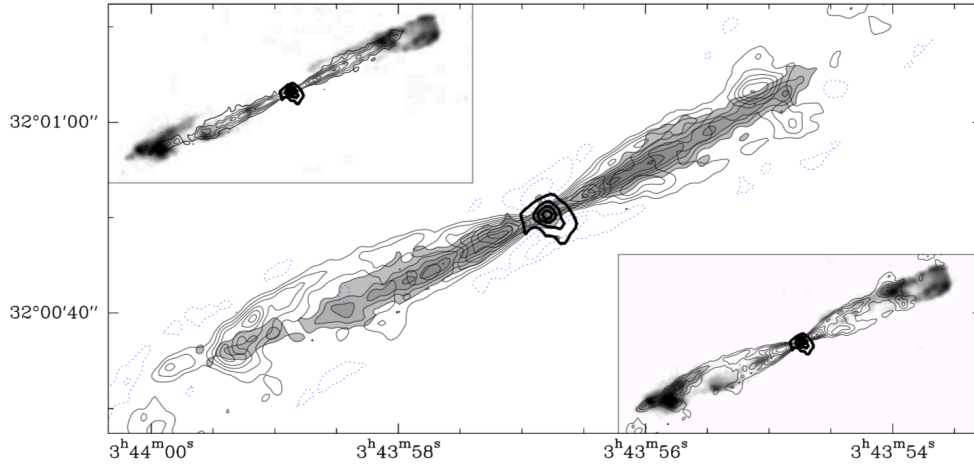


Fig. 1.9.: Dans l'image principale : Représentation de l'émission CO haute vitesse ($V - V_{sys} > 9$ km/s et $V - V_{sys} < -11.4$ km/s) en gris superposée avec le flot moléculaire basse vitesse ($V - V_{sys} > 9 - 11.4$ km/s) en contours noirs. Les contours en gras indiquent l'émission continue du disque d'accrétion et de l'enveloppe. Sur les deux panneaux secondaires, les contours indiquent l'émission haute et basse vitesse. Les niveaux de gris représentent l'émission H_2 . Image tirée de Richer et al. (2000).

suggèrent donc une connexion physique. En particulier, Gueth and Guilloteau (1999) ont montré que le modèle analytique de l'interaction entre un jet cylindrique et une enveloppe avec une loi de densité $\rho \propto z^{-2}$ proposé par Raga and Cabrit (1993) pouvait reproduire la morphologie du flot moléculaire à basse vitesse de HH211 (voir Sect. 2.3.2).

Au fil des années et des observations, des tendances supportant l'hypothèse d'entraînement ont pu être observées sur les flots moléculaires. La Fig. 1.10a) présente la variation du flux d'impulsion des flots avec la masse de l'enveloppe (Bontemps et al., 1996). Ils ont montré que le flux d'impulsion des flots moléculaires était proportionnel à la masse de l'enveloppe. Dans le cas où le flot est entraîné par le jet, cette corrélation est interprétée comme une corrélation entre le taux d'éjection du jet et le taux d'accrétion sur l'étoile centrale (voir Sect. 1.3.1). Lorsque la masse et le taux d'accrétion sur l'étoile centrale diminuent, le taux d'éjection du jet et par extension le flux d'impulsion du flot CO diminuent. Arce and Sargent (2006) ont aussi montré une corrélation entre l'angle d'ouverture à la base des flots et le stade évolutif de la source (voir Fig. 1.10b)). Cependant, cette étude se base sur l'estimation de la Classe de l'objet pour déterminer l'âge de la source. Cette estimation peut donc être biaisée, comme présenté en Sect. 1.1.2. La même étude a été faite dernièrement par Habel et al. (2021) en utilisant des observations HST de l'angle d'ouverture des cavités en lumière diffusée et une modélisation plus poussée

des effets de projection. Aucune corrélation entre stade évolutif et angle d'ouverture n'a été observée.

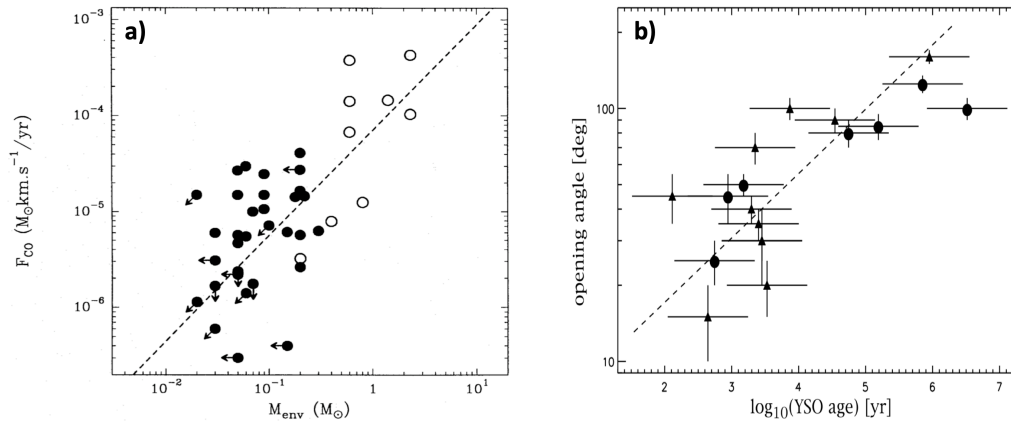


Fig. 1.10.: a): Estimation du flux d'impulsion du flot moléculaire en fonction de la masse de l'enveloppe. Les points blancs indiquent les Classes 0, les points noirs les Classes I. Image tirée de Bontemps et al. (1996) b) : Estimation de l'angle d'ouverture des flots en fonction de l'âge de la source. Image tirée de Arce and Sargent (2006)

Ainsi, les observations de flots moléculaires ont majoritairement été interprétées par une interaction entre une éjection interne et une enveloppe environnante. Ce paradigme a été prédominant jusqu'au début des années 2010, cependant il a été remis en cause récemment par l'étude de la base des flots moléculaires à très haute résolution angulaire, rendue possible par l'amélioration des performances des observations interférométriques.

1.4.3 Le second souffle du vent de disque

L'avancée des interféromètres millimétriques (PdBI, SMA, ALMA...) a permis d'observer avec une sensibilité ainsi qu'une résolution spectrale sans précédent. Le télescope ALMA en particulier a permis d'obtenir des images révolutionnaires dès les années 2010. La haute résolution angulaire des interféromètres rend possible l'observation de la base des flots moléculaire et la détection de gradients de vitesse à petite échelle. Ce dernier point permet la caractérisation de la rotation des flots moléculaires, ce qui était très difficile avec les télescopes précédents. Similairement aux jets, la rotation du flot est essentielle pour contraindre le phénomène d'éjection (voir Sect. 2). Cependant, contrairement aux jets, la rotation des flots est maintenant observable plus facilement.

Le paradigme du vent de disque a été ravivé par ces interféromètres. En particulier, plusieurs observations ont montré des flots moléculaires qui semblaient provenir

des régions internes du disque d'accrétion. La Fig. 1.11 présente 5 observations des objets CB 26, Source I, HH30, TMC1A et IRAS 4C (Launhardt et al., 2009; Hirota et al., 2017; Louvet et al., 2018; Bjerkeli et al., 2016; Zhang et al., 2018). Toutes ces observations ont été effectuées avec des interféromètres millimétriques : parmi les 5 observations montrées en Fig. 1.11, seulement CB 26 n'a pas été observé par ALMA, mais par le Plateau de Bure Interferometer (PdBI) de l'IRAM.

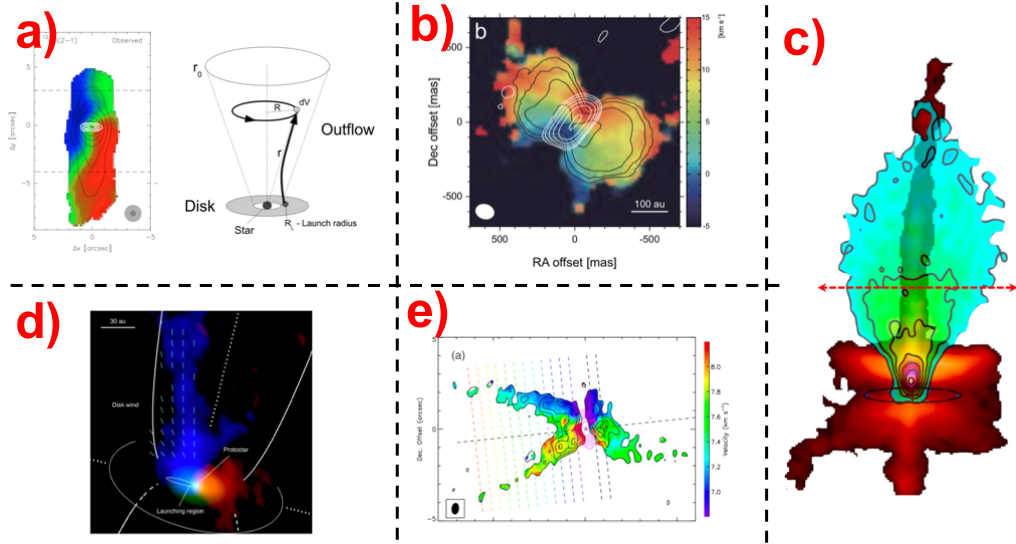


Fig. 1.11.: Différents candidats de vent de disques : a) CB 26 (Launhardt et al., 2009), avec un schéma du modèle utilisé pour reproduire l'émission CO. b) Orion Source I (Hirota et al., 2017), c) HH30 (Louvet et al., 2018), l'image est tirée de Dougados et al. (2017). d) TMC1A (Bjerkeli et al., 2016). e) NGC 133 IRAC 4C (Zhang et al., 2018).

Ces flots semblent provenir des régions internes du disque, leur vitesse projetée semble aussi être constante avec la hauteur, ce qui est incompatible avec les modèles d'interaction par une enveloppe (voir Sect. 2.3). En revanche la rotation de ces flots ainsi que leur origine située à l'intérieur du disque d'accrétion rappelle fortement les modèles de vent de disque. De plus, certains de ces objets (TMC1A, IRAS 4C, HH30) ont un flot présentant des signes de stratification radiale en vitesse attendue dans un vent de disque.

La table 1.1 présente les caractéristiques de ces 5 candidats de vent de disque. Les paramètres essentiels dans la caractérisation des vents de disque sont évidemment la vitesse poléïdale V_p et le moment cinétique spécifique $rv_\phi = j$. Ces paramètres permettent de fixer le rayon d'éjection du flot moléculaire r_0 (voir Sect. 2.2.4). Ces observations sont donc cohérentes avec des vents de disque avec des rayons d'éjection compris entre 50 et 0.5 au selon les objets. Il est aussi important de noter que le phénomène du vent de disque ne semble pas dépendre du stade évolutif de la source, car les 3 classes sont représentées parmi ces candidats de vent de disque.

Tab. 1.1.: Caractéristiques des candidats de vent de disque.

Source	M_\star (M_\odot)	V_P (km/s)	j (au km/s)	\dot{M}_w ($10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$)	r_0 (au)	Class
CB 26	0.5 ± 0.1	< 10	110	20	13	I
TMC1A	0.4 ± 0.1	1-30	30-140	/	2-15	I
Source I	8.7	10	600	/	21-47	/
IRAS 4C	0.2	3-10	100 ± 40	/	5-15	0
HH30	0.45	9.3 ± 0.7	38 ± 15	8.9	0.5-7	II

Parallèlement aux observations interférométriques, les progrès de résolution spectrale en Optique et IR proche ont révélé dans les Classes I/II des émissions basse vitesse (< 30 km/s) dans la raie [OI] pouvant se décomposer en une composante étroite et large. Les propriétés de la composante large évoquent un vent de disque originant de 0.05-0.5 au (Simon et al., 2016), donc probablement d'origine MHD car la photo-évaporation ne peut pas opérer à ces faibles distances (voir Sect. 2.1). Les profils de la raie CO à $\sim 4.7 \mu\text{m}$ avec un seul pic à basse vitesse suggèrent une contribution d'un vent de disque provenant des régions internes du disque ($<$ quelques au, Bast et al., 2011. voir Ercolano and Pascucci, 2017, pour une revue récente).

1.4.4 Une dichotomie trop simpliste ?

Dans les sections précédentes, j'ai présenté séparément les paradigmes comme si un flot moléculaire ne pouvait être expliqué que par une interaction avec une enveloppe ou un vent de disque. Cependant, cette idée est naïve vu la complexité du phénomène d'éjection.

Premièrement, les flots sont observés à différentes échelles. L'origine du flot étendu sur plusieurs dizaines de milliers d'unité astronomique n'est pas forcément la même que pour le flot présent à très basse altitude. En particulier, les flots moléculaires très bien expliqués par le paradigme d'une interaction avec une enveloppe s'étendent sur des régions très importantes (> 1000 au), tandis que les candidats de vent de disque présentés ici sont plutôt confinés aux régions internes (< 1000 au). Les deux paradigmes peuvent donc potentiellement coexister sur des échelles différentes.

De plus, une description plus réaliste du phénomène d'éjection inclurait à priori une association des paradigmes, en considérant l'interaction entre un vent de disque et une enveloppe par exemple. La Fig. 1.12 présente l'observation avec ALMA (résolution de 10 au) de la base du flot moléculaire de HH 212 (Lee et al., 2021). Ce flot moléculaire est interprété par un choc d'étrave se propageant dans un vent de disque provenant des régions externes du disque. Ce genre de modélisation

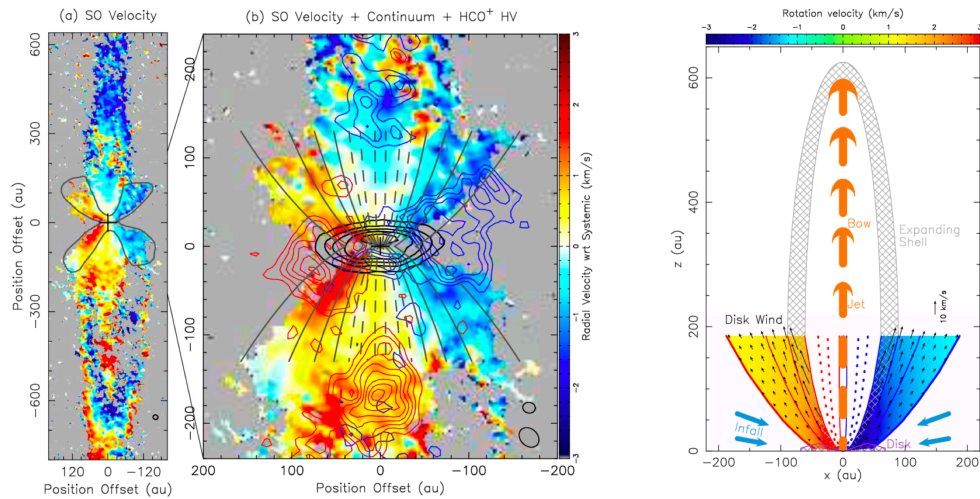


Fig. 1.12.: Gauche : Carte du moment 1 de HH 212 en SO. Droite : Schéma du modèle utilisé pour expliquer les observations de la Fig. de gauche. Images tirées de Lee et al. (2021).

détaillée est rendue possible par le niveau de détail apporté par le télescope ALMA. Cependant, à l'heure actuelle, très peu de modèles "mixtes" ont été développés. Un des seuls exemples doit être la simulation d'une interaction entre un choc d'étrave et un vent de disque externe présenté par Tabone et al. (2018). La raison de ce faible nombre est que ce genre de modèle nécessite un niveau de complexité beaucoup plus important.

1.5 État de l'art et objectif de la thèse

J'ai essayé de décrire dans le cadre de cette introduction l'omniprésence des phénomènes d'éjection dans la formation stellaire. Les flots moléculaires en particulier, bien qu'étudiés depuis maintenant quasiment 40 ans, sont très loin d'être complètement compris. J'ai montré en particulier que deux paradigmes pouvaient les expliquer, chacun menant à des implications très différentes pour l'évolution de l'enveloppe, du disque et de l'étoile centrale. Afin de comprendre plus en détail la formation stellaire et planétaire, il est donc nécessaire de comprendre l'origine des flots moléculaires.

Et cette compréhension est de plus en plus atteignable ! ALMA nous permet maintenant de mener des études détaillées des flots moléculaires.

1.5.1 Limitations actuelles

A l'heure actuelle, une des caractérisation les plus poussées d'un flot moléculaire est l'étude effectuée avec ALMA à 20 au de résolution par Louvet et al. (2018) sur le flot de Classe II HH30, découvert par Pety et al. (2006) avec le PdBI. Ils ont pu caractériser en détail la dynamique et la morphologie du flot moléculaire par une étude complète du cube de données. En particulier, la rotation du flot moléculaire a été déterminée jusqu'à une altitude de 250 au. Ils ont notamment montré que les caractéristiques du flot étaient cohérentes avec un vent MHD provenant de 0.7-4 au. L'étude sur HH30 est donc pionnière, car c'est une des premières tentatives de reconstruction morphologique et cinématique indépendante des modèles (avec aussi l'étude sur TMC1A de Bjerkeli et al., 2016). Cependant l'inclinaison de HH 30 a apporté quelques difficultés. Premièrement la projection de V_Z est quasiment nulle, ce qui a entraîné une incertitude élevée sur son estimation. De plus, plusieurs cavités ont été observées dans le flot moléculaire suggérant une certaine stratification, mais la caractérisation détaillée de cette stratification est rendue impossible par l'inclinaison du flot.

Parallèlement à cette étude, le flot moléculaire de la class I DG Tau B a été étudié par Zapata et al. (2015) avec le SMA à 1.7" de résolution. Il a pu en particulier détecter la rotation du flot moléculaire. L'inclinaison de DG Tau B ($i \sim 115^\circ$) permet d'estimer la valeur de V_Z mais crée des effets de projections complexes. Une stratification du flot moléculaire a aussi été observée, mais la faible résolution spatiale et angulaire a rendu toute étude impossible. Bien que Zapata et al. (2015) ait décrit le flot moléculaire de DG Tau B par une interaction avec une enveloppe, son estimation de la rotation est très incertaine. L'inclinaison de DG Tau B est beaucoup plus favorable pour une étude dynamique poussée, mais la résolution des données SMA n'est pas suffisante. Appliquer la méthode utilisée par Louvet et al. (2018) sur des observations haute résolution de DG Tau B pourrait donc apporter énormément d'information sur l'origine du flot moléculaire.

1.5.2 Objectif de la thèse : dans la continuité de l'étude de HH30

La thèse que je présente ici est située dans cette période charnière et passionnante de l'étude des flots moléculaires. J'ai eu la chance d'avoir accès aux observations ALMA de deux proto-étoiles, avec plusieurs traceurs moléculaires CO(2-1), $^{13}\text{CO}(2-1)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, ainsi que l'émission continue de la poussière à 230 GHz.

Le premier objet que j'ai étudié est la Classe I DG Tau B. Les données ALMA ont un facteur 10 en terme de résolution par rapport à l'ancienne étude de Zapata et al. (2015). Cette résolution sans précédent m'a permis d'étudier en détail des structures jamais observées auparavant. J'ai en particulier cherché à contraindre le plus précisément possible la dynamique du flot moléculaire de DG Tau B, afin de la comparer avec les deux paradigmes de flot moléculaire. Dans ce but j'ai généralisé la méthode proposée par Louvet et al. (2018) pour le flot de HH30 à des inclinaisons différentes de 90° . En effet, la différence d'inclinaison entraîne la nécessité de devoir étudier en détail les effets de projection.

Le deuxième objet étudié est le flot de la Classe II HH30 qui est à ce jour le candidat le plus solide d'un vent de disque. J'ai eu accès aux dernières observations (Cycle 6) avec une sensibilité trois fois supérieure aux observations de Louvet et al. (2018). Ces dernières observations révèlent que le flot de HH30 s'étend jusqu'à $\simeq 2000$ au, quasiment 5 fois plus haut que les observations de Louvet et al. (2018). De plus, ces observations dévoilent de nombreuses structures qui n'ont jamais été étudiées jusqu'à maintenant.

L'étude de ces deux objets contribue à la problématique des flots moléculaires sur deux axes distincts. D'une part, DG Tau B et HH30 ont des inclinaisons différentes (115° et 90°), ce qui impacte fortement sur les vitesses observées. Il est donc nécessaire de comprendre en détail les effets de projection sur les observations ainsi que les potentiels biais et erreurs. Le développement d'outils analytiques et de modèles synthétiques est essentiel dans ce but. D'autre part, j'ai la chance d'avoir à disposition deux objets avec des âges différents (Classe I et II), ce qui peut permettre de comprendre le rôle des flots moléculaires dans l'évolution d'un disque protoplanétaire.

Le travail que j'ai fourni durant ces 3 ans de thèse s'inscrit dans ce contexte passionnant. Le but de mon étude a été d'apporter de nouvelles contraintes, réponses et méthodes pour les trois questions principales suivantes :

- **Comment analyser et modéliser les flots moléculaire à partir des données ALMA ?**
- **Quelle est l'origine des flots moléculaires de DG Tau B (et HH30) ?**
- **Quels sont leur impacts sur le disque et la formation stellaire et planétaire ?**

Part I

Outils d'analyse et de modélisation

Modélisation

Dans ce chapitre je vais présenter les différents modèles utilisés dans le cadre de la thèse. Je vais principalement me centrer sur les modèles de flots moléculaires. Par conséquent, je ne vais pas présenter les modèles de vent stellaire. De plus, deux modèles simples de disque protoplanétaire et d'enveloppe en effondrement seront présentés en fin de chapitre car ils m'ont été utiles pour étudier les observations de DG Tau B à l'aide de mon code AxoProj (voir Sect. 4).

2.1 Vent de disque photo-évaporé

Généralités de la photo-évaporation

Les modèles de vent photo-évaporés sont quasiment aussi vieux que les vents MHD ou que les modèles d'interactions (Bally and Scoville, 1982; Hollenbach et al., 1994). Ces vents nécessitent une irradiation, provenant de l'étoile centrale ou des étoiles environnantes, qui chauffe le disque. L'énergie thermique de la couche chauffée peut devenir supérieure au potentiel gravitationnel, créant une éjection du gaz. La vitesse terminale est estimée à 2-3 fois la vitesse du son c_s . Cette éjection peut être caractérisée par le rayon à partir duquel la vitesse du son dépasse la vitesse de libération, ce paramètre est appelé rayon gravitationnel :

$$r_g = \frac{GM_\star}{c_s^2} \quad (2.1)$$

Les premiers modèles analytiques supposaient que le disque était gravitationnellement lié pour $r < r_g$. Il a cependant été montré que la photo-évaporation peut avoir lieu même dans les régions plus internes ($\sim 0.1 - 0.2r_g$, Liffman, 2003; Font et al., 2004). Ces vents ont aussi une éjection de masse par unité de surface $\dot{\Sigma}$ qui est maximale dans une région bien précise, appelé rayon critique r_c , estimé à $r_c \simeq 0.2r_g$ (Alexander et al., 2014). Ce rayon est essentiel dans l'étude de l'évolution des disques protoplanétaires, car il permet de caractériser la dispersion du disque (voir Dullemond et al., 2007; Alexander et al., 2014). Pour l'étude des flots moléculaires, la donnée principale est le flux de masse éjecté $f \dot{\Sigma} \times dS$, et plus particulièrement la région du disque qui domine le flux de masse car cette région est a priori celle qui sera la plus visible en raie moléculaire. Ce flux de masse est souvent exprimé

par intervalles logarithmiques en rayon ($\frac{d\dot{M}_W}{dnR} = 2\pi R^2 \dot{\Sigma}$). Cette valeur n'est pas maximale au même endroit que l'éjection de masse par unité de surface $\dot{\Sigma}$ (voir Fig. 2.2).

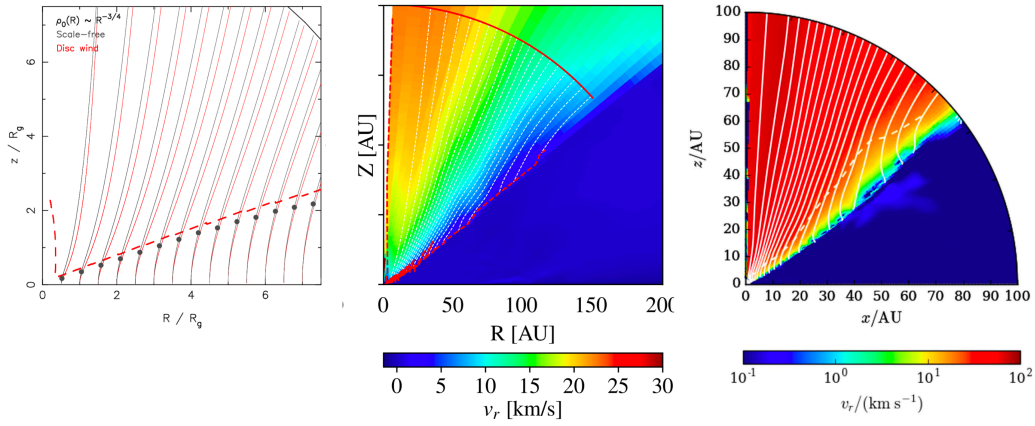


Fig. 2.1.: Gauche : Représentation d'une solution auto-similaire de vent photo-évaporé (rouge) par rapport à une simulation hydrodynamique (noir). Les courbes représentent les différentes trajectoires. Les points supersoniques sont indiqués par des points noirs pour la simulation et par la courbe rouge en pointillés pour le modèle auto-similaire. L'image est tirée de Clarke and Alexander (2016). Milieu et droite : Représentation des profils de vitesse de deux simulations de vents photo-évaporés (milieu : Picogna et al., 2019, droite : Wang and Goodman, 2017).

Contrairement aux vents MHD, les vents photo-évaporés ne peuvent pas extraire du moment cinétique du disque. Le moment cinétique spécifique du flot est donc égal au moment cinétique spécifique au rayon d'éjection. Les modèles de vents photo-évaporés doivent donc considérer un disque visqueux pour expliquer l'accrétion dans le disque. La morphologie d'un vent photo-évaporé est déterminée par les effets de pression locaux. La Fig. 2.1 présente des trajectoires d'un modèle auto-similaire et de deux simulations (Clarke and Alexander, 2016; Picogna et al., 2019; Wang and Goodman, 2017). Le modèle auto-similaire semble se collimater jusqu'à devenir quasi-cylindrique (pour la trajectoire la plus interne). Cet effet est potentiellement dû à l'aspect auto-similaire du modèle. Les simulations semblent montrer des éjections qui tendent vers une trajectoire conique. On peut imaginer que les effets de pression deviennent négligeables lorsque les trajectoires s'ouvrent. Les forces de pression n'ayant plus d'impact sur la trajectoire, l'éjection devient complètement balistique.

Bien que la photo-évaporation soit relativement simple conceptuellement, elle devient rapidement très complexe à modéliser. En effet, elle nécessite une étude de transfert radiatif et une étude thermique pour créer des modèles physiques. La première difficulté vient de l'agent qui chauffe le disque. La littérature sépare trois éléments principaux : Émission X (0.1–10keV), Extreme UV (\equiv EUV : 13.6–100eV) ou Far-UV (\equiv FUV : 6–13.6eV). Chaque émission a différentes propriétés de péné-

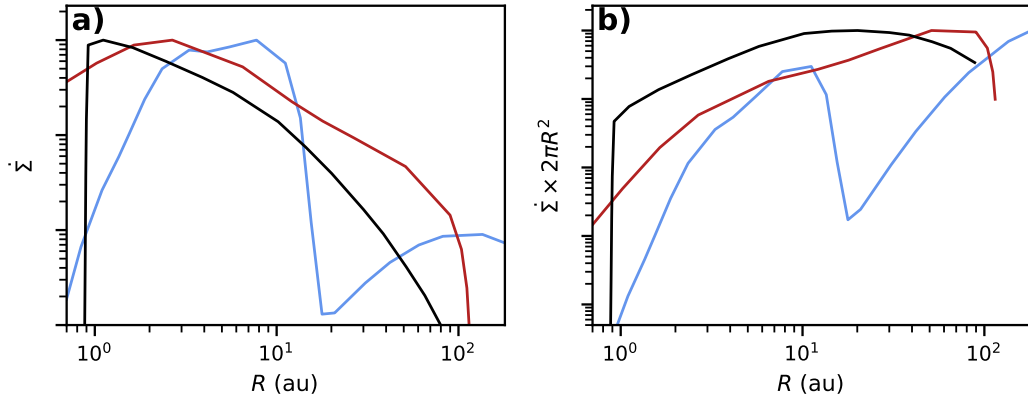


Fig. 2.2.: a) Flux de masse par unité de surface $\dot{\Sigma} = \rho v$ normalisés pour différents modèles de photo-évaporation autour d'une étoile d'une masse solaire. Les trois courbes correspondent à différents types d'irradiations : émission X en rouge (Owen et al., 2012), émission EUV en noir (Font et al., 2004) et FUV en bleu (Gorti and Hollenbach, 2009). Image tirée de Alexander et al. (2014). b) Flux de masse par unité logarithmique de rayon ($2\pi R^2 \dot{\Sigma}$) les couleurs représentent les mêmes irradiations.

tration et d'énergie injectée dans le disque. La Fig. 2.2 présente le flux de masse par unité de surface normalisé pour chaque agent d'irradiation (Alexander et al., 2014). Je représente aussi sur cette figure le flux de masse par unité logarithmique de rayon ($2\pi R^2 \dot{\Sigma}$). Je vais par la suite détailler les caractéristiques de chaque type de vent. Il est cependant important de préciser qu'une modélisation plus physique serait de considérer l'impact d'un rayonnement X et UV complet. À ce jour, l'étude la plus complète est celle proposée par Wang and Goodman (2017) qui résout la thermochimie et l'hydrodynamique sur 13 simulations, avec différentes configurations de rayonnements. Je présente en Fig. ?? l'image du modèle de référence ainsi que les déterminations de flux de masse et vitesses moyennes du flot pour 4 autres configurations.

Bien que les études de dispersion de disque soient essentielles pour la compréhension de la formation planétaire (voir Sect. 1.2.3 et Alexander et al., 2014), je vais me concentrer par la suite sur les composantes observables dans le cadre de l'étude des flots moléculaires, en particulier les rayons de lancement, flux de masse et vitesses poloidales. Pour cela, l'information importante n'est pas $\dot{\Sigma}$ mais $2\pi R^2 \dot{\Sigma}$.

Photo-évaporation par rayons X (0.1–10keV)

Les rayons X sont les émissions les plus énergétiques des trois présentées. L'émission X provient de la couronne de l'étoile centrale avec une luminosité $L_X \sim 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$. Cette émission peut donc pénétrer en profondeur et créer une photo-évaporation élevée sur un gros intervalle de rayon. Les éjections ont une température typique $T \sim 2000K$ ($c_s \simeq 3 - 5 \text{ km/s} \rightarrow v \simeq 10 - 15 \text{ km/s}$). Les émissions X chauffent la partie basse altitude et plus dense de l'atmosphère du disque. À cause de la forte

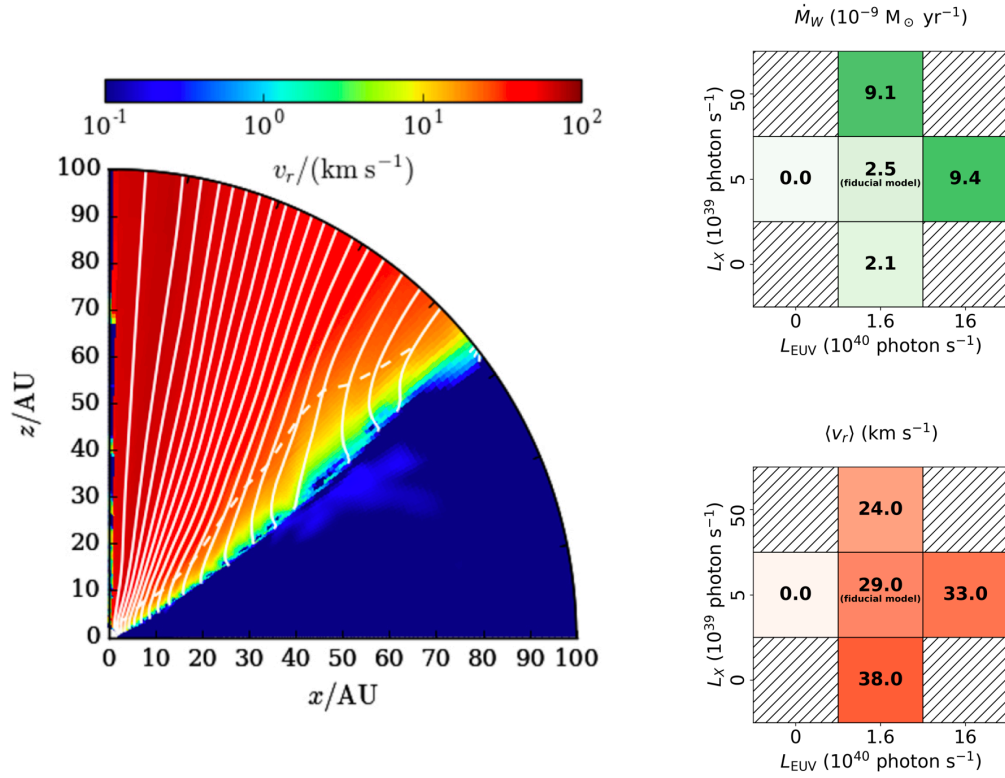


Fig. 2.3.: Gauche : Profil de vitesse de la simulation de référence de vent photo-éaporé de Wang and Goodman (2017). Plusieurs simulations ont été effectuées pour différentes configurations d’irradiation X, FUV et EUV. À droite sont représentés le flux de masse \dot{M}_W et la vitesse moyenne $\langle v_r \rangle$ pour différentes irradiances EUV et X.

pénétration des émissions X, le flux de masse est dominé par les régions externes, bien que $\dot{\Sigma}$ soit maximal pour $r_X \simeq 3$ au (Voir Fig. 2.2a). En particulier, Picogna et al. (2019) montrent que $\sim 90\%$ du flux de masse provient des régions externes à 10 au. Ce grand intervalle de rayon entraîne directement un flux de masse important, estimé à quelque $10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Picogna et al., 2019; Owen et al., 2012) pour un rayon d’éjection allant jusqu’à ~ 100 au. La dépendance au flux X est aussi quasiment linéaire, Owen et al. (2011) trouvent notamment la relation empirique :

$$\dot{M}_W \simeq 6.4 \times 10^{-9} \left(\frac{L_X}{10^{30} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1.14} M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (2.2)$$

Photo-éaporation par EUV (13.6-100eV)

L’émission EUV ($h\nu > 13.6$ eV) peut ioniser les atomes d’hydrogène et créer une couche quasi isotherme de température $T \simeq 10^4$ K ($c_s \simeq 10$ km/s $\rightarrow v \simeq 30$ km/s). Avec une telle vitesse du son, le rayon critique peut être estimé à $r_c \simeq 1.8$ au pour une masse centrale de $1 M_\odot$. Le flux de masse $2\pi R^2 \dot{\Sigma}$ est maximal pour des régions $r_0 \simeq 10$ au. Contrairement aux émissions X qui pénètrent en profondeur, l’émission

EUV ionise seulement une couche de faible densité situé à la surface du disque. Par conséquent, les flux de masse de vents photo-éaporés par EUV sont moins élevés que par émission X (10^{-10} - 10^{-9} M_{\odot} yr $^{-1}$). Puisque les émissions EUV pénètrent beaucoup moins que les émissions X, le flux de masse dépend aussi du rayon interne du disque. Alexander et al. (2006) a notamment trouvé la relation suivante :

$$\dot{M}_W \simeq 1.4 \times 10^{-9} \left(\frac{\Phi}{10^{41} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{R_{in}}{3 \text{ au}} \right)^{1/2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \quad (2.3)$$

Photo-évaporation par FUV (6-13.6eV)

La photo-évaporation par émission FUV est l'une des plus compliquées à estimer. L'une des raisons est que le chauffage résulte de l'effet photoélectrique sur les PAH ou de la collision entre les grains de poussière et les PAH qui absorbent l'émission FUV (Alexander et al., 2014). L'émission FUV semble cependant dominer dans le cadre de la photo-évaporation provenant des étoiles environnantes (Adams et al., 2004). Gorti and Hollenbach (2009) proposent un modèle avec émissions X et UV de l'étoile centrale mais dominé par une émission FUV ($L_{UV} = 5 \times 10^{31}$ erg s $^{-1}$). Le flux de masse est principalement dominé par les régions externes (~ 100 au, voir Fig. 2.2b) et est estimé à 3×10^{-8} M_{\odot} yr $^{-1}$, comparable à une émission dominée par un flux X. La simulation de Wang and Goodman (2017) avec une émission dominée par des photons à 12 eV a un flux de masse similaire, et une vitesse moyenne de 18 km/s pour le vent photo-éaporé.

2.2 Vent de disque MHD

2.2.1 Principe de l'éjection magnéto-centrifuge

Le principe de l'éjection magnéto-centrifuge est la base de tous les modèles d'éjections magnétisés présentés dans les Sections 1.3 et 1.4. L'application de ce mécanisme à un vent de disque a été initié en premier par l'étude fondatrice de Blandford and Payne (1982). Une représentation schématique de ce processus d'éjection est présentée dans la Fig. 2.4. Ce mécanisme nécessite un champ magnétique poloïdal à grande échelle dans le disque proto-stellaire. Le champ magnétique poloïdal est enroulé par la rotation du disque d'accrétion. Le champ toroïdal ainsi créé applique une force de rappel sur la matière du disque, qui est freinée et s'accrète vers l'étoile centrale. Parallèlement à ce phénomène, la matière en surface du disque subit une force de Lorentz créée par l'inclinaison des lignes de champ, et est donc éjectée vers l'extérieur. Ce phénomène peut être résumé par un transfert de moment cinétique. Ici, le champ magnétique extrait du moment cinétique du disque, créant l'accrétion.

Le moment cinétique est ensuite re-transféré au vent de disque. Ce transfert de moment cinétique est caractérisé par le paramètre de bras de levier magnétique λ qui est défini par le rapport entre le moment cinétique spécifique emporté et le moment cinétique spécifique au rayon d'éjection Képlérien (voir Eq. 2.5).

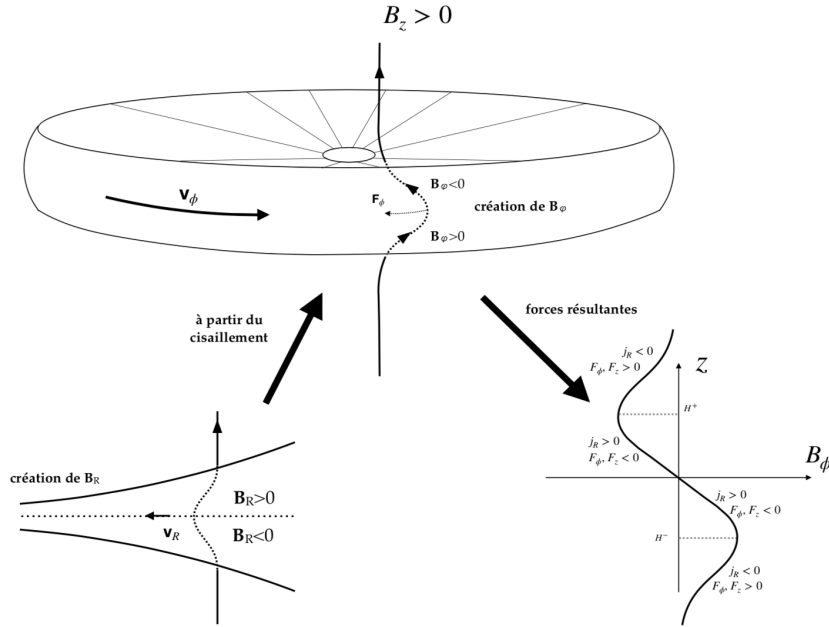


Fig. 2.4.: Représentation schématique de l'éjection magnéto-centrifuge créée par une ligne de champ magnétique déformée par le disque. Schéma tiré de la Thèse de Nicolas Scepi (<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02444294>).

Bien que ce phénomène puisse créer des éjections avec des dynamiques et des morphologies bien différentes, les différents modèles de vents de disques sont régis par les mêmes lois. Dans le cadre d'une éjection stationnaire et axisymétrique, trois quantités sont conservées le long de l'écoulement : l'énergie totale spécifique E , le moment cinétique spécifique L , et la rotation des lignes de champ Ω (Anderson et al., 2003; Ferreira et al., 2006). Ainsi :

$$E = \frac{v^2}{2} - \frac{B_\Phi B_p \Omega r}{4\pi\rho} + h + \Phi_g - \mathcal{F} \quad (2.4)$$

$$L = r \left(v_\phi - \frac{B_\Phi B_p}{4\pi\rho} \right) \equiv \lambda \Omega r_0^2 \quad (2.5)$$

$$\Omega = \frac{1}{r} \left(v_\phi - \frac{B_\Phi v_p}{B_p} \right) \quad (2.6)$$

L'énergie est séparée en plusieurs parties. Le premier élément est l'énergie cinétique, puis l'énergie magnétique, l'enthalpie et le potentiel gravitationnel. \mathcal{F} est un terme additionnel d'apport externe d'énergie décrit par Ferreira et al. (2006) qui caractérise les effets de chauffage et/ou l'accélération par des gradients de pression non inclus dans le modèle (thermiques turbulents, ou d'ondes d'Alfvén). Le moment cinétique spécifique peut être stocké de deux manières : dans la rotation v_ϕ de la matière ou dans le champ magnétique toroïdal. La dernière équation décrit la vitesse angulaire des lignes de champ magnétique. Dans le cas d'un vent de disque, cette vitesse angulaire est égale à la vitesse angulaire du disque au rayon d'éjection Ω_0 . La morphologie du vent de disque est déterminée en résolvant l'équilibre transverse magnétique, donné par les équations très complexes de Grad-Shafranov. En revanche, il est possible à partir des équations 2.4, 2.5, 2.6 de déterminer la dynamique du vent. Dans ce but, on considère la constante $J \equiv E - \Omega L$. Cette quantité a l'avantage de ne plus dépendre des termes magnétiques qui sont compensés entre eux. On a donc :

$$J = \frac{v_p^2 + v_\phi^2}{2} + \phi_g + h + \Omega r v_\phi - \mathcal{F} = J(r_0) \quad (2.7)$$

Estimer cette valeur au rayon d'éjection et à l'infini permet de déterminer la dynamique du vent de disque dès que le potentiel gravitationnel ϕ_g et la vitesse de rotation v_ϕ^2 peuvent être négligés devant v_p^2 . En définissant λ_ϕ tel que $r v_\phi \equiv \lambda_\phi r_0 V_K(r_0)$ et β tel que $\beta \equiv 2(\mathcal{F} + h_0 - h)/(GM/r_0)$, on obtient la dynamique du flot :

$$r v_\phi \equiv \lambda_\phi r_0 V_K(r_0) \quad (2.8)$$

$$v_p = V_K(r_0) \sqrt{2\lambda_\phi - 3 + \beta} \quad (2.9)$$

$$\beta \equiv 2(\mathcal{F} + h_0 - h)/(GM/r_0) \quad (2.10)$$

Il est donc possible de modéliser la dynamique d'un vent avec seulement 3 paramètres libres : λ_ϕ , β et r_0 . En comparant les équations 2.5 et 2.8 On peut voir que la définition de λ_ϕ est différente de celle de λ . Cependant si on a $v_\phi \gg \frac{B_\Phi B_p}{4\pi\rho}$ on arrive directement à $\lambda_\phi = \lambda$. Supposer $\lambda_\phi = \lambda$ revient donc à supposer que tout le moment cinétique a été transféré à la matière, c'est le régime asymptotique. Dans le cas où ce régime asymptotique n'est pas atteint, λ_ϕ sera inférieur à λ . Négliger le terme β revient à se placer dans l'hypothèse "froide" : les effets de chauffage et de gradients de pression sont négligés devant $2\lambda_\phi - 3$.

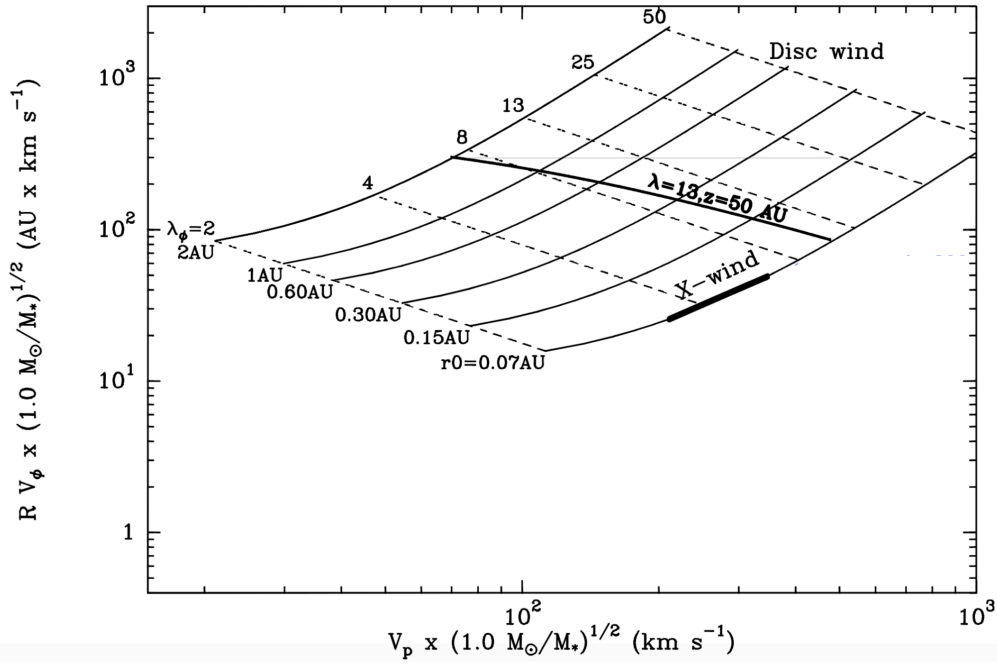


Fig. 2.5.: Représentation du moment cinétique spécifique en fonction de la vitesse poloidale pour les deux modèles de vent de disque. En noir est indiqué le modèle de vent de disque (Sect. 2.2.3) pour des λ_ϕ variant de 2 à 50 et des rayons d'éjection r_0 compris entre 2 et 0.07 au. Le domaine des X-winds ($r_0 = 0.07, \lambda_\phi \sim 5$, voir Sect. 2.2.2) est aussi représenté. Modification de l'image de Ferreira et al. (2006).

La Fig. 2.5 présente différents domaines de v_p et rv_ϕ prédits pour les modèles de vent de disque étendus et X-winds, dans le cas $\beta = 0$ (voir Sect. 2.2.4 pour $\beta \neq 0$). Bien que les modèles soient régis par le même mécanisme, les configurations de r_0 , λ sont différentes. Dans les sections suivantes je vais décrire ces deux modèles de vent de disque.

2.2.2 X-Wind

Comme indiqué en Sect. 1.3, le but du modèle de X-wind est de reproduire les jets à haute vitesse. Bien que le but de ma thèse soit centré sur les flots moléculaires, il est nécessaire que je décrive le X-wind. En effet, ses propriétés particulières sont utilisées dans le paradigme d'une interaction avec une enveloppe (Lee et al., 2001).

Le modèle de X-wind a été initié par 5 papiers décrivant le modèle (Shu et al., 1994a; Shu et al., 1994b; Najita and Shu, 1994; Ostriker and Shu, 1995; Shu et al., 1995). Dans ce modèle, le disque est supposé non magnétisé : tout le champ magnétique est d'origine stellaire, et se trouve concentré au rayon R_X (supposé proche du rayon de co-rotation) où la magnétosphère tronque le disque. Contrairement au modèle de vent de disque étendu, les paramètres λ , et r_0 sont beaucoup plus restreints (voir

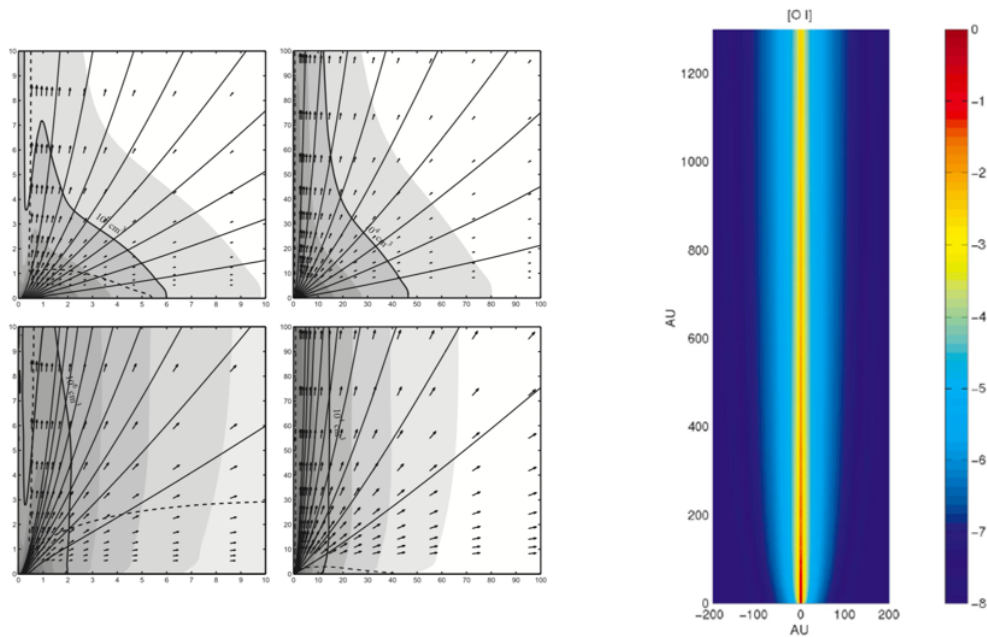


Fig. 2.6.: Gauche : deux solutions de X-wind (haut/bas) pour différentes échelles (10 au et 100 au). Les courbes noires représentent les trajectoires, les flèches représentent les vitesses. Les profils d'iso-densité sont représentés en gris. L'image est tirée de Shang et al. (2007). Droite : Image synthétique d'un modèle de X-wind dans la raie [OI] (Shang et al., 2002).

Fig. 2.5). En particulier, le rayon d'éjection est défini par le rayon de co-rotation ($r_0 \approx 0.05$ au). Les X-winds supposent aussi un facteur $\lambda \simeq 3 - 5$ et $\beta \simeq 0$. En considérant une étoile centrale d'une masse solaire, ils peuvent donc atteindre des vitesses poloïdales de ~ 300 km/s et des moments cinétiques spécifiques de ~ 30 au km/s. L'une des grandes différences avec le modèle de vent de disque est le fait qu'il n'y a par définition qu'un seul rayon d'éjection. Il est donc difficile d'expliquer la forte stratification radiale en vitesses observée sur le jet de DG Tau (voir Sect. 1.1.3, Bacciotti et al., 2000).

Puisque l'éjection est magnéto-centrifuge, les X-wind peuvent extraire verticalement le moment cinétique du disque, cependant cette extraction ne peut s'effectuer qu'au rayon de lancement ($r_0 \approx 0.05$ au). Ces modèles causent donc l'accrétion des régions internes du disque vers l'étoile centrale, mais ne peuvent pas créer d'accrétion aux rayons externes du disque.

Ce modèle peut aussi très bien expliquer la collimation des jets. La Fig. 2.6 présente un modèle d'X-wind à différentes échelles spatiales. Vu que le champ magnétique est regroupé en un seul rayon, la dispersion d'angle d'ouverture est très grande lors de l'éjection. Cependant, Shu et al. (1995) ont montré que les solutions de X-wind atteignaient très rapidement un profil de densité quasiment cylindrique (Fig. 2.6) avec un profil de densité $\rho \propto 1/(r \sin \theta)^2$ où r est le rayon sphérique et θ l'angle par

rapport à l'axe du disque. L'aspect collimaté des jets serait ainsi dans ce modèle un "effet d'optique" dû au profil de densité d'une éjection beaucoup plus ouverte. Des simulations thermo-chimiques prédisent des profils d'émission cylindriques dans les raies optiques, ce qui est compatibles avec les observations des jets (c.f Shang et al., 2002, Fig. 2.6).

2.2.3 Vent étendu

Contrairement au X-wind, le vent de disque étendu suppose un disque intrinsèquement magnétisé sur une gamme de rayon importante ($r_{in} \ll r_{ext}$). De plus, les facteurs λ et β sont beaucoup moins restreints que pour les modèles de X-wind. Cette caractéristique permet d'obtenir des valeurs de V_p et j qui couvrent un domaine plus large. Cela explique pourquoi ce modèle est utilisé à la fois pour reproduire les jets rapides et flots lents, malgré les différences de vitesses poloïdales. La Fig. 2.5 présente les valeurs de V_p et j pour des valeurs différentes de λ et r_0 dans l'hypothèse froide ($\beta = 0$). On peut voir que de manière générale, pour arriver à des vitesses poloïdales rapides, il est nécessaire d'augmenter la valeur de λ et de diminuer r_0 . La vitesse faible des flots moléculaires correspond à des faibles λ et des r_0 plus grands.

Les solutions semi-analytiques et simulations

Depuis la description du principe d'éjection magnéto-centrifuge dans un disque d'accrétion par Blandford and Payne (1982), de nombreuses solutions ont été proposées. Je vais faire ici une présentation non-exhaustive de quelques solutions, ainsi que les valeurs de λ correspondantes. Chacune de ces solutions a une configuration du disque et une micro-physique très différentes (valeur du champ magnétique poloïdal, prise en compte ou non de la MHD résistive, caractérisation du chauffage...). En tant que modélisateur, un paramètre important dans les solutions est le facteur de magnétisation μ tel que :

$$\mu = \frac{B_Z^2}{\mu_0 P_0} \quad (2.11)$$

B_Z est la valeur du champ magnétique selon l'axe Z dans le plan médian du disque μ_0 la perméabilité du vide et P_0 la pression thermique dans le plan médian du disque. μ caractérise la force du champ magnétique poloïdal dans le le plan médian du disque d'accrétion. Sa présence dans le disque est toujours une question ouverte, la force de ce champ magnétique reste inconnue.

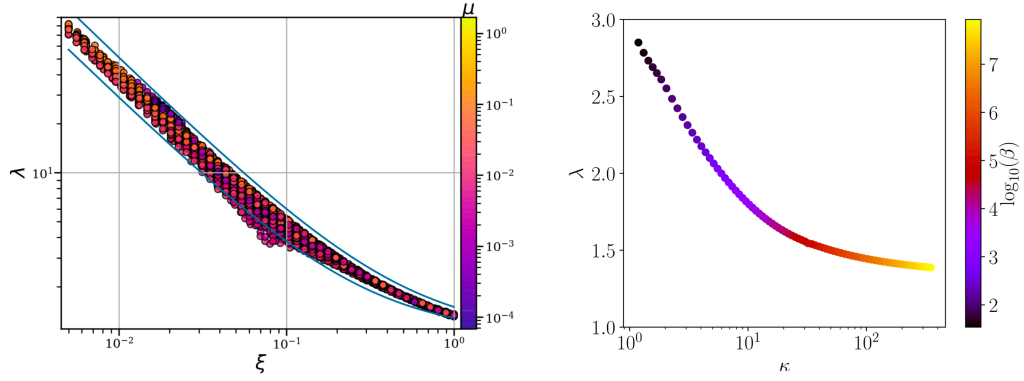


Fig. 2.7.: Gauche : Représentation du facteur λ en fonction de ξ (voir section suivante et Eq. 2.12) et μ des solutions de Jacquemin-Ide et al. (2019). Les courbes bleues correspondent à la loi $\lambda(\xi)$ pour $\frac{\Lambda}{\Lambda+1} = 1 - 0.6$ (c.f Eq. 2.12). Gauche : Représentation des valeurs de λ des solutions de Lesur (2021) en fonction du paramètre κ . Le facteur β ici correspond à $\frac{2}{\mu}$.

Les solutions stationnaires 2D de vents de disques étendus sont auto-similaires. Dans l’hypothèse autosimilaire, les grandeurs physiques sont décomposées en une loi de puissance de r et une fonction de l’angle θ (ou $\frac{z}{r}$). Cette auto-similarité a l’avantage de réduire drastiquement le nombre de paramètres et la complexité de résolution de l’équation de Grad-Shafranov.

Les premières solutions auto-similaires de vent de disques (Blandford and Payne, 1982; Ferreira, 1997; Safier, 1993) sont froides, ont des valeurs de λ élevées ($\lambda \simeq 30 - 50$) et nécessitent des forts champs magnétiques ($\mu \simeq 1$). Casse and Ferreira (2000) ont réussi à diminuer les valeurs de λ jusqu’à des valeurs $\simeq 2$, en appliquant un chauffage important en surface ($\beta \simeq 1.7$). Les solutions à faible champ magnétique ($\mu \sim 10^{-7}$) ont été obtenues récemment (Jacquemin-Ide et al., 2019; Stepanovs and Fendt, 2016; Lesur, 2021). Ces 3 études ont en particulier pu effectuer une exploration de l’espace des paramètres (voir Fig. 2.7). Les solutions stationnaires de Jacquemin-Ide et al. (2019) et Lesur (2021) par exemple, permettent d’obtenir des valeurs de λ extrêmement faibles ($\simeq 1.5$) tout en restant dans l’hypothèse froide.

Plusieurs simulations numériques de vents de disque ont aussi été produites. Les simulations en MHD idéale (Mishra et al., 2020; Zhu and Stone, 2018; Jacquemin-Ide et al., 2021) obtiennent des valeurs de $\lambda \sim 5 - 10$. L’hypothèse de la MHD idéale est justifiée pour décrire les zones internes du disque qui sont bien ionisées (≤ 1 au), cependant les effets non-idéaux doivent être pris en compte pour décrire de façon réaliste les zones plus externes. De nombreuses simulations ont été présentées dans l’hypothèse non-idéale (Béthune et al., 2016; Gressel et al., 2020; Wang et al., 2019; Bai, 2017). En particulier, Béthune et al. (2016) obtiennent des λ très faibles ($\simeq 1.4$) mais nécessitent un chauffage ($\beta \sim 0.2$) afin de devenir trans-Alfvénique.

Flux de masse

J'ai décrit dans l'introduction que les modèles de vent MHD pouvaient extraire du moment cinétique dans le disque pour créer une accrétion. Je n'ai pas précisé pour l'instant la proportion de masse accrétée par rapport à la proportion éjectée. Dans les modèles auto-similaires, cette caractéristique est définie par le paramètre ξ tel que $\dot{M}_{acc}(r) \propto r^\xi$ (Ferreira, 1997). Il est possible de lier ξ à λ par la relation suivante (Casse and Ferreira, 2000; Jacquemin-Ide et al., 2019):

$$\lambda \simeq 1 + \frac{1}{2\xi} \left(\frac{\Lambda}{1 + \Lambda} \right) \quad (2.12)$$

Le facteur Λ définit le rapport entre le couple vertical exercé par l'éjection MHD et le couple radial créé par la turbulence. Ce paramètre permet de définir quel mécanisme domine l'accrétion, par transport radial ou vertical de moment cinétique. Les solutions de Jacquemin-Ide et al. (2021) ont un paramètre $\frac{\Lambda}{\Lambda+1}$ compris entre 1 et 0.6 (Fig. 2.7), ce qui correspond à $\Lambda > 1.5$. Lorsque l'accrétion est dominée par l'extraction verticale de moment cinétique, on a $\lambda \simeq 1 + \frac{1}{2\xi}$.

Par conservation de la masse, le flux de masse d'un vent MHD provenant des régions r_{in} , r_{out} est donné par $\dot{M}_{DW} = \dot{M}_{acc}(r_{out}) - \dot{M}_{acc}(r_{in})$. Par conséquent :

$$\frac{\dot{M}_{DW}}{\dot{M}_{acc}(r_{in})} = \left(\frac{r_{out}}{r_{in}} \right)^\xi - 1 \quad (2.13)$$

La Fig. 2.8 représente la valeur de $\frac{\dot{M}_{DW}}{\dot{M}_{acc}(r_{in})}$ pour différentes valeurs de λ et $\frac{r_{out}}{r_{in}}$. Ici j'ai considéré que l'accrétion était dominée par le transport vertical de moment cinétique ($\Lambda \gg 1$). On peut voir que pour un $\lambda \sim 10$, arriver à un rapport entre éjection et accrétion de 0.1 est possible en considérant un rapport $\frac{r_{out}}{r_{in}} \simeq 5$. Les jets et leur flux de masse sont donc très bien expliqués par ce modèle. Pour les flots moléculaires, le facteur λ serait a priori beaucoup plus faible ($\sim 1.5 - 5$ voir Sect. 2.2.5). Un modèle de vent MHD avec $\lambda = 1.6$ peut avoir un flux de masse égal à ~ 3 fois l'accrétion au rayon interne. Ces modèles peuvent donc créer des flux de masse très élevés. En effet, en supposant que le taux d'accrétion dans le disque en r_{in} est égal au taux d'accrétion sur l'étoile centrale ($\sim 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ pour une Classe I), un vent MHD peut éjecter jusqu'à plusieurs $10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, 10 fois plus que les modèles les plus massifs de vent photo-évaporé. Un rapport entre flux de masse éjectante et accrétante aussi important implique aussi que la plupart de la matière accrétée sur le disque est éjectée avant d'atteindre l'étoile centrale (75% dans l'exemple), ce qui

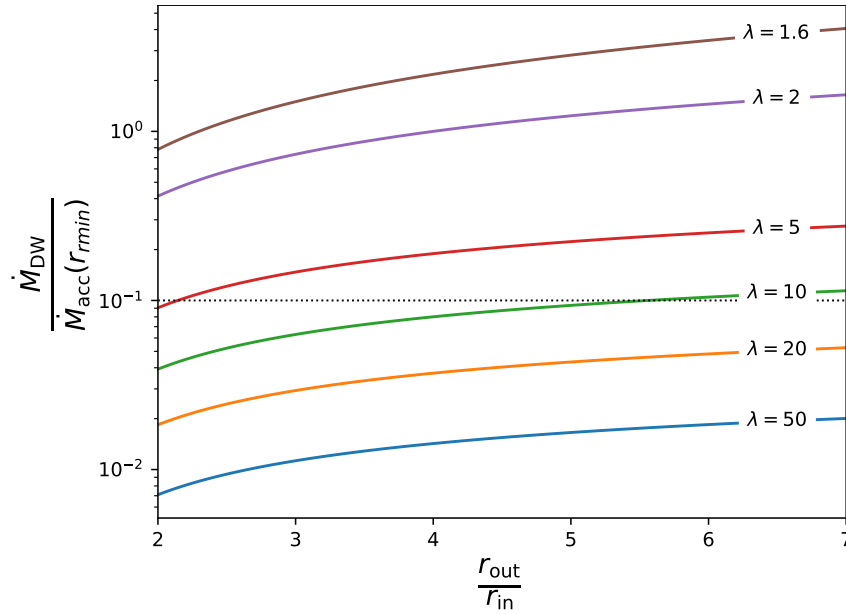


Fig. 2.8.: Représentation du rapport entre flux de masse éjectée par le vent MHD et flux de masse accrétée au rayon interne en fonction du rapport entre rayon externe et interne dans le cas où l'extraction verticale de moment cinétique domine l'accrétion ($\Lambda \gg 1$). Les différentes courbes correspondent à plusieurs valeurs de λ . La ligne en noir représente un rapport éjection/accrétion de 0.1 qui est la valeur observée sur les jets atomiques.

aura une énorme influence sur la masse finale de l'étoile et donc l'efficacité de la formation stellaire (voir Sect. 1.2.2, 1.2.3).

Collimation

Il est observé que toutes les solutions auto-similaires suivent la même tendance à grande distance de la source : l'angle d'ouverture diminue avec la hauteur, puis les lignes de champ se referment vers l'axe (\equiv recollimation, voir Fig. 2.9). Le point de recollimation d'une solution n'est pas défini explicitement en fonction des paramètres λ, μ, ξ . Ferreira (1997) semble montrer que la recollimation est beaucoup plus rapide pour les λ faibles (dans le cas $\mu \simeq 1$ et $\Lambda \gg 1$), mais Jacquemin-Ide et al. (2019) montrent que la magnétisation peut aussi avoir un impact sur la recollimation (voir Fig. 2.9). La recollimation a été observée dès la première solution auto-similaire de Blandford and Payne (1982), elle est possiblement due à la pression magnétique du champ toroïdal (Ferreira, 1997).

Le fait que cette recollimation ne soit pas observée sur les jets et flots reste une question ouverte. Trois explications sont possibles. Premièrement, elle peut être une conséquence de l'hypothèse auto-similaire des solutions analytiques. Malheureusement, les simulations 3D plus réalistes ne peuvent pas observer en détail la recollimation à cause d'un domaine en hauteur plus restreint. Il est aussi possible qu'une éjection centrale empêche le vent de disque de se recollimer, comme les

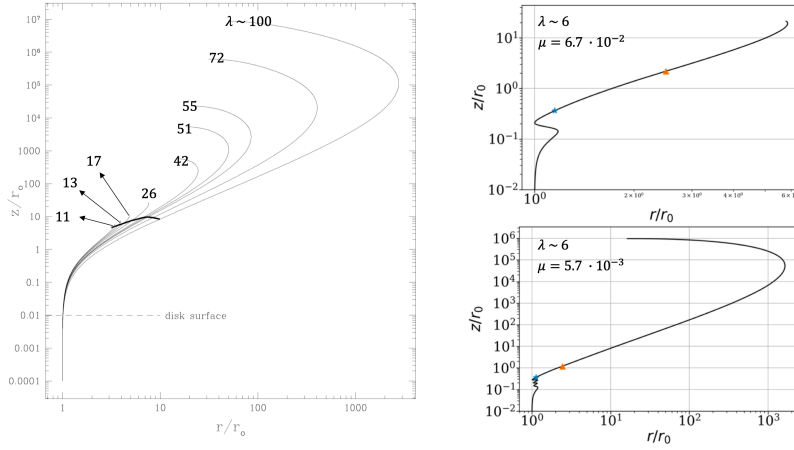


Fig. 2.9.: Présentation des surfaces d'écoulement de solutions auto-similaires déterminées par Ferreira (1997) (gauche) et Jacquemin-Ide et al. (2019) (droite). Chaque solution correspond à un jeu de paramètres différent, j'ai ici indiqué le paramètre de bras de levier magnétique.

lignes de champ de l'étoile centrale (voir le schéma de Matt and Pudritz, 2005), des chocs d'étrave créés par le jet central, ou la composante ouverte d'un X-wind. Pour le cas des flots moléculaires, il est aussi possible que cette recollimation n'ait pas encore été observée, puisque les modèles de flots moléculaires ont des r_0 relativement grands (quelques au). Par exemple, le flot moléculaire HH30 ne s'étend que jusqu'à environ $Z/r_0 \simeq 500$ dans le cadre d'un vent MHD, Louvet et al., 2018, la recollimation de la solution à $\mu = 5.7 \cdot 10^{-3}$ de Jacquemin-Ide et al. (2019) a lieu beaucoup plus haut ($Z/r_0 \simeq 10^5$, voir Fig. 2.9).

2.2.4 Localiser la région d'éjection

Dans cette section j'ai présenté le modèle de vent de disque, et précisément les équations de la dynamique en fonction du rayon d'éjection et du bras de levier magnétique. Pour un modélisateur le problème est inverse : Comment retrouver les paramètres (r_0, λ_ϕ) à partir de la dynamique observée ?

Méthode d'Anderson

Anderson et al. (2003) a été le premier à donner une équation liant la dynamique d'un vent de disque au rayon d'éjection. En négligeant les effets thermiques ($\beta = 0$), la vitesse de rotation à l'infini par rapport à $v_{p,\infty}$, ainsi que le potentiel gravitationnel à l'infini, il a pu mettre la conservation de l'invariant J (voir Eq. 2.7) sous la forme :

$$r_\infty v_{\phi,\infty} \Omega_0 - \frac{3}{2} (GM_\star)^{2/3} \Omega_0^{2/3} - \frac{v_{p,\infty}^2}{2} \sim 0 \quad (2.14)$$

Si l'on dispose d'une mesure de la vitesse poloïdale et du moment cinétique spécifique, cette équation peut être résolue pour déterminer Ω_0 et par extension, le rayon d'éjection $r_0 = (GM_\star/\Omega_0^2)^{1/3}$. Il est aussi possible de simplifier cette équation lorsque $\lambda_\phi \gg 3$, ce qui est la considération valable pour les jets. Cela donne :

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{GM_\star}{r_0^3}} \simeq \frac{1}{2} \frac{v_{p,\infty}^2}{r_\infty v_{\phi,\infty}} \quad (2.15)$$

Cependant cette équation est valable seulement si les effets de chauffage sont négligeables et si λ_ϕ est élevé. Ce sont des considérations valables pour les jets mais discutables pour les flots moléculaires où le facteur λ_ϕ est possiblement plus faible. Sans supposer $\lambda_\phi \gg 1$, le terme à droite de l'équation 2.15 donne donc :

$$\frac{1}{2} \frac{v_{p,\infty}^2}{r_\infty v_{\phi,\infty}} = \Omega_0 \frac{2\lambda_\phi - 3 + \beta}{2\lambda_\phi} \quad (2.16)$$

Il est possible de trouver λ_ϕ de façon indépendante par :

$$\frac{rv_\phi v_p}{GM_\star} = \lambda_\phi \sqrt{2\lambda_\phi - 3 + \beta} \quad (2.17)$$

Ainsi, en supposant $\beta = 0$, ces équations permettent de retrouver très simplement le rayon d'éjection et une limite inférieure sur le bras de levier magnétique λ . Je vais montrer par la suite que cette supposition est cohérente pour les modèles de jets, mais devient discutable si le facteur λ avoisine 1.5.

Impact du chauffage

Prendre en compte un terme $\beta \neq 0$ rend impossible l'estimation du rayon d'éjection et du bras de levier magnétique. En effet, on se retrouve avec deux équations à trois inconnues. C'est pour cette raison que β est souvent considéré comme nul. Cependant cette hypothèse apportera forcément une différence entre les valeurs de r_0 et λ estimés et les valeurs réelles si $\beta \neq 0$.

Ce biais peut être estimé analytiquement. À partir d'une paire de valeurs de V_p et $j = rv_\phi$ et en utilisant les équations 2.16 et 2.17, j'ai estimé $r_0(\beta)$ et $\lambda(\beta)$ pour plusieurs valeurs de β variant entre 0 (hypothèse froide) et 1. La Fig. 2.10 présente la valeur de $r_0(\beta)/r_0(0)$ et $\lambda(\beta)$ en fonction de β . Ainsi les valeurs de r_0 et λ déterminées dans l'hypothèse froide seront toujours respectivement des sous-estimations et sur-estimations des valeurs réelles (si $\beta \neq 0$). Cet effet est très faible

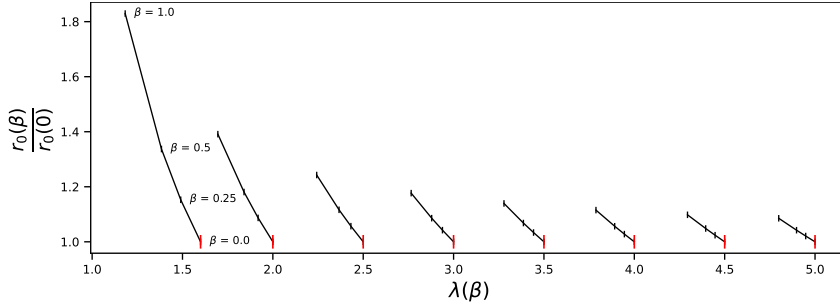


Fig. 2.10.: Représentation des rayons d'éjection $r_0(\beta)$ et bras de leviers magnétiques $\lambda(\beta)$ correspondant à un facteur β et une même paire de valeurs de V_p et rv_ϕ . La barre rouge correspond au cas où r_0 et λ sont estimés en supposant $\beta = 0$.

($\leq 20\%$) quand λ est élevé, cependant, lorsque λ est inférieur à 2, il est possible de sous-estimer de 80% le rayon d'éjection si $\beta \simeq 1$.

Ce biais est considérable quand le lambda est faible car le facteur β est additionné à $2\lambda - 3$ dans l'expression de la vitesse poloïdale. Ainsi, l'estimation du rayon d'éjection devient biaisée lorsque β est comparable à $2\lambda - 3$. Les modèles de jets ont des $\lambda \sim 3 - 10$, et donc des valeurs de $2\lambda - 3$ élevées. Dans le cadre des flots moléculaires, si les λ sont faibles (≤ 2). Le facteur β peut avoir une influence non négligeable sur l'estimation du rayon. Il est cependant important de préciser qu'il y a aussi une limite supérieure sur le rayon d'éjection. En effet, λ ne peut pas être inférieur à 1, ce qui correspond au régime du vent photo-évaporé. Dans un tel cas, le rayon est égal à j^2/GM_\star .

La nécessité d'une mesure précise du moment cinétique spécifique

J'ai présenté la méthode pour déterminer le rayon d'éjection d'un vent MHD à partir de la dynamique observée du flot moléculaire. J'ai indiqué tout au long de l'introduction que l'estimation du moment cinétique spécifique était critique pour comprendre l'origine des flots moléculaires, et principalement le rayon d'éjection du vent de disque. La nécessité de mesurer précisément le moment cinétique spécifique peut être visible sur l'équation 2.16 et 2.17. En général, le rayon r où se fait la mesure et la vitesse poloïdale sont plutôt bien contraints, il ne reste donc plus que la vitesse de rotation. C'est d'autant critique que Ω_0 est inversement proportionnel à la valeur de v_ϕ . Par extension, une erreur importante sur l'estimation de la vitesse angulaire sera propagée sur l'estimation du rayon d'éjection.

2.2.5 Domaine (λ, r_0) des candidats de vent de disque

Dans la Sect. 1.4.3 j'ai montré cinq différents candidats de vent de disques. À partir des données indiquées dans le Tab. 1.1 il est possible de déterminer le domaine (λ, r_0) de ces différents flots moléculaires. La Fig. 2.11 présente les valeurs de V_p

et j (normalisées par la racine de la masse centrale) de ces 5 candidats de vent de disques. Je montre aussi le domaine de paramètres (r_0, λ) du modèle de vent MHD froid ($\beta = 0$). Il est intéressant de noter que, bien que les différents flots moléculaires aient des vitesses poloïdales et des moments cinétiques différents, ils correspondent tous à un domaine (r_0, λ) plutôt restreint ($\lambda \simeq 1.6 - 3$, $r_0 \simeq 1 - 30$ au).

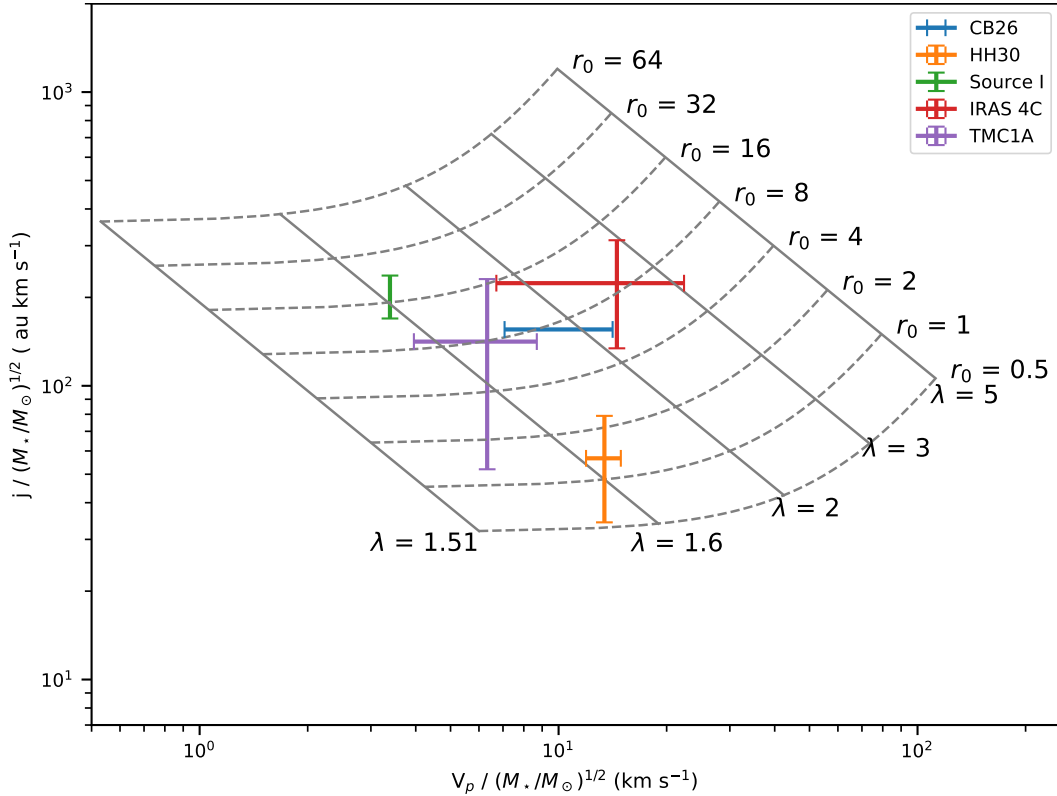


Fig. 2.11.: Représentation des valeurs asymptotiques du moment cinétique spécifique en fonction de la vitesse poloïdale pour une solution MHD stationnaire froide. Les points correspondent aux 5 candidats de vent de disques présentés dans la Sect. 1.4.3 : CB26 (Launhardt et al., 2009), HH30 (Louvet et al., 2018), Source 1 (Hirota et al., 2017), NGC 1333 IRAS 4C (Zhang et al., 2018) et TMC1A (Bjerkeli et al., 2016).

2.3 Modèles d'interaction avec l'enveloppe

Dans cette section je vais élaborer les modèles d'interaction entre un vent interne et une enveloppe. Comme indiqué en Sect. 1.4.1, deux extrêmes de collimation peuvent être considérés pour l'éjection interne, je vais commencer en Sect. 2.3.1 par le cas où le vent interne a un grand angle d'émission, puis présenter en Sect. 2.3.2 le cas où le vent interne est un jet cylindrique.

2.3.1 Cavité créée par un vent grand angle

Historique de la modélisation

Le modèle d'interaction avec un vent grand angle le plus utilisé est sans aucun doute le modèle présenté par Lee et al. (2001), dont le principe a été initié 10 ans auparavant par Shu et al. (1991). Le but de ce modèle était de pouvoir expliquer plusieurs caractéristiques observées sur les flots moléculaires (Voir Sect. 1.4.2) : la dynamique de "Hubble-law" (Lada and Fich, 1996) dans laquelle la vitesse radiale semble proportionnelle à la distance à la source ($V_{proj} \propto z$), et la variation de masse observée en fonction de la vitesse radiale $dM/dv \propto v^{-\gamma}$ avec $\gamma \simeq 1 - 3$ (Arce et al., 2007). Dans cette section je vais présenter les hypothèses de ce modèle et les différentes équations.

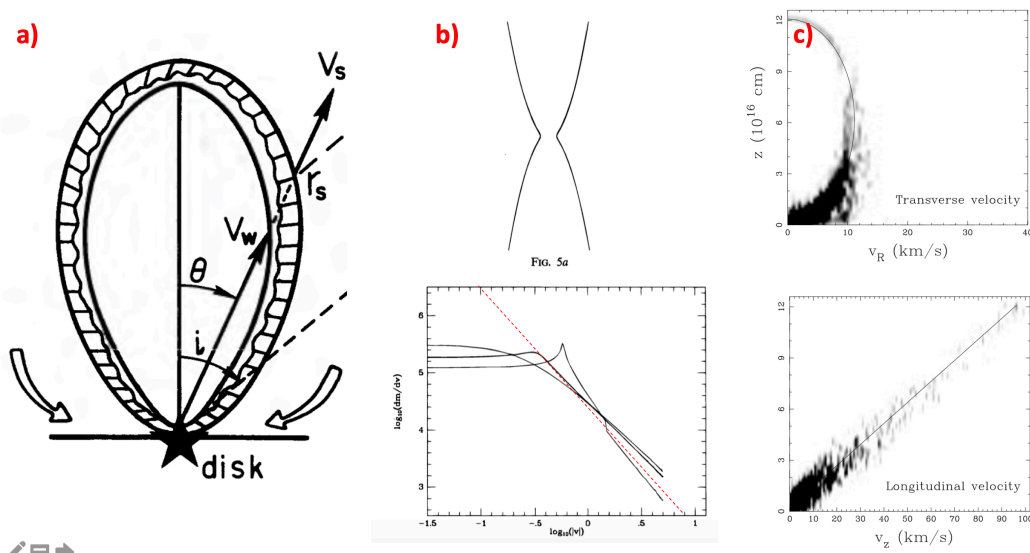


Fig. 2.12.: a) : Vision schématique de l'interaction entre une enveloppe statique et un vent radial, en supposant un mélange instantané (Shu et al., 1991). b). Haut : Forme analytique de la couche résultante de l'interaction entre un vent de vitesse uniforme v_w et de densité $\rho_w \propto (r \sin \theta)^{-2}$ avec une enveloppe de densité $\rho_a \propto (\sin \theta / r)^2$ (Li and Shu, 1996). b) Bas : Variation de masse en fonction de la vitesse $\frac{dm}{dv}$ de cette même solution pour différentes inclinaisons. La ligne rouge représente une pente à $\gamma = 2$, pour comparaison. c) Cartes de $V_R(Z)$ (haut) et $V_Z(Z)$ (bas) des simulations numériques de l'interaction entre un vent de vitesse non-uniforme $v_w \cos \theta$ et de densité $\rho_w \propto r^{-2}(\sin \theta)^{-2}$ avec une enveloppe de densité $\rho_a \propto (\sin \theta / r)^2$ (Lee et al., 2001).

Dans le modèle de Shu et al. (1991), un vent radial de vitesse uniforme v_w interagit avec une enveloppe statique et crée une couche de choc (voir Fig. 2.12a). La morphologie et dynamique de la couche dépend directement de la stratification en densité de l'enveloppe et du vent ainsi que du type de choc considéré. Shu et al. (1991) considère un choc avec un mélange complet. La combinaison de ce mélange et de l'enveloppe statique entraîne une expansion radiale pour la couche, similaire au vent interne.

Ce modèle est aussi caractérisé par le flux d'impulsion du vent par unité d'angle solide \dot{P}_W et la densité ambiante de l'enveloppe ρ_a . Ces deux paramètres dépendent tous les deux du rayon sphérique r et de l'angle par rapport à l'axe de rotation θ (le paramètre utilisé ici est $\mu = \cos \theta$). \dot{P}_W et ρ_a sont définis par :

$$\dot{P}_W = \frac{\dot{M}_w v_w}{4\pi} \times P(\mu) = r^2 \rho_w(\mu) v_w^2 \quad (2.18)$$

$$\rho_a = \frac{a^2}{2\pi G} \times \frac{Q(\mu)}{r^2} \quad (2.19)$$

Avec \dot{M}_w le flux de masse total du vent, et a la vitesse du son effective dans le nuage moléculaire. La paramétrisation de ρ_a est celle d'une sphère isotherme singulière (Shu, 1977). Le facteur $Q(\mu)$ définit l'aplatissement de cette sphère dû aux effets magnétiques. Notons que ρ_w a aussi une dépendance radiale en r^{-2} pour que \dot{P}_W soit constant en fonction de r . Les définitions de \dot{P}_W et ρ_a sont loin d'être anodines. En effet, la masse \mathcal{M} et la vitesse v_s de la couche sont caractérisées par les deux équations suivantes :

$$\frac{d\mathcal{M}}{dt} = r^2 \rho_a v_s + r^2 \rho_w (v_w - v_s) \quad (2.20)$$

$$\frac{d\mathcal{M}v_s}{dt} = r^2 \rho_w (v_w - v_s) v_w \quad (2.21)$$

La première équation ici décrit la variation de masse de la couche par unité d'angle solide, \mathcal{M} . Le premier terme est la masse ambiante entraînée par la couche, par effet "chasse-neige" ("Snowplow model" dans Shu et al., 1991), et le deuxième terme est la masse apportée par le vent lorsqu'il choque contre la couche. La deuxième équation est la conservation de l'impulsion par unité d'angle solide, en supposant un mélange instantané. À partir des deux équations on peut obtenir la variation de v_s par :

$$\mathcal{M} \frac{dv_s}{dt} = \frac{d\mathcal{M}v_s}{dt} - v_s \frac{d\mathcal{M}}{dt} \quad (2.22)$$

$$= r^2 \rho_w \left((v_w - v_s)^2 - \frac{\rho_a}{\rho_w} v_s^2 \right) \quad (2.23)$$

On voit que $\frac{dv_s}{dt}$ est nul pour $v_s = v_0$ tel que :

$$v_0 = \frac{v_w}{1 + \sqrt{\rho_a/\rho_w}} \quad (2.24)$$

De plus, sur l'équation 2.23, v_0 est un attracteur. En effet, si $v_s < v_0$ on a $\frac{dv_s}{dt} > 0$: v_s va augmenter jusqu'à atteindre v_0 . La tendance sera inversée si $v_s > v_0$. Ainsi la couche d'interaction va rapidement tendre vers la solution $v_s = v_0$.

Ici ρ_a et ρ_w varient tous les deux en r^{-2} , ce qui implique que v_0 est constant avec le rayon et ne dépend que de θ . Avoir une vitesse constante était le but final du modèle de Shu et al. (1991). En effet, si la vitesse est constante, alors le rayon sphérique sera défini par $\vec{r} = \vec{v}_0 t$. On a donc directement la loi de Hubble $\vec{v} \propto \vec{r}$. Une fois cette condition respectée, la morphologie de la couche sera quant à elle directement caractérisée par la variation avec θ du rapport ρ_a/ρ_w .

Notons que les flots sont beaucoup plus lents que les jets. Par conséquent, Shu et al. (1991) supposent $v_w \gg v_0$, ce qui revient à supposer $\rho_a \gg \rho_w$ dans l'équation 2.24. La valeur de v_0 estimée avec ces simplifications est :

$$v_{0,Shu} = v_w \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_a}} = \left(\frac{GM_w}{2a^2} \right)^{1/2} \left(\frac{P(\mu)}{Q(\mu)} \right)^{1/2} v_w^{1/2} \quad (2.25)$$

Ce modèle ingénieux a été très justement critiqué l'année suivante par Masson and Chernin (1992) en précisant qu'il semblait difficile de reproduire la variation de masse en fonction de la vitesse ($\gamma \simeq 1 - 3$). Ces derniers ont testé différentes configurations de P et Q tel que $P \propto \mu^\alpha$ et $Q \propto \mu^{-\beta}$. le facteur γ peut être déterminé analytiquement en fonction de α et β par :

$$\gamma = \frac{2\beta}{\alpha + \beta + 2} \quad (2.26)$$

La valeur maximale de γ est 2, et est atteinte lorsque β tend vers l'infini. De plus, de manière générale, les valeurs $\gamma \sim 1$ sont atteintes lorsque $\beta \gg \alpha$. Des valeurs élevées de β correspondent à un profil de densité du cœur très aplati, ce qui ne correspond pas aux observations de cœurs pre-stellaires (Myers et al., 1991).

Ce problème a été résolu de façon intelligente grâce à deux papiers : premièrement, la modélisation des X-wind (Sect 2.2.2, Shu et al., 1995) a montré les modèles d'une éjection radiale avec un profil de densité quasiment cylindrique, tel que $\rho_w \propto (r \sin \theta)^{-2}$. Deuxièmement, Li and Shu (1996) ont calculés des profils analytiques de nuages moléculaires en équilibre magnéto-statique. L'une des solutions présentées a notamment un profil de densité :

$$\rho_a \propto (\sin \theta / r)^2 \quad (2.27)$$

Ce profil de densité est compatible avec l'aplatissement observé des cœurs. Avec ces considérations, le profil de masse $\frac{dm}{dv}$ devient alors cohérent avec les observations (voir Fig. 2.12b). L'interaction du X-wind avec la solution d'enveloppe statique crée une couche quasi-parabolique, comparable aux observations (Fig. 2.12b). Ainsi, considérer des solutions en puissance de sinus plutôt qu'en puissance de cosinus a permis de contourner le problème soulevé par Masson and Chernin (1992) tout en maintenant une morphologie de la cavité comparable aux observations, cependant il reste toujours quelques problèmes. Premièrement le profil de densité du X-wind sous-entend que le vent a une densité infinie en $\theta = 0$. De plus, la morphologie de la couche proposée par Li and Shu (1996) présente une largeur à l'origine non nulle qui augmente linéairement avec le temps, ce qui ne correspond pas aux observations.

Ces problèmes ont été résolus par Lee et al. (2001), avec quelques modifications sur les caractéristiques du vent interne :

$$\rho_w = \frac{\rho_{w,0}}{r^2(\sin \theta + \epsilon)} \quad (2.28)$$

$$v_w = v_{w,0} \cos \theta \quad (2.29)$$

Avec $\epsilon \ll 1$ (~ 0.01), ce facteur permet d'enlever le problème de divergence de la densité sur l'axe. La variation de la vitesse avec θ permet d'avoir une vitesse sur plan médian nulle, ce qui annule la largeur à l'origine de la couche parabolique. La vitesse de la couche est toujours définie par l'équation 2.24. Avec les considérations précédentes, la morphologie de la couche d'interaction est donc définie par :

$$r = \tau v_s(\theta) = \frac{\tau v_{w,0} \cos \theta}{1 + \sqrt{\frac{\rho_{a,0}}{\rho_{w,0}}} \sin \theta (\sin \theta + \epsilon)} \quad (2.30)$$

La couche est une pseudo-ellipse, qui peut être approximée par une parabole. Dans la région basse de la couche (en supposant $\rho_{a,0} \gg \rho_{w,0}$), on a $\sqrt{\frac{\rho_{a,0}}{\rho_{w,0}}} \sin^2 \theta \gg 1$. On peut donc écrire :

$$r \simeq \frac{\tau v_{w,0} \cos \theta}{\sqrt{\frac{\rho_{a,0}}{\rho_{w,0}}} \sin^2 \theta} = \frac{\cos \theta}{C \sin^2 \theta} \quad (2.31)$$

On en déduit le rayon cylindrique $R = r \sin \theta = 1/(C \tan \theta)$ et l'altitude $Z = r \cos \theta = 1/(C \tan^2 \theta)$; donc $Z = CR^2$, défini par le paramètre parabolique C tel que :

$$C = \sqrt{\frac{\rho_{w,0}}{\rho_{a,0}}} (\tau v_{w,0})^{-1} \quad (2.32)$$

Avec ces considérations, la dynamique et la morphologie de la base de la couche dans un repère cylindrique peuvent être caractérisées observationnellement par deux paramètres (Lee et al., 2000):

$$Z = CR^2 \quad V_Z = \frac{Z}{\tau} \quad V_R = \frac{R}{\tau} \quad (2.33)$$

Avec C le paramètre parabolique de la couche, défini par l'Eq. 2.32, et τ l'âge de la couche, il est donc possible de comparer ce modèle aux observations. Cependant il ne faut pas oublier qu'il dépend de plusieurs hypothèses fortes. La vitesse radiale provient de l'hypothèse d'un mélange complet entre un vent radial et une enveloppe statique. La dynamique de Hubble-law provient de la vitesse constante de la couche qui est due au fait que la densité du vent et de l'enveloppe ont la même variation en r^{-2} . L'aspect parabolique provient de la dépendance spécifique en θ adoptée pour v_w, ρ_w, ρ_a .

Limites du modèle et possibilités d'améliorations

Bien que ce modèle soit extrêmement utilisé dans la modélisation des flots moléculaires de Classe 0 et I, il rencontre quelques difficultés. Je vais indiquer dans cette partie les deux plus importantes limites du modèle de Lee et al. (2001), et présenter les solutions envisagées dans des études publiées à ce jour.

Premièrement, le vent ouvert interagissant avec l'enveloppe est souvent considéré comme étant un X-wind. Cependant le profil de vitesse supposé par Lee et al. (2001) en $v_{w,0} \cos \theta$ est incohérent avec le X-wind où la vitesse est pratiquement

constante avec l'angle. Les simulations proposées par Shang et al. (2006), Wang et al. (2015) et Shang et al. (2020) proposent la même configuration que dans le modèle de Li and Shu (1996) : un X-wind à vitesse v_w constante interagissant avec une solution magnéto-statique de cœur pré-stellaire. Les résultats de ces simulations sont compatibles avec le modèle analytique. En particulier la largeur à l'origine n'est pas nulle et atteint 100 au au bout de 1000 ans (Wang et al., 2015). Wang et al. (2015) et Shang et al. (2020) étudient l'impact de la température du vent X et la magnétisation du vent et milieu ambiant sur la couche d'interaction.

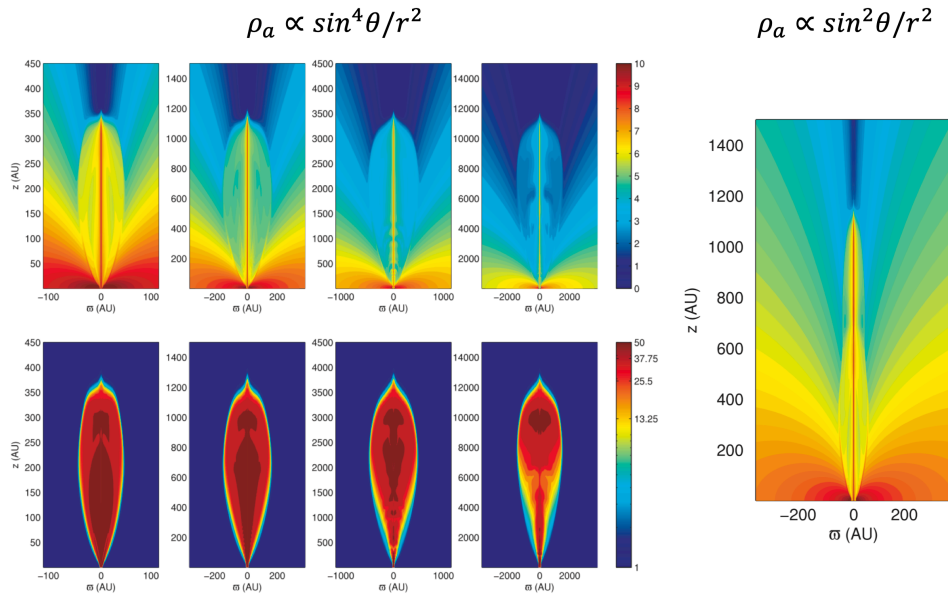


Fig. 2.13.: Gauche : Simulations de Shang et al. (2006) d'une interaction entre un X-wind de vitesse $v_0 = 50 \text{ km/s}$ et une enveloppe statique aplatie avec un profil de densité $\rho_a \propto \sin^4 \theta / r^2$. Les images montrent les cartes de densité (haut, en échelles logarithmiques) et vitesses (bas, en km/s) pour différentes époques (30,100,300,1000 ans). Il n'est pas expliqué dans le papier quelle est la composante de la vitesse représentée. La solution correspondant au profil de densité utilisé dans Li and Shu (1996) et Lee et al. (2001) est présentée à droite ($\rho_a \propto \sin^2 \theta / r^2$).

Ainsi, même avec des simulations plus poussées, la largeur à l'origine de la cavité augmente avec l'âge de la source. Il semble donc essentiel de devoir considérer une variation en θ du vent interne pour rendre compte de la faible largeur à l'origine des flots moléculaires. En revanche, il est important de préciser que les simulations sont toujours 2D, l'impact de la rotation n'est pas pris en compte.

Une deuxième limite du modèle de Lee et al. (2001) est liée au profil de densité de l'enveloppe statique en r^{-2} . Ce profil est celui correspondant à un cœur statique auto-gravitant avant son effondrement vers une étoile centrale (Shu, 1977). Lorsque la masse centrale devient substantielle, le profil de densité de la région en effondrement est plutôt en $r^{-1.5}$ (Ulrich, 1976), avec une onde de raréfaction entre les deux profils se propageant à la vitesse du son vers l'extérieur. Le modèle simple doit donc

être appliqué suffisamment loin de la source, pour des régions ne "subissant" pas encore l'effondrement. En supposant des températures de 10 K ($C_s \simeq 0.2$ km/s), cette région correspond à un rayon ≥ 400 au pour une source de 10^4 ans. Cette approximation est possiblement valable pour les très jeunes Classes 0, mais devient discutable pour les Classes I. Considérer l'interaction plus réaliste entre un X-wind et une région en effondrement de densité $\rho_a \propto r^{-1.5}$ va enlever deux propriétés essentielles de la couche. Premièrement, le rapport entre la densité du vent et celle de l'enveloppe va dépendre de r , la vitesse de la couche ne sera donc plus constante (voir Eq. 2.24). De plus, la vitesse non radiale de l'effondrement induit une vitesse non radiale dans la couche entraînée.

La première simulation étudiant l'interaction d'un vent grand angle avec une enveloppe aplatie en effondrement est l'étude de Delamarter et al. (2000). Ils ont notamment étudié l'effet du rapport entre le flux de masse en effondrement et le flux de masse du vent ($f' = \dot{M}_{inf}/\dot{M}_w$) sur la morphologie finale de la cavité. Ils ont montré qu'un rapport faible ($f' \simeq 10$) pouvait créer une cavité très ouverte tandis qu'un rapport élevé ($f' \simeq 50$) créait une cavité avec un faible angle d'ouverture. Cunningham et al. (2005) ont effectué une simulation similaire, et ont montré que les valeurs de rotation de la couche d'interaction étaient similaires au flot moléculaire de la proto-étoile Orion I, l'un des candidats de vent de disque présentés en Sect. 1.4.3.

López-Vázquez et al. (2019) ont calculé des solutions semi-analytiques d'une interaction entre un vent interne paramétrisé et une enveloppe en rotation et effondrement balistique suivant le modèle de Ulrich (1976). La Fig. 2.14 présente la morphologie prédite d'une couche ainsi que les profils de vitesses dans le repère sphérique. Il est possible de voir la diminution de la vitesse d'expansion avec le temps, causée par le profil de densité de l'enveloppe en $\rho_a \propto r^{-1.5}$: à $\theta = 0$ elle passe de 12 km/s à 10 km/s entre $t = 250$ ans et $t = 750$ ans, ce qui revient à une diminution de 16% en 500 ans. Cependant, la décélération diminue avec le temps. Au vu de la très faible décélération, l'hypothèse d'une vitesse constante reste raisonnable. Il est aussi possible de voir que la différence avec une vitesse purement radiale est négligeable pour $\theta < \frac{5\pi}{12} \simeq 75^\circ$ en regardant dans la Fig. 2.14 la région où $U_\theta/U_r < 0.2$. On peut aussi voir que U_r est négatif pour $\theta \geq 75^\circ$, ce qui correspond aux régions d'effondrement sur le disque. Dans ce modèle, le vent interne n'a pas de rotation, toute la rotation de la couche provient donc de l'enveloppe en effondrement. La caractérisation de la rotation de la couche n'est pas spécifiée dans le papier mais je montre dans la Fig. 2.14 que la vitesse de rotation de la couche à $t = 500$ yr est identique à la vitesse de rotation de l'enveloppe en effondrement à la surface de cette couche.

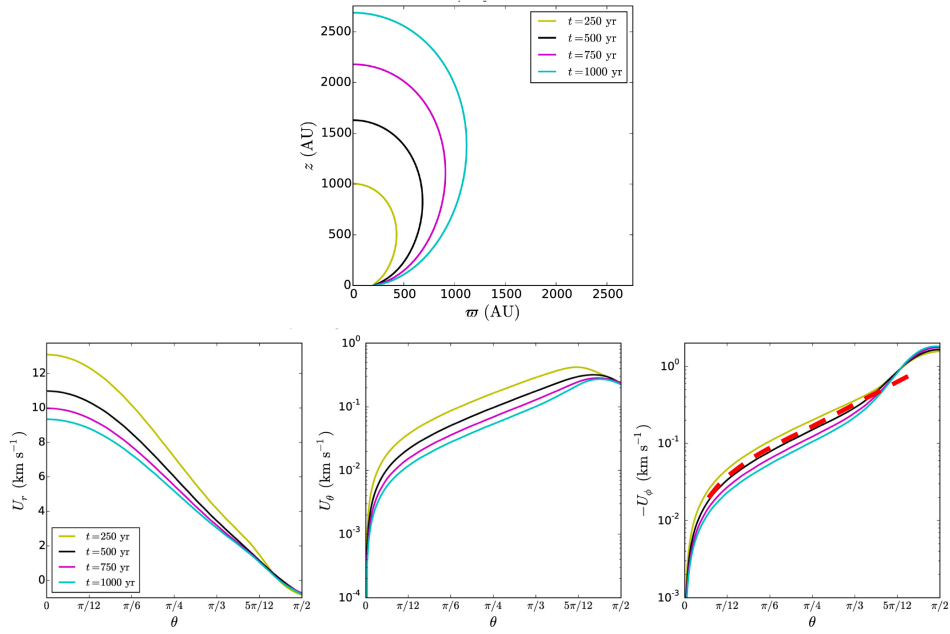


Fig. 2.14.: Haut : Morphologie de la solution de (López-Vázquez et al., 2019) à différentes époques. Bas : Profils des vitesses dans le repère sphérique, exprimés en fonction de l'angle θ . Les couleurs correspondent aux mêmes ages que dans le panneau du haut. La ligne rouge correspond à la vitesse de rotation dans l'enveloppe du modèle d'Ulrich (1976) à la surface de la cavité à $t = 500$ yr.

Ainsi, même en considérant des hypothèses plus physiques, la paramétrisation proposée par Lee et al. (2001) semble toujours une bonne approximation pour l'interaction entre un vent ouvert et une enveloppe pour des angles $\theta \leq 75^\circ$. Pour la suite du manuscrit, j'utiliserais les équations 2.33 pour modéliser l'interaction entre un vent radial et une enveloppe.

2.3.2 Interaction avec un jet collimaté

Le modèle d'interaction d'une enveloppe avec un jet cylindrique sans structure radiale proposé initialement par Raga and Cabrit (1993) est le modèle le moins utilisé dans la littérature car il n'existe pas de solutions analytiques exacte pour un milieu ambiant non uniforme. Des modèles analytiques ont été développés par Ostriker et al. (2001) et Tabone et al. (2018), avec des configurations différentes. Ostriker et al. (2001) considèrent une couche créée par la propagation d'un jet dans une enveloppe statique et uniforme. Tabone et al. (2018) considèrent une couche de choc créée par un jet variable se propageant dans un vent de disque vertical et uniforme. Je vais par la suite présenter le modèle de Tabone et al. (2018). Pour considérer une propagation du choc interne du jet dans un environnement statique, il suffit de fixer $v_w = 0$.

Dans ce modèle, un jet variable de vitesse moyenne V_j crée un choc d'étrave se propageant à la vitesse V_j dans un vent de disque de densité ρ_w et vitesse v_w (voir Fig. 2.15). Le choc du jet contre lui même (causé par sa variabilité en vitesse) entraîne une éjection latérale à une vitesse v_0 et flux de masse \dot{m}_0 . La vitesse v_0 dépend de la température dans le choc. Pour un choc hautement radiatif, la matière est supposée avoir des températures avoisinant 10^4 K avant d'être éjectée, ce qui correspond à des vitesses d'éjection $v_0 \sim C_s \sim 10$ km/s.

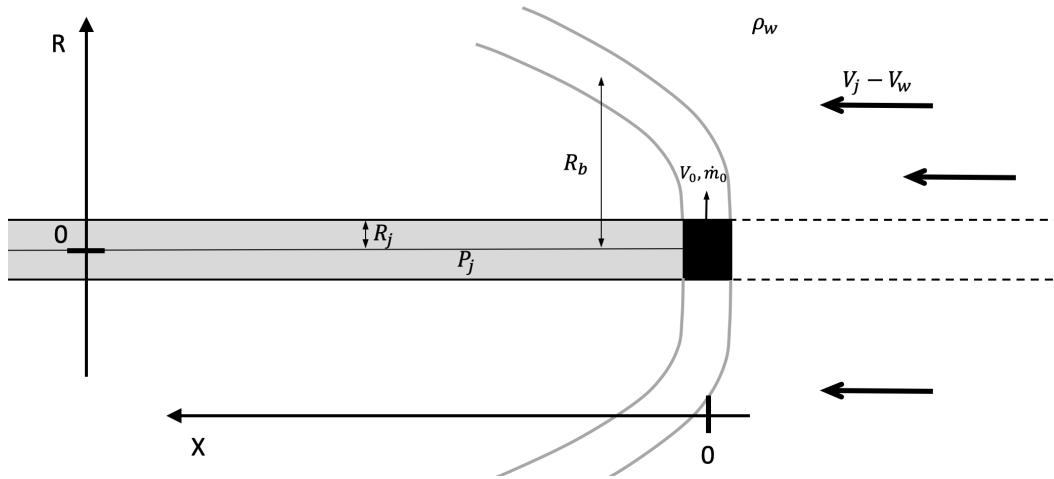


Fig. 2.15.: Représentation schématique d'un choc d'étrave dans son repère local.

En supposant un mélange complet entre la matière du jet et le vent de disque, la dynamique (v_R, v_X) et la position $(r_b(X))$ de chaque point de la couche d'interaction peuvent être caractérisées par trois lois de conservations. Ces lois sont la conservation de la masse (m), de l'impulsion selon l'axe X (P_X) et de l'impulsion selon l'axe R (P_R). On a donc dans le repère du choc d'étrave :

$$\dot{m} = \dot{m}_0 + \int_{r_j}^{r_b} 2\pi r' \rho_w (v_j - v_w) dr' \quad (2.34)$$

$$\dot{P}_X = \int_{r_j}^{r_b} 2\pi r' \rho_w (v_j - v_w)^2 dr' = \dot{m} v_X \quad (2.35)$$

$$\dot{P}_R = \dot{m}_0 v_0 = \dot{m} v_R \quad (2.36)$$

$$(2.37)$$

avec \dot{P}_X le flux d'impulsion selon X. Dans le cas où ρ_w ne dépend pas de R, les intégrales peuvent être calculées rapidement. De plus, la morphologie $r_b(X)$ de la couche peut être déterminée par $dr_b/dX = v_R/v_X = \dot{P}_R/\dot{P}_X$, ainsi :

$$\frac{dr_b}{dX} = \frac{\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_w (r_b^2 - r_j^2) (v_j - v_w)^2} \quad (2.38)$$

$$(2.39)$$

En intégrant cette équation on arrive à la forme du choc d'étrave $x_b(r_b)$:

$$x_b(r_b) = \frac{r_b(r_b^2 - 3r_j^2) + 2r_j^3}{L_0^2} \quad \text{avec } L_0 = \sqrt{\frac{3\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_w v_j^2}} \quad (2.40)$$

La dynamique dans le repère de l'observateur peut aussi être facilement retrouvée à partir des égalités des équations 2.34, 2.35 et 2.36 :

$$v_R = \frac{\dot{P}_R}{\dot{m}} = v_0 \left(1 + \frac{3r_b^2 v_0}{v_j L_0^2}\right)^{-1} \quad (2.41)$$

$$v_Z = v_j - v_X = v_w + (v_j - v_w) \left(1 + \frac{3r_b^2 v_0}{v_j L_0^2}\right)^{-1} \quad (2.42)$$

Bien que ce modèle ait été proposé quasiment en même temps que le modèle d'une interaction avec un vent ouvert, il n'est pas autant utilisé. La raison est que les prédictions analytiques pour un milieu ambiant uniforme sont beaucoup trop allongées par rapport aux observations (Ostriker et al., 2001). Une autre limite de ce modèle est que des solutions analytiques de la morphologie et dynamique n'existent que dans le cas $\rho_a = \text{cste}$. Raga and Cabrit (1993) ont exploré le cas particulier où la densité varie avec x tel que :

$$\rho \propto x^\beta \quad \beta < 0 \quad (2.43)$$

Cette paramétrisation a permis de déterminer des solutions analytiques approximative de la morphologie de la couche entraînée. Il a été montré que la morphologie de la couche était similaire au flot moléculaire de HH211 (voir Fig. 2.16, Gueth and Guilloteau, 1999). Cependant, cette paramétrisation n'a pas de solutions pour la dynamique de la cavité.

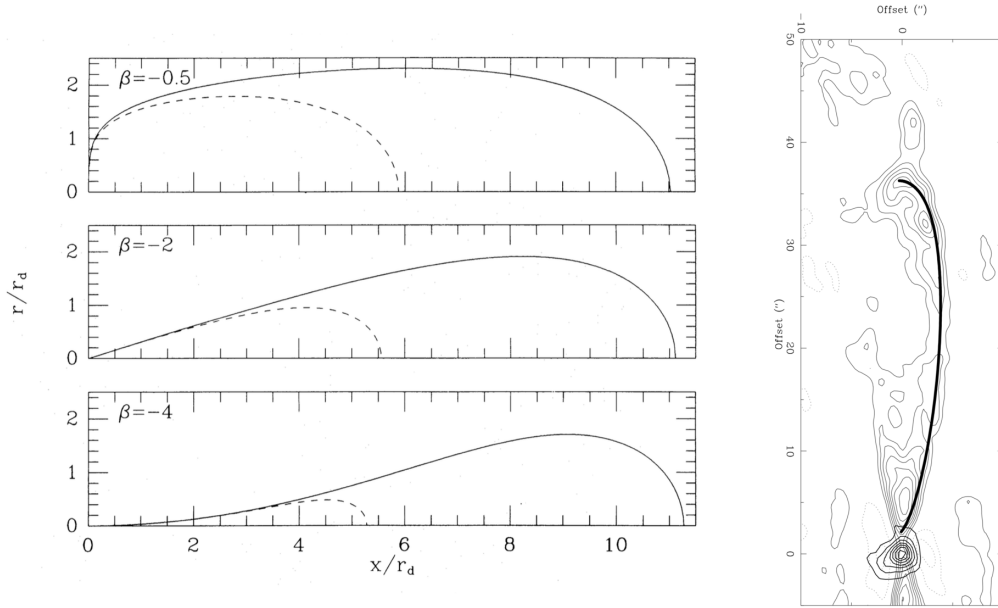


Fig. 2.16.: Gauche : Solutions analytiques de la morphologie du choc d'étrave pour plusieurs valeurs de β , l'indice de loi de puissance de la densité avec Z (Raga and Cabrit, 1993). Droite : Comparaison de la solution $\beta = -2$ à la cavité du flot moléculaire HH211 (Gueth and Guilloteau, 1999).

2.4 Modèles simples de disque et d'enveloppe

Dans cette section je vais présenter des modèles simplistes qui ne sont pas des flots moléculaires mais qui ont aussi été utilisés dans le cadre de ma thèse.

2.4.1 Disque protoplanétaire

Les disques protoplanétaires sont à la fois des objets très simples et très complexes selon le niveau de détail voulu pour leur modélisation. La façon la plus simple pour modéliser l'émission moléculaire d'un disque protoplanétaire est de considérer une couche d'émission définie par un rapport $Z/R = \epsilon$ constant ainsi que les rayons internes et externes r_{in} , r_{ext} . Dans la thèse je cherche principalement à reproduire l'émission ^{12}CO millimétrique, qui correspond à $\epsilon \simeq 0.2 - 0.3$ (Pinte et al., 2018). Cette couche tourne avec une vitesse quasi-Képlérienne, tel que :

$$V_{\phi} = \sqrt{\frac{GM_{\star}}{R^2 + Z^2}} \times \sqrt{\frac{R^2}{\sqrt{R^2 + Z^2}}} = \sqrt{\frac{GM_{\star}}{R(1 + \epsilon^2)^{3/2}}} \quad (2.44)$$

Avec Z et R les coordonnées dans le repère cylindrique, G la constante gravitationnelle, M_{\star} la masse de l'étoile centrale. Dans le cas où $\epsilon \ll 1$, la vitesse Képlérienne

est une bonne approximation pour la vitesse de rotation du disque protoplanétaire. Considérer une seule couche d'émission définie par la valeur ϵ est une bonne approximation pour une raie optiquement épaisse comme CO(2-1) ou ses principaux isotopes. En effet, à cause du profil de densité hydrostatique, la molécule observée n'émet que sur une relativement faible épaisseur. Le facteur ϵ varie donc selon l'opacité de la molécule observée. Il est possible de développer ce modèle en prenant en compte par exemple le gradient de pression (Eq 5 de Pinte et al., 2018), en prenant en compte la dynamique causée par une planète (Teague et al., 2019), ou bien étudier les modèles d'accrétion (Riols et al., 2020). Cependant, cela rajouterait beaucoup trop de complexité pour l'étude actuelle. La dynamique du disque protoplanétaire est dans tous les cas dominée par la rotation Képlérienne.

2.4.2 Modèle d'effondrement balistique en rotation

Le modèle d'Ulrich (1976) est l'un des premiers modèles analytiques simplifiés d'effondrement vers l'étoile centrale. Sa simplicité fait que ce modèle est toujours très utilisé actuellement (par exemple par López-Vázquez et al., 2019). Dans ce modèle, un nuage sphérique en rotation solide s'effondre gravitationnellement vers l'étoile centrale de façon balistique. Les particules ont une vitesse angulaire Ω_0 constante à large distance r_0 et chutent vers l'étoile centrale en conservant leur moment cinétique spécifique. Ce modèle néglige l'auto-gravité et les effets de pression, chauffage et viscosité, la seule force prise en compte est donc la force de gravitation exercée par l'étoile centrale.

Ce modèle est défini par 3 paramètres, r_d le rayon du disque final, θ_0 l'angle de départ de la particule par rapport à l'axe de rotation, et M_* la masse de l'étoile centrale. On peut retrouver la valeur de r_d avec la conservation du moment cinétique spécifique :

$$r_d = \frac{r_0^4 \Omega_0^2}{GM_*} \quad (2.45)$$

La trajectoire de la particule est déterminée par :

$$r = \frac{-r_d \cos \theta_0 \sin^2 \theta}{\cos \theta_0 - \cos \theta} \quad (2.46)$$

r est le rayon sphérique, et θ est l'angle entre la trajectoire et l'axe de rotation du disque. Cet angle varie avec r et est compris entre $\theta = \theta_0$ à l'infini et $\theta = \frac{\pi}{2}$ lorsque la

trajectoire atteint le plan médian. Les vitesses V_R, V_θ et V_ϕ dans le repère sphérique sont données par :

$$V_R = -\left(\frac{GM}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\cos \theta}{\cos \theta_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.47)$$

$$V_\theta = \left(\frac{GM}{r}\right)^{\frac{1}{2}} (\cos \theta_0 - \cos \theta) \left(\frac{\cos \theta_0 + \cos \theta}{\cos \theta_0 \sin^2 \theta}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.48)$$

$$V_\phi = \left(\frac{GM}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} \left(1 - \frac{\cos \theta}{\cos \theta_0}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.49)$$

Les équations de Ulrich (1976) avaient une erreur de typographie dans l'expression de V_θ , cette erreur a été corrigée par Terebey et al. (1984). Ces lois peuvent être adimensionnées en considérant r/r_d et V/v_0 avec $v_0 = \sqrt{\frac{GM}{r_d}}$ (López-Vázquez et al., 2019). La Fig. 2.17 présente les lois de V_R, V_θ et V_ϕ . Les courbes blanches dans la carte de V_ϕ représentent des trajectoires correspondant à des θ_0 variant entre 15° et 75° par saut de 15° .

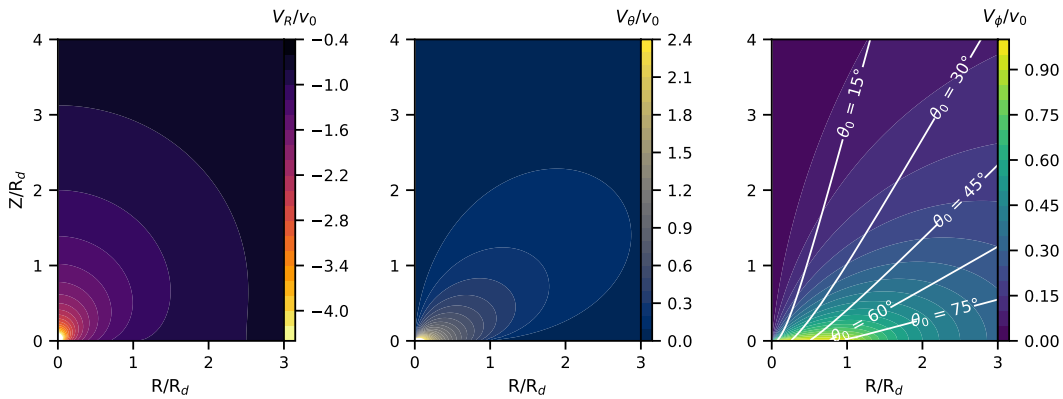


Fig. 2.17.: Représentation des vitesses adimensionnées dans le repère sphérique. Les lignes blanches sur l'image de droite représentent les trajectoires des particules définies par un θ_0 qui varie de 75° à 15° par saut de 15° .

Outils analytiques

La complexité croissante des observations en termes de résolution entraîne irrémédiablement la nécessité de modèles et d'outils analytiques de plus en plus développés. Dans ce chapitre je présente les représentations possibles d'un cube de données. Je décris ensuite plusieurs méthodes de modélisation et d'analyse de ces cubes de données.

3.1 Un besoin d'outils analytiques

J'ai présenté dans la section précédente les principaux modèles utilisés pour expliquer les flots moléculaires des Classes 0 à II. Cependant, faire le lien entre les observations ALMA et les différents modèles de flots n'est pas évident et nécessite un travail préliminaire important. La Fig. 3.1 présente les diagrammes P.V transverses (voir Sect. 3.2) de quatre flots moléculaires. Des informations essentielles sur le flot moléculaire ont été extraites à partir de l'étude de ces diagrammes P.V.

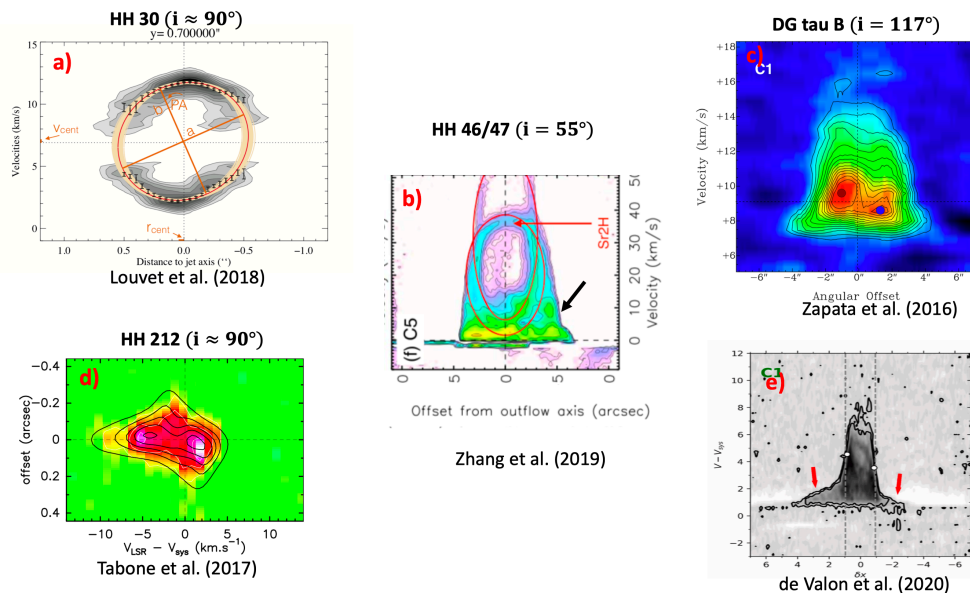


Fig. 3.1.: Diagrammes P.V transverses de différents flots moléculaires. a) HH30 (Louvet et al., 2018), b) HH46/47 (Zhang et al., 2016), d) HH212 (Tabone et al., 2017), c) et e) DG Tau B (Zapata et al., 2015; de Valon et al., 2020).

Le diagramme PV du flot moléculaire HH30 présente une ellipse inclinée. L'ajustement de cette d'ellipse a permis d'analyser en détail la dynamique et la morphologie du

flot moléculaire (Louvet et al., 2018). Il a été démontré que le flot pouvait être décrit par un vent MHD ($r_0 = 0.5 - 5$ au, $\lambda = 1.6$). Malgré une inclinaison similaire, le diagramme P.V du flot de HH212 ne présente pas de structures en ellipse. Tabone et al. (2017) ont comparé les observations avec un modèle de vent MHD. Ils ont montré que le flot pouvait correspondre à un vent MHD provenant de régions internes du disque (< 8 au), avec un λ de 5.5.

Le diagramme P.V de HH46/47 a une forme trapézoïdale. Zhang et al. (2016) ont expliqué cette forme par un empilement de couches fines suivant les lois d'une couche entraînée par un vent grand angle (voir Sect 2.3.1). Sur cette étude, deux couches sont utilisées pour expliquer le flot redshifté (présenté sur la Fig. 3.1). Ce modèle est efficace pour représenter la forme globale du diagramme P.V. Cependant, il ne permet pas d'expliquer certaines régions à plus basses vitesses (indiquées d'une flèche noire sur la figure.). Il faut donc rajouter d'autres couches pour reproduire en détail la structure du PV diagramme.

Le flot moléculaire de DG Tau B présente une structure trapézoïdale similaire à HH46/47. Zapata et al. (2015) ont mis en avant la présence d'une asymétrie en vitesse projetée, assimilée à de la rotation. L'étude de cette asymétrie a permis de ressortir une estimation du moment cinétique spécifique global du flot moléculaire.

Sur les 4 études présentées, de nombreuses informations essentielles pour la compréhension des flots moléculaires ont été extraites à partir de l'étude poussée des cubes de données. Les études ont cependant eu des approches différentes. Les informations extraites à partir de l'étude de DG Tau B et HH30 ont été faites sans a priori sur le modèle d'éjection. Malheureusement, lorsqu'une telle étude est impossible, une comparaison avec des modèles est la seule manière d'obtenir des informations sur le flot moléculaire (Pour l'étude du flot de HH212, par exemple).

Cependant, ces deux études ont fait quelques approximations. La méthode de Louvet et al. (2018) n'est applicable que pour les inclinaisons $\simeq 90^\circ$, tandis que le moment cinétique spécifique de DG Tau B (Zapata et al., 2015) est estimé de manière imprécise, en partie à cause de la faible résolution des observations. Dans la continuité de ces études, ma motivation est de pouvoir reconstruire la cinématique (en particulier la rotation) et la morphologie du flot de la manière la plus indépendante des modèles possible. Une des principales difficultés réside dans l'effet de l'inclinaison, car la seule vitesse observée est la vitesse projetée sur la ligne de visée. Par conséquent, deux objets identiques avec deux inclinaisons distinctes auront des structures complètement différentes sur un cube de données. Dans ce but, il est nécessaire de bien comprendre les effets de projection. Je vais d'abord partir de l'étude proposée par Louvet et al. (2018) puis l'étendre à des inclinaisons $\neq 90^\circ$. Je vais aussi développer

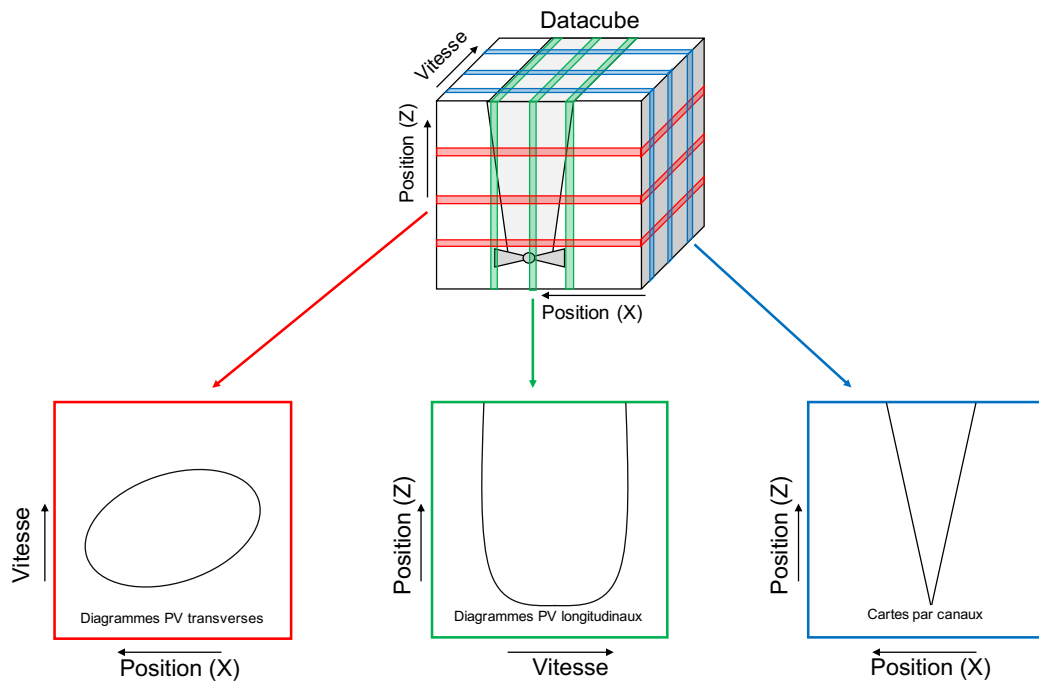


Fig. 3.2.: Représentation d'un cube de données et des trois possibles coupes selon différents axes.

une méthode utilisable pour caractériser de manière modèle-indépendante les flots moléculaires possédant des diagrammes P.V de forme trapézoïdales.

3.2 Outils de représentation des cubes de données

Le télescope ALMA, comme la plupart des interféromètres, génère un cube de données appelés P.P.V (pour Position-Position-Velocity), avec deux dimensions spatiales qui sont la projection sur le plan du ciel et une dimension en fréquence qui est la vitesse projetée le long de la ligne de visée. Ainsi, les données du cube en un point spatial précis (x, y) représentent le spectre de l'objet sur cette même position. Cette tri-dimensionnalité apporte beaucoup d'informations, mais engendre aussi fatalement des complexités d'analyse. En effet, représenter et étudier de façon brute des données 3D est très difficile actuellement. Pour pallier ce problème les astronomes utilisent des coupes de ce cube de données selon différent axes. Ces coupes permettent de mettre en évidence certaines structures, tout en supprimant une dimension.

Le schéma de la Fig. 3.2 présente un cube de données défini par les 3 vecteurs $(\vec{x}, \vec{z}, \vec{v})$. \vec{x} et \vec{z} sont situés sur le plan du ciel : \vec{x} est parallèle à l'axe du disque et \vec{z}

est normal à l'axe du disque. En Fig. 3.2 sont aussi représentés les 3 types de coupes possibles.

- **Diagramme P.V. transverses** : Coupe du cube de données selon le plan (\vec{x}, \vec{v}) . Ces diagrammes permettent de retrouver efficacement la variation radiale de vitesse, mais ne donnent aucune information sur la variation avec la hauteur. Ces diagrammes sont par exemple utilisés dans l'étude de disque proto-planétaire, car ils permettent de représenter instantanément la loi de vitesse Képlérienne. De manière générale, ces coupes sont souvent utilisées pour chercher des signatures de rotation.
- **Diagramme P.V. longitudinaux** : Coupe du cube de données selon le plan (\vec{z}, \vec{v}) . Ces diagrammes permettent de retrouver les variations de la vitesse avec la hauteur. En revanche, ces diagrammes ne donnent aucune information sur la variation radiale. Ces diagrammes peuvent être utilisés pour l'étude des jets, afin d'étudier les vitesses des différents nœuds du jet.
- **Carte par canaux** : Coupe du cube de données selon le plan (\vec{x}, \vec{z}) . Ces diagrammes permettent d'avoir une vision sur la morphologie globale de l'objet. En revanche, il est difficile d'étudier la dynamique avec ces diagrammes.

En général ces coupes se font sur une certaine épaisseur qui peut varier. Augmenter la taille de la tranche permet d'augmenter le rapport signal sur bruit, mais peut atténuer les variations. Étudier seulement un seul type de diagramme sur différentes régions du cube de données permettrait en théorie d'avoir toute l'information contenue dans le cube de données. Cependant, une telle méthode ne permettrait pas de représenter efficacement toutes les variations. Le choix du diagramme est donc essentiel pour la représentation d'une observation. Les flots moléculaires ont en général une extension radiale et une extension en hauteur importante ainsi qu'une dispersion spectrale. On ne peut donc pas se limiter à un seul type de diagramme.

Cependant, à cause de la complexité des cubes de données et des effets de projection, une étude directe est impossible. Pour comprendre la dynamique et la structure des flots moléculaires il est impératif de comparer les observations avec des modèles paramétriques simples.

3.3 Modèles paramétriques de flot moléculaire

Dans le but de modéliser un flot moléculaire et de déterminer l'impact de l'inclinaison sur la structure globale du cube de données, il est nécessaire de définir deux repères.

Le premier repère $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ est le repère du flot moléculaire. L'axe \vec{Z} est l'axe du flot. Le plan du disque, perpendiculaire à l'axe du flot, est défini par les vecteurs (\vec{X}, \vec{Y}) . Le premier vecteur est situé dans le plan du ciel, le second est placé pour définir un repère orthonormé. Le second repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est défini à partir du plan du ciel et permet de définir les coordonnées spatiales du cube de données. \vec{x} est confondu avec \vec{X} et l'axe \vec{z} est la projection du vecteur \vec{Z} sur le plan du ciel. \vec{y} est défini comme étant la ligne de visée. Ces deux repères sont présentés en Fig. 3.3. L'inclinaison i du flot est défini comme l'angle entre l'axe \vec{Z} et \vec{y} . Dans le cas où le flot moléculaire est "edge-on" ($i=90^\circ$), les deux repères sont identiques.

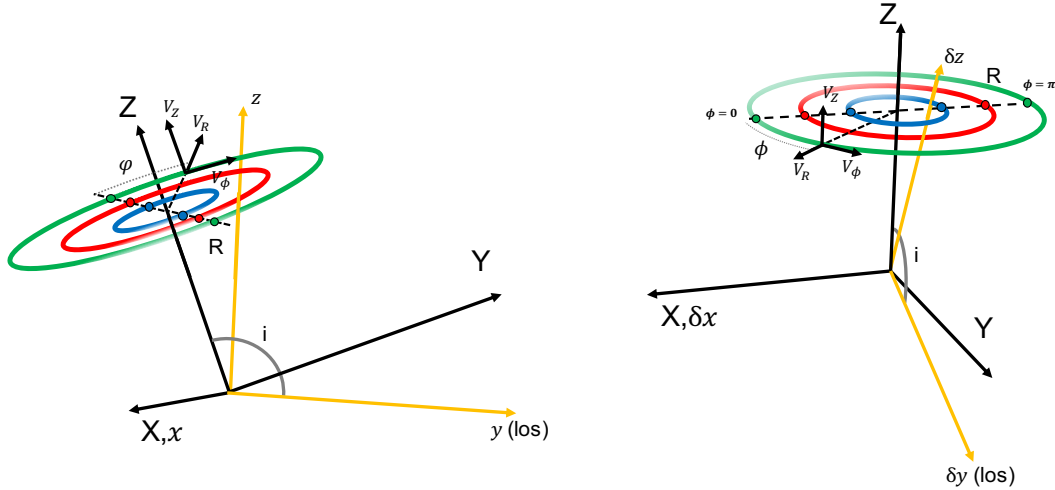


Fig. 3.3.: Représentation 3D des deux repères utilisés : le repère du flot moléculaire (X, Y, Z) en noir et le repère du plan du ciel $(\delta x, \delta y, \delta z)$ en jaune. Les cercles bleus, verts et rouges représentent des anneaux d'émission définis par les 5 paramètres R, Z, V_R, V_Z et V_ϕ . Les points colorés représentent la position $\phi = 0, \pi$. Les deux images correspondent à la même situation sous deux angles de vue différents.

Une couche simple d'un flot moléculaire à une certaine hauteur peut être modélisée comme un anneau d'émission. Un travail similaire a été produit par Louvet et al., 2018 pour caractériser le flot "edge-on" HH30. Cet anneau émissif est caractérisé par un rayon R et un angle azimutal ϕ tel que $X = R \cos \phi$ et $Y = R \sin \phi$. Pour cet anneau sont aussi définis les vecteurs vitesses dans le repère cylindrique \vec{V}_R, \vec{V}_Z et \vec{V}_ϕ . Ces vecteurs sont définis dans le repère du flot par :

$$\vec{V}_R = \begin{bmatrix} V_R \cos \phi \\ V_R \sin \phi \\ 0 \end{bmatrix} \quad \vec{V}_Z = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ V_Z \end{bmatrix} \quad \vec{V}_\phi = \begin{bmatrix} V_\phi \sin \phi \\ V_\phi \cos \phi \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

Le schéma d'un tel anneau est représenté en Fig. 3.3. Ainsi, un anneau est défini par seulement 5 paramètres : R, Z, V_R, V_Z et V_ϕ . Cette modélisation nécessite cependant d'assumer l'axisymétrie du flot. Dans le cas contraire il serait nécessaire

de prendre en compte les variations $R(\phi)$, $V_R(\phi)$, $V_Z(\phi)$ et $V_\phi(\phi)$, ce qui augmenterait énormément la complexité de modélisation. Je considère aussi que les anneaux sont centrés sur l'axe \vec{Z} . On peut aussi introduire le centre de l'anneau (X_0, Y_0) dans le cas où cette hypothèse n'est pas respectée.

À partir de ce modèle simple il est possible de calculer la projection sur le plan du ciel $(\delta x, \delta z)$ de cet anneau. La position dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est caractérisé par la matrice de rotation Q_i tel que :

$$\begin{bmatrix} \delta x \\ \delta y \\ \delta z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R \cos \phi \\ R \sin \phi \\ Z \end{bmatrix} \cdot Q_i = \begin{bmatrix} R \cos \phi \\ R \sin \phi \\ Z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sin i & \cos i \\ 0 & -\cos i & \sin i \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

La projection de la vitesse par rapport à la ligne de visée est définie par :

$$V_{los} = -\vec{V} \cdot \vec{y} = -[(\vec{V}_R + \vec{V}_Z + \vec{V}_\phi) \cdot Q_i] \cdot \vec{y} \quad (3.3)$$

Avec ici les vitesses redshiftées considérées comme positives. On a donc :

$$\delta x = R \cos \phi \quad (3.4)$$

$$\delta z = Z \sin i - R \sin \phi \cos i \quad (3.5)$$

$$V_{los} = -V_Z \cos i - V_\phi \cos \phi \sin i - V_R \sin \phi \sin i \quad (3.6)$$

Ces équations donnent les coordonnées d'un anneau dans le cube de données seulement en fonction de l'angle azimutal ϕ , pour des paramètres donnés. Pour étendre cette modélisation à une réelle couche de flot moléculaire plutôt qu'un simple anneau, il est nécessaire d'apporter en plus une dépendance avec la hauteur. On doit ainsi considérer un enchaînement d'anneaux définis par les lois $R(Z)$, $V_R(Z)$, $V_Z(Z)$ et $V_\phi(Z)$ plutôt qu'un seul anneau à une hauteur fixée.

À partir de ces équations il est aussi possible de déterminer les lois attendues sur les différentes coupes du cube de données : les diagrammes P.V longitudinaux et transverses, ainsi que les cartes par canaux. En effet, le diagramme P.V transverse, par exemple, correspond à une coupe à δz constant. La loi d'une couche simple peut donc être déterminée en résolvant les équations δx et V_{los} en supposant $\delta z = cste$. Cependant, une telle résolution peut devenir complexe lorsque l'inclinaison de l'objet

est différente de 90° . Dans un tel cas, plusieurs hauteurs dans le repère du flot seront projetées au même δz , rajoutant des paramètres supplémentaires dans les équations. Il est ainsi nécessaire de fixer les lois $R(Z)$, $V_R(Z)$, $V_Z(Z)$ et $V_\phi(Z)$. Dans un premier temps, je vais présenter les diagrammes PV transverses dans le cas $i \simeq 90^\circ$, puis je vais étendre l'analyse pour $i \neq 90^\circ$. Lorsque l'inclinaison diffère de 90° , je vais utiliser deux modèles simples de flots moléculaire présentés en Sect. 2.

3.3.1 Diagrammes PV transverses dans le cas $i \simeq 90^\circ$

Les diagrammes P.V transverses dans le cas $i \simeq 90^\circ$ ont déjà été décrits en détail dans l'étude sur HH30 (Louvet et al., 2018). L'intérêt d'une telle inclinaison est que le PV diagramme transverse ne sonde qu'une seule hauteur. La Fig. 3.4 présente les deux repères qui sont confondus, ainsi qu'un anneau d'émission.

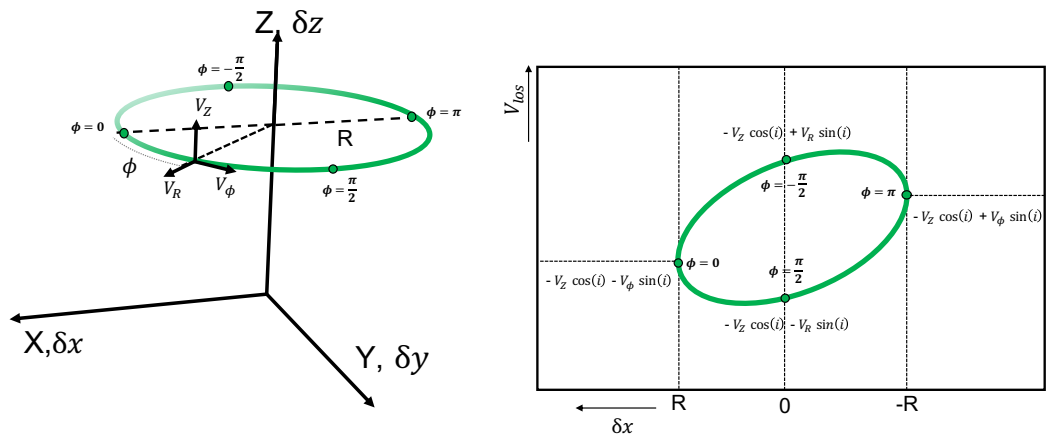


Fig. 3.4.: Image inspirée de la Fig. 11 de Louvet et al. (2018). À gauche sont représentés les deux repères (similaires à la Fig. 3.3) dans le cas $i = 90^\circ$. À droite est représenté le diagramme P.V de ce cercle d'émission. Les points verts indiquent sur les deux figures les paramètres $\phi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, -\frac{\pi}{2}$. Sur la figure de droite est aussi indiquée la vitesse projetée correspondante pour chaque point.

Si on considère que le PV diagramme ne sonde qu'une hauteur, on peut négliger la variation de hauteur avec le rayon dans l'équation 3.5. Ainsi, le diagramme PV transverse est défini par les équations :

$$\delta x = R \cos \phi \quad (3.7)$$

$$V_{los} = -V_Z \cos i - V_\phi \cos \phi \sin i - V_R \sin \phi \sin i \quad (3.8)$$

Ce système a été étudié par Louvet et al., 2018, ils ont en particulier montré que ces équations décrivent une ellipse inclinée. Le centroïde de l'ellipse sur l'axe V_{los}

est fixé par la valeur $-V_Z \cos(i)$, et sa largeur en $\delta x = 0$ est fixée par $V_R \sin(i)$. L'extension radiale maximale de l'ellipse est donc atteinte en $\delta x = \pm R$. La vitesse à ces régions est égale à $-V_Z \cos(i) \pm V_\phi \sin(i)$. Il est aussi possible que la couche ait un offset radial Δr dû à une mauvaise estimation de l'axe du flot ou à la présence de précession. Dans ce cas, l'ellipse sera décalée radialement d'un facteur Δr . Dans le cas $i \simeq 90^\circ$, V_Z est donc très peu contraint car sa projection ($-V_Z \cos(i)$) est nulle. Inversement, V_R et V_ϕ sont très bien contraints.

S'éloigner de $i = 90^\circ$ nécessitera irrémédiablement de devoir prendre en compte plusieurs hauteurs. La gamme des hauteurs sondées par le PV diagramme varie avec l'inclinaison et la structure du modèle. En revanche les points présentés plus hauts ($\phi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, -\frac{\pi}{2}$) suivront sensiblement la même loi. Les deux points à $\delta x = 0$ seront déterminés par $-V_Z \cos(i) \pm V_R \sin(i)$, cependant les valeurs de V_Z et V_R pourront varier, car appartenant à des hauteurs différentes. Les régions $\phi = 0, \pi$ auront de la même manière des vitesses $-V_Z \cos(i) \pm V_\phi \sin(i)$. Cependant ces points ne correspondront pas forcément à $\delta x = \pm R$.

3.3.2 Résolution analytique de modèles simples

Dans cette section j'utilise deux modèles analytiques de flots moléculaires présentés en Sect. 2 afin de créer des diagrammes P.V transverses et longitudinaux. Le premier modèle est un vent de disque qui est défini par une vitesse poloïdale V_p et un moment cinétique spécifique j constant en Z , la morphologie de ces vents peut être complexe, cependant je fixe pour cette étude une structure conique avec un angle d'ouverture θ et un rayon d'éjection R_0 . Les équations de ce modèle sont donc :

$$V_R = V_p \sin \theta \quad V_Z = V_p \cos \theta \quad V_\phi = \frac{j}{R} \quad Z = \frac{R - R_0}{\tan \theta} \quad (3.9)$$

Le second modèle est celui d'une couche d'entraînement (caractérisée en Sect. 2.3.1) qui est défini par une couche parabolique avec une vitesse radiale qui augmente avec la hauteur (loi de Hubble). Ce modèle de couche n'a par définition aucune rotation. Je rappelle ici les Eqs. 2.33 :

$$V_Z = \frac{Z}{\tau} \quad V_R = \frac{R}{\tau} \quad Z = CR^2 \quad (3.10)$$

Le but de cette section étant de mettre en avant les tendances des deux modèles, je choisis dans ce chapitre de ne pas représenter de valeurs numériques. En effet,

ces valeurs dépendent directement des paramètres utilisés sur les modèles. Dans cette section je vais m'intéresser principalement aux diagrammes P.V transverses et longitudinaux, plus simples à résoudre. Je vais cependant présenter en Sect. A les solutions des cartes par canaux pour une couche parabolique avec loi de Hubble.

Pour les diagrammes longitudinaux, la résolution de l'équation 3.4 ne dépend pas du modèle. Avec $\delta x = X_C = cste$, l'équation est résolue par $\cos \phi = \frac{X_C}{R}$, $\sin \phi = \pm \sqrt{1 - \frac{X_C^2}{R^2}}$. La valeur positive ou négative du sinus correspondent respectivement à la face avant et à la face arrière du flot. Appliquer les Eqs 3.5,3.6 avec cette solution et $R > X_C$ permet donc d'avoir une équation analytique du PV diagramme longitudinal.

Pour les diagrammes PV transverses la solution $R(\phi)$ de l'équation 3.5 en supposant $\delta z = cste$ dépend de la loi $Z(R)$ du modèle utilisé. Pour une couche conique ($R = R_0 + Z \tan \theta$), la solution est :

$$R(\phi) = \frac{\delta z \tan \theta + R_0 \sin i}{\sin i - \sin \phi \cos i \tan \theta} \quad (3.11)$$

Selon la valeur de ϕ , la valeur $R(\phi)$ peut être négative ou ne pas avoir de solution dans le cas $i \leq \theta$ ou $i \geq \pi - \theta$. Cela correspond à une situation où la coupe du cône donne une parabole ($i = \theta$) ou une hyperbole ($i < \theta$). Dans ce cas, $R(\phi)$ tend vers l'infini (Voir sect. 3.3.3).

Si la couche est parabolique ($Z = CR^2$), l'équation 3.5 est équivalente à une équation du second degré, de solution :

$$R(\phi) = \frac{\sin \phi \cos i + \sqrt{\sin^2 \phi \cos^2 i + 4CZ_C \sin i}}{2C \sin i} \quad i \neq 0, \pi \quad (3.12)$$

Dans le cas $i = 0, \pi$, l'équation n'est plus du second degré, et la solution est simplement $R(\phi) = Z_C / \sin \phi$.

La Fig. 3.5 présente les deux différents modèles ainsi que les diagrammes PV transverses et longitudinaux. Sur cette figure je choisis de fixer l'inclinaison à 110° . L'impact de l'inclinaison sera discuté en section 3.3.3. Les diagrammes transverses sont calculés à 3 hauteurs différentes. Les diagrammes longitudinaux sont calculés à $X_C = 0$ ainsi qu'à deux positions symétriques.

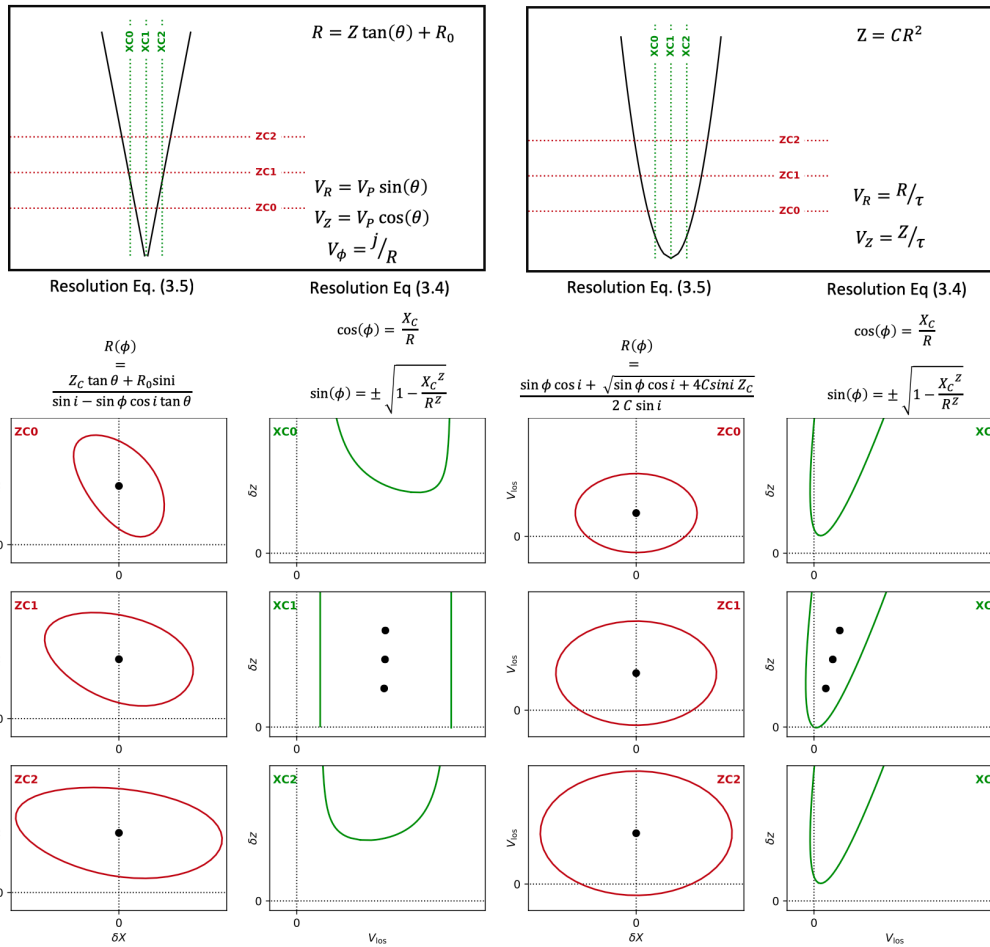


Fig. 3.5.: La première ligne représente les modèles utilisés dans la résolution analytique des diagrammes PV : un cône avec vitesse poloïdale et moment cinétique constant, et une parabole avec loi de Hubble. Sur cette ligne sont indiquées les équations des modèles. Les courbes rouges et vertes représentent respectivement des diagrammes transverses et longitudinaux pour les deux différents modèles. La hauteur (rayon) de coupe des diagrammes P.V transverses (longitudinaux) est indiquée sur la première ligne. Les points noirs indiquent le centroïde des ellipses dans les diagrammes transverses. Ce centroïde est reporté sur les diagrammes longitudinaux.

Pour un modèle de vent de disque (Eqs. 3.9), le centroïde du diagramme PV transverse ne varie pas en vitesse avec la hauteur de coupe. De plus, la largeur en vitesse de l'ellipse à $\delta x = 0$ reste aussi la même. Cela est dû au fait que la vitesse poloïdale et l'angle d'ouverture sont constants avec la hauteur. Dans ce modèle le moment cinétique spécifique est constant, ainsi la vitesse de rotation diminue avec le rayon (et donc la hauteur). L'inclinaison de l'ellipse diminue donc avec la hauteur. La dynamique de la couche est aussi visible sur les diagrammes longitudinaux. Les coupes à $\pm X_C$ sont complètement symétriques. La différence est due à la vitesse de rotation dont la projection change de signe selon si on se place à droite ou à gauche du flot. Lorsque l'on arrive à des hauteurs suffisantes, la vitesse projetée semble constante. Des hauteurs importantes correspondent à un rayon important,

ainsi $\cos \phi = X_C/R \approx 0$. Dans ces régions, la vitesse est ainsi dominée par V_R et V_Z qui restent constantes avec la hauteur. Ainsi, identiquement à la Sect. 3.3.1, les vitesses maximales sont $-V_Z \cos(i) \pm V_R \sin(i)$.

Pour le modèle d'entraînement (Eqs. 3.10), les diagrammes PV transverses présentent aussi des ellipses. Cependant le centroïde de l'ellipse augmente avec la hauteur. Cette augmentation est due à V_Z qui augmente linéairement avec Z. De plus la largeur de l'ellipse augmente aussi avec la hauteur, à cause de l'augmentation de V_R avec R. Le diagramme P.V longitudinal montre sensiblement les mêmes variations. Ce diagramme a la forme d'une parabole inclinée avec une vitesse projetée qui augmente de façon globale avec la hauteur, et les deux branches augmentent continuellement avec la hauteur plutôt que d'avoir une valeur maximale comme dans le modèle précédent. L'inclinaison de la parabole sur le diagramme longitudinal dépend donc directement de τ qui régit la variation de vitesse. Par exemple, diminuer τ aura pour effet d'augmenter l'accélération, ce qui entraînera une inclinaison plus importante pour la parabole. Vu que ce modèle n'a pas de rotation, les coupes longitudinales à $\pm X_C$ sont identiques. Rajouter une rotation à ce modèle aura pour conséquence de créer une asymétrie dans les diagrammes longitudinaux. L'ellipse du diagramme transverse sera aussi légèrement inclinée (similairement au modèle de cône en rotation).

Les structures analytiques des diagrammes P.V permettent d'appréhender plus efficacement la structure 3D de ces modèles dans un cube de données. La Fig. 3.6 présente une représentation 3D de ces deux modèles dans l'espace $(\vec{x}, \vec{z}, \vec{v})$. Sur cette image sont aussi représentés une carte par canaux en bleu ainsi qu'un diagramme PV transverse en rouge et un diagramme longitudinal en vert. Le squelette de la structure 3D correspond à des lignes de rayons et d'angle azimutaux constants. Il est d'ailleurs clairement visible sur ces représentations qu'un diagramme transverse sonde une gamme de rayon différente, même si cette gamme de rayon reste faible. Il est aussi intéressant de noter que le modèle d'une couche parabolique est un paraboloïde de convolution incliné dans le plan P.P.V. Je démontre dans la Sect. A que les cartes par canaux de ce modèle tracent des ellipses dont la distance à la source augmente avec la vitesse projetée.

3.3.3 Effets de l'inclinaison

Dans cette section j'utilise les informations présentées en Section 3.3.2 afin de démontrer l'effet de l'inclinaison sur le cube de données observé.

La Fig. 3.7 montre une représentation 3D des cubes de données des deux modèles. Les différentes lignes correspondent à des inclinaisons variant entre 110° et 130° . Le

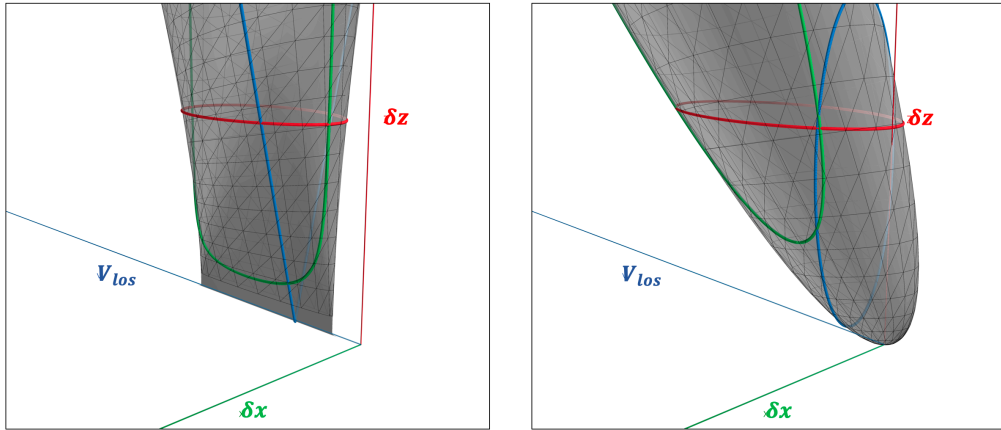


Fig. 3.6.: Représentation 3D d'un modèle analytique dans la représentation $(\delta x, \delta z, V_{los})$ d'un cube de données pour le modèle d'un cône à vitesse constante (gauche) et d'une parabole avec accélération apparente (droite). Les courbes rouges, vertes et bleues représentent respectivement un diagramme P.V transverse, un diagramme P.V longitudinal, et une carte par canaux.

flot peut évidemment avoir une inclinaison $i < 90^\circ$. Cependant, les équations 3.4, 3.5 et 3.6 sont symétriques vis-à-vis du changement $(i \rightarrow \pi - i, \phi \rightarrow \pi + \phi, V_{los} \rightarrow -V_{los})$. Ainsi, le cube de données à $\pi - i$ est juste le symétrique de rotation du cube de données à i . L'axe de rotation est l'axe δz . On peut donc seulement considérer le domaine $i > 90^\circ$.

J'ai montré en Section 3.3.2 que la vitesse projetée maximale et minimale à $\delta x = 0$ d'un modèle de vent de disque sera toujours $-V_Z \cos(i) \pm V_R \sin(i)$. Augmenter l'inclinaison vers les $i > 90$ aura donc pour effet d'augmenter la valeur en vitesse projetée de l'offset. De plus, le domaine de vitesse déterminée par $\pm V_R \sin(i)$ va aussi diminuer. Le modèle d'une couche parabolique est un peu plus difficile à appréhender. L'accélération apparente que l'on observe sur ce modèle est due à l'augmentation de la vitesse avec la hauteur. Augmenter l'inclinaison aura pour effet de diminuer la hauteur projetée sur le plan du ciel ainsi que d'augmenter la projection de V_Z . Incliner le flot moléculaire amplifie donc l'accélération apparente et, par conséquent, l'inclinaison du paraboloïde de convolution sur le plan P.P.V.

En plus des modifications observées sur la vitesse projetée, il y a aussi des modifications dues à la structure. La gamme de rayon sondée par un diagramme P.V transverse augmente énormément avec l'inclinaison. J'ai indiqué en Sect. 3.3.1 que le diagramme P.V transverse était une ellipse dans le cas où une seule couche était projetée. Cela peut être une bonne approximation dans le cas $i = 110^\circ$ mais ce n'est pas valable dans le cas $i = 150^\circ$. La Fig. 3.8 représente les solutions de diagrammes transverses pour un modèle de vent de disque (première ligne) et le modèle d'entraînement (seconde ligne). Les diagrammes P.V ont été calculés pour

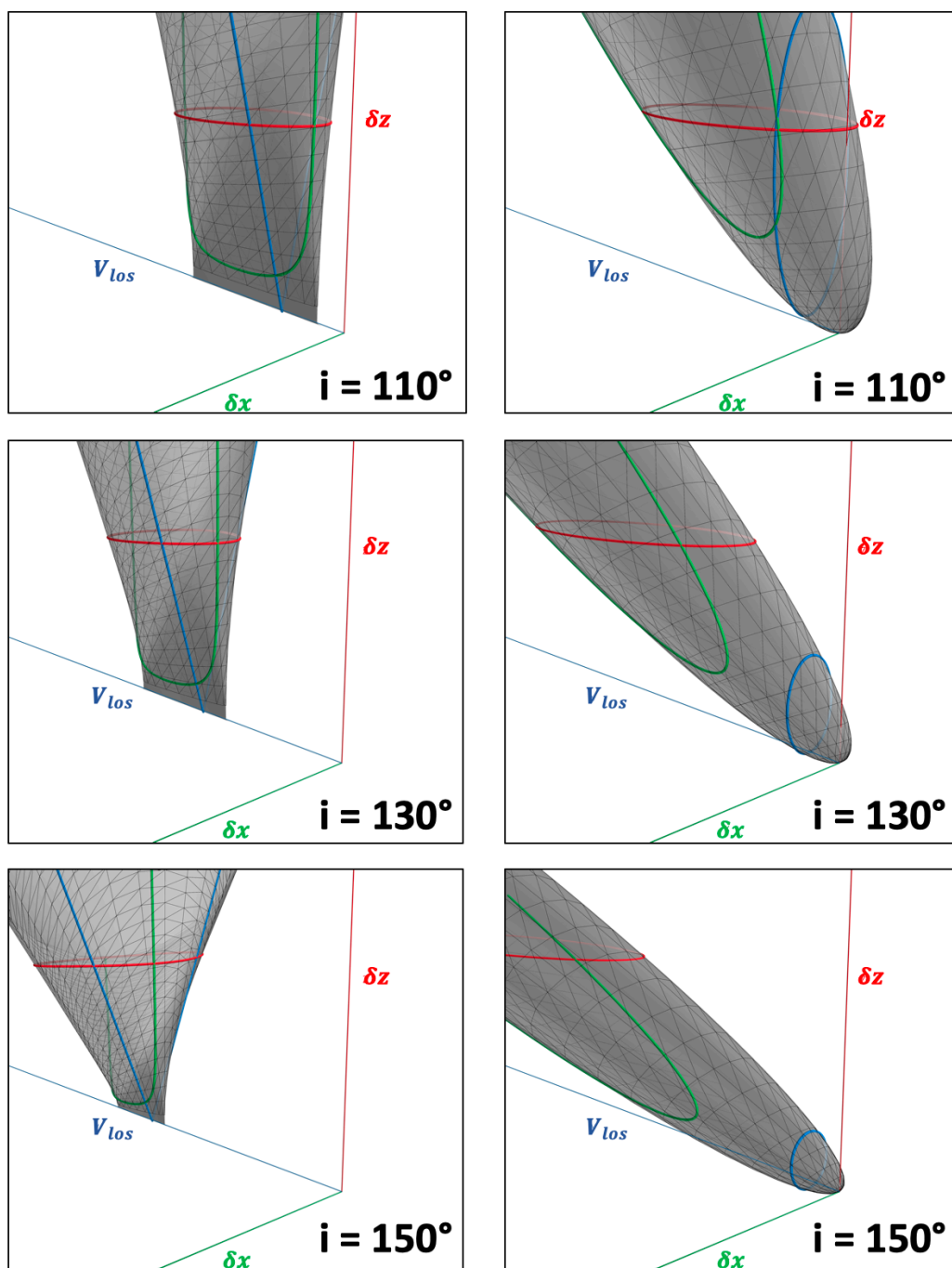


Fig. 3.7.: Représentation similaire à la Fig. 3.6, pour différentes valeurs d'inclinaison i .

4 différentes inclinaisons. En pointillé rouge est aussi montré un ajustement de ce diagramme par une ellipse. Le but de cet ajustement est de comparer le diagramme P.V avec une ellipse.

Pour un cône à vitesse constante, le diagramme P.V diffère d'une ellipse dès $i \approx 150^\circ$. Une ellipse semble tout de même être une bonne approximation jusqu'à $i \approx 130^\circ$. Pour ce modèle de cône, θ a été fixé à 15° . Ainsi lorsque $i > \pi - \theta$ la solution

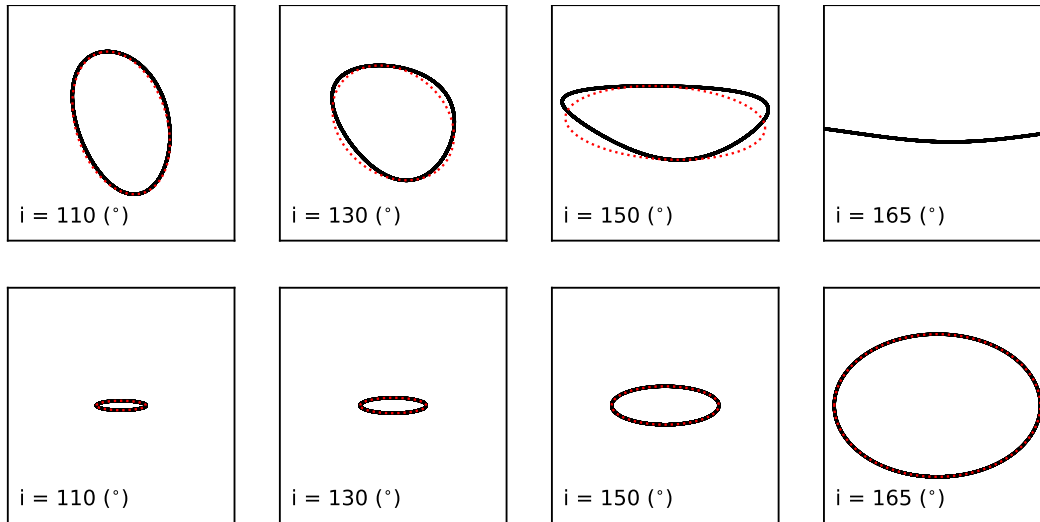


Fig. 3.8.: Représentation de diagrammes P.V transverse selon le modèle d'un vent de disque (première ligne) et couche d'entraînement (seconde ligne). Les différentes colonnes correspondent à plusieurs valeurs d'inclinaison.

$R(\phi)$ tend vers l'infini. Dans ce cas précis, la coupe du cône donne une hyperbole. On observe donc seulement la projection de la face avant, la face arrière n'est pas projetée à cette hauteur. Comme précisé plus haut, une parabole avec accélération apparente donnera un paraboloïde de convolution incliné dans le domaine P.P.V. Par conséquent, le diagramme P.V transverse donnera forcément une ellipse lorsque $i \neq 0, \pi$.

3.4 Analyse d'un écoulement stratifié

3.4.1 Une tomographie d'un flot moléculaire

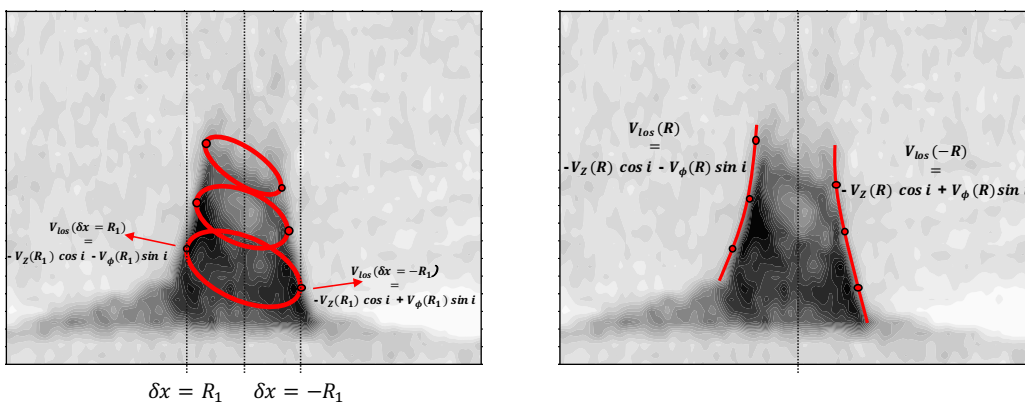


Fig. 3.9.: Les deux images représentent le même diagramme P.V du flot moléculaire de DG Tau B. À gauche sont représentées différentes ellipses sensées caractériser le diagramme P.V. À droite est indiquée la limite radiale du diagramme P.V.

Dans le cadre où le diagramme P.V du flot moléculaire présente une morphologie trapézoïdale, il est possible de modéliser le flot moléculaire par un empilement de couches (voir Sect. 3.1). La forme trapézoïdale suggère que le rayon des couches diminue quand V_Z augmente, comme indiqué sur la Fig. 3.9. Dans ce cas, la bordure du diagramme P.V est caractérisée par l'accumulation des extrémités radiales des ellipses (voir Fig. 3.9). Les vitesses maximales à $\pm R$ seront forcément liées aux couches de rayon R (voir Fig. 3.9). Pour une couche définie par R, V_Z, V_R, V_ϕ et dans le cas $i \approx 90$, la vitesse projetée à l'extrémité radiale de l'ellipse est $-V_Z \cos(i) \pm V_\phi \sin(i)$. Ainsi, pour chaque valeur de R , déterminer les deux vitesses $V_{los}(\pm R)$ peut permettre de définir V_Z et V_ϕ pour une couche de rayon R . On retrouve ainsi :

$$R \simeq \delta x \quad (3.13)$$

$$Z \simeq \frac{\delta z}{\sin i} \quad (3.14)$$

$$V_Z \simeq \frac{V_{los}(R) + V_{los}(-R)}{-2 \cos i} \quad (3.15)$$

$$V_\phi \simeq \frac{V_{los}(R) - V_{los}(-R)}{2 \sin i} \quad (3.16)$$

Avec δz la hauteur projetée correspondant à la coupe du diagramme P.V. On peut donc, en répétant cette opération sur plusieurs diagrammes P.V à des hauteurs δz différentes, ressortir une carte $V_Z(R, Z)$ et $V_\phi(R, Z)$ complète, comme présentée en Fig. 3.10. Il est important de noter que cette méthode ne permet pas de retrouver la vitesse radiale V_R . En effet, ce paramètre n'influe pas sur la vitesse projetée au bord de l'ellipse et donc n'influe pas sur la bordure du diagramme P.V. La vitesse radiale domine la vitesse projetée lorsque $\delta x \approx 0$, ce qui rend l'estimation de V_R impossible car la contribution des différentes couches se superposent à cet endroit.

Il est important de noter que lorsque $i = 90^\circ$, le centroïde en vitesse de toutes les couches sera identique en 0. Toutes les couches seront empilées à la même vitesse, on ne pourra pas observer de structure trapézoïdale et la méthode n'est plus applicable. De plus, lorsque le flot est complètement edge-on, $V_{los}(R) + V_{los}(-R)$ sera nul, ainsi que $\cos i$, il est donc en théorie impossible de déterminer V_Z via la méthode.

De plus, cette méthode suppose que $\delta x = \pm R$ correspond au deux bords de la même couche. Ainsi, il ne doit pas y avoir de décalage radial ΔR du centre de la couche. Un décalage radial entraînerait une mauvaise estimation de la dynamique du flot moléculaire, et pourrait notamment augmenter ou diminuer l'estimation de la vitesse de rotation V_ϕ . Cela implique deux complexités à prendre en compte. Premièrement,

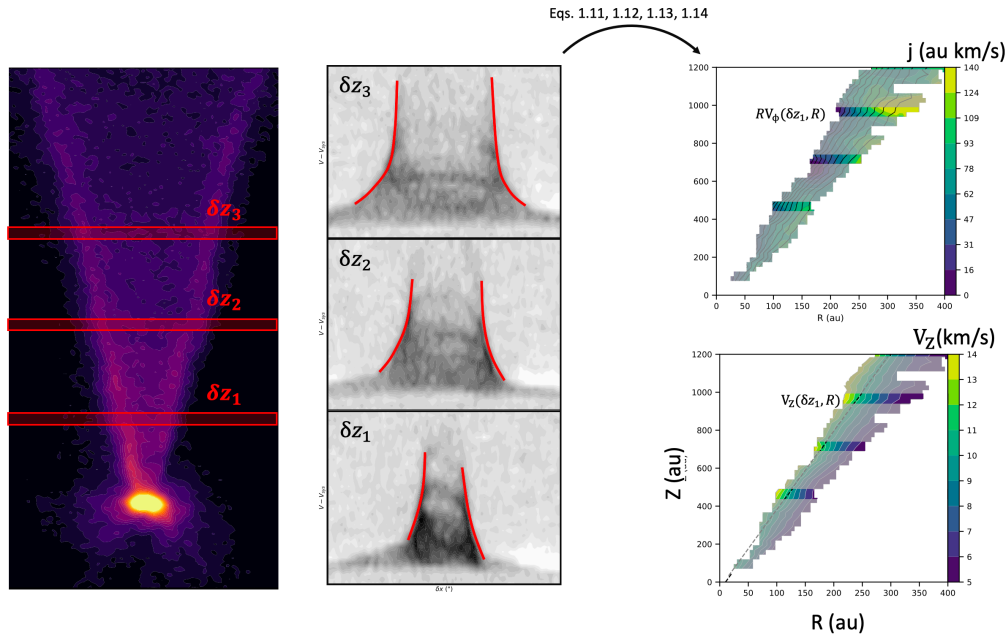


Fig. 3.10.: Représentation synthétique de la méthode de tomographie. À gauche est représenté le flux intégré du flot moléculaire de DG Tau B. La colonne du milieu représente 3 diagrammes transverses déterminés à partir des coupes $\delta z_{1,2,3}$ indiquées sur l'image de gauche. Le contour des diagrammes P.V est représenté en rouge. La caractérisation de ces contours permet de déterminer les lois $RV_\phi(R, \delta Z_{1,2,3})$ et $V_Z(R, \delta Z_{1,2,3})$ représentées dans la colonne de droite. Les cartes de j et V_Z sont tirées de la tomographie de DG Tau B (voir Sect. 5.5.4), les valeurs de j et V_Z colorées représentent les valeurs déterminées par les 3 diagrammes P.V représentés.

il est impératif d'avoir une estimation très précise de l'angle du flot moléculaire sur le plan du ciel pour ne pas créer de décalage radial fortuit en s'éloignant de la source. De plus, si la source précesse, il est nécessaire de caractériser précisément la variation du décalage radial avec la hauteur, sous peine d'interpréter de façon erronée la précession par une variation de vitesse de rotation.

Dans les sections suivantes, je vais décrire les biais de cette méthode. Dans une première partie je vais décrire de façon analytique le biais pour une ellipse et regarder l'effet de l'inclinaison. Dans un second temps, je vais décrire en détail comment l'empilement peut créer des erreurs sur l'estimation de V_Z et V_R .

3.4.2 Biais n°1 : simple couche

Dans la section précédente j'ai supposé que le diagramme P.V transverse d'une couche donnait forcément une ellipse. Ce n'est le cas que dans le cas $i = 90^\circ$ pour le modèle de vent de disque. La loi d'un diagramme P.V pour une inclinaison différente est définie par les Eqs. 3.11 et 3.12. Pour la suite, je choisis d'étudier le biais pour

une morphologie conique et donc de considérer seulement l'équation 3.11 du modèle de vent conique. Le biais estimé peut cependant être appliqué au modèle d'éjection parabolique. En effet, une coupe d'une parabole peut être assimilée en première approximation à une coupe d'un cône si l'inclinaison n'est pas trop différente de 90° .

À partir de l'équation 3.11 on peut déterminer la loi $\delta x(R) = R(\phi) \cos \phi$. Dans la section précédente, on suppose que l'extension radiale maximale de l'ellipse correspond à une vitesse projetée de $-V_Z \cos(i) \pm V_\phi \sin(i)$. Cette vitesse se base sur la supposition que l'extension radiale maximale correspond à $\phi = 0, \pi$. L'extension radiale maximale peut être déterminée en résolvant l'équation $\frac{\partial \delta x}{\partial \phi} = 0$, de solution :

$$\sin \phi = \frac{\tan \theta}{\tan i} \quad \cos \phi = \pm \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 i}} \quad (3.17)$$

Ici le signe "+" ou "-" indique respectivement la solution à δx positif et la solution à δx négatif. Ainsi l'extension radiale maximale de l'ellipse correspond à $\phi = 0, \pi$ si et seulement si le flot est edge-on ($i = 90^\circ$) ou si le flot est cylindrique ($\theta = 0$). Lorsque l'une de ces conditions n'est pas respectée l'estimation de la vitesse, du rayon et de la hauteur va varier. On peut en revanche estimer de façon analytique les paramètres de l'extension radiale maximale. Je considère ici que la vitesse est constante le long du flot. Pour la même raison que précédemment, on peut supposer que la vitesse varie peu si l'inclinaison n'est pas trop importante. J'introduis cependant un paramètre θ_v qui définit l'angle entre les vecteurs V_Z et V_R tel que $V_R = V_Z \tan \theta_v$. En combinant les équations 3.17 avec les équations 3.4,3.5,3.6 on obtient les valeurs de δx , δz et V_{los} pour l'extension radiale maximale d'une ellipse dans le cas $i \neq 90^\circ$:

$$\delta x = R \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 i}} \quad (3.18)$$

$$\delta z = Z \sin i - R \tan \theta \sin i \quad (3.19)$$

$$V_{los}(\pm R) = -V_Z \cos i \mp V_\phi \sin i \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 i}} - V_Z \tan \theta_v \sin i \frac{\tan \theta}{\tan i} \quad (3.20)$$

L'estimation de R , Z , V_Z et V_ϕ va ainsi être biaisée. On peut calculer l'écart relatif entre l'estimation et la vraie valeur :

$$\frac{R_{est} - R_{real}}{R_{real}} = \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 i}} - 1 \quad (3.21)$$

$$\frac{Z_{est} - Z_{real}}{Z_{real}} = -\tan^2 \theta \quad (3.22)$$

$$\frac{V_{est,Z} - V_{real,Z}}{V_{real,Z}} = \tan \theta \times \tan \theta_v \quad (3.23)$$

$$\frac{V_{est,\phi} - V_{real,\phi}}{V_{real,\phi}} = \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 i}} - 1 \quad (3.24)$$

Ainsi V_Z est forcément sur-estimé, R , Z et V_ϕ seront sous-estimés. Il est aussi important de préciser que l'estimation de l'écart relatif est défini seulement dans le cas $\tan^2 \theta < \tan^2 i$. Cette condition est identique à la condition de définition de $R(\phi)$ ($i \leq \theta$, $i \geq \pi - \theta$) indiqué en Sect. 3.3.2. La Fig. 3.11 présente l'écart relatif de V_Z et V_ϕ en fonction de l'inclinaison du flot moléculaire, pour plusieurs valeurs de θ et θ_v . En considérant $i \approx 110^\circ$, l'écart relatif sur la vitesse de rotation est quasiment nul et n'atteint les 10% que dans le cas $\theta = 30^\circ$. L'estimation de V_Z est en revanche beaucoup plus biaisée et peut potentiellement être sur-estimée de 30% dans le cas $\theta = \theta_v = 30^\circ$. Le biais sur l'estimation du rayon R est identique au biais sur V_ϕ , il est donc plutôt négligeable. Le biais sur l'estimation de Z est cependant beaucoup plus problématique car il varie énormément avec θ . Si le biais est faible ($\approx 7\%$) pour $\theta = 15^\circ$, il peut atteindre des valeurs $> 30\%$ lorsque $\theta > 30^\circ$. Il est donc essentiel que l'angle d'ouverture des couches soit le plus faible possible pour que cette étude soit efficace.

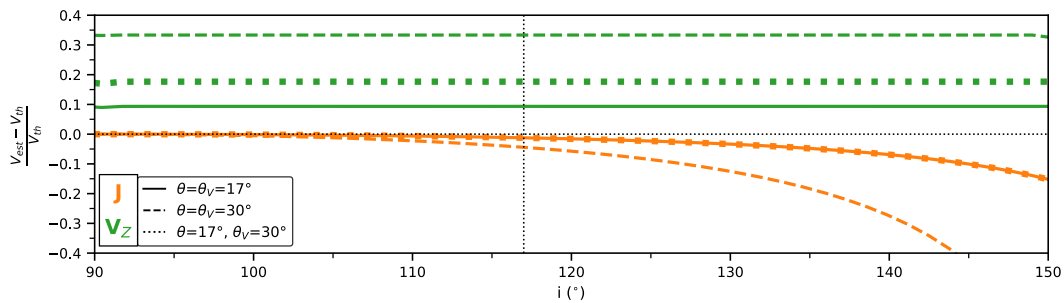


Fig. 3.11.: Représentation du biais relatif de V_Z et j en fonction de l'inclinaison selon différentes valeurs de θ et θ_v . La droite verticale en pointillés fixe $i = 117^\circ$, l'inclinaison de DG Tau B.

Il est aussi intéressant de noter que le biais sur V_Z ne dépend pas de l'inclinaison i , ce qui peut sembler contre-intuitif vis-à-vis de l'équation 3.17. Pourquoi il y aurait-il

un biais si nous sommes dans le cas $i = 90^\circ$? Il faut cependant prendre en compte que l'estimation de V_Z n'a pas de solution dans ce cas.

Ainsi le biais dû à la déformation de l'ellipse avec l'inclinaison a pu être déterminé analytiquement. Malheureusement, un autre biais possible peut aussi impacter l'estimation de V_Z et V_ϕ .

3.4.3 Biais n°2 : impact de l'empilement des couches

Il a été dit dans la Sect. 3.4.1 que la vitesse projetée $V_{los}(R)$ du bord du diagramme P.V correspondait à la vitesse de l'extrémité radiale de l'ellipse de rayon R . En d'autres termes, je suppose que la vitesse maximale en $\delta x = R$ est atteinte par la couche de rayon R . En réalité, à cause de l'empilement des différentes couches, la vitesse observée va différer de la vitesse supposée.

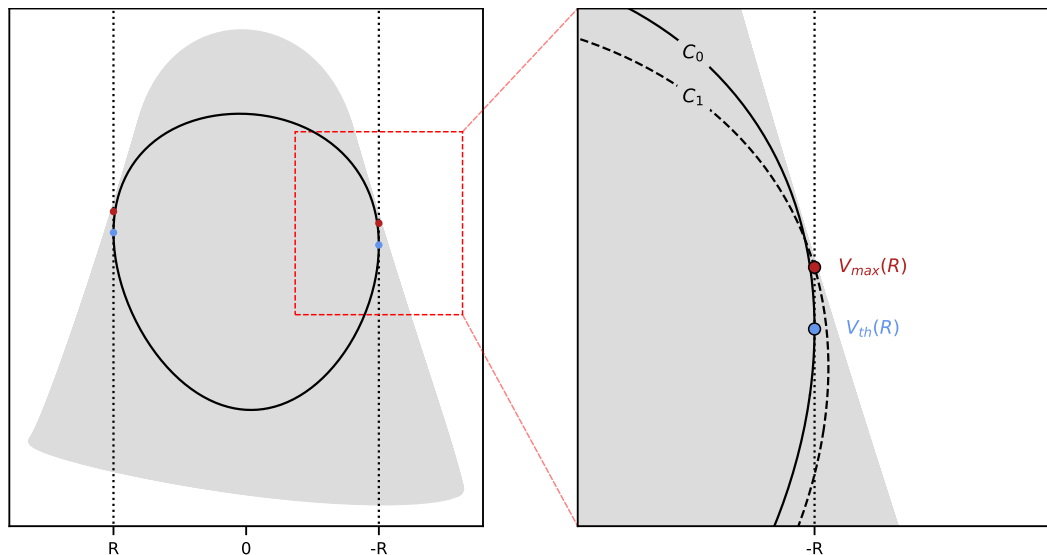


Fig. 3.12.: Diagramme P.V transverse créé par un empilement d'anneaux pour une inclinaison de 117° . En noir est représenté la solution C_0 d'une couche de rayon R . Les points bleus représentent les extrémités radiales de la solution. En rouge est indiquée la vitesse maximale V_{max} à $\delta x = \pm R$. Ce point appartient à la solution C_1 . L'image de droite est une version zoomée de l'image de gauche. Sur cette image est représentée en pointillé la solution C_1 .

La Fig. 3.12 présente un diagramme P.V synthétique créé par un empilement de couches analytiques. Sur cette figure est présentée en noir l'ellipse correspondant à la couche de rayon R (nommé C_0). La vitesse maximale du diagramme P.V en $\delta x = R$ ne correspond pas à la couche C_0 sur cette image. Ainsi la vitesse que l'on observe sera légèrement sur-estimée. Le but de cette section est de quantifier cet effet et d'estimer le biais sur l'estimation de V_Z et V_ϕ . Vu que cet effet est dû à un empilement d'une continuité de couches, il est difficile d'estimer le biais de façon

analytique comme précédemment. De plus définir l'empilement nécessite de définir la variation de $V_Z(R)$, $V_\phi(R)$, $V_R(R)$.

Je définis un diagramme P.V par sa loi $\frac{\partial V_Z}{\partial R}$, sa loi $\frac{\partial V_\phi}{\partial R}$, ainsi que les paramètres θ , θ_v , et i . Utiliser le paramètre θ_v permet de réduire le nombre de paramètres en supposant $V_R = V_Z \tan \theta_v$. Cependant ces paramètres ne sont pas accessibles directement sur un diagramme P.V transverse. Pour que l'estimation du biais soit efficace il est nécessaire de quantifier l'écart relatif en fonction des données disponibles observationnellement. Les données observationnelles sont donc $V_{los}(\pm R)$, R , ainsi que les pentes des deux bords du diagramme P.V $\frac{\partial V_{los}}{\partial R}(\pm R)$ (voir Fig. 3.12).

Pour plusieurs valeurs de θ , θ_v , j'ai créé une centaine de diagrammes P.V suivant une loi $\frac{\partial V_Z}{\partial R}$ qui varie de -0.2 à $-20 \text{ km s}^{-1} \text{ au}^{-1}$. J'ai fixé le moment cinétique spécifique j comme étant défini par $j = C/V_Z$ avec $C = 450 \text{ au km}^2 \text{ s}^2$. L'effet de la rotation sera présenté en fin de section. Chaque diagramme PV est défini par une centaine de couches. le biais sur l'estimation a été déterminé pour chaque rayon. Ce biais est une fonction des 5 paramètres observables indiqués ci-dessus. Il est cependant intéressant d'estimer ce biais en fonction d'un seul paramètre adimensionné. Je choisis le paramètre x tel que :

$$x = \frac{[V_{los}(\pm R)]}{R} \times \left[\frac{\partial V_{los}(\pm R)}{\partial R} \right]^{-1} \quad (3.25)$$

avec $[\mathcal{F}(\pm R)] = (|\mathcal{F}(R)| + |\mathcal{F}(-R)|)/2$.

Ce paramètre peut être à première vue bien représentatif de la problématique. En effet, augmenter la valeur de R et V_{los} en gardant la valeur $\frac{\partial V_{los}(\pm R)}{\partial R}$ constante résulte en une simple homothétie du problème, il n'y aura donc à priori pas de changement dans l'écart relatif.

La Fig. 3.13 présente l'écart relatif de V_Z et j en fonction du paramètre x pour plusieurs valeurs de θ et θ_v . Ici l'inclinaison a été fixée à 117° . L'écart relatif est bien défini par le paramètre x . L'écart relatif augmente avec x , pour n'importe quelle valeur de θ et θ_v . La valeur de l'écart relatif pour $x = 0$ est identique à l'écart relatif déterminé analytiquement en Sect. 3.4.2, ce qui indique bien que les deux effets (modification de l'ellipse et empilement) affectent l'estimation de V_Z et V_ϕ . L'effet de l'empilement seul peut être donc étudié en regardant la différence par rapport au biais à $x = 0$.

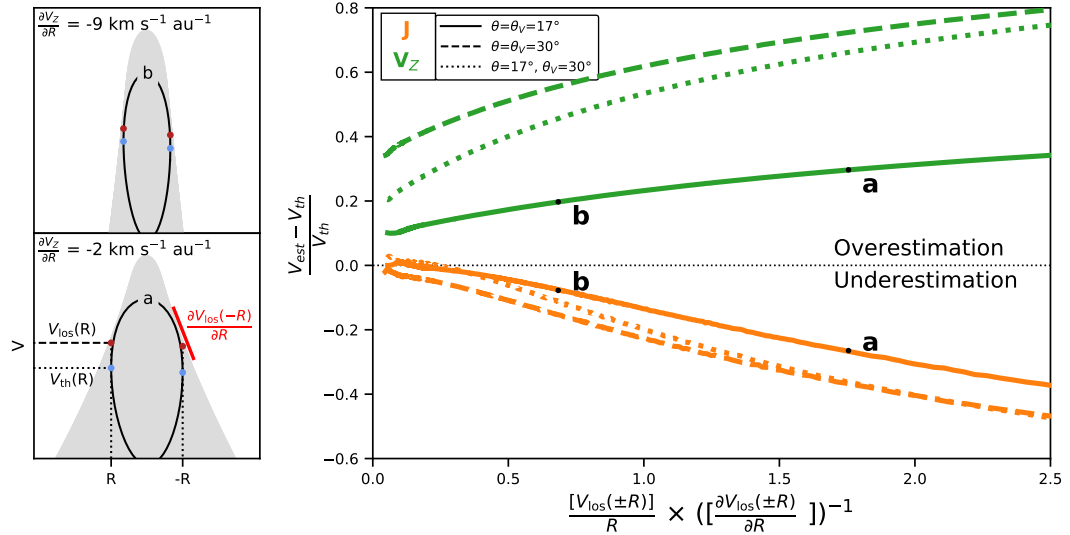


Fig. 3.13.: Images de gauche : PV diagrammes synthétiques créés à partir d'un empilement de solutions analytiques (similairement à la Fig. 3.12) pour différentes valeurs de $\frac{\partial V_Z}{\partial R}$. En noir est représentée une ellipse de rayon R . Les points rouges et bleus représentent respectivement la vitesse maximale à $\delta x = R$ et la vitesse à l'extension maximale de l'ellipse. Image de gauche : Représentation du biais relatif sur l'estimation de V_Z (vert) et $j = RV_\phi$ (orange) pour une inclinaison $i = 117^\circ$ en fonction du paramètre défini par l'équation 3.25. Les pointillés, tirets et lignes continues correspondent à différentes configurations de θ et θ_v .

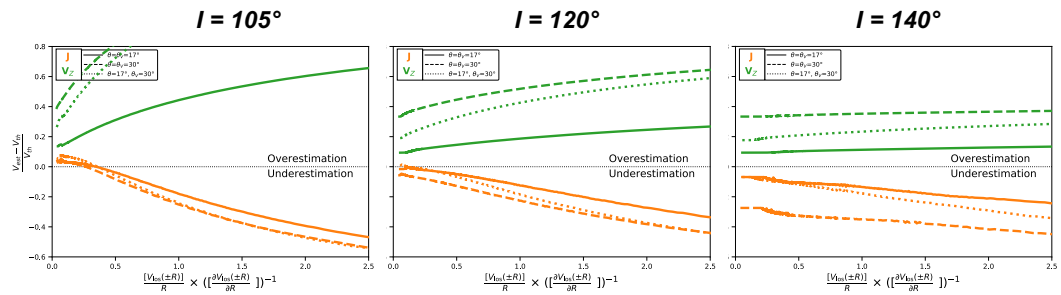


Fig. 3.14.: Représentation similaire à la Fig.3.12, pour différentes valeurs d'inclinaison i .

Effet de l'inclinaison

La Fig. 3.14 présente la même étude que la Fig. 3.12 avec des inclinaisons différentes. Il est clairement visible que le biais dû à l'empilement devient énorme lorsque $i \leq 105^\circ$ car les courbes augmentent très vite avec x . En revanche, lorsque $i \simeq 140^\circ$ les courbes varient très peu, l'effet de l'empilement est faible. En effet, le centroïde en vitesse d'une ellipse est défini par $-V_Z \cos i$ et l'extension en vitesse est définie par $V_R \sin i$. Se rapprocher de 90° en inclinaison a comme conséquence de diminuer l'écart de centroïde de deux couches et d'augmenter la largeur des ellipses. Ces deux effets amplifient l'écart entre l'estimation de V_{los} et sa valeur théorique. De la manière inverse, augmenter l'inclinaison aura pour effet de distordre les ellipses (Voir Fig.3.8) qui seront beaucoup plus fines en vitesse et larges en rayon. La diminution de largeur en vitesse aura comme impact de diminuer l'effet de l'empilement sur l'estimation de la vitesse projetée.

Ainsi, augmenter l'inclinaison distord l'ellipse et induit un biais déterminé en Sect. 3.4.2, tandis que rapprocher l'inclinaison de 90° "rapproche" les ellipses et induit un biais dû à l'empilement, comme présenté ici. Ces deux effets doivent donc être pris en compte pour effectuer une tomographie.

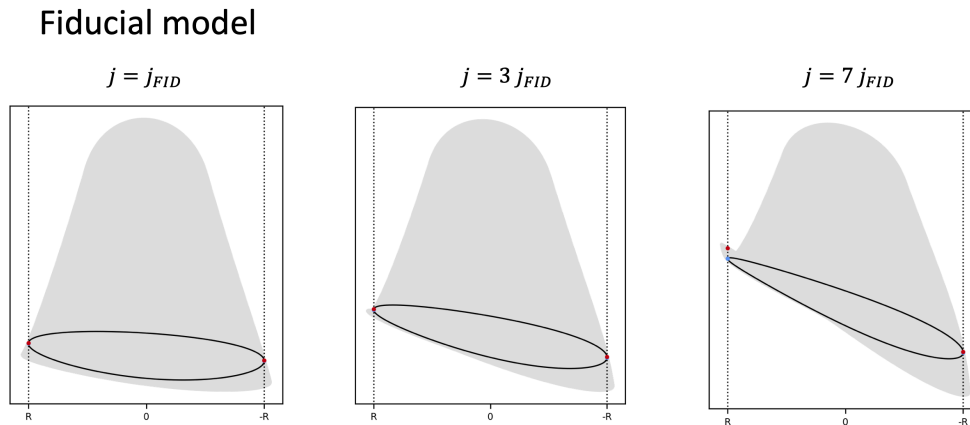


Fig. 3.15.: Diagrammes PV transverses créés à partir de solutions analytiques. Les 3 images correspondent à 3 différents gradients de V_ϕ .

Effet de la rotation

L'effet de la rotation sur le biais est plus difficile à quantifier. J'ai supposé tout au long de cette étude un moment cinétique spécifique défini par $j = C/V_Z$. Augmenter ou diminuer la vitesse de rotation peut avoir un impact important sur les estimations des vitesses. Les paramètres observationnels dépendants de la rotation sont à priori $V_{los}(R) - V_{los}(-R)$ ou alors la différence des pentes. Néanmoins, aucun paramètre adimensionnel n'a pu permettre de créer une loi comme effectué plus haut. La Fig. 3.15 présente 3 diagrammes P.V de modèles avec des vitesses de rotation différentes. De manière générale, l'effet de rotation semble avoir peu d'impact sur le biais. Cependant, si le gradient de vitesse de rotation est très important, des structures comme représentées à droite de la Fig. 3.15 peuvent être observées. Ces bosses sur le diagramme P.V impactent l'estimation de V_Z et j . Néanmoins, comme de telles structures ne sont pas observées, je choisis de ne pas prendre en compte une telle variation.

3.5 Équations de précession d'un flot moléculaire

Toute l'analyse effectuée dans ce chapitre se base sur le fait qu'il n'y a aucun déplacement radial du centre de la couche avec la hauteur. Un tel phénomène peut être expliqué par deux modèles : un mouvement orbital ou une précession de la région éjectante. Ces deux modèles correspondent à deux phénomènes bien distincts. Cependant il a été montré qu'un jet avec un mouvement orbital ou une précession

du disque avait une morphologie similaire (Masciadri and Raga, 2002). Dans le cadre de ma thèse, j'ai principalement développé les équations du phénomène de précession.

Dans les modèles de précession, l'axe du disque (et par extension, du flot moléculaire si l'on considère un vent de disque) tourne autour de son axe d'équilibre avec un angle β et une période τ_p . Un tel effet va impacter la morphologie et la dynamique observées du jet ou du flot moléculaire. La dynamique et la morphologie attendues ont été étudiées analytiquement par Raga et al. (1993) et Masciadri and Raga (2002) pour modéliser l'émission des jets astrophysiques. Dans cette étude, le rayon R de l'anneau central est négligé. Or, j'ai montré en Sect. 3.3 que le rayon pouvait influencer la projection d'une couche. Négliger le rayon et son potentiel impact sur la structure observée du flot est cohérent pour une modélisation de jets, en revanche ce n'est pas envisageable pour des flots moléculaires. Je vais généraliser ici ces équations au cas de l'axe d'un vent de disque axisymétrique.

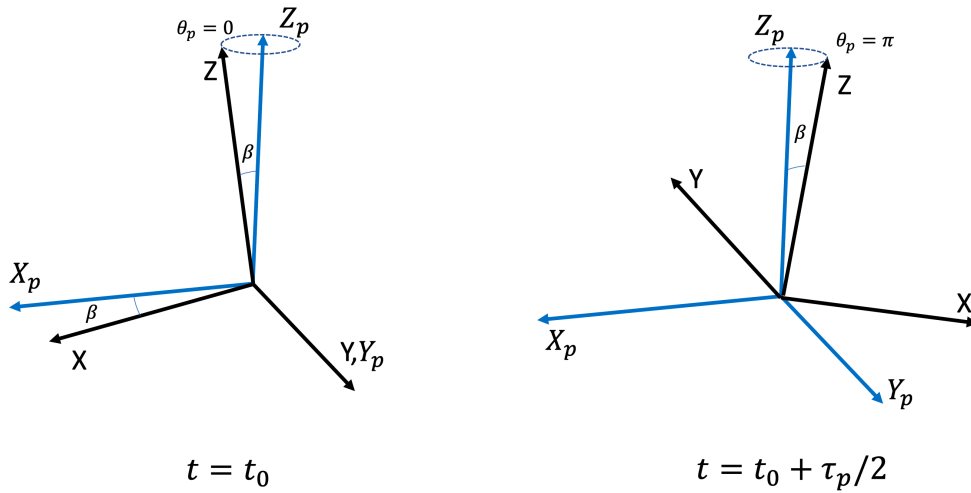


Fig. 3.16.: Représentation 3D de deux repères utilisés : Le repère local du flot moléculaire ($\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z}$) en noir, et le repère de précession ($\vec{X}_p, \vec{Y}_p, \vec{Z}_p$) en bleu. Les deux images correspondent à des époques différentes ($t = t_0$ et $t = t_0 + \tau_p/2$).

Pour prendre en compte l'effet de la précession, il est nécessaire de définir plusieurs repères. Le repère ($\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z}$) est le repère local du flot moléculaire. Le repère ($\vec{X}_p, \vec{Y}_p, \vec{Z}_p$) est le repère de précession (voir Fig. 3.16). \vec{Z}_p est la direction moyenne de l'axe \vec{Z} du flot. à un instant t_0 , on a $\vec{Y} = \vec{Y}_p$. \vec{Z} et \vec{X} sont aussi inclinés par rapport aux axes \vec{Z}_p et \vec{X}_p avec un angle β . Lorsque t augmente, le repère $\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z}$ tourne autour de l'axe \vec{Z}_p avec une période τ_p . La précession est définie par l'angle azimutal θ_p . À partir de ce modèle, il est donc possible de modéliser (similairement à la Sect. 3.3) un anneau d'émission qui précesse. Il est cependant nécessaire de

connaître β et l'angle azimutal θ_p . β est un paramètre libre du modèle mais θ_p ne l'est pas. En effet, il dépend des paramètres t et de l'angle θ_0 , défini par la valeur θ_p pour $t = t_0$ (θ_0 est nul dans la Fig. 3.16). En supposant que la vitesse de l'anneau est constante on a $t - t_0 = Z/V_Z$ où Z est la hauteur dans le repère $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$. On peut montrer que :

$$\theta_p = \frac{2\pi}{\tau_p} \frac{Z}{V_Z} + \theta_0 \quad (3.26)$$

Afin de modéliser un anneau d'émission il est nécessaire de passer de l'espace de repère $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ à l'espace $(\vec{X}_p, \vec{Y}_p, \vec{Z}_p)$. La matrice de rotation d'un tel changement est définie par deux opérations : une rotation autour de l'axe \vec{Y}_p d'un angle β , puis une rotation autour de l'axe \vec{Z}_p de θ_p .

$$\mathcal{Q}_p = \begin{bmatrix} \cos \theta_p \sin \beta & -\sin \beta & \cos \theta_p \sin \beta \\ \sin \theta_p \cos \beta & \cos \beta & \sin \theta_p \sin \beta \\ -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

Cette matrice permet de retrouver les coordonnées dans le repère statique du flot. Pour connaître les coordonnées dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. Il faut appliquer l'effet de l'inclinaison i :

$$\begin{bmatrix} \delta x \\ \delta y \\ \delta z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R \cos \phi \\ R \sin \phi \\ Z \end{bmatrix} \cdot \mathcal{Q}_p \cdot \mathcal{Q}_i \quad (3.28)$$

On peut déterminer la vitesse projetée de la même manière qu'effectué en Sect. 3.3. On peut aussi appliquer ces formules à un jet simple :

$$\begin{bmatrix} \delta x \\ \delta y \\ \delta z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ Z \end{bmatrix} \cdot \mathcal{Q}_p \cdot \mathcal{Q}_{i=90^\circ} = \begin{bmatrix} Z \cos \theta_p \sin \beta \\ Z \sin \theta_p \sin \beta \\ Z \cos \beta \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

Le résultat est équivalent aux Eqs. 1,2,3,4 de Raga et al. (1993) avec $t - t_0 = Z/V_Z$. L'équation 3.28 permet donc de caractériser analytiquement la morphologie et la dynamique d'une couche simple qui précède. Cependant les équations sont beaucoup plus complexes qu'en Sect. 3.3, une résolution d'équation pour trouver les solutions analytiques de flot moléculaire est donc beaucoup plus difficile.

De manière générale, observationnellement (Anglada et al., 2007), ou pour les simulations numériques (Raga et al., 1993; Zanazzi and Lai, 2017), le principal intérêt est l'étude du mouvement de l'axe \vec{Z} sans considérer les axes \vec{X} et \vec{Y} . Il est important de noter que le mouvement du repère $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ présenté ici est une solution possible mais non unique. Il est possible d'avoir une solution avec un mouvement de \vec{Z} identique et des mouvements différents de \vec{X} et \vec{Y} . Dans le cadre de notre modélisation simple et axisymétrique cela n'a pas d'impact sur le modèle final. Cependant, si le modèle de flot n'est pas axisymétrique, le résultat final dépendra drastiquement du mouvement des deux vecteurs \vec{X} et \vec{Y} .

AxoProj

La méthode effectuée en Sect. 3.3 permet de caractériser efficacement certains modèles. Cependant une étude analytique peut se révéler complexe selon le modèle. De plus, une telle étude ne permet pas de prendre en compte la convolution Gaussienne spectrale et spatiale des observations. Il est aussi impossible de comparer des variations d'émissivité à partir de ces lois analytiques. Pour une comparaison efficace, il est donc nécessaire de développer de réels cubes de données synthétiques. Je vais présenter dans cette section le code AxOProj (Axisymmetric Outflow Projection) qui a été développé pendant la thèse.

4.1 Présentation

AxOProj est un code Python 3 qui permet de créer des cubes de données synthétiques de modèles simples. Ce code suppose une émission axisymétrique et optiquement mince. La première supposition permet de réduire drastiquement le nombre de paramètres d'entrée, tandis que la seconde supposition permet de simplifier le processus du code.

Le principe du code est présenté en Fig. 4.1. Le code nécessite en entrée plusieurs listes : R et Z qui vont déterminer la structure du modèle, V_R , V_Z et V_ϕ qui vont caractériser la dynamique et I l'émissivité de la couche. Le code demande aussi les coordonnées spatiales et spectrales du cube de données souhaité. AxOProj va ensuite créer le flot en 3D avec l'inclinaison souhaitée en utilisant les équations 3.4, 3.5 et 3.6. Les pas de l'angle azimutal ϕ et de la hauteur doivent être spécifiés et être suffisamment petits. L'émissivité peut être spécifiée en entrée, dans un tel cas elle est considérée comme étant axisymétrique. Il est donc nécessaire de supposer une émission optiquement mince. Une fois les projections sur le plan du ciel et la vitesse effectuées, l'émissivité de chaque point est ajouté dans le pixel du cube de données aux coordonnées correspondantes. Une simple addition est possible grâce à l'hypothèse d'une émission optiquement mince. Sur la dernière étape du code, le cube de données est convolué par un beam spatial et spectral afin de prendre en compte l'impact de la déconvolution d'ALMA.

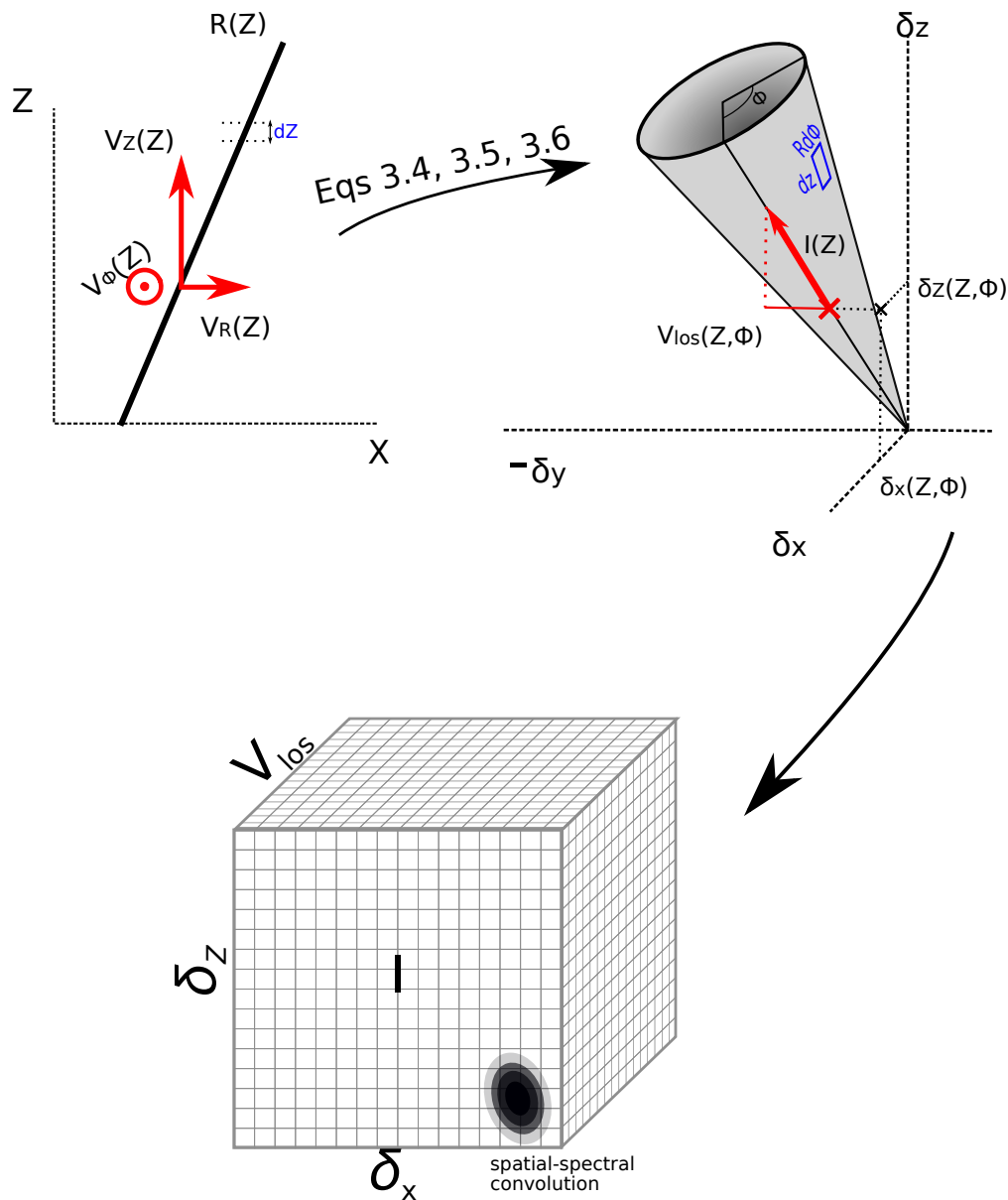


Fig. 4.1.: Représentation schématique de la méthode utilisée par le code AxOProj pour créer des cubes de données synthétiques.

Si le modèle souhaité est un modèle simple (les modèles présentés en Sect. 2). Le code dispose en plus d'extensions prenant en entrée les paramètres de ces modèles pour créer les listes R , Z , V_R , V_Z et V_ϕ . L'émissivité I est calculée à partir du volume $dV = R d\phi dR dZ$ et en utilisant une loi de puissance α qui permet une dépendance avec la hauteur, tel que $I = R d\phi dR dZ \cdot Z^{-\alpha}$. Un calcul efficace de l'émissivité serait possible seulement en calculant la loi de température et de densité de l'objet, ce qui dépasserait la portée du code et rallongerait le temps de calcul. De plus, l'intérêt du code est d'observer l'effet de variation d'émissivité sur le cube de données final. Ainsi la valeur exacte de l'émissivité de la couche est moins importante que la variation d'émissivité avec la hauteur et le rayon.

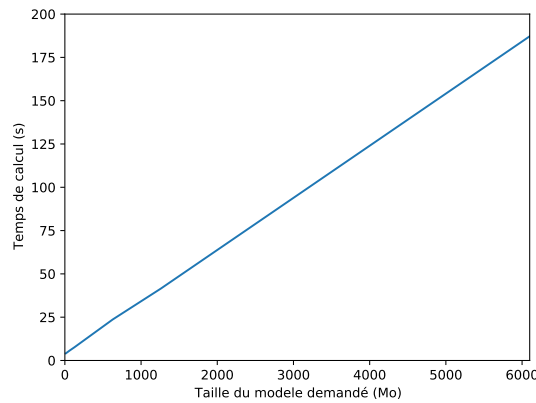


Fig. 4.2.: Estimation du temps de calcul du code AxOProj en fonction de la taille du modèle donné en entrée.

Dans la présentation et l'explication, seulement des modèles constitués par une couche mince sont présentés. Modéliser une couche épaisse avec des variations de vitesse et de structure est cependant tout à fait possible. En effet, il suffit de considérer un empilement de multiples couches fines. Grâce à l'hypothèse optiquement mince sur l'émission, les émissions des couches sont simplement additionnées. Il faut cependant vérifier que l'espace entre deux couches soit inférieur à la taille du pixel. Dans le cas contraire le cube de données pourrait montrer des variations d'émissivité dues au mauvais échantillonnage.

Ce code a été optimisé et travaillé au fil de la thèse. La mise en place de nombreuses optimisations a permis de diminuer le temps de calcul d'un facteur ≈ 100 . Une des optimisations majeures a été de mettre en place tout le code en calcul vectoriel ce qui a augmenté drastiquement le temps de calcul au détriment de la mémoire utilisée (voir Section 4.3). La Fig. 4.2 montre le temps de calcul en fonction de la taille du modèle demandé. La taille du modèle demandé peut varier selon la résolution et le champ de vue souhaité du cube de données.

Par exemple, avec un champ de vue de 3000 au, et une résolution de 10 au. Un modèle avec une couche simple devrait nécessiter un pas entre les valeurs $dZ \approx 5$ au. Avec un pas de 1° pour l'angle azimutal, la taille du modèle sera donc d'environ 8 Mo. Le calcul d'un tel modèle prendrait donc seulement quelques secondes. Dans le cas où un modèle avec une centaine de couches est nécessaire, la taille serait de 800 Mo, ce qui revient au final à un temps de calcul d'environ 20 secondes. Le code permet donc de créer des cubes de données complets en quelques minutes au maximum.

4.2 Exemples et utilisations

Le code de modélisation se scinde en 3 étapes. Premièrement, le modèle est appelé et les paramètres du modèle sont fixés. Deuxièmement, la résolution spatiale et angulaire du modèle sont définies, ainsi que son extension spatiale. La dernière phase est la création du cube de données en appliquant les équations de projection. Pour cela, les résolution spatiale et spectrale du cube souhaité sont demandées, ainsi que l'inclinaison de l'objet.



Fig. 4.3.: Présentation des lignes de code nécessaires pour créer des cubes de données synthétiques de différents modèles simples. L'image à droite de chaque ligne de code présente une carte par canaux typique du modèle créé.

La Fig. 4.3 présente les lignes de codes utilisées pour créer différents cubes de données synthétiques de modèles simples. Le code effectue les trois étapes spécifiées plus haut en 3 lignes simples. Le code permet de créer plusieurs modèles simples :

- **Disque Képlérien : `Disk_model`.** Ce modèle est défini par les équations présentées en Section 2.4.1. Le module nécessite en entrée la valeur des

variables rin , $rout$, $Mstar$ et $epsilon$. Ce module du code a été utilisé pour modéliser le disque en ^{13}CO et C^{18}O en Sect. 5.4.2. Je l'ai aussi utilisé lors d'une collaboration GRAVITY pour modéliser le spectre $Br\gamma$ de l'objet HD 141569 (voir Sect. B.2, Ganci et al. 2020, in prep.).

- **Couche en effondrement : Infall_model.** Ce modèle est défini par les équations présentées en Section 2.4.2. Le module nécessite en entrée la valeur des variables Rd , M , $theta0$. Dans le cas présenté en Fig. 4.3, une seule valeur de $theta0$ est fixée, ce qui signifie que le cube de données final modélisera seulement l'effondrement d'un anneau situé à θ_0 . Ce module a été utilisé pour modéliser une couche en effondrement dans la Sect. 5.4.4.
- **Couche entraînée par un vent grand angle : WDS_model.** Ce modèle suit les équations présentées en sect. 2.3.1. Le module nécessite en entrée la valeur des variables C , tau . Dans le cas présenté en Fig. 4.3, les paramètres sont définis par des listes de valeurs (fonction python *array*). En effet, il est possible d'avoir une liste de valeurs C et tau . Dans ce cas précis, le code modélisera plusieurs couches d'entraînement (comme effectué en Sect. 6.1). Ce module a été principalement utilisé dans la Sect. 6.1.
- **Vent de disque : DW_model.** J'ai choisi dans ce modèle d'avoir une structure conique du vent de disque, défini par les paramètres $r0$ et $theta$. Le modèle suppose aussi une vitesse poloidale vp et un moment cinétique spécifique j constants. Similairement au module précédent, une liste de paramètre peut être spécifiée si le but est de modéliser une couche épaisse avec des variations de vitesses. Ce module a été utilisé dans la Sect. 6.2.
- **Model personnalisé : Your_model.** Cette option est disponible si les modèles précédents ne conviennent pas. Dans un tel cas, il est donc nécessaire de définir les lois de morphologie, de dynamique et d'émissivité du modèle.

Les paramètres du code sont en au et km/s. Le paramètre α (*alpha*) n'a pas forcément besoin d'être fixé dans le code, s'il n'est pas spécifié, il sera défini automatiquement à $\alpha = 1$. Dans la Fig. 4.3, les modèles n'ont aucune convolution. La convolution est caractérisée par les paramètres *convolution* indiqués en Fig. 4.4. Les paramètres de convolution sont les extensions du beam spatial en au (*beamx*, *beamy*) ainsi que son P.A (*pa*). Le beam spectral est aussi caractérisé par la variable *beamv*, défini en km/s.

J'ai aussi développé la possibilité de modéliser une précession du disque pour les modèles. Cette précession est caractérisée par l'angle de précession *angle* (en degrés),

la période de précession *period* (en années) et l'angle de départ *phi0* (en degrés). À partir de ces paramètres, le code calcule les projections en utilisant les équations présentées en Sect. 3.5. Cette possibilité a été utilisée dans la Sect. 6.2.5 pour modéliser le flot de DG Tau B et dans la Sect. 7.4 pour le flot de HH30.

```
model = DW_model(r0 = np.array([0]), theta = np.array([20]),
                vp = np.array([15]), J = np.array([100]))
model.create_setup(zmax = 2000, step = 1, dphi = 0.5)

cube = create_datacube(model, ra, dec, vrad, incl = 115,
                      convolution={"beamx": 20, "beamy": 16, "beamv": 0.2, "pa": 10},
                      wiggling_param={"angle": 5, "period": 400, "phi0": 0},
                      )
```

Fig. 4.4.: Lignes de code utilisées pour créer un modèle de vent de disque simple. Ici, la précession du disque ainsi que l'effet d'un beam spatial et spectral sont aussi modélisés.

4.3 Limitation et possibilités d'améliorations

Malgré l'importante rapidité de calcul du code AxOProj pour des simples modélisations, il peut faire face à plusieurs limitations.

Premièrement, pour modéliser une observation ALMA, le code convolue spatialement. En réalité, une image ALMA est le produit de la déconvolution du plan (u,v) . Évidemment, le plan (u,v) ALMA d'une observation n'est jamais entièrement remplie (voir Fig. 5.3). La convolution par le beam permet de modéliser relativement simplement les hautes fréquences spatiales non couvertes. En revanche, de réelles observations présenteront en plus des flux négatifs ainsi que des artefacts. La convolution par un beam est une très bonne première approximation, d'autant plus que les résidus à hautes fréquences sont minimisés par le processus de CLEAN (voir Sect. 5.2.3). Cependant, pour aller dans le détail, il est nécessaire de simuler la déconvolution par un plan (u,v) , ce qui est possible avec l'outil de simulation ALMA. Une comparaison optimisée peut être effectuée en modélisant un cube de données sans prendre en compte une convolution du beam, puis en utilisant l'outil ALMA de simulation d'observation. Cette étape rajoute une complexité supplémentaire, mais permettrait une comparaison beaucoup plus efficace.

La simplicité du code réside dans le fait que les couches sont paramétriques, il n'y a pas de calcul hydrodynamique ou physique. Cette simplicité peut causer des problèmes de modélisations, en effet, il est possible de créer un modèle où des

couches se traversent sans problème. Un tel phénomène n'est pas du tout physique et pourrait créer des sur-densités indésirables. Ainsi il est nécessaire avant de créer un cube de données de vérifier que ce genre de situation n'arrive pas.

La dernière limitation est due à la méthode vectorisée de calcul. Une telle méthode permet une rapidité importante de modélisation mais nécessite énormément de mémoire vive. Ainsi tenter de modéliser un modèle complexe pourrait nécessiter plusieurs dizaines de Go de RAM, ce qui n'est pas viable. De plus, le code n'utilise pour l'instant qu'un seul cœur. Paralléliser le calcul sur plusieurs cœurs pourrait réduire drastiquement le poids sur la mémoire vive, et pourrait même aider à réduire le temps de calcul pour les modèles les plus complexes. Le code AxOProj n'a pour l'instant pas de possibilité de paralléliser le calcul de projection. Cette option pourrait améliorer grandement la qualité du code.

Part II

Étude de DG Tau B

Résultats et analyse modèle indépendante

Dans ce chapitre je présente le travail effectué sur la Classe I DG Tau B. L'étude de cette source constitue le principal objectif de ma thèse. Deux papiers ont été produits sur cet objet (1 publié : de Valon et al., 2020, un autre soumis). Je présente ici les études et résultats de ces deux papiers disponibles en Annexe B.1.

5.1 Présentation préliminaire

DG Tau B est une proto-étoile située dans le nuage du Taureau, à environ 140 pc (Globule B217, Schmalzl et al., 2010). Cette source est usuellement qualifiée de Classe I à partir de sa distribution spectrale d'énergie ($\alpha_{IR} \simeq 0.8$; Watson et al., 2004; Mottram et al., 2017). Le disque de DG Tau B a été étudié en émission millimétrique par Guilloteau et al. (2011). Ces derniers déterminent un rayon de 0.69" ($\simeq 100$ au) pour le disque de poussière. Ils déterminent aussi un angle sur le plan du ciel (P.A : Position Angle) de $114 \pm 1^\circ$ ainsi qu'une inclinaison de $64 \pm 2^\circ$ par rapport à la ligne de visée.

DG Tau B est l'un des 4 objets où un jet a été observé pour la première fois, avec HH30, HL tau et sa voisine DG Tau. Ce jet a été étudié en détail par la suite (Mundt et al., 1987; Eislöffel and Mundt, 1998; Podio et al., 2011) . Les estimations du P.A de l'axe du jet blueshifté (114°) et de l'inclinaison (déterminé à $\sim 70^\circ$ par le mouvement des nœuds du jet) faites par Eislöffel and Mundt (1998) sont cohérentes avec les informations du disque. Très rapidement il a été remarqué une asymétrie notable entre le jet blueshifté et le jet redshifté. Le jet redshifté a une vitesse radiale de ~ 140 km/s, deux fois inférieur au jet blueshifté (320 km/s). Cette variation asymétrique est aussi visible dans le flux de masse, estimé à $\sim 4 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ pour le jet redshifté et $\sim 8 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ pour le jet blueshifté. La raison d'une telle différence reste pour l'instant une question ouverte.

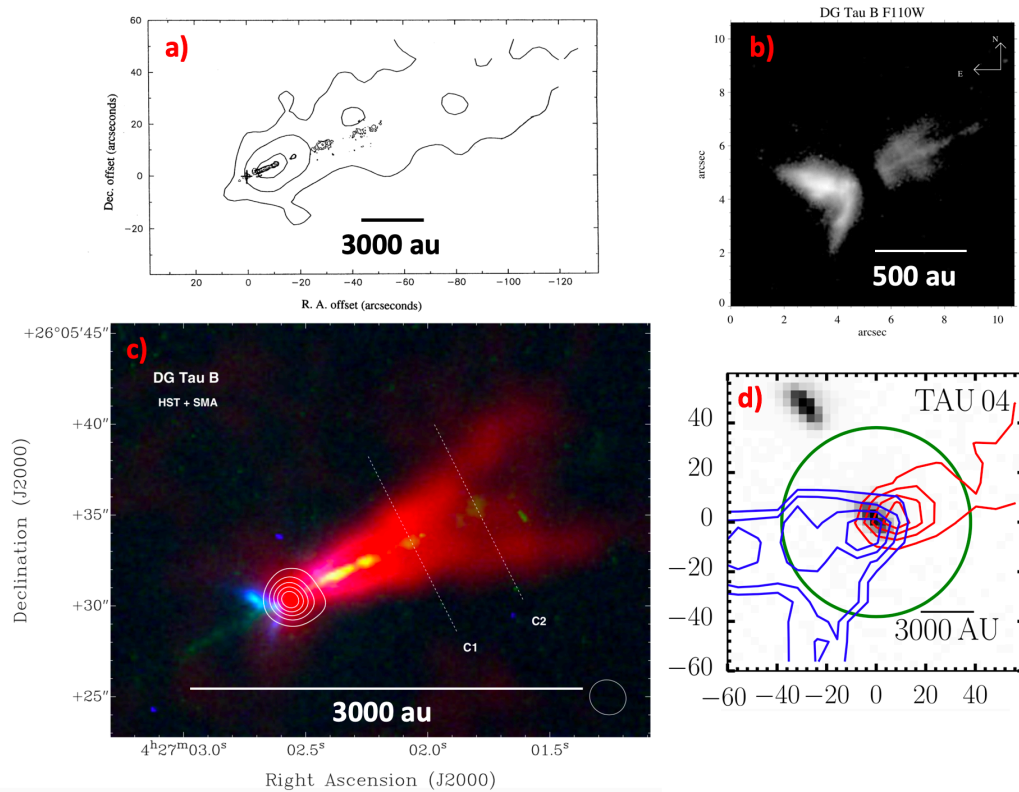


Fig. 5.1.: Différentes observations du flot moléculaire de DG Tau B. a) Première observation en radio millimétrique du flot (Mitchell et al., 1994) L'émission CO (2-1) est montrée en contours. La partie interne du jet est aussi représentée (Mundt et al., 1987). b) Image Infrarouge HST/NICMOS de DG Tau B (1.1 μm Padgett et al., 1999). c) Flux intégré de l'émission CO (rouge) et émission infrarouge (à 6.7 μm avec l'HST, vert) de la Classe I DG Tau B (image tirée de Zapata et al. (2015)). c) Émission CO (3-2) du flot redshifté et blueshifté (Mottram et al., 2017).

5.1.1 Observation du flot de DG Tau B avant ALMA

Je me suis intéressé principalement au flot moléculaire de DG Tau B dans le cadre de ma thèse. Les données utilisées ont été une des premières observations de DG Tau B avec ALMA. Ce flot moléculaire a cependant été étudié depuis plus de 20 ans.

La première observation CO de DG Tau B a été effectuée par Mitchell et al. (1994) dans la raie de CO (2-1) et CO (3-2) avec une résolution spatiale de $\sim 14''$ (2000 au). Il a été observé une émission principalement redshiftée au Nord-Ouest de la source ainsi qu'une émission principalement blueshiftée au Sud-Est de la source. Le flot redshifté a été observé jusqu'à ~ 15000 au de la source et semble entourer le jet atomique (voir Fig. 5.1a). Le flot blueshifté est beaucoup moins brillant en CO. Les observations effectuées 3 ans plus tard par Mitchell et al. (1997) trouvent une extension radiale de ~ 500 au pour le flot blueshifté. L'émission CO est expliquée dans ces papiers par l'interaction entre une enveloppe et un vent interne.

Les observations HST (Stapelfeldt et al., 1997; Padgett et al., 1999) ont permis d'étudier plus en détail le flot moléculaire. La lumière diffusée Infrarouge a révélé l'émission au Nord-Ouest et au Sud-Est de la source. Les deux émissions ont une forme de "V" (V-shaped) avec un axe de symétrie cohérent avec l'axe du jet. Les deux "V" ont été associés à la lumière diffusée de la cavité associée au flot redshifté et blueshifté de la source. Les deux émissions ont une ouverture très différente. le demi angle d'ouverture θ défini par l'angle entre l'axe Z et la paroi du flot est estimé à $\sim 22^\circ$ pour le flot redshifté et $\sim 41^\circ$ pour le flot blueshifté. La nébulosité observée dans l'IR proche coïncide spatialement avec la base du flot CO et est donc considérée comme étant associée au flot et/ou au bord interne de la cavité.

La base du flot CO est clairement visible dans les dernières observations CO (Zapata et al., 2015; Mottram et al., 2017). L'observation CO de Mottram et al. (2017) montre particulièrement bien la différence d'angle d'ouverture entre émission blueshiftée et redshiftée (voir Fig. 5.1d). La sensibilité importante de l'observation a permis de montrer que le flot blueshifté s'étendait beaucoup plus loin que supposé par Mitchell et al. (1997). L'extension de l'émission blueshiftée est supérieure à $60''$ (8400 au).

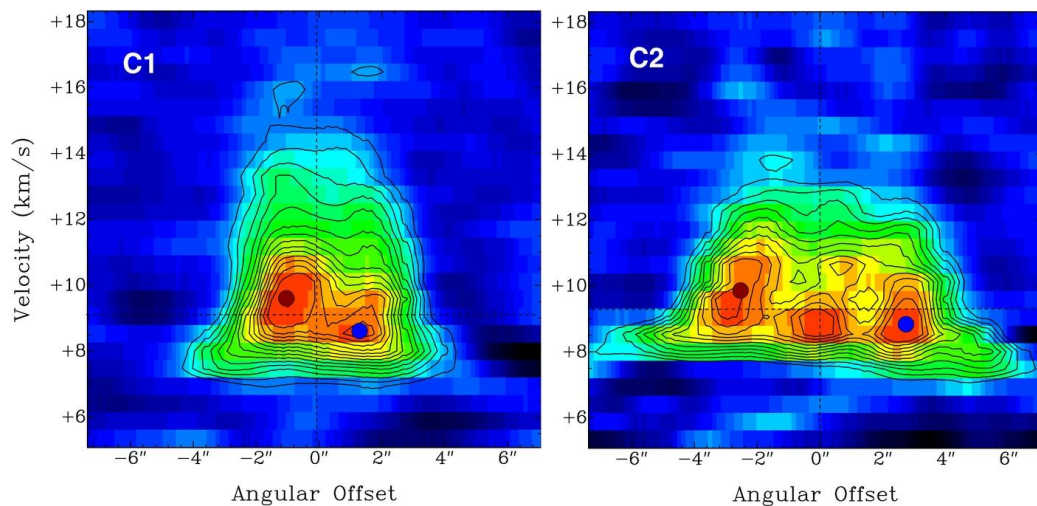


Fig. 5.2.: Diagrammes P.V transverses du flot redshifté de DG Tau B. Les coupes C1 et C2 correspondent à des hauteurs le long de l'axe du flot à $\delta z = 1500$ et 1900 au (voir Fig. 5.1c).

Avec un beam spatial de $1.87'' \times 1.63''$ ($\simeq 240$ au) et une résolution spectrale de 1 km/s, l'étude de Zapata et al. (2015) dans la raie de CO (2-1) avec le SMA présentait les observations à plus haute résolution angulaire de DG Tau B (avant les observations ALMA). L'étude est centrée sur le flot redshifté, beaucoup plus émissif et étendu que la composante blueshiftée. Le résultat le plus important est l'observation de la rotation du flot moléculaire. La Fig. 5.2 présente deux diagrammes P.V. transverses correspondant aux coupes C1 ($\delta z = 1400$ au de la source) et C2 ($\delta z = 1900$ au) de la Fig. 5.1. Ces diagrammes P.V montrent une asymétrie radiale en vitesse projetée, assimilée à une rotation globale du flot. La différence de vitesse

projetée entre deux centroïdes d'émission à deux positions symétriques en rayon (points rouges et bleus sur la figure) est estimée à ~ 1 km/s pour un rayon de 150 au (Coupe C1). Zapata et al. (2015) estiment une vitesse de rotation du flot à ~ 1 km/s. La vitesse poloïdale a pu aussi être déterminée à ~ 7 km/s à partir de la vitesse projetée moyenne sur les diagrammes P.V. Dans ce papier, le flot redshifté est expliqué par une interaction entre une enveloppe en rotation et un vent interne, bien qu'il soit précisé que de tels niveaux de rotation sont difficiles à expliquer par une enveloppe en effondrement.

L'hypothèse du vent de disque est rapidement exclue par deux arguments principaux. Le premier est que les niveaux de rotation et de vitesse poloïdale devraient être expliqués par des $\lambda = 1 - 2$, or il est précisé que les vents MHD sont censés avoir des valeurs de $\simeq 10$. Le deuxième argument est lié au flux de masse du flot moléculaire, estimé à $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Un tel flux de masse est difficile à expliquer seulement par un vent de disque. Exclure l'hypothèse du vent de disque pour le flot moléculaire de DG Tau B peut sembler discutable en 2021, mais il est nécessaire de préciser que les observations de vent de disque à faible λ (Louvet et al., 2018; Hirota et al., 2017; Zhang et al., 2018; Bjerkeli et al., 2016) ont été effectuées plus tard que l'étude de DG Tau B. De plus, il est important de noter que l'estimation de la rotation est très approximative car elle ne prend pas en compte les effets de convolution, projection et stratification du flot. Des données ALMA à haute résolution spectrale et angulaire pourront par conséquent grandement améliorer l'étude du flot moléculaire.

5.1.2 Un laboratoire parfait pour l'étude des flots moléculaires

DG Tau B est un objet prometteur pour étudier les flots moléculaires pour plusieurs raisons. L'une des plus évidentes est que cet objet fait partie des proto-étoiles les plus proches (= 140 pc), comme HH30 ou TMC1A, ce qui permet d'avoir une résolution angulaire importante.

De plus, la rotation observée par Zapata et al. (2015) est un outil extrêmement puissant pour contraindre les différents modèles de flots moléculaires. Dans le cas du vent de disque en particulier, la rotation permet de déterminer le rayon de lancement du vent et, par extension, de contraindre le lien entre accréation et éjection.

Une grande complexité de l'étude des flots moléculaire est la compréhension des effets de projection. Les projections de V_z et V_{ϕ} sont nulles si le flot est respectivement edge-on ou face-on. De plus la structure du flot devient difficile à analyser lorsque l'inclinaison est trop différente de 90° . Pour une étude morphologique et dynamique optimale, il est donc nécessaire que l'inclinaison soit différente de 90° , tout en restant

Tab. 5.1.: Caractéristiques des observations.

Cycle	Configuration	Nombre de sessions	Date (YYYY - MM - DD)	Nombre d'antennes	Intervalle de ligne de base (m)	Temps total sur la source	Calibrateur de flux	Calibrateur de phase
3	C36-2/3	1	2016 - 04 - 23	39	15.1 - 400	0h48mn	J0238+1636	J0510+1800
3	C40-5	4 (2 gardées)	2016 - 08 - 05/15	43 / 38	15.1 - 1 500 / 1 600	1h37mn	J0510+1800	J0510+1800
5	C43-8	3	2017 - 11 - 16/18/19	43 / 44 / 46	92.2 - 8 500	2h06mn	J0510+1800	J0438+3004

proche de 90° . Une inclinaison de 115° permet à la fois de comprendre la variation avec la hauteur du flot, tout en ayant une précision suffisante sur l'estimation de V_Z . De plus, la contamination du nuage est restreinte à une gamme de vitesse très faible ($\Delta V \simeq 1 - 2$ km/s), ce qui permet d'étudier le flot moléculaire sur une gamme de vitesse élevée.

Une étude de DG Tau B semble donc prometteuse pour mieux comprendre et contraindre le phénomène d'éjection.

5.2 Réduction données

Durant les premiers mois de ma thèse, j'ai dû réduire, calibrer et imager les observations de DG Tau B que je vais présenter dans la suite de cette section. Cette étape de réduction des données n'aurait pas été possible sans l'aide d'Ana Lopez-Sepulcre à l'IRAM. Je vais présenter par la suite les observations, et indiquer les choix effectués pour la calibration et l'imagerie des données.

5.2.1 Présentation des observations

Les données de DG Tau B utilisées ici ont été observées par deux projets différents. Un projet de Cycle 3 ([2015.1.01108.S](#) P.I : F. Louvet) et un projet de Cycle 5 ([2017.1.00470.S](#) P.I : C. Dougados). Ces deux projets regroupent trois configurations différentes (deux configurations pour le cycle 3, une pour le cycle 5). La table 5.1 regroupe les caractéristiques des différentes configurations.

Les trois configurations permettent d'avoir une couverture de fréquence spatiale importante. La Fig. 5.3 présente la couverture du plan (u,v) des 3 configurations. La configuration C36-2/3 est la plus compacte et permet d'avoir les fréquences spatiales les plus faibles. La configuration C43-8 permet d'avoir les fréquences spatiales les plus élevées, tandis que la configuration C40-5 est intermédiaire. Ces observations couvrent donc un intervalle de ligne de base allant de 15.1m jusqu'à 8.5 km, pour un temps total sur la source de 4h31mn. Chaque observation a un nombre de sessions indiqué dans la table 5.1. Pour la configuration C40-5, seulement deux sessions sur quatre ont été gardées, car la calibration de phase était beaucoup trop mauvaise pour deux sessions.

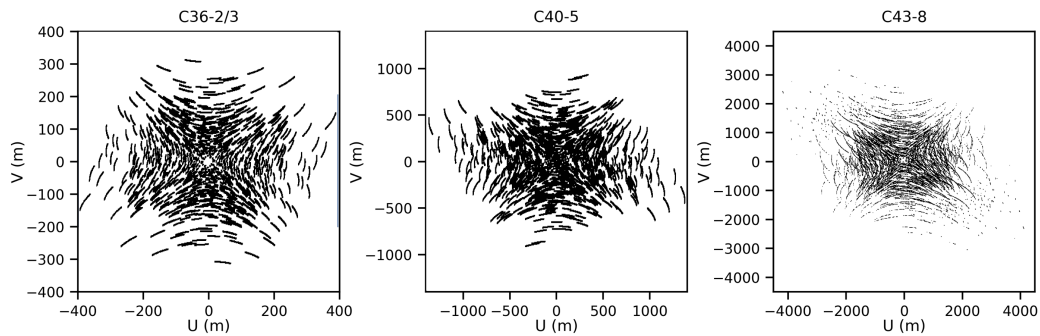


Fig. 5.3.: Couverture u,v des trois configurations ALMA utilisées dans les observations de DG Tau B.

La configuration spectrale est identique pour les 3 observations. Elle inclut trois fenêtres spectrales centrées sur les transitions CO(2-1), ^{13}CO (2-1) et C^{18}O (2-1). La résolution spectrale était de 122kHz, nous avons décidé de la réduire à 244 kHz (≈ 0.3 km/s) afin d'avoir une meilleure sensibilité et un meilleur rapport signal sur bruit. Chaque configuration a aussi une fenêtre spectrale additionnelle centrée sur une fréquence de ≈ 232 GHz avec une largeur spectrale de 2 GHz, pour observer l'émission continue.

Seulement les observations en continu et CO(2-1) ont été re-traitées et combinées. Pour les observations ^{13}CO (2-1) et C^{18}O (2-1), j'ai utilisé les résultats de la routine ALMA de réduction des données pour les observations de la configuration C40-5. Leur qualité est a priori plus faible, mais ces données ne sont pas étudiées en détail.

5.2.2 Calibration

Les données ont été réduites et calibrées en utilisant le logiciel CASA (*Common Astronomy Software Application*, McMullin et al., 2007). La version 4.5.3 a été utilisée pour les observations du Cycle 3, la version 5.1.1 pour celles du Cycle 5.

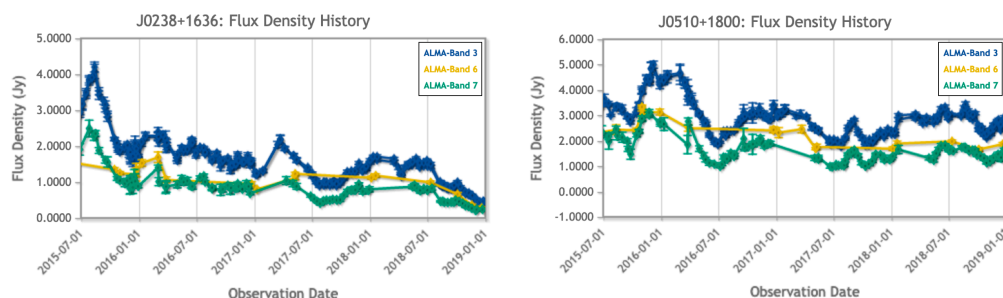


Fig. 5.4.: Flux en Bande 3,6 et 7 des calibrateurs de flux utilisés dans les observations : J023+1636 (gauche) et J0510+1800 (droite).

La calibration en flux est certainement la source d'erreur la plus importante. Les calibrateurs de flux sont indiqués en Tab. 5.1, la Fig. 5.4 présente leurs variations de flux en Bande 3,6 et 7. La bande 6 est la bande spectrale utilisée pour nos observations. On peut voir que le nombre de mesures dans cette bande est beaucoup plus faible, ce qui peut introduire une erreur sur la calibration.

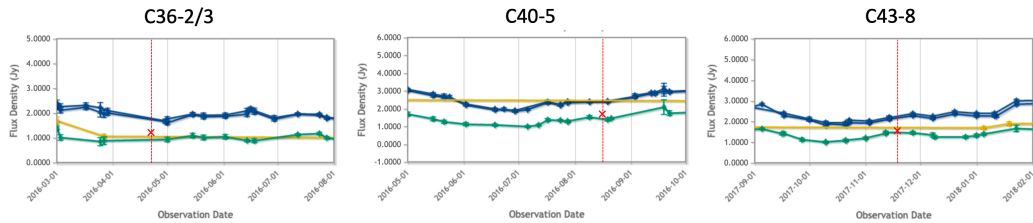


Fig. 5.5.: Flux en Bande 3,6 et 7 des calibrateurs de flux utilisés dans les observations. Chaque image est centrée sur une la date d'observation de chaque configuration. La date est indiquée par la ligne en pointillés. La croix rouge indique la valeur de flux utilisée pour la calibration de flux en bande 6.

La Fig. 5.5 présente les flux des calibrateurs des trois configurations, sur un intervalle de quelques mois autour de la date d'observation. La croix rouge indique la valeur de flux utilisée pour la calibration de flux déterminée à partir des valeurs en bande 3 et 7. On estime une incertitude de $\simeq 20\%$ sur la valeur de calibration du flux.

La définition du centre a changé entre la demande de temps du cycle 3 et la demande de temps du cycle 5. Le centre des observations du cycle 3 a été modifié pour correspondre avec les données du cycle 5 ($\alpha_{J2000}:04^h27^m02^s.573$, $\delta_{J2000}:26^\circ05'30''170$).

Le processus de "self-calibration" a été utilisé pour la calibration en phase. Nous n'avons pas utilisé ce processus pour la calibration en flux, car la self-calibration en flux peut introduire des artefacts. Pour chaque configuration, le modèle pour la self-calibration a été l'émission continue, qui a un rapport signal sur bruit très élevé. Le processus de self-calibration est itératif, sur chaque étape la moyenne temporelle du continu est utilisé comme modèle de phase. La seule variation entre les étapes est l'intervalle de temps utilisé pour la moyenne temporelle. Ce processus a été effectué sur les données continues, et sur les données CO qui ont été observées en même temps. Au final, la self-calibration a été effectuée en 4 étapes, la première a utilisé comme modèle une intégration sur le temps global d'observation, la dernière en utilisant comme modèle une intégration de 90s. Sur chaque itération, les antennes avec un rapport signal sur bruit faible (≤ 3 pour la première itération, ≤ 2 pour les suivantes) ont été exclues. Ce seuil permet d'avoir un rapport signal sur bruit important, mais peut exclure beaucoup de grandes lignes de base, et par conséquent, baisser la résolution angulaire finale de nos observations.

5.2.3 Imagerie

L'imagerie des données a été effectuée en utilisant le processus *tclean* de CASA. Le processus d'imagerie est très complexe et dépend d'énormément de paramètres. En particulier, deux paramètres ont été étudiés.

Premièrement, nous avons étudié la méthode de déconvolution : le processus de Hogbom (Högbom, 1974) ou le processus "Multi-échelle" (Multiscale, Cornwell, 2008). Le premier considère que l'image est constituée de plusieurs sources ponctuelles tandis que le second considère que l'image est constituée de fonctions sphéroïdales de différentes tailles. Le processus multi-échelle est à priori plus efficace pour les observations d'objets étendus, mais est beaucoup plus coûteux en termes de mémoire et de temps. Les deux processus ont été testés sur un canal spectral de l'émission CO et sur l'image continue. La différence sur l'image finale avec le processus Hogbom et Multi-échelle n'est pas significatif en termes de résolution, bruit et morphologie observée. En revanche, le processus Hogbom est environ 10 fois plus rapide. Nous avons donc décidé d'utiliser ce processus.

Le deuxième paramètre que nous avons étudié est le poids appliqué à chaque valeur de visibilité. Changer ces poids peut permettre d'optimiser la résolution angulaire ou la sensibilité. En utilisant la méthode de Briggs, la variation de poids entre les visibilités est caractérisée par un paramètre appelé le Robust qui varie entre 2 et -2. Un Robust proche de -2 met plus de poids sur les grandes lignes de base, et augmente donc la résolution angulaire au dépens de la sensibilité. Inversement, augmenter le Robust jusqu'à 2, va mettre plus de poids sur les petites lignes de base ce qui va augmenter la sensibilité au dépens de la résolution spatiale. La variation du bruit et de la résolution angulaire a été étudiée en fonction de la valeur du paramètre Robust pour l'émission continue du cycle 5.

La Fig. 5.6 présente l'élément de résolution angulaire et le bruit obtenus en utilisant différentes valeurs de Robust. On peut voir que la variation de sensibilité et résolution avec le Robust décrite plus haut est cohérente avec cette figure. L'émission continue ayant un signal sur bruit déjà important, nous avons décidé d'utiliser un Robust de -1. Cela nous permettra d'avoir une résolution angulaire importante. Pour les données CO, la sensibilité étant aussi essentielle, nous avons décidé d'utiliser un Robust de 0.5. Un tel Robust semble être un bon juste milieu entre sensibilité et résolution.

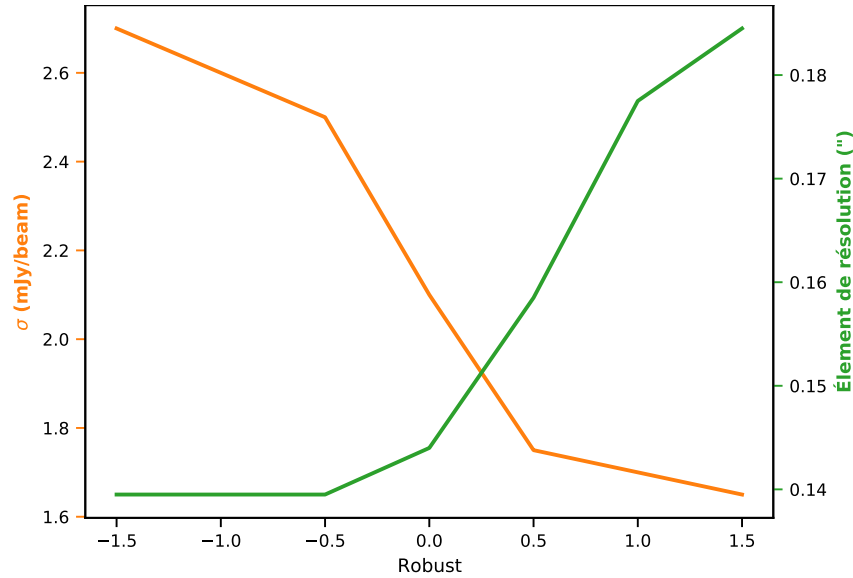


Fig. 5.6.: Présentation du bruit (orange) et de la résolution angulaire moyenne (verte) obtenue en imageant les données du Cycle 5 sous différentes valeurs de Robust.

Tab. 5.2.: Paramètres finaux des cubes reconstruits.

Observable	σ mJy/beam	σ K	Élément de résolution (")	P.A (°)
Émission continue	0.05	0.15	0.07×0.11	18
CO (2-1)	2	1.9	0.13×0.18	7
^{13}CO (2-1)	5	1.6	0.23×0.34	0
C^{18}O (2-1)	4	1.3	0.23×0.34	3

5.3 Présentation des données

La Table 5.2 présente l'élément de résolution angulaire ainsi que leur valeur de bruit (1σ , en mJy/beam et en K) pour les cubes finaux reconstruits.

Les données de l'émission continue sont clairement celles avec la meilleure résolution spatiale, c'est dû au choix du Robust. Au final, les données CO (2-1) ont un élément de résolution angulaire de $\simeq 0.15''$ (20 au). Cette résolution est similaire aux cubes de données ^{13}CO et C^{18}O qui sont le résultat de la routine ALMA de réduction effectuée sur seulement la configuration C40-5. La résolution angulaire des données CO aurait pu être meilleure en prenant en compte un Robust plus petit ou en baissant le seuil sur le rapport signal sur bruit lors de la self-calibration. Néanmoins, ce choix nous permet d'avoir une très bonne sensibilité.

Les figures 5.7 et 5.8 présentent différents P.V diagrammes et cartes par canaux de l'émission CO(2-1) de DG Tau B. Tous les cubes de données ont été tournés afin que l'axe du flot soit vertical. Pour cela, il a fallu déterminer le P.A (Position Angle) du flot, ce qui est décrit en Sect. 5.5.3. Le flot moléculaire est visible avec une résolution spectrale et spatiale sans précédent (l'élément de résolution est visible

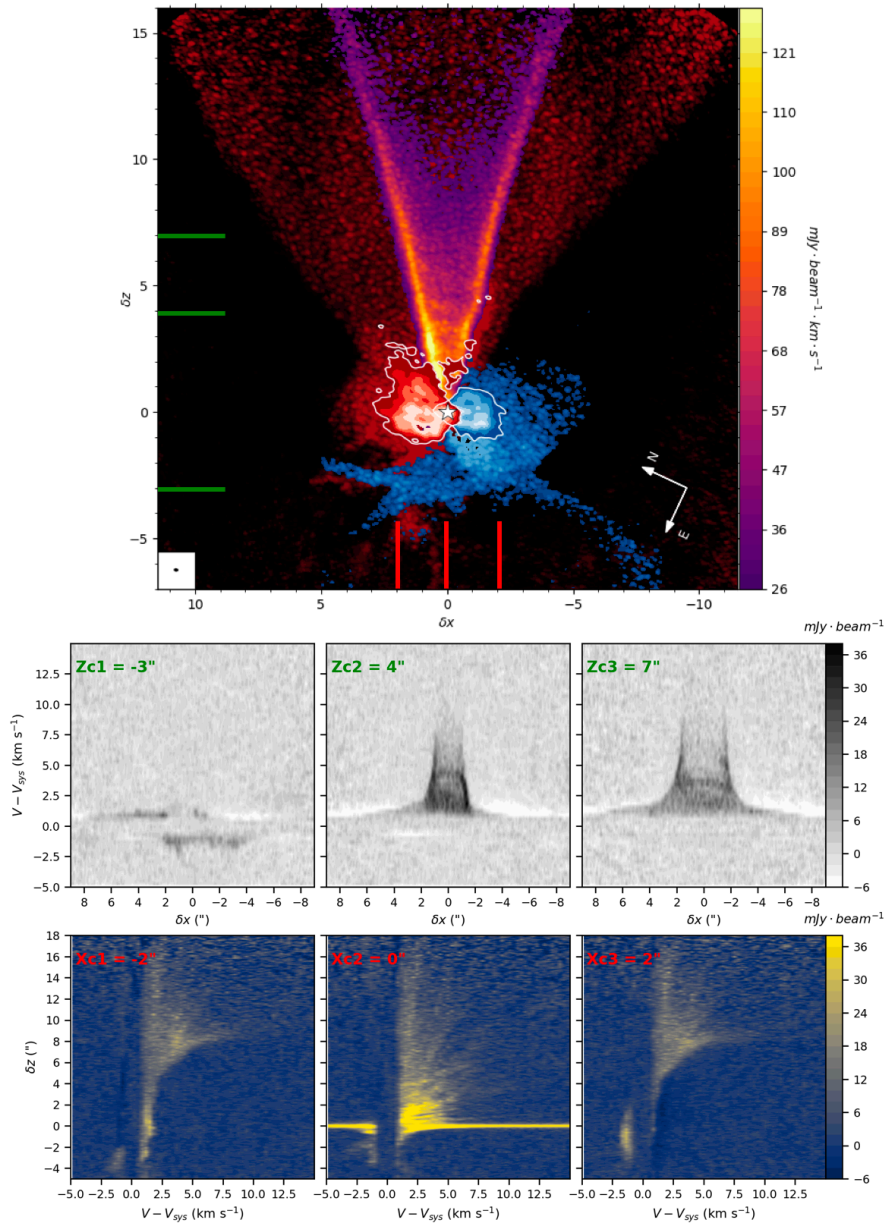


Fig. 5.7.: Haut : Présentation des différentes composantes de DG Tau B. Le flux intégré (entre $V - V_{sys} = 2$ km/s et 8 km/s) est indiqué en violet. Les deux cartes par canaux à $V - V_{sys} = 1.19$ km/s et -1.03 km/s sont montrées en rouge et bleu. Les cartes par canaux de l'émission ^{13}CO à $V - V_{sys} = 1.45$ km/s et -1.55 km/s sont indiquées à l'intérieur des contours blancs en rouge et bleu. Ces émissions présentent l'émission du disque d'accrétion. L'élément de résolution angulaire du CO ($0.13'' \times 0.18''$) est indiquée dans le carré blanc en bas à gauche. Bas : Présentation de trois diagrammes P.V. transverses (première ligne) et longitudinaux (deuxième ligne) à différentes valeurs de δz et δx . Les altitudes et rayons de coupes sont indiqués sur la figure du haut.

dans la Fig. 5.7). Dans ces images, la vitesse est exprimée en fonction de la vitesse systémique V_{sys} qui est déterminée à 6.34 km/s (voir Sect. 5.4.2).

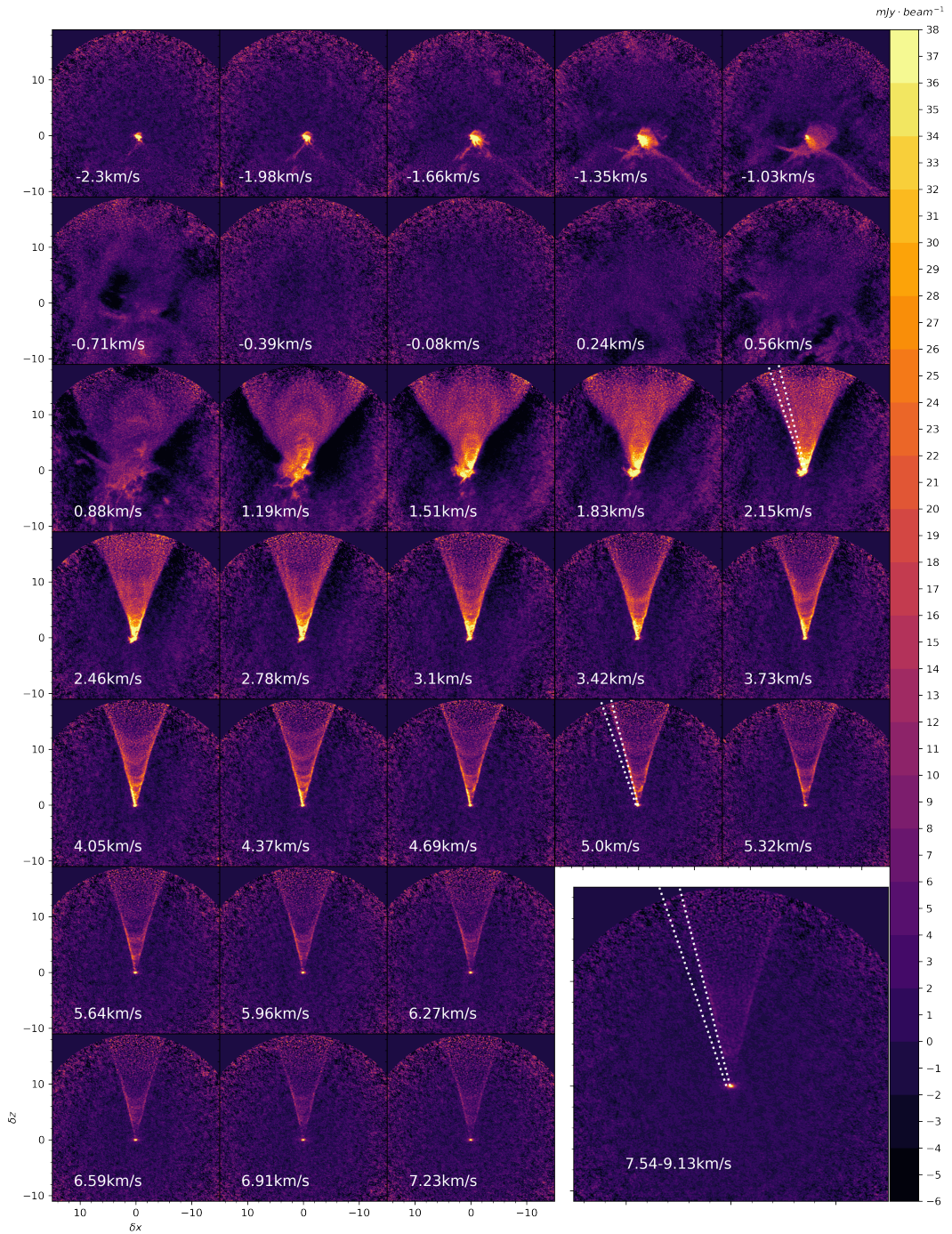


Fig. 5.8.: Présentation des différentes cartes par canaux de l'émission CO. En bas à droite est indiquée l'émission intégrée entre $V - V_{sys} = 7.54$ km/s et $V - V_{sys} = 9.13$ km/s. Les deux lignes en pointillées montrent les cônes interne et externe (voir la définition dans la Sect. 5.5.1).

Malgré la qualité de ces données, nous ne pouvons pas récupérer les échelles spatiales supérieures à 11", à cause de la taille des antennes d'ALMA. Cette spécificité entraîne des flux négatifs dans les données CO, très visibles dans la Fig. 5.8 pour des vitesses $V - V_{sys} < 2$ km/s, lorsque la largeur du flot est importante.

Il est aussi important de noter que nous n’observons pas d’émission CO entre $V - V_{sys} \simeq -1$ et $V - V_{sys} \simeq 1$. C’est dû à l’absorption du nuage dans ces régions. L’absorption est aussi visible pour l’émission ^{13}CO .

5.4 Étude du disque d’accrétion.

Les données ALMA permettent d’observer le disque d’accrétion avec une résolution jamais égalée auparavant. L’estimation de l’inclinaison du disque par Guilloteau et al. (2011) ou de la masse de l’étoile centrale par Zapata et al. (2015) étaient incertaines à cause de la faible résolution spatiale et spectrale.

5.4.1 Disque de poussière

La Fig. 5.9 présente une image du flux continu à 232 GHz du disque ainsi que son profil radial d’intensité. L’émission continue du disque est elliptique, avec une émission au pic de 26 mJy/beam et une émission intégrée de 430 ± 30 mJy/beam.

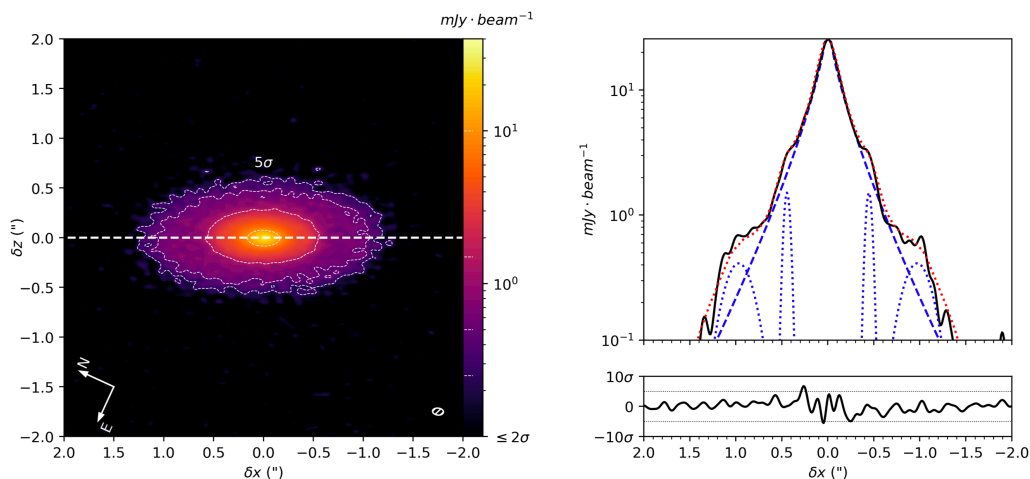


Fig. 5.9.: Gauche : carte de l’émission continue en échelle logarithmique (voir Tab. 5.2). Les pointillés blancs indiquent les contours à 5,10,30 et 200σ . La ligne blanche en tirets montre le grand axe du disque, correspondant à un P.A de 25.7° . Droite : profil d’intensité estimé sur le grand axe du disque en noir, ou moyenné azimuthalement en rouge. Les composantes de la solution utilisée pour modéliser le profil sont représentées en bleu. Le résidu de l’ajustement est indiqué sur le panneau du bas.

À partir du contour à 5σ , le rapport d’axe de l’ellipse peut être estimé à 0.45 ± 0.3 . En considérant que la poussière est localisée sur le plan médian, un tel rapport d’axe correspond à une inclinaison du disque de $i = 63^\circ \pm 2^\circ$. Cette estimation plus précise est cohérente avec l’ancienne estimation de Guilloteau et al. (2011) ou l’estimation faite à partir du jet par Eisloffel and Mundt (1998). Le P.A du disque est déterminé

Tab. 5.3.: Paramètres de l'ajustement optimal du profil d'émissivité du disque.

A (mJy/beam)	Profil principal			Bosse interne			Bosse externe		
	r_t (AU)	γ	β	B_1 (mJy/beam)	R_1 (AU)	σ_1 (AU)	B_2 (mJy/beam)	R_2 (AU)	σ_2 (AU)
30 ± 1	18 ± 1	0.07 ± 0.02	0.7 ± 0.2	1.5 ± 0.1	62.3 ± 0.5	4.7 ± 0.5	0.4 ± 0.02	135 ± 1	22 ± 1

en utilisant la fonction IMFIT de CASA qui fait un ajustement par une gaussienne elliptique sur le plan image. Le P.A du grand axe du disque est de $25.7^\circ \pm 0.3^\circ$, toujours cohérent avec l'estimation de $24 \pm 1^\circ$ et $30 \pm 5^\circ$ de Guilloteau et al. (2011) et Zapata et al. (2015).

Le rayon effectif du disque peut être estimé par le rayon englobant 95% de l'émission déprojetée du disque (La même méthode pour estimer le rayon est utilisée par Long et al., 2019). En utilisant le profil radial d'intensité (voir Fig. 5.9), ce rayon est estimé à $1.24''$ (174 au). Ce rayon est cohérent avec une estimation plus basique à partir du contour à 5σ .

En plus du profil piqué du disque d'accrétion, il est possible d'observer sur le profil d'intensité de la Fig. 5.9 des proéminences. Ces bosses sont aussi visibles sur le profil d'émissivité moyenné azimuthalement (obtenu par la déprojection de l'émission du disque, en considérant une inclinaison de $i = 63^\circ$), ce qui indique que cette structure est axisymétrique. Similairement à l'étude statistique de Long et al. (2018) sur 12 disques du nuage du Taureau, ce profil est ajusté par la loi :

$$I(r) = A \left(\frac{r}{r_t} \right)^\gamma \exp \left[- \left(\frac{r}{r_t} \right)^\beta \right] + \sum_i B_i \exp \left[- \frac{(r - R_i)^2}{2\sigma_i} \right]. \quad (5.1)$$

Le premier terme donne le profil du pic central, les Gaussiennes modélisent les différentes bosses. L'ajustement du profil a été effectué via Python en utilisant la fonction `curve_fit` de la librairie `Scipy`. Cette fonction a l'avantage de donner les incertitudes des paramètres. Les courbes bleues dans la Fig. 5.9 présentent les différentes composantes de la solution. La différence entre le modèle et les observations est inférieure à 5σ . Cette solution correspond aux paramètres représentés sur la Table 5.3.

Contrairement au fameux profil de HL Tau ou aux nombreuses structures observées sur les Classes II dans le Taureau par Long et al. (2018), aucune chute d'intensité par rapport au profil sous-jacent du disque (\equiv "sillon") n'est observée sur DG Tau B, mais plutôt des augmentations locales d'émissivité (\equiv "bosses"). L'origine la plus utilisée pour expliquer un sillon est la présence d'une planète. Dans le cas de DG Tau B, les bosses observées ne proviendraient donc pas du même phénomène, ou

alors, ne sont pas au même stade évolutif. Il est possible que nous soyons en train d'observer la première étape de la formation planétaire : L'agglomération de la poussière millimétrique.

5.4.2 Disque de gaz

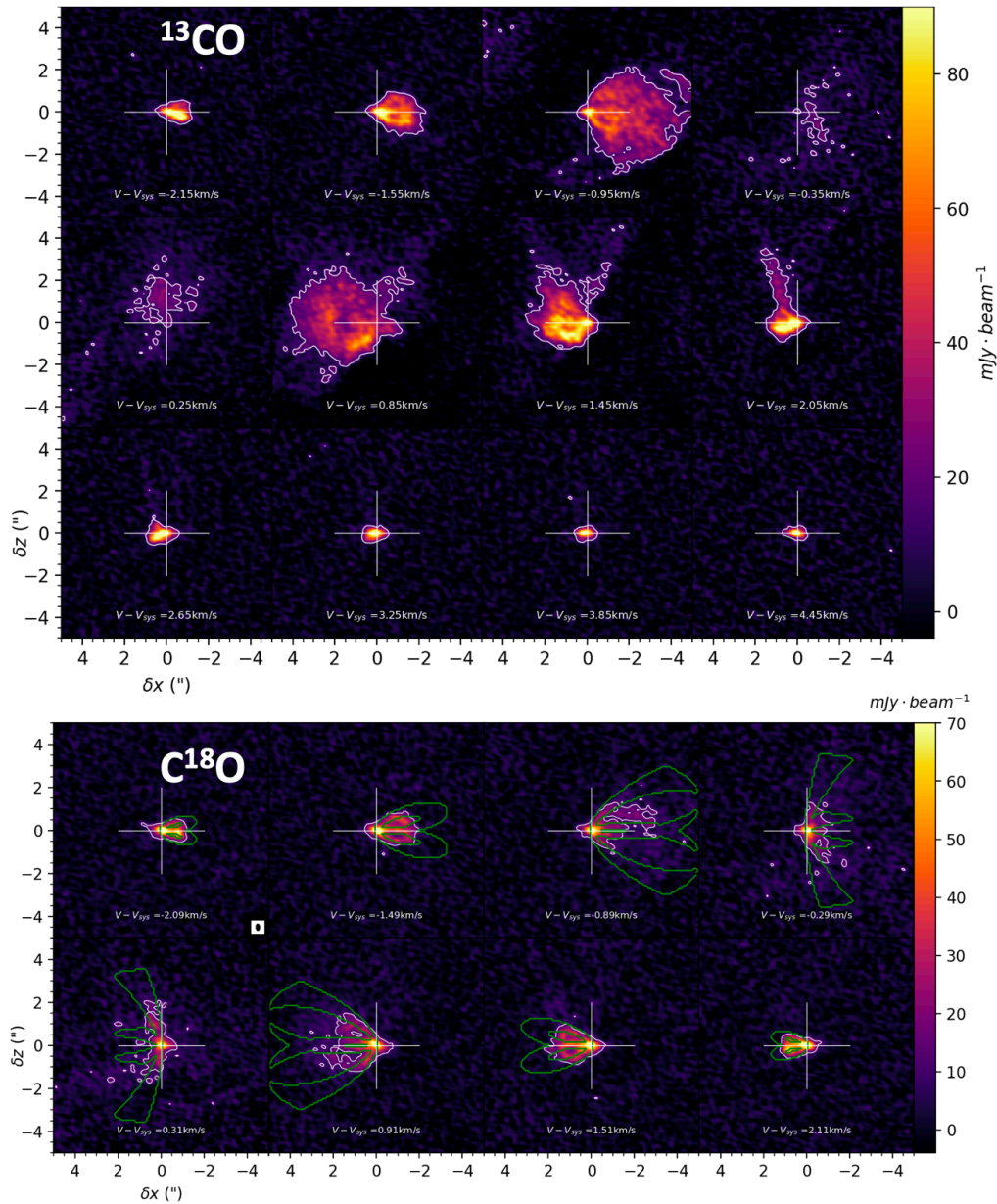


Fig. 5.10.: Cartes par canaux du ^{13}CO et du C^{18}O . Les lignes vertes présentes sur les cartes par canaux représentent le contour d'un modèle de disque Képlérien. Ce modèle est défini par une surface ($H/R = 0.3$) en rotation Képlérienne avec une masse centrale $1.1M_{\odot}$, de rayon externe $r_{\text{out}} = 700$ au et d'inclinaison $i = 63^{\circ}$.

La Fig. 5.10 présente des cartes par canaux de l'émission ^{13}CO et C^{18}O pour différentes vitesses projetées. Le ^{13}CO est beaucoup plus abondant que le C^{18}O ,

il sonde donc des régions beaucoup plus diffuses. On peut voir que la région du disque s'étend beaucoup plus loin en rayon pour le ^{13}CO que le C^{18}O . De plus, le flot moléculaire est aussi visible sur les cartes par canaux du ^{13}CO . La composante blueshiftée du flot n'est cependant visible sur aucun des deux isotopes. Les cartes par canaux des deux traceurs montrent des structures de "doubles boucles", typiques des disques Képlériens (Pinte et al., 2018) : le CO se forme à une certaine altitude et les deux surfaces du disque sont visibles. Dans le cas du C^{18}O , la largeur des boucles est cohérente avec une surface provenant des régions $Z/R \simeq 0.3$ (voir Fig. 5.10). Une échelle de hauteur similaire a été observée sur IM Lupi par Pinte et al. (2018).

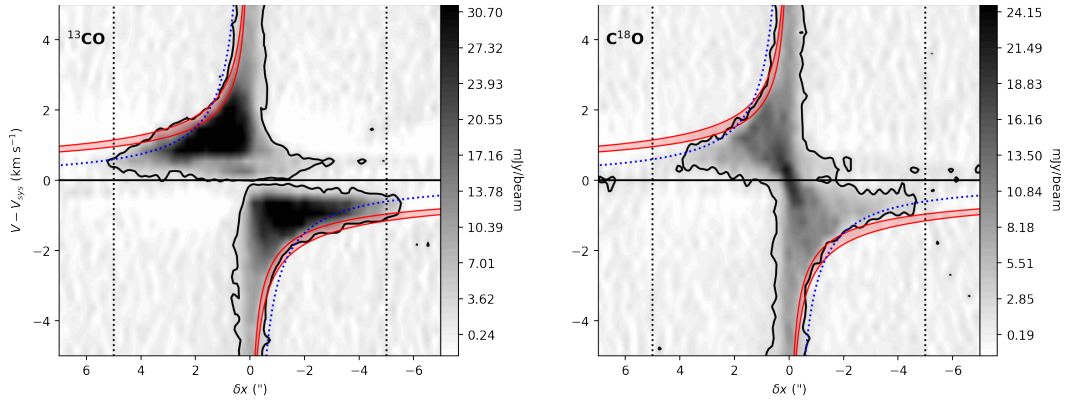


Fig. 5.11.: Diagramme P.V. de l'émission ^{13}CO (gauche) et C^{18}O (droite) moyennée sur la région $-2 < \delta z < 2$. Le domaine rouge indique un profil Képlérien avec une masse de $0.9 - 1.3 M_{\odot}$ pour une inclinaison de 63° . La courbe bleue correspond à un profil de rotation avec conservation du moment cinétique spécifique ($V \propto 1/r$). Les contours noirs dans les deux images correspondent au contour à 5σ .

La Fig. 5.11 présente deux diagrammes P.V. transverses moyennés sur $-2 < \delta z < 2$. Une telle largeur a été utilisée pour maximiser le signal sur bruit. La masse de l'étoile centrale ainsi que la vitesse systémique du système V_{sys} peuvent être estimées à partir de ces diagrammes P.V.

Les domaines rouges correspondent à des profils Képlériens avec une inclinaison de 63° et une masse centrale de $0.9 - 1.3 M_{\odot}$. Le flot moléculaire impacte sur la partie redshifté du flot moléculaire, l'estimation doit donc se faire sur la partie blueshiftée. Le profil blueshifté est cohérent avec une masse centrale de $1.1 \pm 0.2 M_{\odot}$ et une vitesse systémique de $6.34 \pm 0.5 \text{ km/s}$. Le profil semble aussi s'étendre jusqu'à $\sim 5''$ pour le contour à 5σ , ce qui correspond à une taille de 700 au pour le disque de gaz. Le diagramme P.V. du C^{18}O semble aussi s'étendre moins loin ($R \sim 4''$). Cependant il est possible que le rapport signal sur bruit du C^{18}O soit trop faible pour qu'on puisse observer le disque entier. Combiner les trois configurations différentes comme effectué sur le CO pourrait permettre de caractériser plus efficacement la dynamique du disque d'accrétion. L'estimation de la vitesse systémique à 6.34 km/s est cohérente avec la dernière estimation de 6.4 km/s par Guilloteau et al. (2013).

5.4.3 Comparaison à l'étude de Garufi et al. (2020)

Des données ALMA avec une résolution similaire aux nôtres ont été présentées quasiment au même moment que la publication du premier papier de ma thèse (de Valon et al., 2020). Il s'agit de l'étude de Garufi et al. (2020). Ils ont cependant "seulement" l'observation ALMA du Cycle 5, avec une configuration similaire à la nôtre (Voir Sect. 5.3). Contrairement à notre étude qui se concentrait sur le CO, ils ont pu observer DG Tau B avec un échantillon d'émissions moléculaires beaucoup plus important (H_2CO , CS, CN, SO_2 , HDO, CH_3OH). Ils ont en particulier montré la présence de H_2CO , CS et CN dans le disque, et donné une valeur maximale sur la densité de colonne de SO_2 , HDO, CH_3OH à partir de leur non-détection.

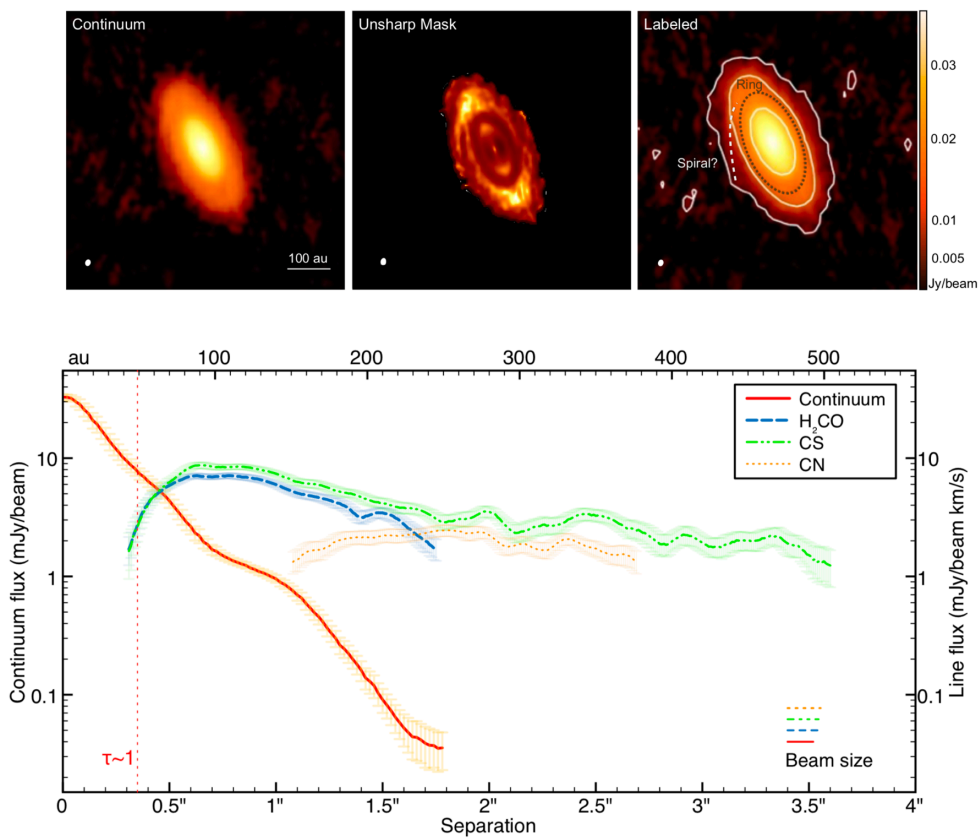


Fig. 5.12.: Données de DG Tau B présentées par Garufi et al. (2020). Haut : Émission continue du disque. L'émission est présentée en échelle logarithmique à gauche, après application de l'Unsharp Masking au milieu et avec une description schématique à droite. Bas : Profil radial du continuum et de l'émission spectrale. L'émission continue et H_2CO provient du disque tandis que l'émission CS et CN proviennent aussi du flot. Seulement l'émission supérieure à 3σ est montrée ici.

Il y a cependant un certain chevauchement avec notre étude, ce qui nous a permis de vérifier certains de nos résultats. La Fig. 5.12 présente l'image du continu de DG Tau B ainsi que le profil radial d'intensité (Garufi et al., 2020). À partir de leurs observations, ils ont déterminé un rayon de 150 au pour leur disque. Ce rayon a été

estimé en considérant 90% du flux intégré. La faible différence de 20 au par rapport à notre estimation peut être due à ce 5%.

La structure du disque a aussi été observée. En utilisant une méthode d'"Unsharp Masking", ils ont pu mettre en évidence deux anneaux d'émission à des rayons comparables. Similairement à nos observations, aucun sillon n'est observé. Cette méthode a aussi révélé une structure spirale qui n'est pas visible sur notre image du continu ou sur notre étude axisymétrique. Cependant la spirale est très diffuse et nécessiterait une résolution et sensibilité plus importante pour une caractérisation efficace.

Ils n'ont pas pu observer DG Tau B en ^{13}CO et C^{18}O , cependant le disque de gaz a pu être observé en CS, CN et H_2CO . Ils ont notamment trouvé une extension radiale de 500 au pour l'émission CS. Ils montrent donc que le disque de gaz est beaucoup plus étendu que le disque de poussière. L'émission CS est plus diffuse que l'émission ^{13}CO , ce qui pourrait expliquer notre extension observée plus importante.

5.4.4 Des traces d'enveloppe en effondrement ?

Les données CO, ^{13}CO et C^{18}O montrent des signatures d'enveloppe en effondrement. Des indicateurs de cet effondrement sont les émissions redshiftées situées à des δx négatifs, incohérents avec la rotation du disque (voir flèches rouges sur la fig. 5.13). Ce genre d'émission est souvent associé à de l'effondrement. Aucune composante blueshiftée n'est cependant observée aux δx positifs, ce qui indique que l'effondrement est peut être asymétrique comme observé sur des étoiles de Classe I (Yen et al., 2014). Un autre indicateur est la structure visible sur la carte par canaux à $V - V_{sys} = -1.03$ km/s (voir flèches rouges sur la Fig. 5.14). Cette émission a une morphologie similaire à l'émission attendue d'une couche provenant d'un angle initial θ_0 en effondrement sur l'étoile (voir Sect. 2.4.2). Les contours blancs dans la Fig. 5.14 présente les modèles correspondant à différentes valeurs de θ_0 . L'émission de la carte par canaux à $V - V_{sys} = -1.03$ km/s semble cohérente avec une couche d'effondrement qui a un angle d'ouverture très important ($\theta_0 = 60^\circ$) ce qui pourrait signifier qu'il y a toujours des traces de matière en effondrement, mais qu'elles sont confinées dans les régions équatoriales, quasiment tangentes au disque.

Cependant il est pour l'instant difficile de caractériser la dynamique de l'enveloppe en effondrement à partir de ces données. L'étude des cubes de données ^{13}CO et C^{18}O haute résolution pourrait potentiellement donner plus d'informations.

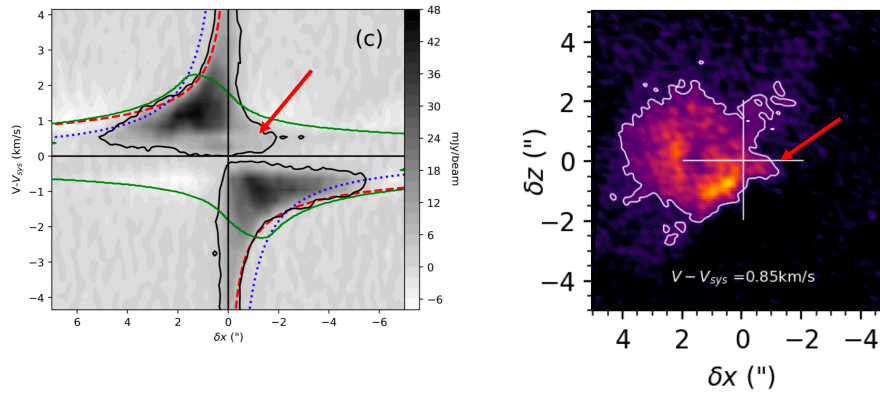


Fig. 5.13.: Gauche : diagramme P.V de l'émission ^{13}CO moyennée sur la région $-2 < \delta z < 2$. La courbe rouge correspond à une rotation Képlérienne avec une masse centrale de $1.1 M_{\odot}$, La courbe bleue correspond à un profil de rotation avec conservation du moment cinétique spécifique $v \propto 1/r$. Le contour vert correspond à un modèle axisymétrique d'une couche en effondrement dans les régions équatoriales ($R_d = 200$ au, $\theta_0 = 60^\circ$, voir Sect. 2.4.2). Droite : carte par canaux de l'émission ^{13}CO à la vitesse $V - V_{sys} = 0.85$ km/s. La flèche rouge indique la même région du cube de données que dans le diagramme P.V.

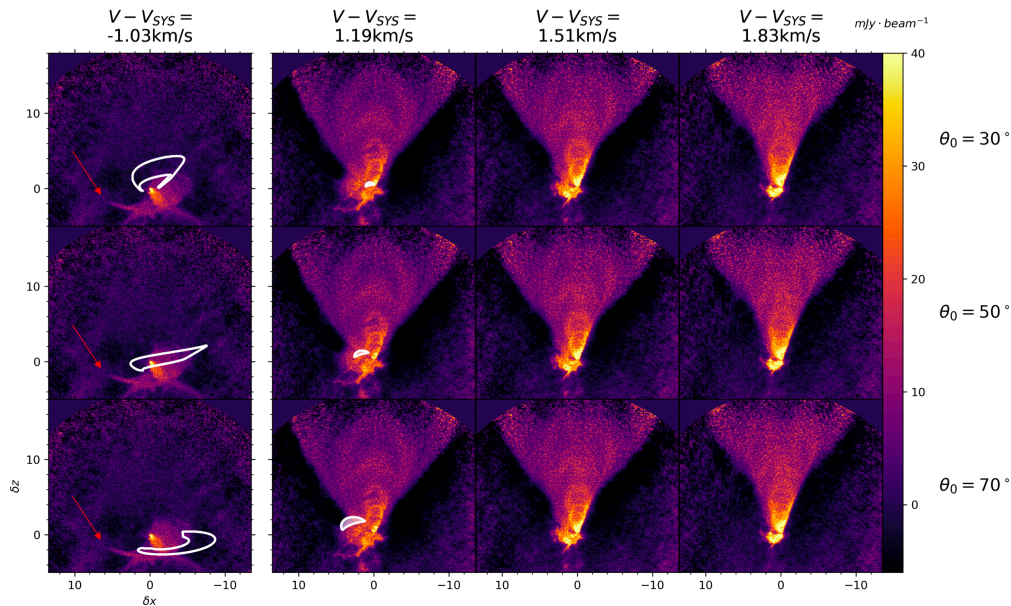


Fig. 5.14.: Cartes par canaux de l'émission CO à différentes vitesses projetées. Les contours blancs tracent l'émission attendue d'une couche en effondrement suivant les équations de Ulrich (1976) (voir Sect. 2.4.2.) avec $R_d = 700$ au et $\theta_0 = 30, 50, 70^\circ$

5.5 Contraintes sur la structure du flot CO redshifté

Les données continues, ^{13}CO (2-1) et C^{18}O (2-1) m'ont permis d'étudier en détail le disque d'accrétion de DG Tau B. Je n'ai pour l'instant présenté aucun résultat sur

l'émission CO (2-1), car le flot domine complètement l'émission. Dans cette section je présente les différents résultats observationnels tirés de l'observation de l'émission CO (2-1), je décris aussi les contraintes obtenues indépendamment des modèles sur le flot moléculaire. Ces contraintes me permettront de comparer plus efficacement avec les différents modèles de formation de flot moléculaire en Sect 6.1 et 6.2.

5.5.1 La morphologie du flot redshifté

La résolution spectrale et angulaire d'ALMA, ainsi que la sensibilité acquise par la durée d'observation permettent de sonder des zones jamais observées auparavant. La Fig. 5.15 présente 6 cartes par canaux du flot redshifté de DG Tau B ainsi que deux diagrammes P.V transverses. Les cartes par canaux aux vitesses projetées $V - V_{sys} > 2$ km/s présentent un flot conique très similaire aux observations précédentes (Zapata et al., 2015; Padgett et al., 1999). En particulier, Garufi et al. (2020) ont montré que la lumière diffusée observée par Padgett et al. (1999) coïncidait spatialement avec la base conique du flot CO.

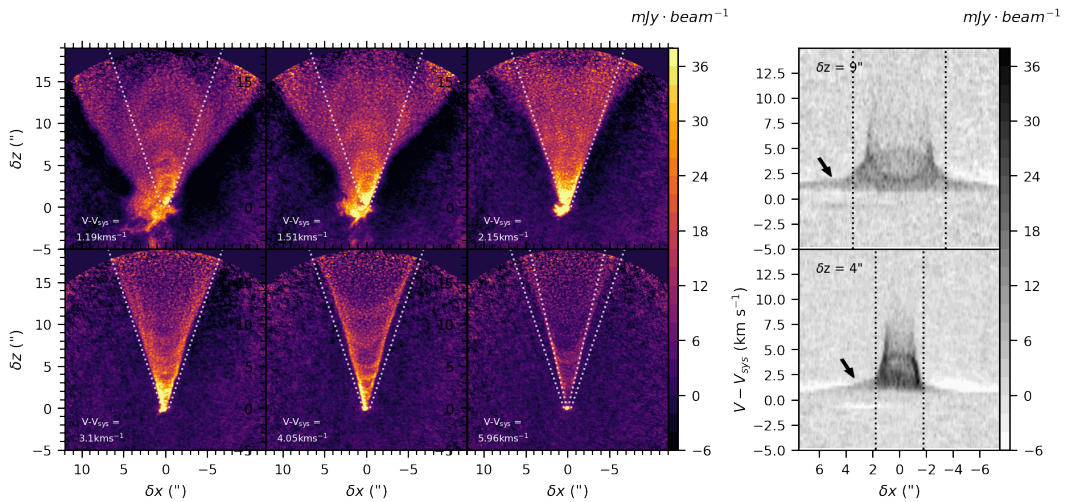


Fig. 5.15.: Gauche : cartes par canaux du cube de données à différentes vitesses projetées. Les lignes en pointillés représentés sur toutes les cartes correspondent à la limite externe du flot conique ($\theta = 17^\circ$). Les lignes tracées sur la carte à $V - V_{sys} = 5.96$ km/s correspondent à un angle de 11° , donnant la limite du cône interne. Droite : diagrammes P.V transverses moyennés sur des tranches de $\Delta Z = 0.2''$ pour des hauteurs de $4''$ et $9''$. Les lignes noires représentent la délimitation externe du flot conique à la hauteur du diagramme P.V. Les flèches noires indiquent le piédestal du flot externe.

La variation de l'angle d'ouverture du cône avec la hauteur et la vitesse projetée étaient difficiles à étudier sur les anciennes observations à cause de la faible résolution. Ici, on peut voir que pour une vitesse projetée fixe, l'angle d'ouverture pour des vitesses $V - V_{sys} > 2$ km/s semble rester constant avec la hauteur, excepté pour les régions $> 10''$, où le cône semble s'ouvrir de quelques degrés. Il est aussi intéressant de voir que l'angle du cône varie avec la vitesse projetée. L'angle d'ouverture est

d'environ 17° à $V - V_{sys} = 2.15$ km/s et diminue jusqu'à atteindre 11° à la base du flot pour des vitesses $V - V_{sys} > 5$ km/s (voir Fig. 5.15). Lorsque la vitesse dépasse 5 km/s, l'angle d'ouverture reste quasiment constant avec la vitesse projetée. Il y a donc un cône interne. Cette tendance est aussi visible sur les diagrammes P.V transverses. La structure trapézoïdale observée par Zapata et al. (2015) est toujours visible. Pour les vitesses $V - V_{sys} > 2$ km/s, l'extension radiale diminue lorsque la vitesse augmente. Le rayon reste constant lorsque $V - V_{sys} > 5$ km/s. Ainsi, le flot conique montre une variation d'angle d'ouverture avec la vitesse projetée. Ce résultat n'avait pas été observé sur les études précédentes.

Comme indiqué en Sect. 3.4.1, une telle morphologie trapézoïdale du cône indique que le flot moléculaire conique doit être expliqué par un empilement de couches. Le fait que le rayon diminue avec la vitesse projetée indique que les couches internes sont plus rapides. Cette structure en cisaillement a été sous-entendue par Zapata et al. (2015) sans être explicitement décrite. Une telle structure rappelle directement la morphologie en pelure d'oignon observée sur le jet DG Tau par Bacciotti et al. (2000), cependant la grosse différence ici est que la variation de vitesse est comprise sur une épaisseur relativement faible plutôt que d'aller jusqu'à l'axe du flot. En effet, aucune émission CO n'est observée dans la région interne $\theta < 11^\circ$.

Les cartes par canaux à faible vitesse ($V - V_{sys} < 2$ km/s) révèlent que le flot conique est entouré par une émission beaucoup plus large. Cette région est aussi visible sous la forme d'un piédestal dans les diagrammes P.V transverses (indiqués par une flèche noire dans la Fig. 5.15). Contrairement au cône, cette région est de forme parabolique et sa distance à la source augmente lorsque la vitesse projetée augmente (\equiv accélération apparente). Sa faible vitesse indique que la structure est principalement absorbée par le milieu, pour des vitesses projetées comprises entre -1 et 1 km/s. Cette région n'a clairement pas la morphologie d'une structure en effondrement (voir Fig. 5.14), c'est donc une composante du flot moléculaire. Il est aussi possible d'observer une rotation. La manière la plus simple d'observer la rotation est via les diagrammes P.V transverses. On peut voir que la partie $\delta x > 0$ est légèrement plus redshiftée que la partie $\delta x < 0$ qui est principalement absorbée par le milieu. L'autre manière de voir cette rotation est dans l'asymétrie du flot dans les cartes par canaux, notamment à $V - V_{sys} = 1.19$ km/s.

Séparer ou non ces deux composantes a été le sujet de quelques débats agités dans le cadre de ma thèse. Bien que le large flot parabolique et le flot conique ont des morphologies et dynamiques bien différentes, rien n'exclut que leur origine soit identique. La différence entre les deux composantes, abrupte pour le diagramme P.V transverse à $\delta x = 4''$, semble être relativement lisse pour le P.V transverse à $\delta x = 9''$. Cependant, la composante conique peut être étudiée en détail, contrairement au flot parabolique qui ne peut être comparé qu'à des modèles. Il est donc nécessaire de

séparer les deux composantes. Nous avons choisi pour les deux papiers d'appeler "Flot conique" (conical outflow) la partie avec une vitesse projetée supérieure à 2 km/s. La partie de vitesse projetée inférieure à 2 km/s est appelé "flot externe" (outer flow). La partie modélisée du flot externe sera principalement le bord externe : La structure parabolique en accélération apparente. Je vais par la suite caractériser et modéliser les deux composantes, elles seront ensuite regroupées afin d'avoir une vision globale cohérente pour le flot dans son ensemble.

Des informations importantes peuvent être extraites directement à partir de ces observations. Zapata et al. (2015) ont décrits le flot conique par une interaction entre un vent interne et une enveloppe en rotation. Les observations de la lumière diffusée Infrarouge par Padgett et al. (1999) très similaire à l'émission CO vient conforter cette hypothèse. En effet, il est souvent supposé que la lumière diffusée trace l'interface entre une éjection interne et l'enveloppe plus dense. Cependant la présence d'un flot externe rend difficile cette hypothèse, car le cône n'est pas entouré d'une enveloppe mais bien d'une éjection. Ces résultats impliquent que les nébuleuses par réflexion ne tracent par forcément l'interaction directe avec l'enveloppe.

Malgré la présence de ce large flot externe, nous avons quand même comparé la dynamique et morphologie du flot conique aux modèles d'interaction avec une enveloppe (Sect. 6.1). La raison, outre la prédominance de ces modèles dans l'étude des flots moléculaires, est la présence de signatures de variabilité dans le flot moléculaire (voir Sect. 6.1.1) que je vais maintenant décrire et caractériser.

5.5.2 Des variations d'émissivité dans le flot

En plus de la morphologie atypique de DG Tau B, les cartes par canaux révèlent des variations d'émissivité très intéressantes. La Fig. 5.16 présente plusieurs cartes par canaux et diagrammes P.V transverses. Trois types de structures sont observés. Je choisis ici de les nommer par leurs noms utilisés sur le papier : *arches*, *fingers* et *cusps* :

- Les arches sont visibles à faible vitesse projetée, principalement sur la carte par canaux à $V - V_{sys} = 1.19$ km/s. Elles ont la forme de boucles orientées vers le bas. L'extension radiale de la plus grosse arche est plus importante que la limite externe du flot conique indiqué par les pointillés sur la Fig. 5.16, ce qui suppose que cette structure est (au moins partiellement) extérieure au flot conique. Il semble que les arches montent en altitude lorsque la vitesse projetée augmente. Cependant, bien que le contraste des arches soit important

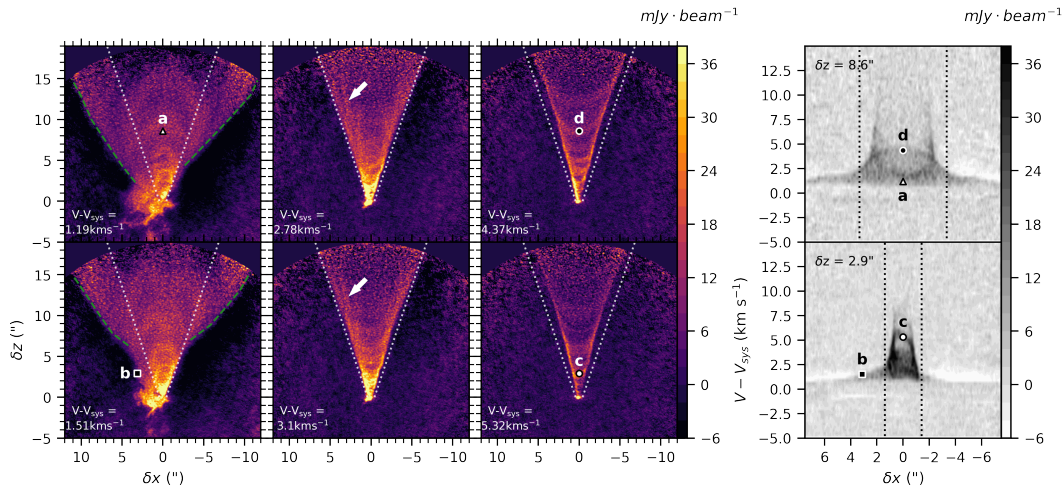


Fig. 5.16.: Gauche : cartes par canaux du cube de données à différentes vitesses projetées. Les lignes en pointillées représentées sur toutes les cartes correspondent à la limite externe du flot conique ($\theta = 17^\circ$). Droite : diagrammes P.V transverses moyennés sur des tranches de $\Delta Z = 0.2''$. Les lignes noires indiquent la limite externe du flot conique à la hauteur du diagramme P.V. Les point a,b,c,d représentent différentes positions sur le cube de données, indiqué sur les cartes par canaux et diagrammes P.V.

à $V - V_{sys} = 1.19$, il est beaucoup plus faible sur d'autres cartes par canaux. Cela rend difficile l'étude de ces arches sur plusieurs vitesses projetées.

- Les fingers sont visibles aux vitesses intermédiaires ($V - V_{sys} = 2.3 - 3.2$ km/s). Les fingers ont un contraste très faible et sont par conséquent plus difficiles à caractériser. Ces structures ont la forme de lignes visibles à l'intérieur du flot conique et connectées au bord du cône (voir flèches blanches sur la Fig. 5.16). Elles sont quasiment verticales pour la carte par canaux à $V - V_{sys} = 2.46$ km/s et s'ouvrent avec la vitesse projetée jusqu'à devenir quasiment tangente au cône à $V - V_{sys} = 3.42$ km/s.
- Les cusps sont visibles à hautes vitesses ($V - V_{sys} > 3.1$ km/s). Les cusps sont des structures en forme de "U" se projetant à l'intérieur du flot conique. Leur contraste est maximal pour une vitesse projetée de $V - V_{sys} = 4.37$ km/s et diminue graduellement. Contrairement aux arches et fingers, il est possible d'observer les cusps sur beaucoup de cartes par canaux (voir Fig. 5.17). En particulier, les cusps suivent une dynamique d'apparente accélération : leur hauteur augmente avec la vitesse projetée.

La table 5.4 regroupe les différentes caractéristiques des arches et cusps. Les arches sont nommées A0-3 et les cusps U0-5. Le numéro le plus bas correspond à la distance à la source la plus importante. Les arches ont été caractérisées sur la carte par canaux à $V - V_{sys} = 1.19$ km/s. La position de l'apex de l'arche ainsi que l'extension radiale

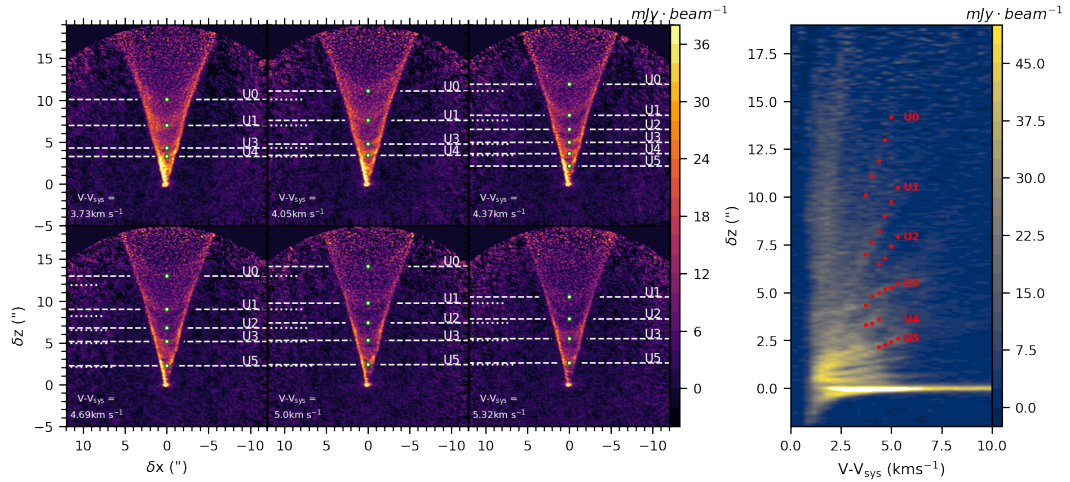


Fig. 5.17.: Gauche : cartes par canaux du cube de données à différentes vitesses projetées. Les points verts indiquent les positions des cusps U1,2,3,4,5. Les lignes en pointillés permettent de suivre la variation des cusps avec la vitesse projetée. Droite : diagramme P.V longitudinal estimé à $\delta x = 0$ sur une tranche de largeur 0.2". Les points rouges indiquent les positions des cusps pour différentes vitesses projetées.

maximale est déterminée. En ajustant à la main ces arches par une ellipse, le rapport d'axe (défini par le rapport entre l'extension en hauteur et l'extension radiale de l'ellipse) de cette arche peut aussi être estimé. Les cusps ont été caractérisés par leur position à $V - V_{sys} = 4.37$ km/s. Chaque cusp peut être suivi sur différentes cartes par canaux, le nombre de cartes par canaux est appelé N_{chan} . L'augmentation moyenne en hauteur en fonction de la vitesse projetée (en "/km s⁻¹) est aussi définie. Le diagramme longitudinal suggère l'existence de cusps supplémentaires à basse altitude et plus haute vitesse, mais la caractérisation sur les cartes par canaux est beaucoup plus difficile. Il est intéressant de noter que l'écart entre les cusps semble être relativement constant, sauf pour la différence entre U0 et U1 (c'est particulièrement visible sur la Fig. 5.17 pour une vitesse projetée de $V - V_{sys} = 4.37$ km/s).

Ces arches, fingers et cusps n'ont jamais été observés dans les études précédentes. La raison est principalement la faible résolution et sensibilité des observations effectuées avant ALMA. Dans le cas de l'étude de Garufi et al. (2020), seulement le flux intégré est représenté, les cartes par canaux de leurs observations devraient a priori indiquer des structures similaires. La comparaison entre les deux observations pourrait être intéressante.

Des variations d'émissivité sous forme d'ellipses sont aussi observées dans les diagrammes P.V. Le haut des ellipses semble être associé à des cusps (point d dans Fig. 5.16) tandis que le bas est potentiellement associé à des arches (point a). Des ellipses dans le diagramme P.V rappellent énormément des couches uniques (Voir

Tab. 5.4.: Caractéristiques des arches et cusps.

Arch			
Name	position à $V - V_{sys} = 1.19 \text{ km/s}$	Extension radiale à $V - V_{sys} = 1.19 \text{ km/s (")}$	Rapport d'axe à $V - V_{sys} = 1.19 \text{ km/s}$
A0	14.9 ± 0.2	9.7 ± 0.3	1.4
A1	9.4 ± 0.2	?	?
A2	6.2 ± 0.2	1.5 ± 0.3	1.2
A3	3.7 ± 0.2	1 ± 0.2	1.4
Cusps			
Name	position à $V - V_{sys} = 4.37 \text{ km/s (")}$	N_{chan}	dérivée ("/ km/s)
U0	11.9 ± 0.2	(5)	3.2 ± 0.5
U1	8.2 ± 0.2	(6)	2.2 ± 0.3
U2	6.5 ± 0.1	(4)	1.4 ± 0.5
U3	5.0 ± 0.1	(6)	0.7 ± 0.4
U4	3.6 ± 0.1	(3)	0.5 ± 0.2
U5	2.2 ± 0.1	(4)	0.4 ± 0.2

Sect 3.3.3). Ces structures sont cependant beaucoup plus difficiles à observer sur différents diagrammes P.V, ce qui rend une caractérisation beaucoup plus ardue.

5.5.3 Estimation du P.A du flot moléculaire

Dans cette section je développe une méthode pour caractériser précisément le P.A du flot moléculaire. Cette méthode est montrée en Fig. 5.18.

Afin de déterminer le centre de la couche en fonction de la hauteur, j'utilise le diagramme P.V correspondant à une coupe horizontale du cube de données à une hauteur δz . L'émissivité est ensuite intégrée de $V - V_{sys} = 6.64 \text{ km/s}$ à $V - V_{sys} = 9.77 \text{ km/s}$ pour chaque hauteur. Cela donne le profil radial d'émissivité de la région haute vitesse qui est quasiment verticale sur les diagrammes P.V. Prendre une gamme de vitesse projetée aussi large permet de négliger au maximum les effets dus à la rotation des couches. Le profil radial a deux pics d'émissivité correspondant aux bords de la composante haute vitesse (voir Fig. 5.18). Ces deux pics sont ajustés par des courbes Gaussiennes, ce qui nous permet de déterminer précisément leurs positions ainsi que les incertitudes correspondantes. La valeur moyenne des deux pics donne donc la position du centre.

La Fig. 5.18 présente le déplacement radial de la couche haute vitesse en fonction de la hauteur pour trois différentes rotations du cube de données, correspondant à différentes valeurs de P.A. Si la valeur du P.A correspond au P.A du flot, le déplacement radial sera inexistant. En revanche, si le P.A n'est pas bon, le déplacement radial va augmenter linéairement avec la hauteur. Le déplacement radial est minimisé pour

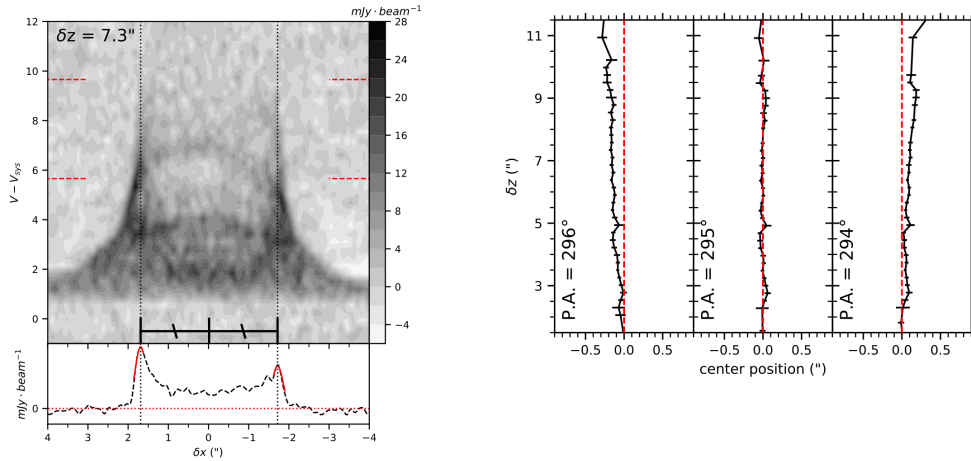


Fig. 5.18.: Gauche : diagrammes P.V. estimés par une coupe horizontale du cube de données. Les traits rouges en tirets indiquent les régions utilisées pour intégrer le flux. Le profil radial correspondant est présenté en dessous du diagramme P.V. Les courbes rouges indiquent les solutions Gaussiennes ajustées sur les deux pics. Les traits noirs verticaux indiquent la position des pics. La valeur moyenne des valeurs de rayon donne le centre de la couche. Droite : Détermination du déplacement radial de la composante haute-vitesse en fonction de la hauteur pour différentes rotations du cube de données.

un P.A de $295 \pm 1^\circ$. Cette estimation est cohérente avec celle de $296 \pm 1^\circ$ estimée par Mundt et al. (1987) et le P.A du disque estimé à $25.7 \pm 0.3^\circ$ (correspondant à un P.A du flot de $295.7 \pm 0.3^\circ$ si le flot est perpendiculaire au disque). La Fig. 5.18 ne montre aussi aucune signature claire de déplacement radial. Ce qui est cohérent avec l'absence de déplacement radial périodique de l'axe d'éjection (appelé pour la suite "wiggling" pour simplifier) observée sur le jet (Mundt et al., 1991). À partir des barres d'erreur, l'angle maximal de wiggling est estimé à 0.5° .

Les images présentées dans ce chapitre correspondent au cube de données tourné pour compenser le P.A de 295° . Une fois cet angle bien défini, la méthode de tomographie peut être appliqué au flot de DG tau B.

5.5.4 La tomographie du flot conique

La structure trapézoïdale des diagrammes P.V dans le domaine $V - V_{sys} > 2$ km/s rend possible l'utilisation de la méthode de tomographie afin de créer une carte 2D de V_Z et V_ϕ . (voir Sect. 3.4). Une différence importante avec les modèles analytiques présentés dans la section 3.4.1 est que les observations présentées ici sont bruitées et ont un beam spectral et spatial. Le défi principal est de savoir comment caractériser efficacement le bord du diagramme P.V. Considérer le maximum d'émissivité comme

fait par Zapata et al. (2015) est efficace si la résolution spatiale et spectrale est faible mais devient discutable lorsque la résolution augmente.

Méthode

Nous avons effectué cette étude pour les vitesses supérieures à 2 km/s, pour éviter d'être contaminé par le flot externe. Ne pas utiliser la même méthode sur le flot externe est un choix qui a été fait pour deux raisons : L'angle d'ouverture du flot externe semble être très important ($\geq 30^\circ$), ce qui induit un biais très important sur l'estimation de V_Z (voir Sect. 3.4.2 et 3.4.3). De plus, J'ai précisé précédemment que ce flot externe était principalement absorbé par le milieu, il est possible que le piédestal visible sur le diagramme P.V ne soit que le haut d'une ellipse beaucoup plus large. Dans un tel cas l'estimation de V_Z et V_ϕ sur ce piédestal serait complètement fautive. La méthode n'est pas appliquée sur les régions les plus rapides du flots à cause du faible rapport signal sur bruit ainsi que de l'aspect quasiment vertical du diagramme P.V qui engendre beaucoup d'incertitudes sur l'estimation de la vitesse (voir Sect. 3.4.2 et 3.4.3).

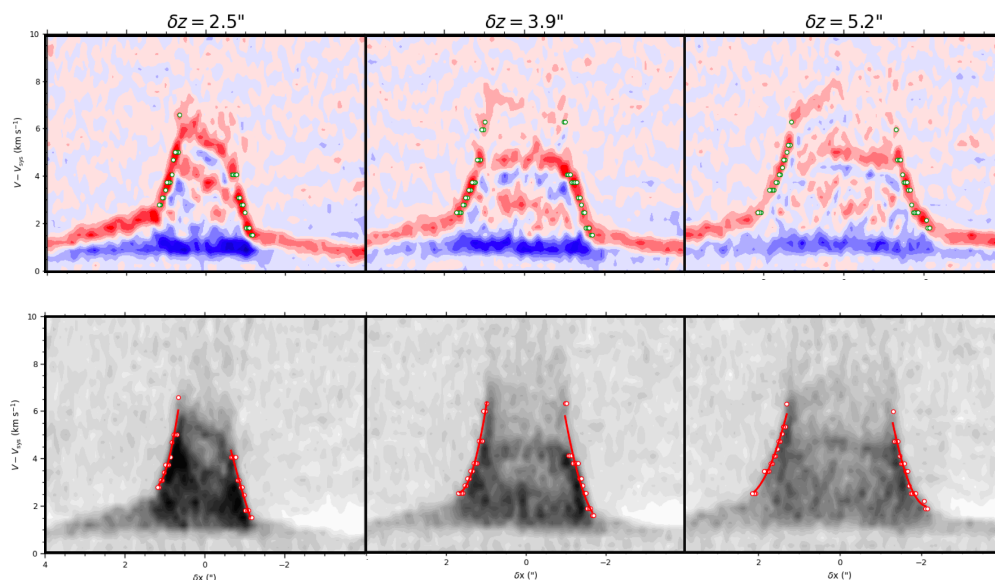


Fig. 5.19.: Panneaux du haut : image de la dérivée du diagramme PV transverse. La dérivée a été effectuée sur l'axe des vitesses. Les régions rouges et bleues indiquent les régions où la dérivée est respectivement positive et négative. Les points verts représentent les positions où la dérivée est maximale. Bas : Diagrammes P.V dont la dérivée est montrée plus haut. Les points rouges sont identiques aux points verts représentés sur les panneaux du haut. La courbe rouge correspond à un ajustement polynomial de ces points.

Le choix que nous avons fait pour caractériser le bord du diagramme P.V est de considérer le point de dérivé maximale. La Fig. 5.19 (haut) présente la dérivée spectrale de 3 diagrammes P.V. Les zones rouges et bleues donnent une indication du bord du diagramme P.V. Pour chaque diagramme P.V intégré sur une bande de largeur $\Delta Z = 0.16''$, j'ai déterminé la vitesse V_{los} au point de dérivée maximale pour

chaque position $\delta x = \pm R$ (points verts sur la Fig. 5.19). Bien que la résolution spectrale de 0.3 km/s soit inférieure aux études précédentes, elle devient limitante dans une telle étude. Il était nécessaire de lisser et harmoniser les vitesses projetées radialement et avec la hauteur. Les deux bords de chaque diagramme P.V ont été ajustés par une courbe polynomiale afin de lisser radialement, les vitesses projetées ont ensuite été lissées en hauteur par un filtre Gaussien en δz . L'écart type du filtre Gaussien a été fixé à 0.16" (FWHM = 0.38"). Le résultat est présenté dans la Fig. 5.19 (bas), le bord de diagramme P.V est bien caractérisé par notre méthode.

Cette méthode suppose que toutes les couches sont centrées sur $\delta x = 0$, ce qui est une condition critique. Un déplacement du centre des couches de l'axe $\delta x = 0$ peut être causé par un wiggling du flot et/ou une mauvaise estimation du P.A du flot conique. Le déplacement radial de la région haute vitesse est présenté en Sect. 5.5.3. Aucun déplacement radial dû à un wiggling n'est observé et l'angle de wiggling du flot est estimé à $\leq 0.5^\circ$. Pour la suite je ne considère aucun wiggling, mais son effet sera étudié en Sect. 6.2.5.

Estimation des erreurs

Plusieurs effets peuvent apporter de l'incertitude sur l'estimation de la vitesse $V_{los}(\pm R)$ du bord du diagramme. Premièrement l'incertitude sur le rayon peut créer une erreur sur l'estimation de la vitesse projetée à cause de la pente raide du diagramme P.V, cet effet est très faible car le rayon est très bien contraint si l'on ne considère aucun déplacement radial. En effet la résolution spatiale des données CO est suffisamment élevée pour avoir une erreur négligeable sur la vitesse projetée. L'autre incertitude dépend de l'estimation du maximum de la dérivée. L'incertitude sur l'estimation peut varier selon les régions, spécialement à haute altitude, quand le rapport signal sur bruit est faible. En faisant un ajustement Gaussien de la dérivée des diagrammes P.V, j'ai pu estimer l'incertitude sur l'estimation de la vitesse, qui varie de 0.05 à 0.15 km/s avec une moyenne de 0.08 km/s. J'ai décidé de prendre une incertitude de 0.1 km/s pour l'estimation de V_{los} , cette incertitude est propagée sur l'estimation de V_Z et V_ϕ . V_Z est déterminé en faisant une somme de $V_{los}(\pm R)$ (Eq. 3.15), son incertitude est donc plutôt faible ($\leq 15\%$). En revanche, l'incertitude relative de V_ϕ peut devenir très importante pour les hautes altitudes, lorsque la vitesse de rotation est faible (voir Fig. 5.21).

Résultats

La Fig. 5.20 représente la carte de V_Z et j résultante de l'étude de tomographie. Le moment cinétique spécifique du flot est montré ici plutôt que la vitesse de rotation. La tomographie retranscrit bien la structure conique du flot. Les courbes de V_Z constant sont relativement linéaires avec des angles d'ouverture qui varient de 12° pour les régions les plus rapides à 17° pour les vitesses les plus faibles. L'aspect

cisaillé du flot est aussi très bien visible sur la carte de V_Z avec des vitesses qui diminuent radialement de 14 km/s à 5 km/s.

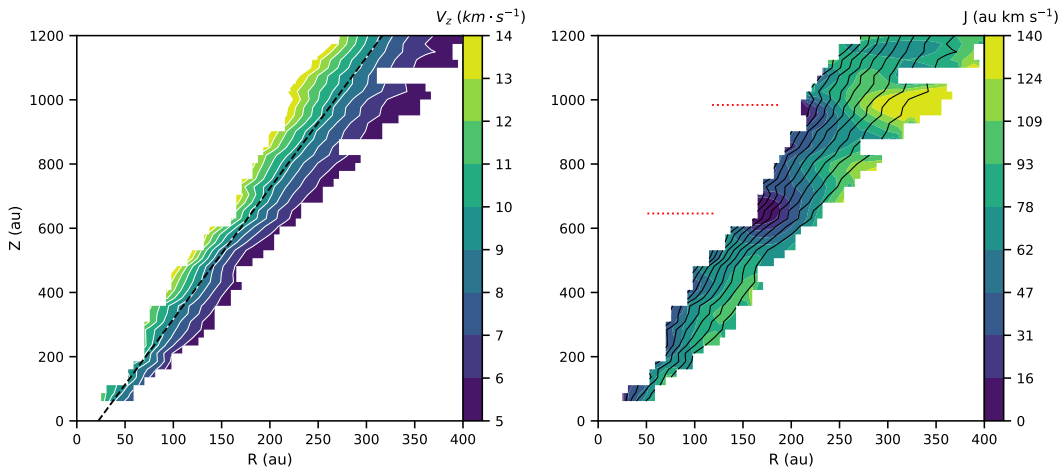


Fig. 5.20.: Cartes tomographiques de V_Z (gauche) et du moment cinétique spécifique j (droite) dans le référentiel du flot. La ligne noire en pointillé représente un ajustement de la région $V_Z = 10 - 11$ km/s par une droite conique. Les deux lignes en pointillés dans la carte de j indiquent les hauteurs des deux extrema en moment cinétique spécifique. Les contours blancs (gauche) et noirs (droite) indiquent les contours de V_Z constants.

Le flot conique tourne dans le même sens que le disque (cela avait déjà été observé par Zapata et al., 2015). Le moment cinétique spécifique varie de 0 à 140 au km/s et, inversement au V_Z , augmente avec le rayon à un Z donné. Cette gamme de moment cinétique spécifique est du même ordre de grandeur que l'ancienne estimation de 150 au km/s par Zapata et al. (2015). Les contours noirs sur la carte de j représentent les contours de V_Z constant, le moment cinétique spécifique semble aussi être plutôt constant le long de ces lignes. Deux irrégularités à cette tendance sont visibles à $Z = 550 - 800$ au où le moment cinétique spécifique diminue jusqu'à atteindre 0 et $Z = 900 - 1100$ au où le moment cinétique spécifique augmente jusqu'à $j \simeq 140$ au km/s. Ces deux extrema ne sont pas dus à des erreurs de notre estimation de j . En effet, la Fig. 5.21 présente une carte par canaux à la vitesse $V - V_{sys} = 4.37$ km/s. Les hauteurs $Z \simeq 650$ au et 1000 au correspondent à des hauteurs projetées de $\delta x = 4.5''$ et $6.5''$. Dans ces régions, des bosses sont observées sur les cartes par canaux (flèches blanches sur la fig. 5.21). Cet effet est donc bien réel.

Biais

Dans les Sect. 3.4.2 et 3.4.3, les biais de la méthode de tomographie ont été estimés, principalement en fonction du paramètre analytique x qui définit le profil du diagramme P.V. L'avantage de ce paramètre est qu'il est quantifiable à partir des observations. La Fig. 5.22 est une image similaire à la Fig. 3.12 avec des composantes additionnelles. Le paramètre x est déterminé dans le domaine de tomographie de DG Tau B ($Z < 1200$ au, $V - V_{sys} > 2$ km/s), un histogramme de

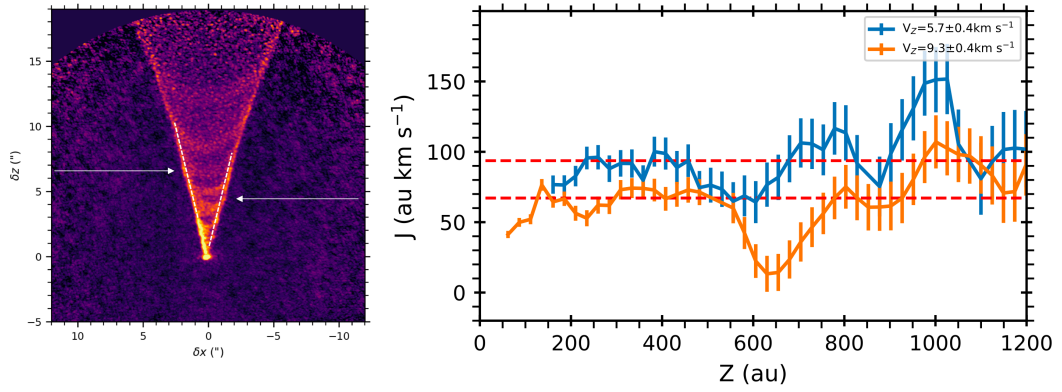


Fig. 5.21.: Gauche : Carte d'émission à la vitesse $V - V_{sys} = 4.37$ km/s, les deux flèches sont placées à des hauteurs $\delta x = 4.5''$ et $6.5''$ et pointent les deux bosses visibles sur la carte. Droite : moment cinétique spécifique j le long d'une ligne de V_Z constant. La gamme de V_Z correspondante est indiquée dans la légende. L'incertitude sur j est propagée à partir de l'erreur sur V_{los} . La ligne rouge représente la valeur médiane de chaque courbe.

ces valeurs est présenté en Fig. 5.22. Le paramètre varie principalement entre 0.25 et 1 mais est principalement situé à $x \simeq 0.5$.

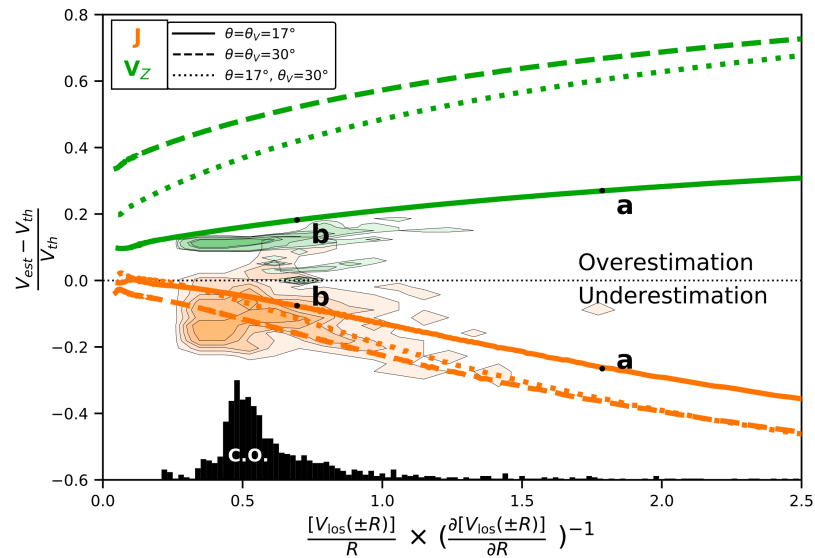


Fig. 5.22.: Représentation du biais relatif sur l'estimation de V_Z (vert) et $j = RV_\phi$ (orange) pour une inclinaison $i = 117^\circ$ en fonction du paramètre x (voir Sect. 3.4.3). Les pointillés, tirets et lignes continues correspondent à différentes configurations de θ et θ_v . L'histogramme noir indique le domaine de x du flot conique. Les surfaces oranges et vertes indiquent le biais relatif en appliquant la méthode de tomographie sur un modèle synthétique. Les contours représentent différentes proportions de la distribution : de 30% à 90% par saut de 15%.

Dans les sect. 3.4.2 et 3.4.3, l'effet du beam spatial n'a pas été pris en compte dans le biais, cet effet est hautement non-linéaire et donc difficile à quantifier analytiquement. Afin de caractériser cet effet, j'ai utilisé le modèle de vent de

disque créé via AxoProj (voir Sect. 6.2) et appliqué la méthode de tomographie. La différence entre le résultat de la tomographie et le modèle a ensuite été estimée en fonction du paramètre x . Les contours de couleurs de la Fig. 5.22 présentent l'écart relatif du modèle. On peut voir que l'estimation de V_Z est plus faible que prévu par la ligne continue, cela peut s'expliquer par le fait que le modèle a des angles d'ouverture θ qui sont plus faibles que 17° . L'estimation du moment cinétique spécifique semble beaucoup plus influencée par l'effet du beam, cela peut s'expliquer par le fait que l'estimation du V_ϕ résulte d'une soustraction, beaucoup plus sensible à l'incertitude sur le V_{los} . Pour la suite de l'étude, nous avons estimé à $\leq 20\%$ les potentiels biais sur l'estimation de V_Z et V_ϕ . Je n'ai pas considéré ces biais dans les barres d'erreur de V_Z et V_ϕ car elles correspondent à une sur-estimation et sous-estimation plutôt qu'une dispersion statistique des valeurs (comme celles créées par l'erreur sur V_{proj} par exemple). Une tomographie plus efficace nécessiterait de compenser cette sur-estimation et sous-estimation, ce qui est difficile sans une connaissance complète du système étudié.

Un effet que je n'ai pas pu prendre en compte dans mon étude est l'impact du bruit sur l'estimation de la dynamique du flot. Créer des simulations d'observations beaucoup plus réalistes permettrait de caractériser en détail cet impact. Néanmoins, le signal sur bruit des diagrammes P.V est très bon, il est possible que cet effet soit minime.

5.5.5 Flux de masse du flot

Une des données importantes de DG Tau B est le flux de masse du flot redshifté. En effet, dans l'étude de Zapata et al. (2015), le flux de masse important ($\sim 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) est l'argument principal pour exclure le modèle de vent de disque.

La masse du flot a été estimée suivant la méthode présentée par Louvet et al. (2018) dans la région délimitée par le cône pour une hauteur comprise entre $2''$ et $8''$. Une gamme de vitesse a aussi été fixée à $V - V_{sys} = 2 - 8 \text{ km/s}$. Le but de cette délimitation spatiale et spectrale est de déterminer le flux de masse pour le flot conique uniquement. La température T_{mb} a été intégrée par tranches de $\Delta Z = 0.7''$ dans cette région. La température d'excitation T_{ex} du CO est fixée à 50K (température maximale dans le domaine).

À la demande du referee, nous avons pris en compte l'effet d'une épaisseur optique sur l'estimation de la masse. La Fig. 5.23a,b présente le rapport T_{12CO}/T_{13CO} intégré radialement pour différentes valeurs de vitesses projetées et de hauteurs. L'intégration radiale a été faite seulement dans la région délimitée par le cône. Prendre en compte l'épaisseur optique du flot nécessite de multiplier la brillance de

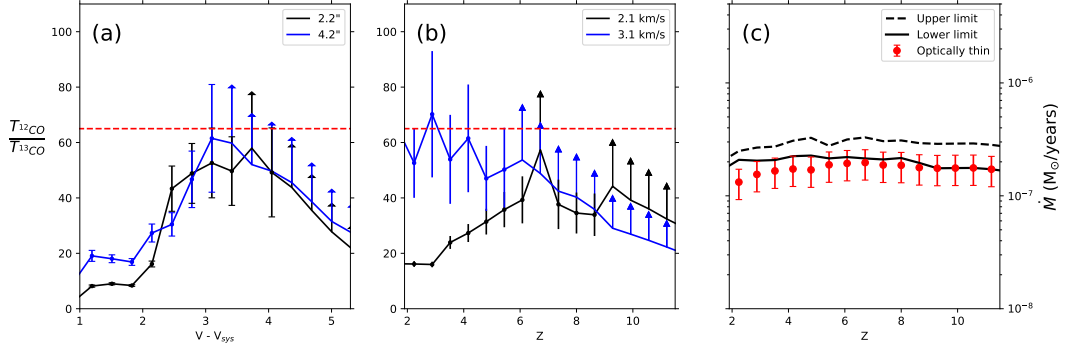


Fig. 5.23.: Rapport T_{12CO}/T_{13CO} moyenné radialement sur différentes régions du cube de données : a) En fonction de la vitesse pour deux tranches de largeur $\Delta Z = 0.7''$ à $\delta z = 2.2''$ et $4.2''$. b) En fonction de la hauteur pour des vitesses projetées de $V - V_{sys} = 2.1$ km/s et 3.1 km/s. Les flèches indiquent les régions où aucun ^{13}CO n'est détecté, dans ce cas précis, la valeur est remplacée par $5\sigma_{T_{13CO}}$. Le trait rouge en tirets correspond au rapport d'abondance $X_{12,13}$ entre le CO et le ^{13}CO , défini à 65 (Goldsmith et al., 2008). c) Flux de masse sous différentes considérations : Hypothèse optiquement mince (rouge), en appliquant le paramètre d'opacité seulement dans les régions où le ^{13}CO est détecté (noir continu), ou en utilisant la valeur $5\sigma_{T_{13CO}}$ lorsque le ^{13}CO n'est pas détecté (noir, en tirets).

CO par un facteur correctif avant d'estimer la masse. Le facteur correctif est défini par :

$$F = X_{12,13} \frac{T_{13CO}}{T_{12CO}} \quad (5.2)$$

Avec $X_{12,13}$ le rapport d'abondance entre le CO et le ^{13}CO , défini à 65 (Goldsmith et al., 2008). Lorsque le ^{13}CO n'est pas détecté, une limite supérieure du ratio est obtenue en remplaçant T_{13CO} par $5\sigma_{T_{13CO}}$, la limite de détection du ^{13}CO . L'autre possibilité est de considérer un flot optiquement mince dans ce cas ($F = 1$).

La masse M_{H_2} par tranche de hauteur est déterminée en appliquant les équations 1,2 et 3 de Louvet et al. (2018), le flux de masse est estimé à partir de $\dot{M} = \frac{M_{H_2} V_Z}{\Delta Z}$. La valeur de V_Z varie selon les régions du flot, une valeur moyenne de V_Z peut être déterminée à partir du moment 1, tel que :

$$V_{Z,val} = -\frac{1}{\cos(i)} \frac{\int T_{CO} V_{los}}{\int T_{CO}} \simeq 9 \text{ km/s} \quad (5.3)$$

La Fig. 5.23c montre le flux de masse du flot sous les différentes hypothèses, il est estimé à $1.7 - 2.9 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Cette estimation est différente d'un facteur 3-10 à l'estimation de Zapata et al. (2015), ce qui est un problème. Plusieurs raisons pourraient expliquer une telle différence : 1) Une erreur de calibration et/ou de réduction sur mes données entraînant un mauvais flux sur mon observation.

2) Des flux négatifs trop importants dans mes observations. 3) Une erreur de calcul/typographie de mon coté ou de L.A Zapata.

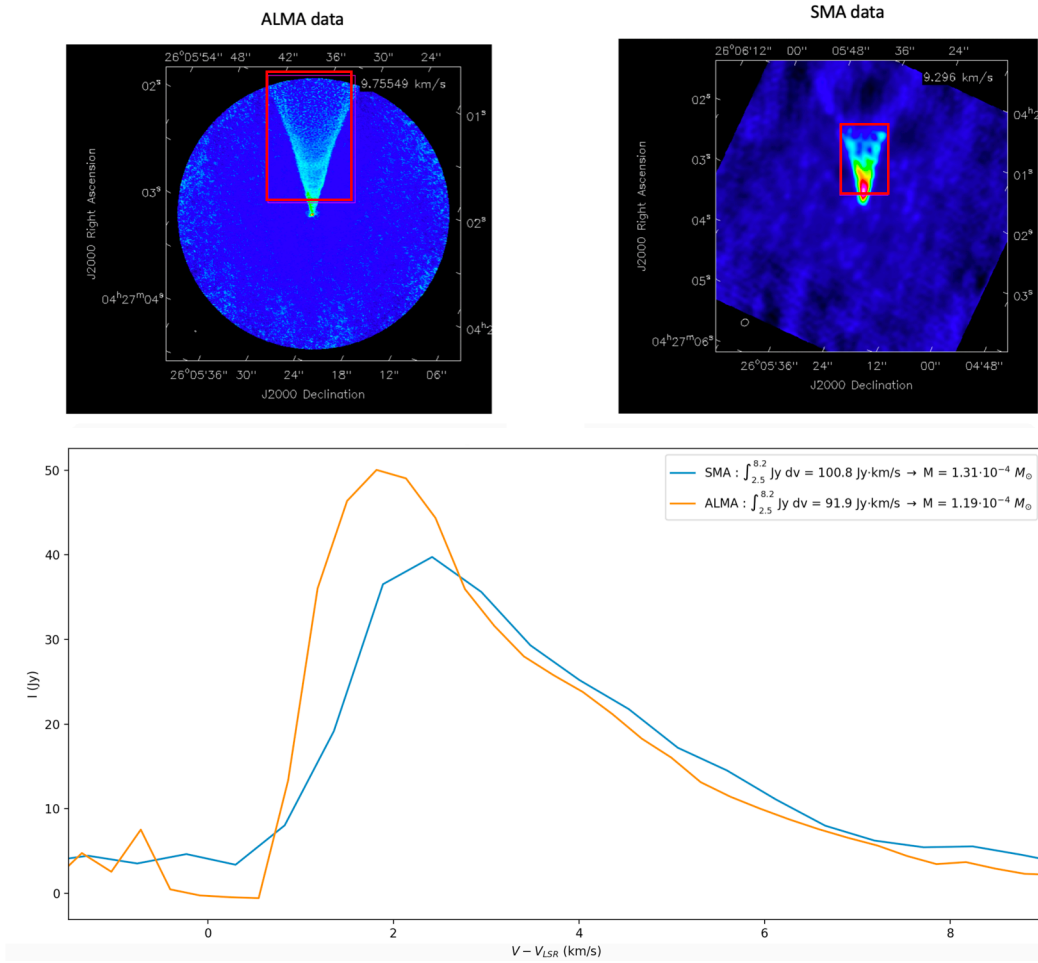


Fig. 5.24.: Haut : données CO(2-1) des données ALMA (gauche) et SMA (droite). La région rouge correspond à un domaine de dimension $12'' \times 18''$. Bas : Flux intégré des deux observations sur ce domaine rouge en fonction de la vitesse projetée. En haut de la figure, sont indiqués le flux intégré sur les vitesses $\int S dv$ ainsi que la masse résultante dans la région rouge.

Après discussion avec L.A Zapata, j'ai pu accéder aux données SMA de DG Tau B (Zapata et al., 2015). La Fig. 5.24 présente les deux observations ALMA et SMA, les deux courbes indiquent le flux intégré dans un rectangle de dimension $12'' \times 18''$ (en rouge sur l'image). Les deux flux intégrés sont quasiment identiques dans le domaine $V - V_{sys} > 2$ km/s. L'explication 1) et 2) peuvent donc être exclues. Nous nous sommes rendu compte qu'il y avait une erreur de typographie dans la masse indiquée du flot moléculaire dans l'étude de Zapata et al. (2015). Le flux de masse du flot de DG Tau B est donc bien de $1.7 - 2.9 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Il est important de noter que le flux de masse est constant avec la hauteur, similairement au flot de HH30 (Louvet et al., 2018). De plus, le flux de masse du flot est

environ 30 fois supérieur au flux de masse du jet (estimé à $6.4 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ par Podio et al., 2011). Ce flux de masse du flot conique très élevé est cependant probablement sous-estimé car je n'ai pas considéré l'émission pour les vitesses inférieures à 2 km/s. Pour un flux de masse estimé dans la région conique et en prenant en compte les vitesses inférieures à 2 km/s, le flux de masse augmente à $2.1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dans l'hypothèse d'une émission optiquement fine. Sans limitations sur la région, le flux de masse augmente à $2.7 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Ces deux valeurs correspondent à une augmentation de 24% et 60%, mais sont probablement des sur-estimations pour le flot conique, à cause de la contamination par le flot externe.

5.6 Conclusion sur l'analyse modèle indépendante

J'ai pu présenter dans cette section les nouvelles données de DG Tau B obtenues avec le télescope ALMA. Grâce à la haute qualité de ces données, de nombreuses informations ont pu être extraites pour la première fois.

Premièrement, les données en continu, ^{13}CO et C^{18}O révèlent que le disque est large en poussière ($R = 174$ au) et en gaz ($R \simeq 700$ au). De plus, le profil d'émissivité du continu montre deux bosses à 62 et 135 au. Aucun sillon n'est détecté, ce qui sous-entend que si la structure est liée à la formation planétaire, nous sommes à la première étape d'agglomération de poussière millimétrique. Cette agglomération pourrait être due à la ligne des glaces (Zhang et al., 2015) ou l'instabilité gravitationnelle (Takahashi and Inutsuka, 2016). Des effets magnétiques non-idéaux (Béthune et al., 2017; Riols et al., 2020) peuvent aussi générer de la structure dans le disque. La large extension ainsi que la structure dans le disque ont été confirmés par l'étude de Garufi et al. (2020).

Le flot conique de DG Tau B, observé par Zapata et al. (2015) a pu être analysé en détail ici. La méthode de tomographie développée a notamment permis de mettre en avant le cisaillement du flot, avec des valeurs de V_Z variant de 15 à 5 km/s pour des angles d'ouverture variant entre 11° et 17° . Le moment cinétique spécifique, beaucoup plus incertain, montre aussi cette structure de cisaillement, avec des valeurs variant entre 40 au km/s pour les régions internes jusqu'à ~ 100 au km/s pour le bord externe du flot conique. Deux variations de moment cinétique spécifique sont observées à $\simeq 600$ et $\simeq 1000$ au, où le moment cinétique spécifique diminue jusqu'à 0 et augmente jusqu'à ≥ 140 au km/s. J'ai identifié et caractérisé trois classes de structures internes dans le flot de DG Tau B : Les arches, fingers et cusps. Ces structures sont observées à différentes vitesses projetées. Les arches et cusps augmentent en hauteur avec la vitesse projetée.

Pour complexifier encore plus l'étude, ce flot conique est entouré par un flot étendu à basse vitesse. Cette cavité semble parabolique avec une accélération apparente (hauteur qui augmente avec la vitesse projetée), cette composante est aussi en rotation dans le même sens que le flot conique. Cette cavité n'est pas l'enveloppe en effondrement, ce qui indique que le flot conique et la nébuleuse par réflexion ne tracent pas l'interaction directe avec l'enveloppe. Ce dernier résultat est en particulier très important, car il a une conséquence directe sur les études essayant de caractériser l'évacuation de l'enveloppe à partir de la morphologie de la nébuleuse par réflexion (Habel et al., [2021](#)).

Modélisation du flot moléculaire

Les nouvelles données ALMA nous ont permis d'extraire énormément d'informations sur la source DG Tau B. Ces informations sont essentielles dans le cadre de la modélisation du flot moléculaire car elles permettent de contraindre les paramètres des différents modèles. Et les contraintes sont nombreuses ! Les modèles doivent reproduire un flot conique avec des angles d'ouverture compris entre 11° et 17° , des vitesses d'éjection $V_Z = 5 - 15$ km/s et des dynamiques de cisaillement ainsi qu'un flot beaucoup plus large et ouvert, avec une accélération apparente. Les modèles doivent aussi reproduire le flux de masse relativement important ($\sim 2 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) ainsi que les structures observées dans le flot (Arches, fingers et cusps), observable à toutes les vitesses.

Trouver un modèle arrivant à reproduire en détail toutes les caractéristiques de DG Tau B est clairement une utopie. La complexité de nos observations dépasse largement nos connaissances sur les flots moléculaires, qui sont souvent décrits par des modèles simples. Cependant, les informations que l'on arrivera à extraire pourront apporter aux théoriciens des contraintes permettant de comprendre plus efficacement le phénomène d'éjection.

À partir de ces données il est difficile d'exclure directement le modèle de vent de disque ou d'interaction par une enveloppe. Dans les deux prochaines sections, je me positionnerais dans chaque paradigme, et essaierais de comparer les prédictions de ces modèles aux contraintes observationnelles.

6.1 Interaction avec une enveloppe

Dans cette section je vais présenter les différents résultats de modélisation dans le paradigme de l'interaction d'un vent interne avec une enveloppe. Ces résultats sont aussi présentés dans le second article de ma thèse qui a été soumis le 17 mai. J'ai présenté en Sect. 2.3.1 et 2.3.2 deux modèles d'interaction avec une enveloppe : une interaction avec un vent grand angle et avec un jet cylindrique. Je vais présenter particulièrement le premier modèle qui est très simple à modéliser. Dans la suite, je vais appeler le modèle d'interaction avec un vent grand angle par son acronyme "WDS", pour simplifier (\equiv Wind-Driven Shell, terme utilisé par Lee et al.,

2001). Les modèles de chocs d'étrave ont des solutions analytiques dans le cas d'une propagation dans un milieu uniforme, mais n'a aucune solution dynamique pour une enveloppe stratifiée ou en effondrement. Il est donc malheureusement impossible pour l'instant de comparer les observations avec des modèles simples de choc d'étrave. Je discuterai cependant dans la section 6.1.4 les problématiques liés au modèle de choc d'étrave.

6.1.1 Légitimité de la WDS

Nous avons essayé de modéliser le flot de DG Tau B par un ensemble de WDS pour plusieurs raisons. La première est que ce modèle est toujours prédominant dans la modélisation des flots moléculaires. Il est donc nécessaire de discuter de ce modèle. Vu que le flot externe et le flot conique ont des dynamiques et des morphologies très différentes, je vais dans la suite séparer l'étude du flot externe et l'étude du flot conique. J'ai montré analytiquement dans la Sect. A que ces modèles prédisent des ellipses émissives dans les cartes par canaux. La distance à la source de ces ellipses augmente avec la vitesse projetée (\equiv loi de Hubble).

Le bord du flot externe a des caractéristiques qui sont similaires au modèle : La structure parabolique sur les cartes par canaux peut potentiellement être expliquée par la moitié d'une ellipse. L'accélération apparente de cette couche est aussi attendue sur ces modèles. La WDS est donc un très bon candidat pour expliquer le flot externe.

Expliquer le flot conique semble plus difficile mais pas impossible. Premièrement, les structures internes présentées en Section 5.5.2 rappellent les ellipses créées par le modèle (voir Sect. A), en supposant que seulement une section de ces ellipses est visible. la WDS permet aussi d'expliquer très simplement l'accélération apparente des cusps visible sur une gamme importante de vitesse projetée. La carte de V_Z du flot conique n'est pas problématique à expliquer par ces modèles. La Fig. 6.1 représente la carte de $\tau = V_Z/Z$ du flot conique, déterminé à partir de la tomographie. Les contours de τ constants sont similaires à des courbes paraboliques (représentés ici en blanc) pour des hauteurs $Z > 500$ au. Le modèle de WDS semble donc aussi tout à fait légitime. Le fait que l'on n'observe pas de couches distinctes comme dans HH46/47 (Zhang et al., 2018) peut provenir d'une résolution spectrale et spatiale trop faible.

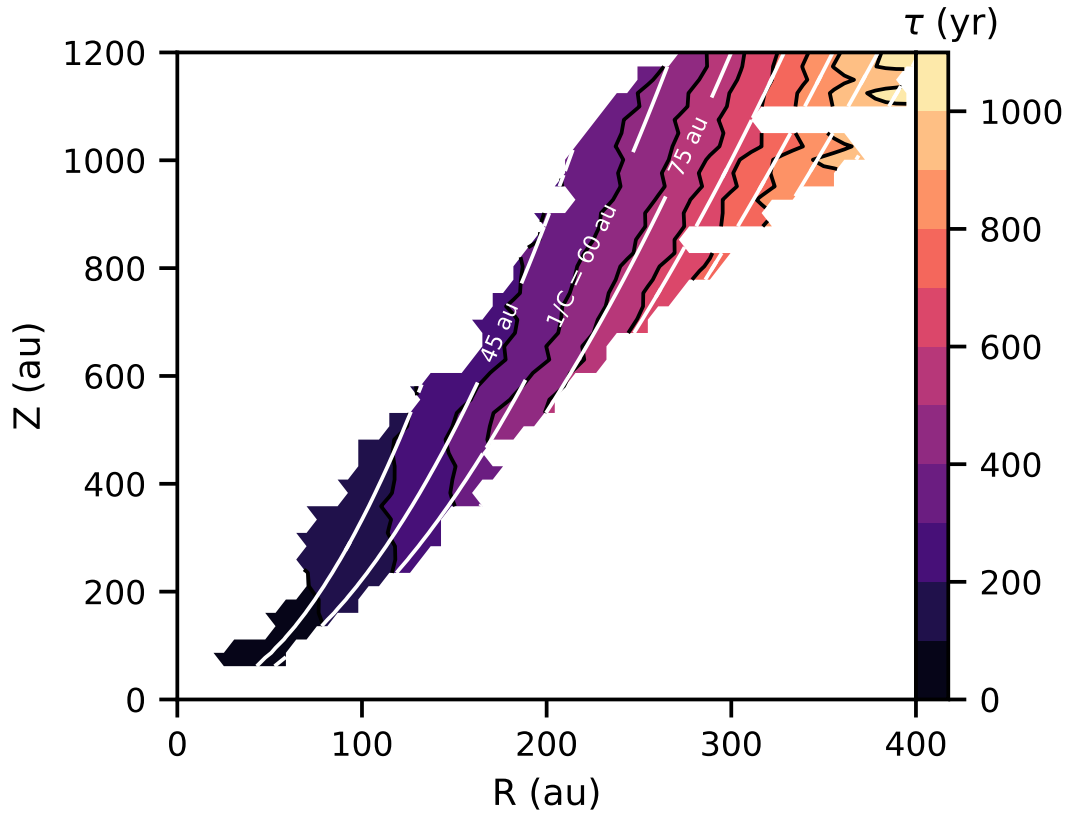


Fig. 6.1.: En couleur est représenté l'âge dynamique $\tau = Z/V_Z$ déterminé à partir de la carte de V_Z . Les lignes blanches correspondent à des courbes paraboliques avec $1/C$ variant de 30 à 135 au, par sauts de 15 au.

6.1.2 Modèle standard de la WDS

Je vais présenter ici la modélisation du flot moléculaire en utilisant un modèle simple de WDS suivant les équations de Lee et al. (2000) (voir Sect. 2.3.1). Je rappelle ici les Eqs. 2.33.

$$Z = CR^2 \quad V_Z = \frac{Z}{\tau} \quad V_R = \frac{R}{\tau} \quad (6.1)$$

Ce modèle est à ce jour le plus utilisé pour représenter une interaction entre un vent interne et une enveloppe. Il est cependant important de noter que ce modèle nécessite des configurations d'enveloppe et de vent interne très spécifiques. L'enveloppe environnante en particulier, doit suivre une loi de densité $\rho \propto \sin^2 \theta / r^2$, ce qui peut être discutable pour une Classe I aussi évoluée que DG Tau B.

Flot externe

Le bord du flot externe est relativement simple à modéliser par une WDS. Afin de reproduire au mieux la rotation observée, un moment cinétique spécifique constant

j a été ajouté aux équations 6.1. Nous avons donc 3 paramètres à ajuster : C , τ et j . C est ajusté par la structure parabolique de la couche, τ est ajusté par l'accélération apparente de la couche (son augmentation en hauteur avec la vitesse projetée). j est quant à lui ajusté à partir de l'asymétrie visible sur les cartes par canaux.

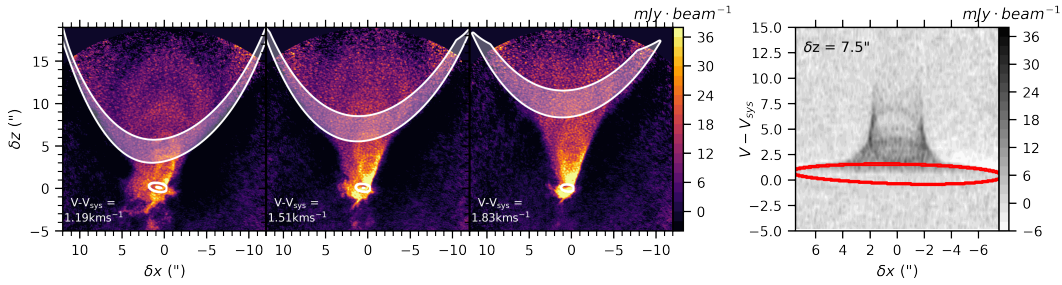


Fig. 6.2.: Panneaux de Gauche : cartes par canaux à différentes vitesses projetées. Le contour blanc indique le modèle d'une WDS caractérisée par les paramètres $C = 10^{-3} \text{ au}^{-1}$, $\tau = 6000 \text{ ans}$ et $j = 250 \pm 50 \text{ au km/s}$, avec une inclinaison $i = 117^\circ$. Droite : Diagramme P.V à $\delta z = 7.5''$ obtenue sur une tranche de $\Delta Z = 0.2''$. Les contours rouges représentent le même modèle de WDS.

L'ajustement des paramètres a été fait à l'œil. La Fig. 6.2 présente différentes cartes par canaux ainsi qu'un diagramme P.V transverse. La dynamique et morphologie du flot externe sont très bien reproduites par une WDS avec les paramètres $C = 10^{-3} \text{ au}^{-1}$, $\tau = 6000 \text{ ans}$ et $j = 250 \pm 50 \text{ au km/s}$. La structure du piédestal visible sur les diagrammes P.V est aussi bien reproduite, on peut voir sur ce diagramme P.V qu'une partie importante du modèle se projette à des vitesses $1 > V - V_{sys} > -1 \text{ km/s}$, et est donc absorbée. Le modèle ne prédit pas d'émission blueshiftée à $V - V_{sys} < -1 \text{ km/s}$, comme observé sur les observations. Il est cependant important de noter que le modèle ne reproduit pas la largeur observée aux hautes altitudes (largeur de $\simeq 3''$ observée à $\delta z \simeq 15''$). Considérer une couche d'épaisseur $\sim 3'' = 500 \text{ au}$ pourrait résoudre ce problème.

Flot conique

Le flot conique est plus complexe à modéliser. Nous avons priorisé la modélisation des structure internes : arches, fingers et cusps (voir Sect. 5.5.2). Les arches sont sans aucun doute les plus simples à ajuster, car l'ellipse est pratiquement entière, permettant de contraindre son rapport d'axe ($\simeq 1.4$, voir sect. 5.5.2). Dans cette section et la section 6.1.3 je ne vais pas prendre en compte l'effet de la rotation dans les ajustements car il n'y a pas d'asymétrie visible sur les arches et cusps. La discussion sur la rotation des WDS se fera en Section 6.1.4.

Les arches ont été caractérisées par différents paramètres, notamment leur largeur et leur position dans la carte par canaux à $V - V_{sys} = 1.19 \text{ km/s}$. Ces deux paramètres sont donc associés à une solution C, τ unique. La Fig. 6.3 présente 3 cartes par canaux ainsi qu'un modèle de WDS créé via AxoProj. Le modèle a été ajusté à l'œil pour avoir la largeur et la hauteur observée sur la carte par canaux à $V - V_{sys} = 1.19$

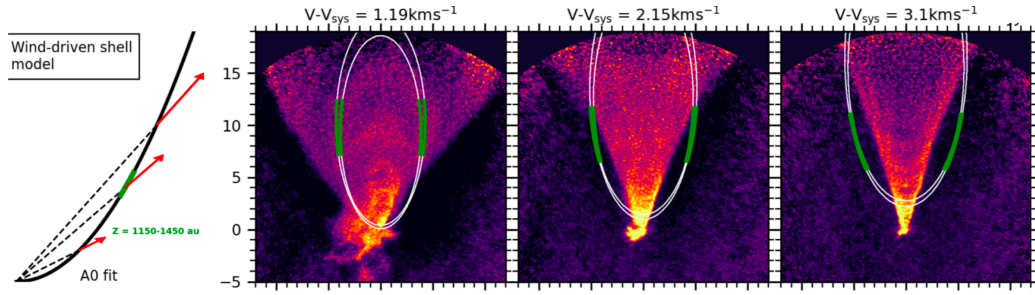


Fig. 6.3.: Gauche : schéma du modèle standard de WDS. Panneaux de droite : cartes par canaux à différentes vitesses projetées. Les contours blancs représentent les contours de la solution de WDS reproduisant l'extension radiale de l'arche A0. Les contours verts correspondent à une gamme de hauteur dans le référentiel du flot défini par $Z = 1150 - 1400$ au.

km/s. Le modèle reproduit efficacement la largeur de l'arche mais pas du tout son extension en hauteur.

Nous avons prouvé dans le second papier (voir Eq. A.16) que le rapport d'axe d'une WDS était simplement $1/\cos i$. Avec une inclinaison de $i = 117^\circ$, le rapport d'axe du modèle sera $\simeq 2.2$, ce qui est trop large pour nos observations. Avec ce modèle, une inclinaison de $i \simeq 135^\circ$ serait nécessaire pour obtenir un rapport d'axe de 1.4. Une variation aussi importante d'inclinaison n'est pas envisageable. En effet, dans ces modèles, l'inclinaison de la couche est fixée par l'inclinaison du vent interne (déterminée à $i \geq 65^\circ$ par Eislöffel and Mundt, 1998 pour le jet blueshifté) et par l'inclinaison de l'enveloppe, et donc du disque (fixée à 117 ± 2 dans la Sect. 5.4). Ce modèle ne pourra donc jamais reproduire les arches dans le flot moléculaire.

Bien que le modèle standard de WDS est exclu, il reste un modèle simple se basant sur des approximations fortes (voir Sect. 2.3.1). Dans la suite je vais proposer une modification ad-hoc de ce modèle pour reproduire le rapport d'axe observé dans les cartes par canaux.

6.1.3 Modèle modifié de la WDS

La manière la plus simple de réduire le rapport d'axe des modèles est de réduire l'extension en hauteur des ellipses. La projection de ces régions se fait en $\delta x \simeq 0$, ce qui correspond à $\phi = \pm\pi/2$ (Eq. 3.4). Cette zone est très sensible à la valeur de V_R (Eq. 3.6). Il est donc possible de réduire le rapport d'axe en réduisant la valeur de V_R . Nous avons choisi d'utiliser un paramètre ad-hoc η tel que :

$$Z = CR^2 \quad V_Z = \frac{Z}{\tau} \quad V_R = \frac{\eta R}{\tau} \quad (6.2)$$

Dans un tel modèle, la vitesse n'est plus strictement radiale. Nous ne sommes donc plus dans l'hypothèse d'un mélange complet avec une enveloppe statique. Le rapport d'axe peut être aussi estimé analytiquement à $(\eta \tan^2 i + 1) |\cos i|$ (Voir Eq. A.16). Ici le but est de réduire ce rapport, on est donc dans le cas $\eta < 1$.

Les arches dont le rapport d'axe peut être estimé ont été ajustées par ce modèle. La cusp la plus basse (U5) a aussi été ajustée. Dans la suite je vais nommer WDS-A0/3 et WDS-U5 les solutions des WDS modifiés reproduisant les différentes structures internes. La Fig. 6.4 présente différentes cartes par canaux et les différents modèles ajustés pour reproduire les arches à $V - V_{sys} = 1.19$ km/s. Les paramètres de ces solutions ont aussi été indiqués dans la Table 6.1. Sur cette table a aussi été indiquée la valeur de V_Z à un angle de $\theta = 14^\circ$, cette valeur est définie par $V_Z(\theta) = (\tau C \tan \theta)^{-1}$. Cet angle correspond à l'angle moyen du flot conique et permet donc de comparer avec les valeurs obtenues via la tomographie.

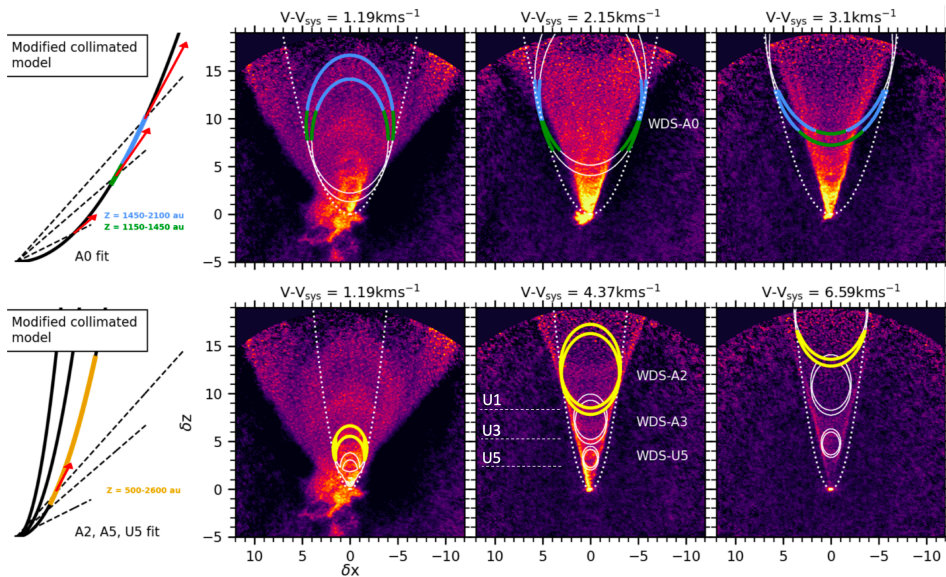


Fig. 6.4.: Gauche : schéma du modèle modifié de WDS. Panneaux de droite : cartes par canaux à différentes vitesses projetées. La ligne du haut représente le modèle WDS-A0, la ligne du bas les modèles WDS-A2/A3 et WDS-U5 (voir Table 6.1). Similairement à la Fig. 6.3, les couleurs indiquent une gamme de hauteur spécifique dans le référentiel du flot (les hauteurs sont présentées à gauche). L'échelle de hauteur bleue permet de reproduire l'arche mais n'arrive pas à reproduire efficacement la cusp. L'échelle de hauteur verte reproduit la cusp mais pas l'arche. L'échelle de hauteur jaune reproduit une arche et un cusp mais dessine une ellipse complète aux vitesses intermédiaires.

Les arches à $V - V_{sys} = 1.19$ km/s sont bien reproduites par ces modèles, les η sont égaux à $\simeq 0.5$ dans toutes les solutions (le η de la solution WDS-U5 a été fixé à 0.5). L'intervalle de temps entre deux couches varie de 300 à 750 ans. Les vitesses à $\theta = 14^\circ$ correspondent aussi à la gamme de vitesse observée sur la tomographie. Il est aussi intéressant de voir que les modèles utilisés pour reproduire les arches reproduisent aussi parfaitement les cusps. La carte par canaux à $V - V_{sys} = 4.37$

Tab. 6.1.: Paramètre des modèles collimatés de WDS présentés en Fig. 6.4.

Name of model	C (au^{-1})	τ (yr)	η	$V_Z(\theta = 14^\circ)$ (km s^{-1})
WDS-A0	0.003	1600	0.6	16
WDS-A2	0.01	850	0.5	9
WDS-A3	0.02	500	0.5	7.5
WDS-U5	0.04	220	0.5	8.5

km/s montre les positions des cusps U1,U2 (Similaire à la Fig. 5.17), qui sont bien reproduits par les modèles WDS-A2, WDS-A5. Cependant, ce modèle fait face à trois complications que je vais présenter dans la suite, par ordre d'importance.

Problème 1 : Une vitesse constante avec la hauteur

La loi de Hubble des WDS entraîne une augmentation linéaire de la vitesse avec la hauteur, jusqu'à atteindre la vitesse poloïdale du jet ($\simeq 125$ km/s Eislöffel and Mundt, 1998). Le modèle peut donc se projeter à des vitesses très importantes (voir Fig. 6.5a). Cependant la vitesse projetée maximale du flot est estimée à $V_{max} = 8 \pm 1$ km/s, et reste constante avec la hauteur (voir Fig. 6.5b). Afin d'expliquer les observations, les couches paraboliques doivent donc être tronquées, ou avoir leur émissivité réduite de façon importante pour les vitesses $> V_{max}/\cos i \simeq 18$ km/s. De façon intéressante, cette valeur limite est proche de la vitesse de dissociation du CO de 20 km/s (Wilgenbus et al., 2000). La Fig. 6.5c) présente la région de coupure estimée à partir des modèles WDS-U5, WDS-A3/A2. Elle correspond à une région qui semble globalement conique avec un angle de 9° .

Problème 2 : Pas d'ellipses observées

Comme présenté en Sect. 3.3.2 et A, les modèles de WDS prédisent des ellipses parfaites dans les cartes par canaux. Il a aussi été montré qu'ajouter un facteur $\eta \neq 1$ créait aussi des ellipses dans les cartes par canaux. Or aucune ellipse complète n'est observée sur les cartes par canaux en CO de DG Tau B, seulement des arches, fingers et cusps. Il est cependant possible d'assimiler chacune de ces structures à des portions d'ellipses : Le haut des ellipses pour les arches, les côtés pour les fingers et le bas pour les cusps.

Les couleurs dans la Fig. 6.4 représentent différentes gammes de hauteurs pour une WDS donnée. Reproduire des arches, fingers et cusps est possible en considérant que l'émission est restreinte sur une gamme de hauteur. Cette possibilité est déjà contestable car j'ai précisé précédemment qu'on devait considérer une troncation beaucoup plus haute pour reproduire la vitesse maximale de 8 km/s. De plus, les gammes de hauteurs nécessaires pour reproduire l'arche A0 et la cusp U1 sont inconsistantes. Les fingers prédits sont aussi beaucoup plus larges que prévus par les observations. Dans le cas des solutions WDS-A2/A3/U5, la gamme de hauteur

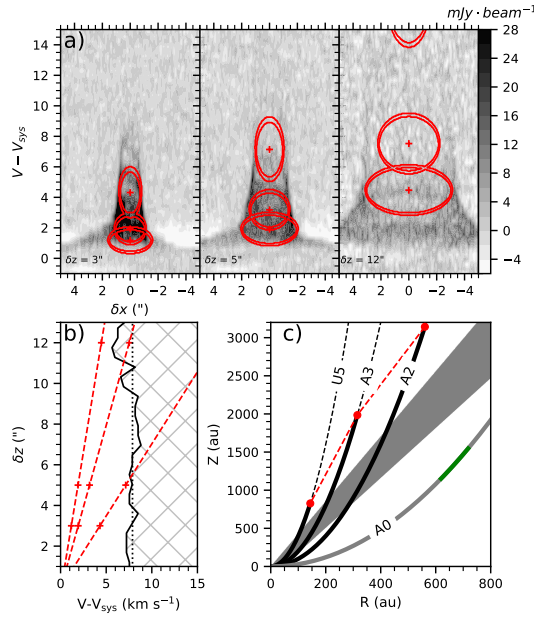


Fig. 6.5.: a) Diagrammes P.V transverses moyennés sur une tranche de $\Delta Z = 0.2''$. Les contours rouges représentent les solutions WDS-A2/A3 et WDS-U5. b) La courbe noire indique la vitesse maximale d'émission du diagramme P.V en fonction de la hauteur. Les droites rouges indiquent les vitesses projetées des solutions représentées en a). c) La région grise indique le flot conique déterminé via la tomographie. Les courbes paraboliques représentent les différentes solutions de WDS. Les points rouges indiquent les régions où la vitesse projetée des solutions dépasse la vitesse maximale montrée en b).

considérée pour reproduire des arches à basse vitesse et des cusps à haute vitesse est très importante. Par conséquent, des ellipses sont clairement visibles aux vitesses intermédiaires (voir contours jaunes de la Sect. 6.4). Cette problématique provient directement de la notion de Hubble-Law, et non de la morphologie de la couche. Par conséquent, considérer une morphologie différente (comme une couche conique par exemple) ne permettrait pas de régler le problème.

Problème 3 : Une couche stationnaire ?

Pour toutes les couches, un facteur $\eta = 0.6 - 0.5$ a été ajusté. Ici je l'ai appliqué comme un paramètre libre mais il peut être fixé observationnellement à partir du rapport d'axe ($\simeq 1.4$) des arches à $\eta \simeq \frac{1.4 - |\cos i|}{|\cos i| \tan^2 i} \simeq 0.5$ (voir Eq. A.16). Avoir un facteur η proche de 0.5 est cependant problématique. En effet, dans le cas d'une couche parabolique, un rapport $V_R/V_Z = 0.5R/Z$ correspond à un vecteur vitesse complètement tangent à la couche. Par conséquent la couche est stationnaire. Or, la justification d'une loi de Hubble pour la WDS provient directement de la supposition que la couche se déplace à une vitesse constante. Les hypothèses de Shu et al. (1991) ne sont donc plus du tout applicables. De plus, dans le cas $\eta = 0.5$, la couche observée est la trajectoire de l'éjection, qui nécessite une accélération constante pour reproduire la loi de Hubble. Par conséquent, cette couche nécessite une force

inconnue s'appliquant jusqu'à des hauteurs de 3000 au, ce qui est complètement exclu.

6.1.4 Discussion

Dans la Section précédente j'ai essayé de reproduire les caractéristiques du flot moléculaire par un modèle de WDS suivant les équations présentées par Lee et al. (2001). J'ai montré que le flot externe pouvait être reproduit très efficacement par un tel modèle. Le flot conique est quant à lui beaucoup plus difficile à reproduire. Le modèle a plusieurs problèmes, même après plusieurs modifications sur sa dynamique, morphologie, et loi d'émissivité. La problématique 2 semble particulièrement difficile à expliquer, et semble intrinsèquement liée à l'accélération apparente des couches. Je vais discuter dans la suite des implications de ces différents résultats.

Flot externe

J'ai montré dans la section précédente que le flot externe pouvait être efficacement reproduit par une WDS de paramètres $C = 10^{-3} \text{ au}^{-1}$, $\tau = 6000 \text{ ans}$, $j = 250 \pm 50 \text{ au km/s}$. Bien que le modèle utilisé soit celui défini par Lee et al. (2001) qui considère une enveloppe statique en r^{-2} , l'enveloppe environnante est a priori en effondrement. Cette hypothèse est aussi justifiée par l'observation d'effondrement présenté en Sect. 5.4.4.

Le moment cinétique spécifique de la couche, estimée à $250 \pm 50 \text{ au km/s}$ fournit des contraintes supplémentaires sur le modèle d'interaction pour le flot externe. Dans le cas où la couche est le résultat d'une interaction entre un vent interne et une enveloppe en effondrement, López-Vázquez et al. (2019) ont montré que la rotation de la couche était identique à la rotation de l'enveloppe en effondrement juste devant elle (Sect. 2.3.1). La Fig. 6.6 présente le modèle du flot externe ($C = 10^{-3}$) en rouge. En couleur est représenté le moment cinétique spécifique d'une enveloppe en effondrement (Ulrich, 1976, voir Sect. 2.4.2). Le moment cinétique spécifique observé correspond parfaitement au modèle d'effondrement. Une enveloppe en effondrement peut donc apporter suffisamment de moment cinétique spécifique pour expliquer la rotation de la couche.

La couche externe est à priori l'événement observé le plus ancien de DG Tau B. Cependant, son âge a été estimé à 6000 ans, ce qui est beaucoup plus jeune que l'étoile centrale. La question est de savoir pourquoi les événements les plus anciens ne sont pas observés. De telles inconsistances sont observées sur la plupart des modélisations de WDS, sans être pour autant expliquées (Zhang et al., 2019; Lee et al., 2000). Ce jeune âge pourrait s'expliquer si la couche était statique, comme prédit par les solutions de Liang et al. (2020), ainsi l'estimation de l'âge serait

complètement fausse. Le modèle de Liang et al. (2020) décrit un mélange faible entre un vent isotrope et une enveloppe en effondrement. Le moment cinétique spécifique prédit de la couche est $j \simeq 0.15V_K(R_d)R_d$, avec R_d la taille du disque. Ces solutions prédisent donc des moments cinétiques de 120 au km/s pour $R_d = 700$ au, beaucoup plus faibles qu'observé ici. Une autre possibilité est que les couches plus anciennes aient été re-remplies par du matériel de l'enveloppe en effondrement. Savoir si un tel re-remplissage est possible ou non demeure une question ouverte. De plus, la morphologie parabolique du modèle de WDS implique un rayon d'ancrage de la couche en $r = 0$ (voir Fig. 6.6), ce qui peut sembler discutabile dans le cas de DG Tau B où le disque est visible jusqu'à 700 au.

Il est cependant important de préciser que la modélisation de ce flot externe a été faite à partir de quelques cartes par canaux avec un champ de vue restreint. Seulement la partie basse de l'ellipse est utilisée sur les cartes par canaux, et la plupart de l'émission du flot externe est absorbée par le milieu ambiant. Afin de vérifier la validité de ce modèle pour le flot externe, il est nécessaire de le confronter avec des observations de DG Tau B avec un plus grand champ de vue ou en utilisant un traceur qui n'est pas absorbé par le milieu. Malheureusement, la deuxième option est pour l'instant difficile à cause de la faible émissivité de cette composante.

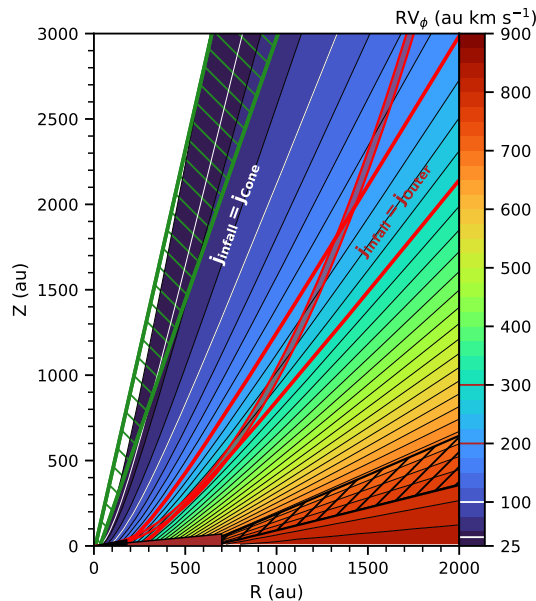


Fig. 6.6.: En couleur est représenté le moment cinétique spécifique de la solution d'une enveloppe en effondrement (avec $R_d = 700$ au et $M_* = 1.1 M_\odot$). Le moment cinétique spécifique varie de 25 au km/s à 900 au km/s. Les régions verte (hachurée) et rouge représentent respectivement le domaine du flot conique estimé via la tomographie et la parabole de la WDS utilisée pour modéliser le flot externe. Les contours blancs et rouges indiquent les régions en effondrement avec un moment cinétique spécifique similaire au flot conique ($j = 40 - 100$ au km/s) et à la solution de flot externe ($j = 250 \pm 50$ au km/s). La zone hachurée noire représente la solution d'une couche en effondrement avec $\theta_0 = 70 \pm 5^\circ$, montrée en Sect. 5.4.4.

Flot conique

Le flot conique ne peut pas être reproduit par un enchaînement de WDS à la Lee et al. (2001). Les problèmes sont intrinsèquement liés à la dynamique de la loi de Hubble des couches. On peut donc exclure tous les modèles basés sur le mélange complet entre un vent et une enveloppe partageant les mêmes variations de densités en r (Shang et al., 2020). On a montré que la dynamique n'était pas si différente pour les modèles de López-Vázquez et al. (2019), ces solutions peuvent donc être exclues aussi. Les modèles de Liang et al. (2020) n'ont pas de mélange complet, cependant ces solutions prédisent un rayon d'ancrage de la couche à $r = r_d = 700$ au. Ils peuvent donc être exclus aussi.

Cependant les modèles indiqués sont simplistes et basées sur des approximations fortes. De plus, les modèles de choc d'étrave n'ont pas été étudiés ici. En plus des ajustements effectués plus haut, des contraintes supplémentaires sur le scénario d'interaction peuvent être déduites de la tomographie.

Premièrement, une couche dominée par du matériau provenant d'un X-wind ne peut pas expliquer la dynamique du flot conique. Le moment cinétique spécifique des modèles de X-wind ($r_0 \simeq 0.05 - 0.1$ au, $\lambda \simeq 3$) est de 20-30 au km/s, beaucoup plus faible qu'observé ici. De plus, si le X-wind domine la dynamique de la couche, on a $\rho_w > \rho_a$. Appliquer cette inégalité à l'Eq. 2.24 permet d'obtenir $v_w < 2v_0$ avec v_0 la vitesse de la couche. Dans notre cas cela reviendrait à $v_w < 15$ km/s, beaucoup plus faible que les prédictions du X-wind ($\simeq 150$ km/s, Shang et al., 1998). Les faibles V_Z sont potentiellement plus consistants avec des chocs d'étraves créées par un vent de disque collimaté. Un vent de disque avec un $\lambda \simeq 10$ pourrait expliquer les valeurs importantes de j . Cependant, dans de tels modèles, le moment cinétique spécifique est supposé diminuer en même temps que la vitesse d'expansion, lorsque beaucoup de masse a été emportée. La tendance inverse est observée dans le flot conique (voir Sect. 5.5.4). Dans le paradigme d'une interaction avec une enveloppe, la dynamique de la couche ne peut donc pas provenir de l'éjection interne.

Le second élément pouvant contribuer à la dynamique observée est l'enveloppe en effondrement. La région du flot conique est aussi représentée dans la Fig. 6.6. On peut voir que le moment cinétique spécifique d'une enveloppe en effondrement dans la région du flot conique est deux fois inférieure aux valeurs observées. Le moment cinétique spécifique de l'effondrement modélisé ici est aussi clairement optimiste, car le modèle néglige les effets de pression, chauffage et viscosité. De plus, il est nécessaire que l'enveloppe en effondrement remplisse la région adjacente au flot conique. Ce qui peut sembler difficile vu qu'on a montré que l'entourage du flot conique était lui aussi éjecté.

Après avoir exclu tous ces éléments, le seul matériel pouvant fournir suffisamment de moment cinétique spécifique est l'atmosphère du disque provenant des régions $r_0 = j^2/GM_* = 2 - 9$ au. Cependant il est nécessaire que ce matériel soit éjecté jusqu'à des hauteurs de 2000 - 3000 au, ce qui n'a jamais été étudié pour l'instant. De plus, la question du remplissage est ici essentielle. La table 6.1 montre que les vitesses à $\theta = 14^\circ$ sont similaires, ce qui indique que la densité ambiante entre les événements est quasiment identique. Par conséquent il est nécessaire que les régions soient re-remplies en quelques centaines d'années. Cela semble difficile à atteindre dans l'idée d'une atmosphère statique de disque. Une possibilité pour remplir l'environnement aussi efficacement est de considérer un vent de disque provenant de 2 à 9 au remplissant les cavités entre les événements. Ce scénario d'une interaction entre un jet/vent interne et un vent externe est discuté dans la section suivante.

Des simulations réalistes de l'interaction entre une éjection interne et une enveloppe en effondrement et/ou une atmosphère de disque sont nécessaires afin d'exclure définitivement la possibilité que des couches avec un moment cinétique spécifique aussi important peuvent être générées. Cependant, avec les connaissances actuelles de ce phénomène, nous n'avons pas favorisé ce paradigme pour expliquer le flot conique de DG Tau B.

6.2 Vent de disque

Dans cette section je vais présenter les résultats de modélisation dans le cadre du paradigme du vent de disque. Similairement au paradigme d'une interaction avec l'enveloppe, ces résultats sont présentés dans le deuxième article de ma thèse (voir Sect. B.1). Contrairement à la Section 6.1 où j'avais commencé par essayer de reproduire les structures internes puis la tomographie, le chemin pris ici commencera par la tomographie.

6.2.1 Légitimité du vent de disque

En effet, la tomographie présentée en Section 5.5.4 ressemble beaucoup à la morphologie et dynamique attendue des vents de disques. Des lignes coniques à vitesse poloidale et moment cinétique spécifique constants sont observées. En faisant l'hypothèse que ces lignes soient les trajectoires d'un écoulement, la vitesse constante est attendue pour les modèles de vent de disque dans le régime asymptotique. Avoir un moment cinétique spécifique qui augmente radialement est aussi attendu par ces solutions de vents. La question principale est de savoir si ces lignes à V_Z constant sont bien des trajectoires. Comme précisé dans la Section 5.5.4, la méthode

de tomographie ne donne malheureusement aucune information sur la valeur de V_R .

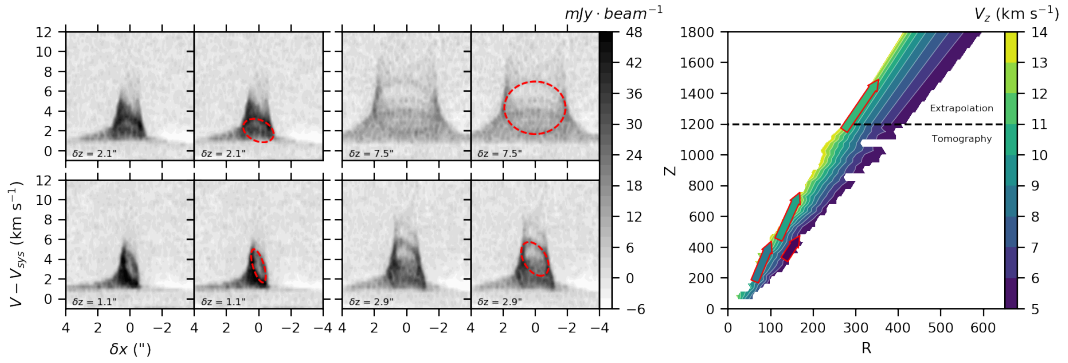


Fig. 6.7.: Gauche : P.V diagrammes moyennés sur une bande $\Delta Z = 0.2''$. En rouge est montré un ajustement des structures elliptiques. Ici sont montrés côte-à-côte le diagramme P.V avec l'ajustement et sans pour plus de visibilité. Droite : Carte de V_Z du flot conique avec une extrapolation pour les $Z > 1200$ au. Les flèches rouges représentent la direction de la vitesse estimée par les ajustements des ellipses. La couleur des flèches indique la valeur de V_Z en suivant l'échelle de couleur de la tomographie.

Cependant, j'ai indiqué en Sect. 5.5.2 que des structures elliptiques étaient observées dans certains diagrammes P.V transverses. En supposant que ces ellipses proviennent d'une couche plus émissive, l'ajustement de ces dernières pourrait donner une information sur la valeur de V_R et donc, par extension, sur l'angle de l'écoulement. La Fig. 6.7 présente quatre diagrammes P.V à différentes hauteurs. Sur ces quatre diagrammes, la structure interne a été ajustée par une ellipse. À partir de ces ajustements, les valeurs V_Z , V_R , R , Z ont pu être extraites. Cette étude est cependant plutôt approximative, car les ajustements ont été faits à l'œil. De plus, rien n'indique que les ellipses dans les diagrammes P.V ne soient formées que d'une seule couche. Les flèches rouges à droite de la Fig. 6.7 tracent les vitesses poloïdales estimées à partir de ces ajustements. La couleur et la longueur des flèches dépend de la valeur de V_Z , qui est consistante avec les valeurs de la tomographie. Les angles d'ouverture des flèches sont en adéquation avec les lignes coniques à V_Z constant. Bien que les ajustements soient approximatifs, cela conforte notre hypothèse que les courbes de V_Z constants sont des trajectoires du flot. Nous allons supposer cela dans la suite de la section.

6.2.2 Modélisation par un vent de disque stationnaire

Dans l'hypothèse que le flot est axisymétrique et dans le régime asymptotique, il est possible d'ajuster les trajectoires par des lignes coniques définies par $r_{0,con}$ et θ . Ici $r_{0,con}$ est le rayon d'ancrage dans le plan du disque et θ l'angle d'éjection (tel que $R = r_0 + Z \tan \theta$). θ et $r_{0,con}$ ont été ajustés via le module *curve_fit* de Python, ce module donne aussi une incertitude sur les estimations. Le moment cinétique

spécifique de l'écoulement est aussi extrait pour chaque valeur de V_Z . La valeur médiane a été choisie (Voir deux exemple sur la Fig. 5.21). L'écart type de la courbe est utilisé comme estimation de l'incertitude.

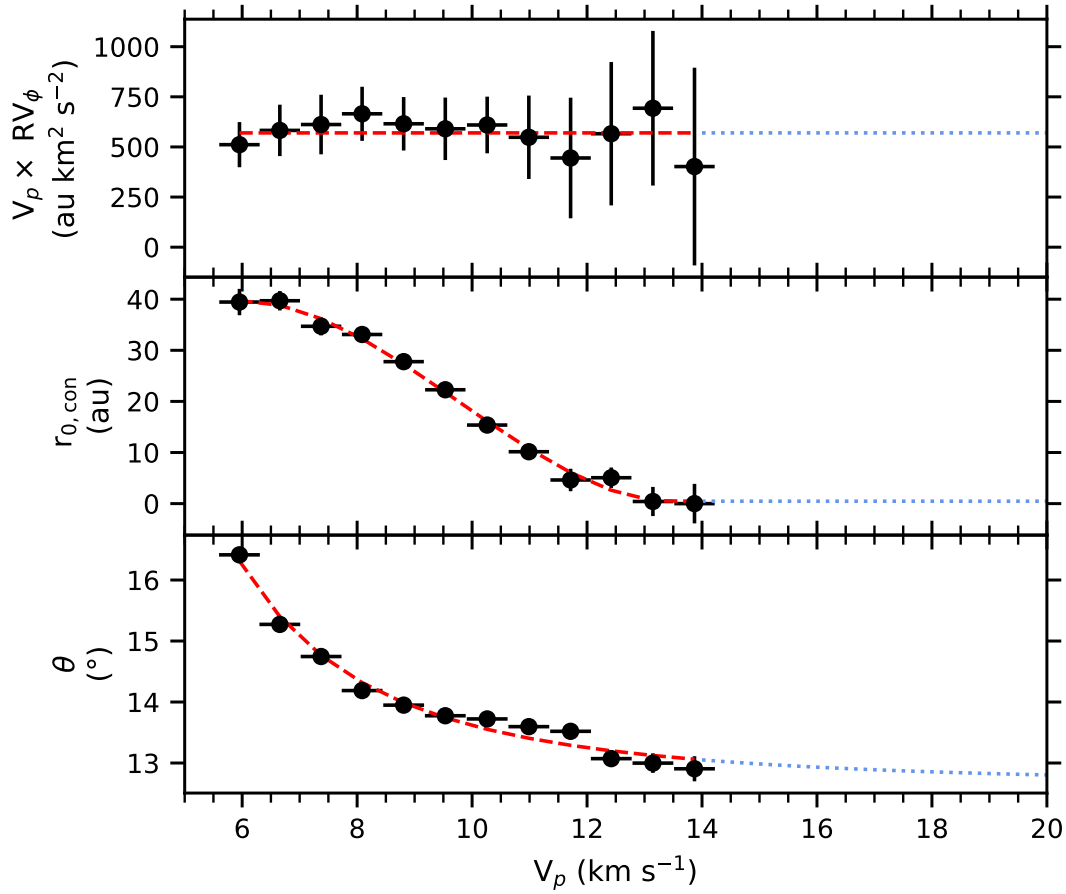


Fig. 6.8.: Valeur du rayon d'ancrage $r_{0,con}$, angle d'ouverture θ et produit $V_p \times j$ le long d'une surface d'écoulement à V_p constant estimés à partir de l'ajustement de la tomographie. Les courbes rouges représentent des ajustements en fonction de la vitesse poloidale V_p (voir Eqs 6.3, 6.4 et 6.5). Les courbes bleues indiquent les extrapolations effectuées jusqu'à 20 km/s afin de reproduire la région haute vitesse du flot.

La Fig. 6.8 représente les estimations de $V_p \times j$, $r_{0,con}$ et θ en fonction de $V_p = V_Z / \cos \theta$. Ces paramètres ont été ajustés par des lois différentes : une loi constante pour $V_p \times j$, une loi polynomiale de degré 3 pour la valeur de $r_{0,con}$ et une loi de puissance pour θ . Les équations finales sont :

$$r_{0,con} \simeq 0.18 - 5.33V_p + 44.29V_p^2 - 73.23V_p^3 \quad (6.3)$$

$$\theta \simeq 12.63 + 348.57V_p^{-2.55} \quad (6.4)$$

$$j \times V_p \simeq 570 \quad (6.5)$$

Avec $r_{0,con}$ en au, j en au km/s, V_p en km/s et θ en degrés. Ces équations correspondent aux lignes rouges dans la Fig. 6.8.

À partir de cette paramétrisation il est possible de créer un cube de données synthétique via AxoProj (voir Sect. 4). La vitesse poloïdale minimale a été fixée à 6 km/s, correspondant à la valeur minimale de la tomographie. Afin de reproduire la région haute vitesse non étudiée par la tomographie à cause du rapport signal sur bruit trop faible, les paramètres ont été extrapolés jusqu'à des valeurs de $V_p = 20$ km/s. Les extrapolations sont montrées en bleu dans la Fig. 6.8. L'extrapolation suit les mêmes lois que présenté plus haut, sauf $r_{0,con}$ qui est estimé constant entre 14 et 20 km/s. L'hypothèse optiquement mince nécessaire pour l'utilisation de AxoProj est justifiée par l'estimation du rapport $^{13}\text{CO}/\text{CO}$ (voir Sect. 5.5.5). Le paramètre α (variation d'émissivité avec la hauteur) est ici fixé à 0. De plus, aucune variation d'émissivité avec le rayon d'éjection n'est considérée ici.

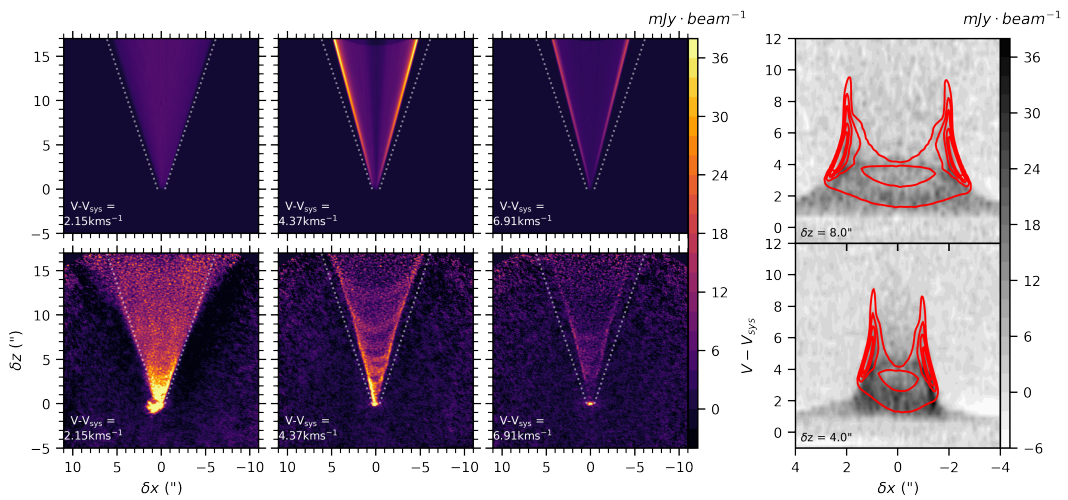


Fig. 6.9.: Gauche : cartes par canaux à différentes vitesses projetées du modèle créé via AxoProj (ligne du haut) et comparées aux observations (ligne du bas). L'échelle de couleur est la même pour toutes les cartes. Droite : Diagrammes P.V. estimés sur une tranche de $\Delta Z = 0.2''$. Les observations sont représentées en noir et blanc et le modèle est indiqué en contours rouges.

La Fig. 6.9 présente des cartes par canaux du flot de DG Tau B et du modèle synthétique. Le modèle créé via AxoProj reproduit bien la morphologie du flot conique pour les vitesses $V - V_{sys} > 2$ km/s, ainsi que sa variation d'angle d'ouverture avec la vitesse projetée. Le modèle reproduit aussi la structure du diagramme P.V. C'était attendu car le modèle est créé à partir de la tomographie. C'est cependant plutôt rassurant sur la validité de la méthode de tomographie et sur le code AxoProj.

Le modèle utilisé ici ne reproduit cependant pas le piédestal à $V - V_{sys} < 2$ km/s. Afin de modéliser cette région dans le paradigme des vents de disque, il est nécessaire d'extrapoler à des vitesses poloïdales plus faibles (et des rayons plus importants). Cependant, cette extrapolation est plus difficile que pour les régions internes. En

effet, contrairement aux régions internes où l'angle d'ouverture est relativement constant, le flot externe a un angle d'ouverture qui augmente jusqu'à $\simeq 30 - 40^\circ$. La loi de l'angle d'ouverture en fonction de la vitesse poloïdale est complètement inconnue. Extrapoler à partir des équations 6.3, 6.4 et 6.5 pour des vitesses poloïdales faibles ne marche pas pour le flot externe, car l'angle d'ouverture tend vers des valeurs $\sim 180^\circ$ avec $V_p \simeq 1 - 2$ km/s et le rayon d'éjection a un maximum local pour $V_p \sim 5$. L'exploration de l'espace des paramètres pour reproduire le flot externe est donc trop coûteux. Néanmoins, une discussion sur l'origine du flot externe dans le paradigme des vents de disque sera effectuée dans la Section 6.2.4.

Il est aussi important de préciser que ce modèle stationnaire ne peut pas reproduire deux caractéristiques du flot conique. La première est la variation de moment cinétique spécifique observé à $Z \simeq 600$ et 1000 au (voir Sect 5.5.4). La deuxième sont les structures internes observées (voir 5.5.2). Je présenterais dans la suite (Sect. 6.2.5, 6.2.6, 6.2.7) différentes perturbations au vent de disque stationnaire pouvant créer ces caractéristiques.

6.2.3 Contraintes sur l'origine du vent de disque

Généralités

Dans la section précédente j'ai montré que le flot conique était bien représenté par un vent de disque quasi stationnaire. Dans cette section je vais présenter les différentes contraintes sur le vent de disque. La matière du disque peut être éjectée par des effets thermiques uniquement (voir Sect. 2.1) ou par le processus magnéto-centrifuge, avec contribution ou non d'effets de chauffages (voir Sect. 2.2).

Il est possible pour chaque modèle d'estimer le rayon d'éjection en fonction des valeurs de V_p et j . Dans le cadre d'un vent photo-évaporé, le moment cinétique spécifique est celui du disque au rayon d'éjection (voir Sect. 2.1). Pour un vent MHD froid, le rayon peut être déterminé en utilisant les équations 2.15 et 2.16. Pour le cas du vent MHD, puisque V_Z est constant avec la hauteur, je vais supposer dans la suite le régime asymptotique dans le flot ($\lambda_\phi = \lambda$). La Fig. 6.10 présente les rayons d'éjection sous l'hypothèse d'un vent photo-évaporé et d'un vent MHD froid. Comme expliqué en Sect. 2.2, les rayons d'éjection dans le cadre d'un vent magnéto-thermique sont situés entre ces deux estimations. Sur la Fig. 6.10 sont aussi indiqués les rayons d'ancrage estimés avec un ajustement conique $r_{0,con}$. Les rayons d'éjection dans le cadre du vent photo-évaporé sont 1.6-8.2 au, les rayons du vent MHD sont 0.7-3.4 et les valeurs de $r_{0,con}$ varient entre $\simeq 10$ au et 40 au. Les estimations des rayons d'éjection sont plus faibles que $r_{0,con}$ pour les deux modèles, cela signifie que le vent a un angle d'ouverture plus important au rayon de lancement, puis se

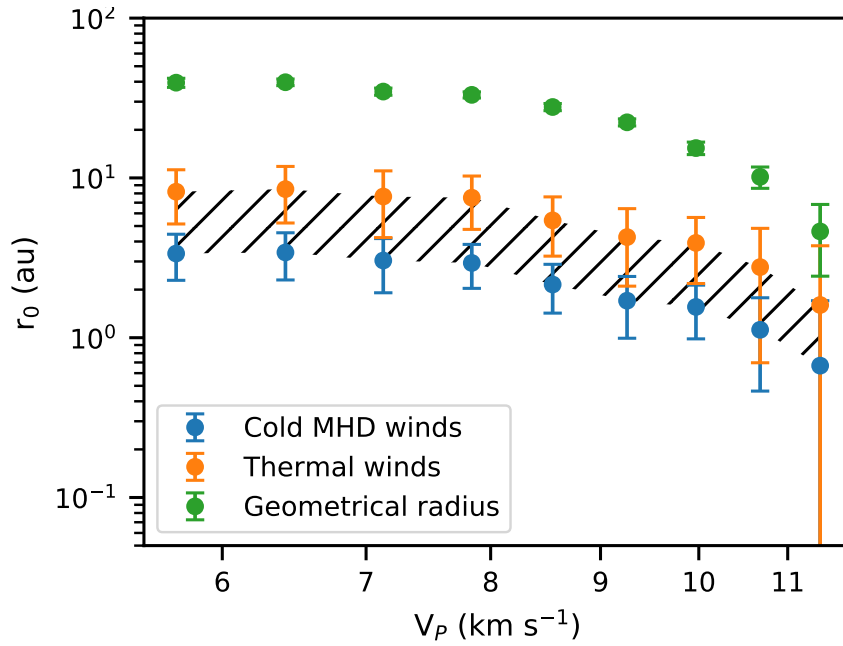


Fig. 6.10.: Estimation du rayon d'éjection en fonction de la vitesse poloidale sous différentes hypothèses : extrapolation conique en vert, conservation du moment cinétique spécifique (vent photo-évaporé) en orange, et sous l'hypothèse d'un vent MHD froid en bleu. Les rayons d'éjection correspondant aux vitesses poloidales plus importantes ne sont pas montrés à cause de l'incertitude importante.

collimate avec la hauteur. Cette collimation doit se produire dans les régions $Z < 50$ au car elle n'est pas observée aux échelles spatiales couvertes par la tomographie.

Le modèle doit aussi pouvoir expliquer le flux de masse important estimé à $1.7 - 2.9 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, les valeurs de vitesses poloidales observées, ainsi que la structure conique de l'éjection.

Dans la suite je vais présenter les différentes contraintes sur le phénomène d'éjection dans le cadre du vent photo-évaporé et du vent MHD.

Vent photo-évaporé

Les rayons d'éjection dans l'hypothèse d'un vent photo-évaporé sont compatibles avec les modèles de vent photo-évaporés, qui ont un rayon critiques de l'ordre de $R_c \simeq 0.2GM/c_s^2 > 2$ au (pour $T < 10^4 K$, voir Sect. 2.1). La morphologie conique observée sur DG Tau B est cohérente avec les modèles auto-similaires de Clarke and Alexander (2016) ainsi que les simulations hydrodynamiques de Wang and Goodman (2017). Les modèles auto-similaires de Clarke and Alexander (2016) prédisent aussi des angles d'ouverture plus importants lors de l'éjection, ce qui semble cohérent avec la différence observée entre les rayons d'éjection théorique du modèle de photo-évaporation et les rayons estimés à partir d'un ajustement conique.

La collimation se produit aussi sur des échelles spatiales très faibles ($Z/r_0 < 10$), ce qui peut expliquer pourquoi elle n'est pas observée dans la tomographie.

Dans le cadre d'un vent photo-évaporé, les rayons dominants l'éjection ainsi que le flux de masse dépendent fortement de l'élément chauffant (voir Sect. 2.1).

Les vents créés par une émission EUV peuvent directement être exclus car ils créent une couche isotherme à $T \simeq 10^4 K$, entraînant une éjection de vitesse $V_p \simeq 30$ km/s, largement supérieure à nos observations. De plus, ces modèles prédisent des flux de masse de $\sim 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ au maximum (Wang and Goodman, 2017), ce qui est 10 fois inférieur à nos observations. Les simulations de Wang and Goodman (2017) montrent aussi que le CO est seulement présent à la base de l'éjection et complètement photo-dissocié à haute altitude.

Les modèles de Picogna et al. (2019) montrent qu'une photo-évaporation par une émission X pourrait créer un vent avec des vitesses poloidales de ~ 10 km/s et un flux de masse $\sim 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (pour une émissivité de rayon X $L_X > 10^{31}$ erg/s). Cependant, à cause de la pénétration importante des rayons X, le flux de masse est dominé par les régions externes ($r_0 > 10$ au), en réalité 10% de ce flux de masse provient des régions internes à 10 au. Les rayons X semblent donc insuffisants pour reproduire le flux de masse observé provenant de rayons inférieurs à 10 au.

D'une manière similaire, les modèles de vents photo-évaporation dominés par une émission FUV de Gorti and Hollenbach (2009) peuvent atteindre des flux de masse $\sim 3 - 8 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ mais sont dominés par les régions externes. Les simulations de vents photo-évaporation dominés par une émission FUV de Wang and Goodman (2017) obtiennent des flux de masses plus faibles ($\sim 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$).

Les caractéristiques observées sur le flot de DG Tau B semblent par conséquent difficiles à expliquer avec nos connaissances actuelles des vents photo-évaporés. La limitation principale est le flux de masse important provenant des régions internes (< 10 au) du flot conique.

Vent MHD

Comme présenté en Sect. 2.2 la dynamique d'un vent MHD dans l'hypothèse asymptotique est très bien caractérisée par 2 ou 3 paramètres selon si les effets de chauffage sont négligeables ou non. Ces paramètres sont le bras de levier magnétique λ , le rayon d'éjection r_0 et β qui regroupe les effets thermiques. Je rappelle ici les équations de donnant les vitesses asymptotiques :

$$v_p = \sqrt{\frac{GM_\star}{r_0}} \sqrt{2\lambda - 3 + \beta} \quad (6.6)$$

$$rv_\phi = \lambda \sqrt{GM_\star r_0} \quad (6.7)$$

La Fig. 6.11 présente la carte de V_p en fonction de j . En rouge est présenté le domaine (λ, r_0) d'une solution MHD froide ($\beta = 0$). La dynamique observée de DG Tau B semble en adéquation avec un vent MHD éjecté de 0.7 à 3.4 au avec un λ de 1.58. Considérer un $\beta \neq 0$ aura comme conséquence de diminuer la valeur estimée de λ et d'augmenter la valeur de r_0 (voir Sect. 2.2.4 et Fig. 6.11). Néanmoins les estimations de λ et r_0 sous l'hypothèse froide sont bonnes jusqu'à des valeurs de $\beta \simeq 0.1$. Le rayon interne, estimé à $r_0 \geq 0.7$ est cohérent avec les simulations magnéto-thermiques de Panoglou et al. (2012) qui ont montré que le CO pouvait survivre jusqu'à des rayons de $\simeq 1$ au pour les Classes I.

Les valeurs de λ et r_0 extraites ici sont très fortement similaires aux valeurs estimées pour HH30 et TMC1A (voir Fig. 2.2.5). De plus, cette valeur de λ très faible est similaire à celles obtenues par les dernières solutions à champ faible de Jacquemin-Ide et al. (2019) et Lesur (2021). Les solutions à champ fort de Casse and Ferreira (2000) ont aussi un λ faible, mais le chauffage est important, leurs valeurs de vitesse poléoidale sont donc supérieures aux nôtres (voir le point vert de la Fig. 6.11).

La différence entre rayon d'éjection estimé ici et le rayon d'éjection estimé par extrapolation conique suggère des angles d'éjection beaucoup plus importants au rayon de lancement. Un angle important est nécessaire pour les vent MHD. En effet, Blandford and Payne (1982) ont montré qu'un angle d'éjection $> 30^\circ$ était nécessaire pour lancer la matière du disque via le processus magnéto-centrifuge. De plus les lignes de champs ont tendance à se collimater avec la hauteur, ce qui pourrait expliquer le faible angle d'ouverture dès les altitudes $Z \geq 100$ au.

Le gros problème dans la modélisation du flot conique par un vent MHD est cependant lié à ce dernier point : toutes les solutions auto-similaires prédisent une recollimation des lignes de champs. Or, dans le cas de DG Tau B nous observons un angle d'éjection qui se conserve de $\simeq 100$ à 1200 au. J'ai pu regarder les solutions semi-analytiques de Jacquemin-Ide et al. (2019) pour étudier ce point. Sur les 2410 disponibles, aucune solution éjectée de 1 au ne conserve son angle d'éjection sur cette gamme de hauteur. Il est donc nécessaire d'expliquer la morphologie conique du flot dans l'hypothèse d'un vent MHD.

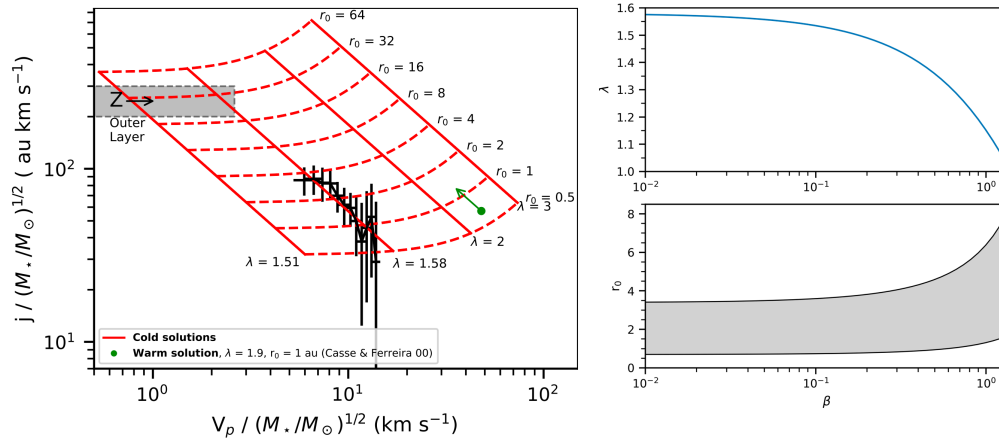


Fig. 6.11.: Gauche : représentation du moment cinétique spécifique en fonction de la vitesse poléïdale. En rouge est représenté le domaine (r_0, λ) sous l'hypothèse d'un vent froid (similairement à la Sect. 2.2.5). Les symboles noirs représentent les valeurs de V_p et j du flot conique de DG Tau B, avec leurs incertitudes. Le point vert correspond à une solution chaude de Casse and Ferreira (2000) avec $r_0 = 1$ au et $\lambda = 1.9$. La flèche indique la direction suivie par la solution pour une augmentation de rayon d'éjection. le rectangle gris représente le domaine (V_p, j) du modèle de WDS utilisé pour modéliser le flot externe (Sect. 6.1), la vitesse poléïdale maximale correspond à une hauteur de $Z = 3300$ au dans le référentiel du flot. Panneaux de droite : représentation de la valeur de λ (haut) et de la gamme de rayon d'éjection (bas) pour différentes valeurs de β .

Les effets thermiques ne peuvent pas empêcher de recollimater le flot moléculaire. En effet, Wang et al. (2019) ont montré qu'ils étaient présents seulement à la base du flot. En supposant que la recollimation des lignes de champs est un phénomène irrémédiable, deux hypothèses peuvent expliquer simplement l'aspect conique du flot. Une pression interne (créée par un X-wind ou des chocs d'étrave par exemple) pourrait empêcher la recollimation du flot. Une seconde possibilité est que la matière se sépare des lignes de champs à haute altitude, ainsi la matière devient balistique pendant que les lignes de champ se recollimatent. La dernière supposition nécessiterait cependant de sortir de l'hypothèse de la MHD idéale.

Il est cependant nécessaire de vérifier que la recollimation n'est pas directement une conséquence de l'hypothèse auto-similaire des modèles, qui nécessite par définition un disque infini. Prendre en compte de façon plus physique le comportement d'un vent avec des rayons d'éjection fixés aiderait sans aucun doute à répondre à cette question.

Le flux de masse important ($1.7 - 2.9 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) n'est pas limitant pour un vent MHD, contrairement au vent photo-évaporé. On peut estimer le flux de masse accréte sur l'étoile centrale à $\simeq 6 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ en prenant 10 fois le flux de masse

du jet (Podio et al., 2011). En supposant que ce flux correspond au flux de masse au rayon interne du vent, on obtient $\frac{\dot{M}_{DW}}{\dot{M}_{acc}(r_{in})} = 3.8 \pm 1$. Ce paramètre déterminé observationnellement peut être comparé à l'équation 2.13 décrivant la valeur du flux de masse en fonction de ξ et du facteur r_{in}/r_{out} . Avec nos estimations, on a $\xi \geq 0.86$ ($\lambda \leq 1.6$), et $r_{in}/r_{out} \simeq 5$, ce qui entraîne $\frac{\dot{M}_{DW}}{\dot{M}_{acc}(r_{in})} \geq 3$. La correspondance entre ces valeurs donne beaucoup d'informations sur la physique du disque. Premièrement, si le flot conique est bien un vent MHD, cela veut dire que l'accrétion dans ces régions est dominée par le transport vertical de moment cinétique spécifique, et non l'instabilité MRI. Cela est intéressant car le vent provient de la "dead-zone" du disque, où la MRI n'est pas effective (voir Sect. 1.2.1). De plus, un rapport de $\simeq 3.8 \pm 1$ entre la masse éjectée par le vent et la masse accrétée sur l'étoile centrale indique que la majorité de la masse du disque est éjectée avant d'atteindre l'étoile centrale. Avec un tel rapport, seulement 20 – 35% de la masse du disque atteint l'étoile centrale. Cette valeur est similaire à l'efficacité cœur-étoile présentée en Sect. 1.2.2.

6.2.4 Quid du flot externe ?

Le flot externe présente des caractéristiques qui sont, à première vue, plus difficiles à expliquer par un vent de disque.

Premièrement, j'ai précisé en Sect. 6.2.4 que le flot externe pouvait être le résultat d'une interaction entre un X-wind et une enveloppe. La présence d'un vent de disque entre les deux éléments questionne un peu cette hypothèse. Cependant, le flot externe peut toujours être une couche d'entraînement. L'âge de la couche (6000 ans) est plus important que le temps mis par le vent à 15-5 km/s pour atteindre 2000 au ($\simeq 700$ -2000 ans). Il est donc possible que la couche parabolique soit de la matière du vent et de l'enveloppe entraînée par un événement explosif il y a 6000 ans. Le flot conique s'est ensuite été reformé dans la cavité.

Les modèles de WDS nécessitent un vent interne qui est radial et suivant un profil de densité bien précis. Il est possible que le flot externe ne soit pas créée par un X-wind provenant des régions internes mais par des lignes d'écoulement externe au flot conique. Le moment cinétique spécifique estimé à 250 au km/s correspond au moment cinétique spécifique à un rayon d'éjection $\sim 60/\lambda^2$ au. Il faudrait cependant que ce vent ait une variation d'angle d'éjection très importante. Les modèles "Fan-shaped" de Ferreira and Casse (2013) sont des bons candidats potentiel d'un tel vent : pour un vent de disque tronqué à l'extérieur, les lignes de champs externes s'ouvrent beaucoup plus que dans l'hypothèse auto-similaire car il n'y a plus de force de confinement radial dû au B_ϕ des lignes de champ externes. La troncature du vent serait donc située à un rayon $\sim 60/\lambda^2$ au. Il est intéressant de noter que les modèles "Fan-shaped" nécessitent une concentration de champ magnétique importante à la

troncature, qui influencerait forcément la structure du disque (Riols et al., 2020). La région supposée de cette éjection est juste avant la bosse observée dans le continuum à 62 au, les deux phénomènes pourraient donc être liés.

Une autre possibilité est que ce flot externe ne soit pas une couche d'entraînement mais tout simplement un vent de disque provenant des régions externes. Le rectangle gris dans la Fig. 6.11 présente les valeurs de V_P et j extraites à partir de l'ajustement du flot externe par une WDS. Un vent MHD provenant de $r_0 \geq 30$ au avec un λ de 1.6 (similaire au flot conique) pourrait expliquer la vitesse maximale observée. Cependant ce vent devrait être en phase d'accélération pour expliquer la dynamique observée sur les cartes par canaux. Bai et al. (2016) ont montré que les solutions pouvaient accélérer jusqu'à $R \sim 100r_0$, ce qui pourrait être cohérent avec nos observations de cette cavité qui a un rayon de $\simeq 1400$ au ($\approx 50 \times r_0$).

Dans tous les cas, les informations actuelles disponibles sur ce flot externe sont malheureusement trop faibles pour pouvoir vraiment distinguer entre ces trois scénarios disponibles.

Dans cette section et la section précédente, j'ai essayé d'expliquer le flot moléculaire de DG Tau B par un vent stationnaire. Cependant, ce modèle ne peut pas expliquer les irrégularités du flot : La variation de moment cinétique spécifique observé dans la tomographie ainsi que les structures internes (arches, cusps et fingers). Dans les trois sections suivantes, je vais présenter différentes modifications possible du modèle stationnaire pour expliquer ces irrégularités.

6.2.5 Perturbation n°1 : Précession du disque ?

Modélisation

Dans cette section je présente le modèle de précession de l'axe du flot qui est induit par une précession de l'axe du disque. Ce modèle est utilisé pour reproduire les déplacements radiaux périodiques de l'axe d'éjection (\equiv wiggling) dans les jets. Il est important de noter que le mouvement orbital de la source du flot est un autre modèle permettant de reproduire une signature de wiggling. Ces deux modèles seront discutés à la fin de cette section.

Aucun wiggling n'a été observé dans le flot, l'angle maximal de la précession a été estimé à 0.5° (voir Sect 5.5.3). Cependant, un wiggling d'amplitude $< 0.5^\circ$ pourrait expliquer les variations observées sur l'estimation du moment cinétique spécifique. En effet, dans la méthode de tomographie nous avons supposé que toutes les couches étaient centrées autour de $\delta x = 0$. Un décalage vers les δx positifs ou négatifs aura comme conséquence une sur-estimation ou sous-estimation du moment cinétique

spécifique. Cet effet est d'autant plus critique que le diagramme P.V transverse est raide, ce qui est le cas pour nos observations. De plus un décalage radial est observé dans les régions où le moment cinétique spécifique varie dans la tomographie. Le modèle de précession de l'axe du flot pourrait donc potentiellement recréer les variations de moment cinétique spécifique.

Le modèle de vent de disque fait via AxoProj présenté en Sect. 6.2.2 est modifié pour prendre en compte une précession de l'axe de rotation du disque et donc de la direction d'éjection du vent. La précession est caractérisée par son angle de variation α , sa période τ_p et son azimut à l'origine ϕ_0 (Sect. 3.5). J'ai d'abord considéré que la valeur τ_p était la même pour tout le disque. Cependant, à cause de la variation radiale de vitesse, la période spatiale $\Lambda_p = \tau_p \times V_p$ va fatalement changer entre les couches. Or, les deux extrema de moment cinétique spécifique ont l'air situés à peu près à la même altitude dans la tomographie. J'ai donc utilisé un autre modèle où la période de précession variait pour avoir un Λ_p constant pour toutes les couches (Cela entraîne donc $\tau_p \propto V_p^{-1} \propto r_0^{0.5}$). À partir des cubes de données synthétiques, j'ai appliqué la méthode de tomographie afin de créer la carte de moment cinétique spécifique. Le but était de trouver le modèle pouvant reproduire le plus efficacement possible les variations de moment cinétique spécifique observés dans la tomographie.

Pour les deux modèles (Λ_p constant et τ_p constants) les périodes Λ_p et τ_p ainsi que l'angle à l'origine ϕ_0 ont été ajustés pour deux valeurs d'angle de précession α . L'ajustement a été fait à l'œil pour reproduire la carte de moment cinétique spécifique observée, notamment l'écart entre les deux extrema et leurs positions en hauteur.

La Fig. 6.12 présente les différentes solutions pour reproduire la variation de moment cinétique spécifique. Une carte par canaux ainsi que la carte de moment cinétique spécifique déterminée en appliquant la méthode de tomographie sont représentées.

Les modèles avec un τ_p constant à 400 ans reproduisent plutôt bien la morphologie des cartes par canaux, en particulier la présence des cusps, et des arches (Voir Sect. 6.12). Un angle de précession de 0.5° semble bien reproduire le contraste d'intensité observé sur les cusps. Cependant la carte de moment cinétique spécifique n'est pas complètement cohérente avec nos observations. En effet, vu que Λ_p est différent pour toutes les couches, les variations ne sont pas localisées à une hauteur précise, comme observé sur les données ALMA.

Le modèle avec un Λ_p constant à 800 au pour toutes les couches reproduit beaucoup mieux la position des deux extrema. Cependant, les cusps ont une intensité beaucoup

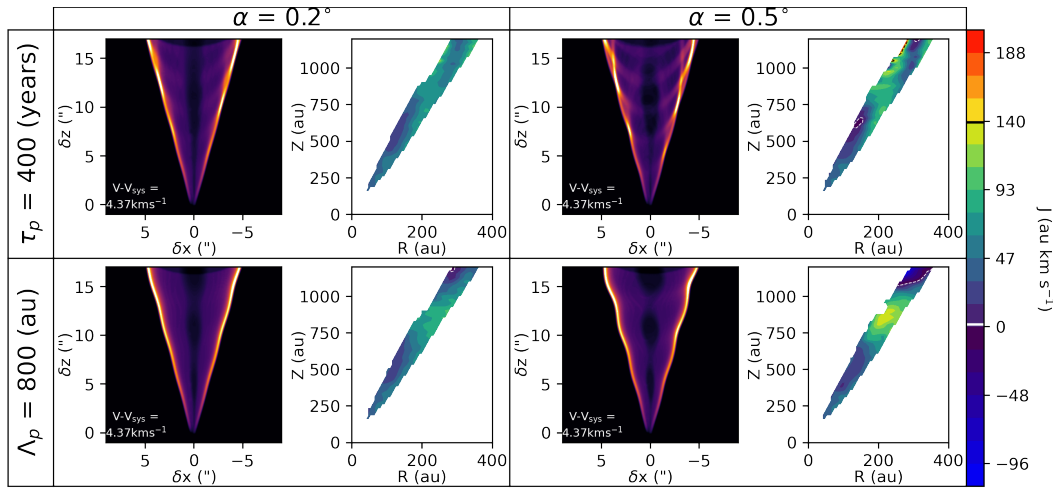


Fig. 6.12.: Représentation des modèles de précession sous différentes hypothèses : en supposant un angle de précession de 0.2° (gauche) ou 0.5° (droite), et en supposant une période temporelle τ_p constante (ligne du haut) ou une période spatiale Λ_p constante (ligne du bas). Une carte représentée pour chaque modèle, ainsi que la carte de moment cinétique spécifique déterminée par la méthode de tomographie. L'échelle de couleur du moment cinétique spécifique de 0 à 140 au km/s est identique à l'échelle de couleur de la Fig. 5.20.

plus faible que sur les observations. De plus, la précession est visible sur les bords du cône dans les cartes par canaux, ce qui n'est pas observé dans le cas de DG Tau B. Un modèle situé entre les deux avec une période de précession augmentant plus doucement que $r_0^{0.5}$ pourrait reproduire plus efficacement les cusps observés dans le flot conique.

Un autre problème du modèle est que l'espacement entre les cusps est fixé par la période (temporelle ou spatiale). Présentement, aucun des modèles présentés ne peut reproduire l'espacement de $\simeq 1.5''$ entre les cusps. Sur les modèles présentés ci-dessus, l'écart entre les cusps est plutôt de $3''$. La Fig. 6.13 présente une carte par canaux et la carte de moment cinétique spécifique d'un modèle à $\tau_p = 200$ ans. La distance entre les cusps semble plus correspondre aux observations, cependant la position du moment cinétique spécifique maximal est beaucoup plus bas. De plus, un autre minima de moment cinétique spécifique est observé à $Z \simeq 1000$ au, ce qui est incohérent avec nos observations.

Réserves sur le modèle de précession

Il est important de préciser que les modèles de précession développés via AxoProj sont probablement beaucoup trop simplistes. En effet, le code crée chaque couche indépendamment et ne considère aucune interaction hydrodynamique et/ou magnétique entre les couches. Les couches se traversent littéralement. À l'heure actuelle, aucune simulation modélisant un vent cisailé avec une précession n'a été effectuée, il donc difficile de connaître l'impact d'un tel phénomène sur le vent. Cependant

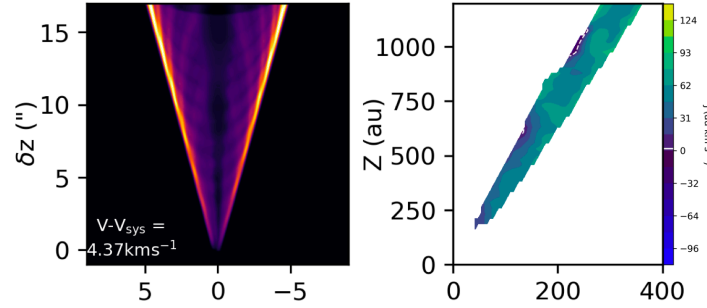


Fig. 6.13.: Représentation similaire à la Fig. 6.12 pour un modèle à $\tau_p = 400$ ans et $\alpha = 0.5^\circ$.

Masciadri and Raga (2002) ont montré qu’une solution de jet avec précession variait très rapidement de sa solution analytique. L’effet serait sûrement beaucoup plus important dans le cas d’un flot cisailé.

Discussion

Trois scénarios ont été étudiés pour tenter d’expliquer l’origine d’un wiggling de période $\tau \simeq 400$ ans et angle $\alpha \simeq 0.5$.

- **Précession par un compagnon non-coplanaire.** Dans un tel modèle un compagnon non-coplanaire crée un sillon dans le disque et sépare les régions internes et externes (Zhu, 2019). Le disque interne va précesser avec une période τ_p définie par $\tau_p/\tau_0 \simeq 0.37\mu/\sqrt{1-\mu}$ avec μ le rapport entre la masse du compagnon et la masse totale du système et τ_0 la période orbitale. Ce modèle nécessite aussi d’avoir $V_0 \leq V_Z \tan \alpha$ avec V_0 la vitesse orbitale de la source du flot. Ces deux conditions permettent de déterminer une séparation de ≤ 0.5 au pour le compagnon. Ainsi la séparation est plus faible que le bord interne de la zone qui éjecte le flot CO ($r_0 > 0.7$ au), ce qui est incohérent avec l’hypothèse de départ, ce modèle peut donc être exclu.
- **Précession du disque circumbinaire autour d’une binaire proche.** Dans ce modèle, un système binaire non-coplanaire crée une cassure dans le disque interne et crée une précession du disque interne (Nixon et al., 2013; Facchini et al., 2018). Cependant pour que le rayon interne du disque circumbinaire soit inférieur à 0.7 au, la séparation nécessaire pour le système binaire doit être inférieur à 0.5 au. Le faible angle de précession et la période de 400 ans entraîne ensuite un rapport de masse $\leq 10^{-2}$ pour le compagnon. Facchini et al. (2018) montrent qu’un tel système ne peut pas créer de cassure dans le disque, ce qui est nécessaire pour créer la précession du disque. On peut donc exclure ce modèle.

- **Mouvement orbital créé par un compagnon.** Bien que le code AxoProj ne puisse modéliser que des phénomènes de précession, un mouvement orbital peut créer la même morphologie. Dans ce modèle, la source éjectant le flot est en mouvement orbital avec un compagnon. La période τ_p permet de retrouver le rayon orbital de la source du flot par la 3eme loi de Kepler $a^3 = M_{tot}\tau_0^2 = 50$ au (avec $M_{tot} \simeq 1M_\odot$). la vitesse orbitale est fixée par $V_0 = V_Z \tan \alpha \simeq 0.1$ km/s. Ces paramètres correspondent à une naine brune ($M \simeq 0.025M_\odot$) en orbite à 50 au. Il est possible qu'un tel compagnon n'aie pas encore été détecté. De façon intéressante, cette orbite est aussi très proche de la bosse observée à 62 au sur le profil du continuum, même si un tel compagnon aurait à priori creusé un sillon beaucoup plus important.

Le modèle de mouvement orbital semble donc le meilleur scénario pour expliquer le possible wiggling observé sur DG Tau B. Le wiggling semble très efficace pour reproduire les variabilités de moment cinétique spécifique observés sur la tomographie. En revanche, ce modèle a beaucoup de difficultés à reproduire conjointement l'espacement entre les variations de moment cinétique spécifique et les l'espacement entre les structures internes.

6.2.6 Perturbation n°2 : Accrétion de sur-densité ?

Dans cette section, je présente la possibilité que les cusps et arches soient créés par des sur-densités dans la solution de vent de disque stationnaire étudiée précédemment.

Analyse

Nous nous plaçons dans l'hypothèse que les arches et cusps sont créés par des augmentations d'émissivité dans le vent de disque, que l'on pourra interpréter comme des augmentations locales de densité dans le flot. Le premier objectif est de contraindre la localisation de ces sur-densités dans le flot, principalement la face avant ($\phi \approx \pi/2$) ou arrière ($\phi \approx -\pi/2$). À partir de la tomographie, il est possible de déterminer à quelles vitesses sont projetées la face avant et arrière de chaque couche du flot conique. La Fig. 6.14 (gauche) présente la projection des vitesses du flot sur l'axe $\delta x = 0$ pour la face avant et arrière (estimé en utilisant la loi 6.4 et l'équation 3.6 avec $\phi = \pm\pi/2$). Sur cette figure est aussi représenté le domaine en vitesse où les arches et les cusps sont visibles dans le flot conique (voir Sect. 5.5.2). Pour des vitesses projetées de $V - V_{sys} > 5$ km/s, des cusps sont observés mais le faible rapport signal sur bruit empêche toute caractérisation.

Cette figure montre donc très simplement que si les arches et cusps observés sont dues à des augmentations d'émissivité dans le flot conique, elles doivent forcément

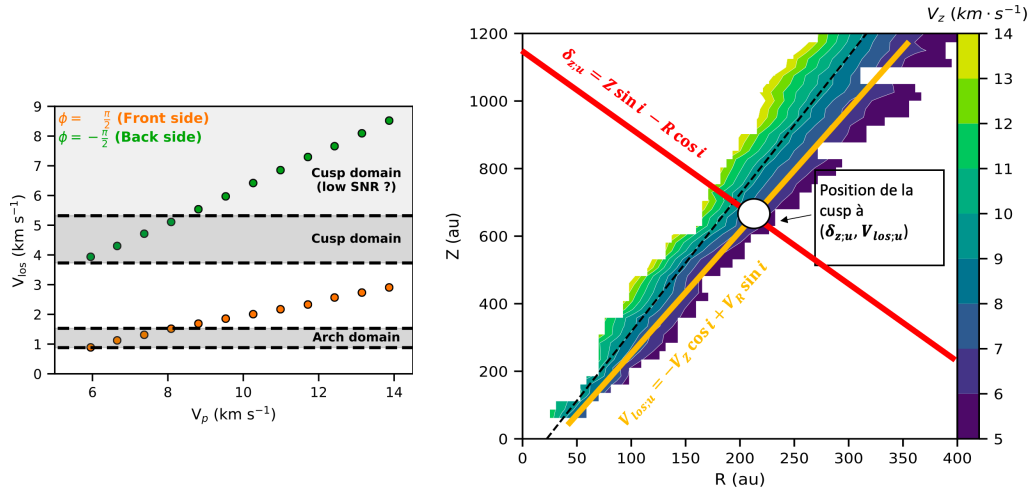


Fig. 6.14.: Gauche : représentation de la vitesse projetée de la face avant (orange) et face arrière (vert) du flot conique (estimé à partir de la loi 6.4) en fonction de la vitesse poloïdale. En gris est indiqué le domaine de vitesse projetée où sont observés les arches et les cusps. Le domaine $V - V_{sys} > 5$ km/s indique le domaine où les cusps n'ont pas pu être caractérisés à cause du faible rapport signal sur bruit. Droite : représentation schématique de la méthode utilisée pour placer sur la tomographie un cusp caractérisé par les valeurs $(\delta z_u, V_{los;u})$. La droite rouge représente la solution $R(Z)$ caractérisée par la hauteur projetée δz_u . La courbe orange représente une ligne à V_Z constant, correspondant à une vitesse projetée $V_{los;u}$ constante. L'intersection de ces deux droites représente la localisation de la cusp dans la tomographie.

être situées sur la face avant et arrière respectivement. La figure montre aussi que le domaine des arches et cusps correspond à la même gamme de vitesse poloïdale. À partir de ces informations, il est possible de placer les cusps dans la tomographie.

En effet, chaque cusp a été caractérisé par sa position δz_u sur l'axe $\delta x = 0$ à une vitesse projetée $V_{los;u}$. La position δz_u est la solution d'une équation $Z(R)$ déterminée à partir de l'équation 3.5 (avec $\phi = -\frac{\pi}{2}$). De plus, j'ai aussi montré que la vitesse projetée correspondait à une vitesse poloïdale précise, en fixant $V_R = V_Z \tan \theta$, on peut lier cette vitesse poloïdale à une ligne de V_Z constant dans le cône. La Fig. 6.14 (droite) est une représentation schématique de ces deux solutions. Le cusp déterminé par les valeurs $(\delta z_u, V_{los;u})$ correspond donc à une position précise dans le flot conique, qui est l'intersection entre la ligne de V_Z constant et l'équation $Z(R)$.

Six cusps (U0-5) ont été caractérisés en Sect. 5.5.2, il est donc possible de placer chaque cusp sur la tomographie. Vu que nous sommes capables de suivre la plupart des cusps sur plusieurs cartes par canaux, la forme de chaque cusp dans la tomographie peut être reproduite. La Fig. 6.15 présente la solution de la position des différents cusps (nommé ici SU0-5) dans la tomographie. Dans ce modèle, la montée des cusps avec la vitesse projetée n'est pas due à une quelconque accélération,

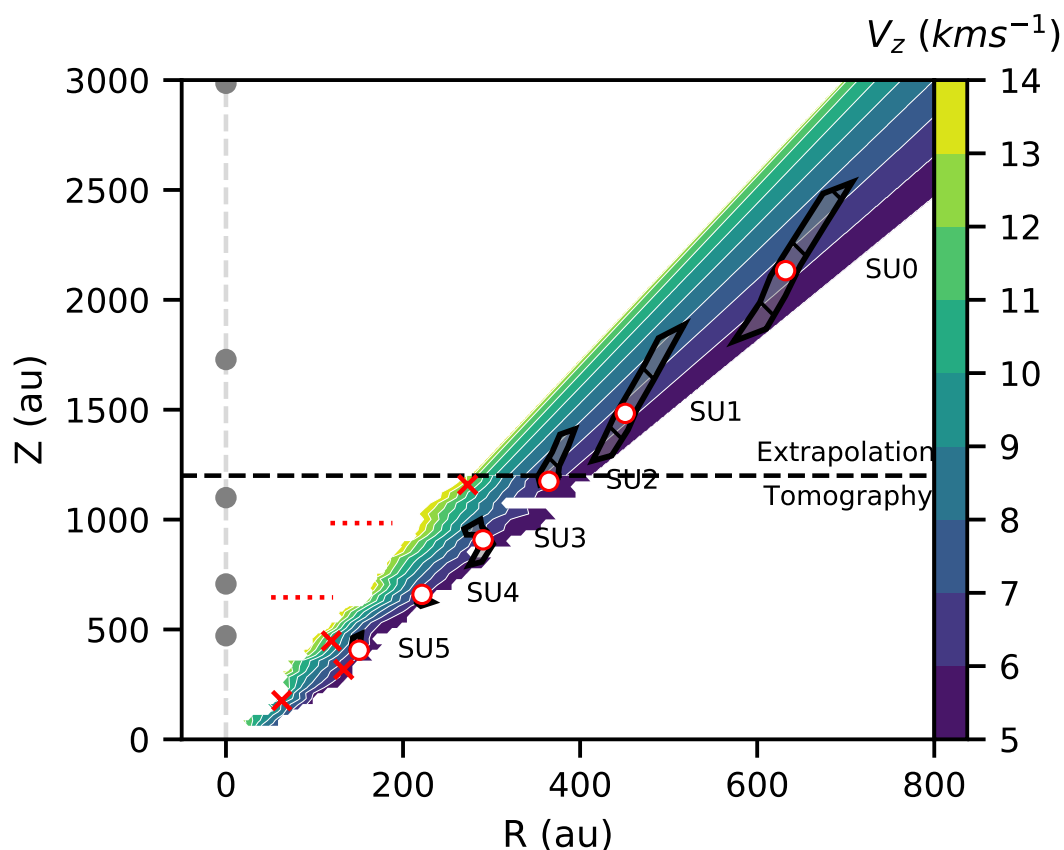


Fig. 6.15.: Carte de V_z du flot conique avec une extrapolation pour les hauteurs supérieures à 1200 au. Les régions grises représentent les régions (SU0-5) où l'émissivité doit être augmentée afin d'expliquer les cusps aux vitesses projetées $V - V_{sys} = 3.73 - 5.32$ km/s (voir Fig. 5.17). Les points blancs indiquent la position pour reproduire la carte par canaux à $V - V_{sys} = 4.37$ km/s. Les lignes rouges indiquent les deux régions extrêmes de moment cinétique spécifique (similairement à la Fig. 5.20). Les points gris indiquent les positions des nœuds du jet atomique (observation de (Podio et al., 2011) faite en Février 1998). Les croix rouges indiquent la position dérivée des ajustements d'ellipse sur les diagrammes P.V transverse (voir Fig. 6.7).

mais par des zones d'émissivités qui traversent radialement le flot cisailé. Ici les sur-densités semblent s'arrêter pour des vitesses supérieures à $\simeq 9$ km/s. Cet effet est dû au fait que les cusps ont été caractérisés jusqu'à une vitesse projetée de 5.32 km/s (voir Sect. 5.5.2 et Fig. 6.14).

Cependant, ces sur-densités sont à priori aussi présentes dans les régions internes. En effet, les ajustements d'ellipses sur les diagrammes P.V transverse montrent que certaines ellipses proviennent des régions internes et semblent dans la continuité des solutions SU5 et SU3 (voir Fig. 6.15). La Fig. 6.16 (gauche) montre les ellipses ajustées sur les diagrammes P.V transverse, ainsi que la position du haut des ellipses dans les cartes par canaux. On peut voir que le haut des ellipses semble cohérent avec des cusps à haute vitesse, avec un contraste très faible. Alternativement, il est aussi intéressant de voir les cusps visibles à $V - V_{sys} = 4.37$ km/s coïncident aussi

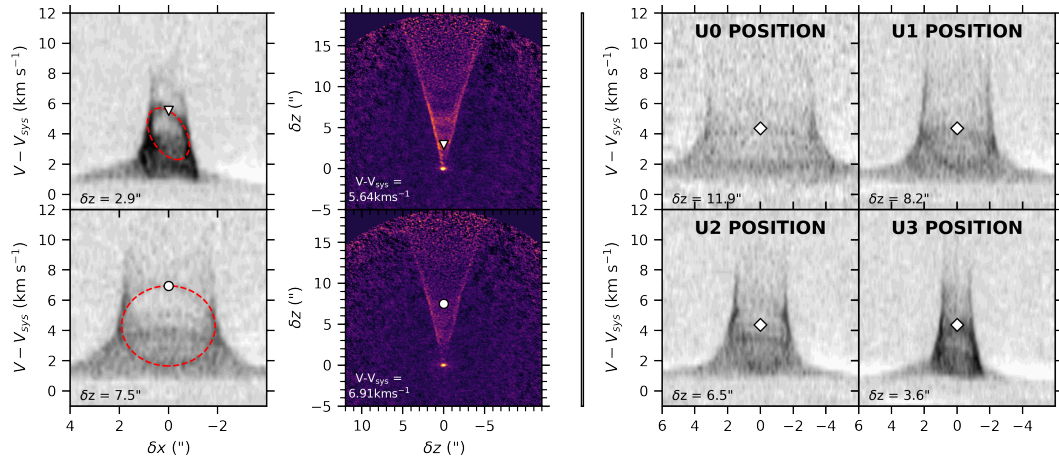


Fig. 6.16.: Gauche : diagrammes P.V transverses (gauche) et cartes par canaux (droite) de l'émission CO du flot de DG Tau B. En rouge sur les cartes par canaux est représenté les ajustements des structures internes par des ellipses (similaire à la Fig. 6.7). Les symboles ronds et triangulaires indiquent le haut des ellipses ajustées. Cette position est aussi indiquée sur les cartes par canaux par les mêmes symboles. Droite : diagrammes P.V transverses sur quatre altitudes correspondant à la hauteur des cusps SU0/4 à la vitesse projetée $V - V_{sys} = 4.37$ km/s (voir Tab. 5.4). Le losange est positionné à $V - V_{sys} = 4.37$ km/s et indique donc la position du cusp dans le diagramme P.V transverse.

avec des structures internes visibles dans les diagrammes P.V transverses (voir Fig. 6.16, droite), ajuster des ellipses sur ces structures semble cependant beaucoup plus difficile.. Par conséquent, les surdensités localisées à des vitesses plus importantes existent, mais ont un rapport signal sur bruit trop faible pour être étudiées à partir de la position des cusps dans les cartes par canaux. Une étude plus poussée des diagrammes P.V transverses pourrait potentiellement permettre de caractériser plus efficacement les sur-densités à haute vitesse.

Il est intéressant de noter que les augmentations d'émissivité SU3/4 sont localisées près des extrema de moment cinétique spécifique à 600 et 1000 au, ce qui pourrait indiquer un possible lien entre les deux phénomènes. Les âges dynamiques de ces zones émissives peuvent être déterminés par $\tau_w = \frac{Z}{V_z}$. Cet âge n'a un sens que si les sur-densités proviennent du disque et sont ensuite éjectées par le vent. La Fig. 6.17 présente les valeurs de τ_w pour les différentes solutions SU0-5. L'incertitude des valeurs de τ_w est lié à l'incertitude sur la position des cusps. L'âge dynamique est relativement constant et semble diminuer faiblement avec la vitesse poléïdale. Cet effet est principalement visible sur les solutions SU3 et SU4. L'intervalle de temps entre les sur-densités est aussi montrée sur la Fig. 6.17. Cet intervalle est typiquement de 200-300 ans et semble augmenter avec l'âge, même si cette tendance est clairement visible seulement pour l'intervalle entre SU0 et SU1 (500 ans). La distance spatiale entre les nœuds du jet coïncide très fortement avec la distance spatiale des surdensités du vent de disque, ce qui suggère que les deux phénomènes sont peut-être liés. Je vais discuter de cela dans la section suivante. Cependant, il

est important de préciser que le jet est beaucoup plus rapide, par conséquent les temps dynamiques $\tau_w = \frac{Z}{V_Z}$ seront très différents.

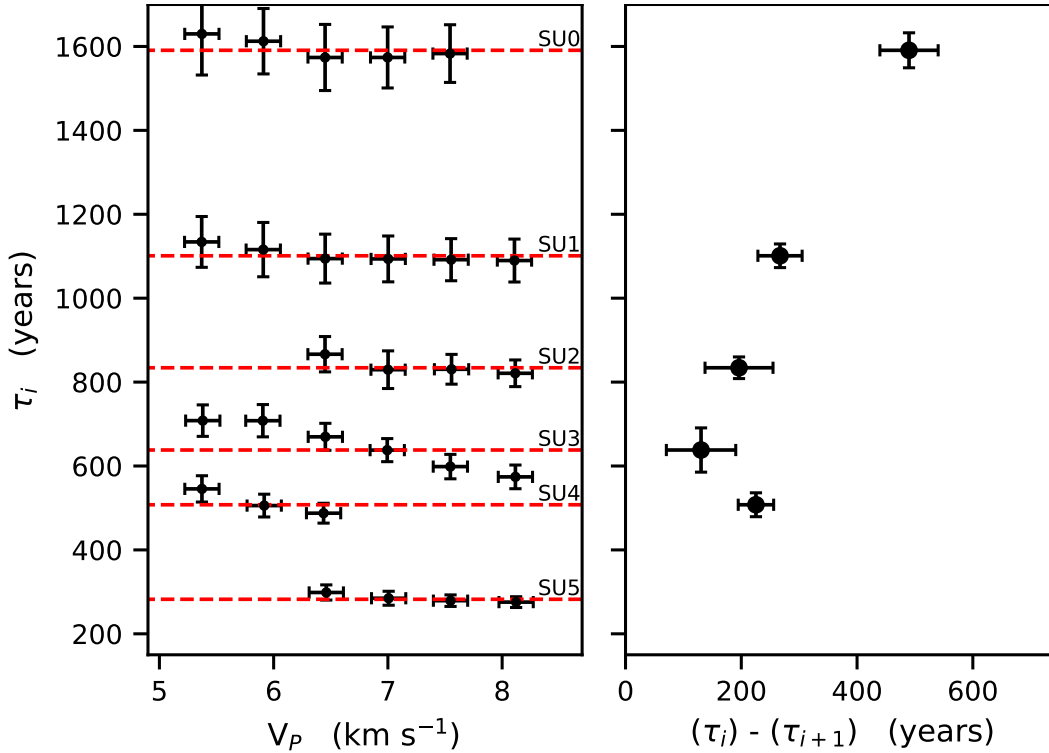


Fig. 6.17.: gauche : Estimation de l'âge dynamique $\tau = Z/V_Z$ des solutions SU0-5 en fonction de V_p . Les lignes rouges représentent la valeur moyenne. Droite : Différence d'âge entre deux cusps adjacentes $(\tau_i - \tau_{i+1})$. Les incertitudes sont déterminées en propageant les erreurs sur la position des cusps.

Modélisation

Dans l'analyse présentée ici, les solutions ont été trouvées à partir de leur position à $\delta x = 0$, cependant, rien ne précise que de telles solutions auront la forme en "U" d'un cusp sur les cartes par canaux. De plus, la forme que produiraient ces solutions à d'autres vitesses projetées est pour l'instant inconnue. Le modèle de vent conique stationnaire présenté en Sect. 6.2.2 est modifié, la loi en émissivité est multipliée par une Gaussienne représentant l'augmentation d'émissivité. Les Gaussiennes sont centrées aux valeurs τ_i supposé constantes pour toutes les vitesses (voir Fig. 6.17). Afin de reproduire le contraste des cusps ainsi que leur épaisseur sur les cartes par canaux, la FWHM des Gaussiennes a été ajustée à 23 ans et la valeur maximale de la Gaussienne a été fixée à $G_i = 3$. Ces augmentations d'émissivité ont été placées seulement dans les régions externes du flot conique ($V_p < 9 \text{ km/s}$) à cause du manque de contraintes pour les structures internes.

La Fig. 6.18 présente des cartes par canaux synthétiques de ce vent de disque conique avec des augmentations d'émissivité. Le contour de la solution SU0 est aussi représenté sur la ligne du haut pour une comparaison efficace avec les observations. Ce modèle reproduit bien les structures en cusps à hautes vitesses. L'augmentation de

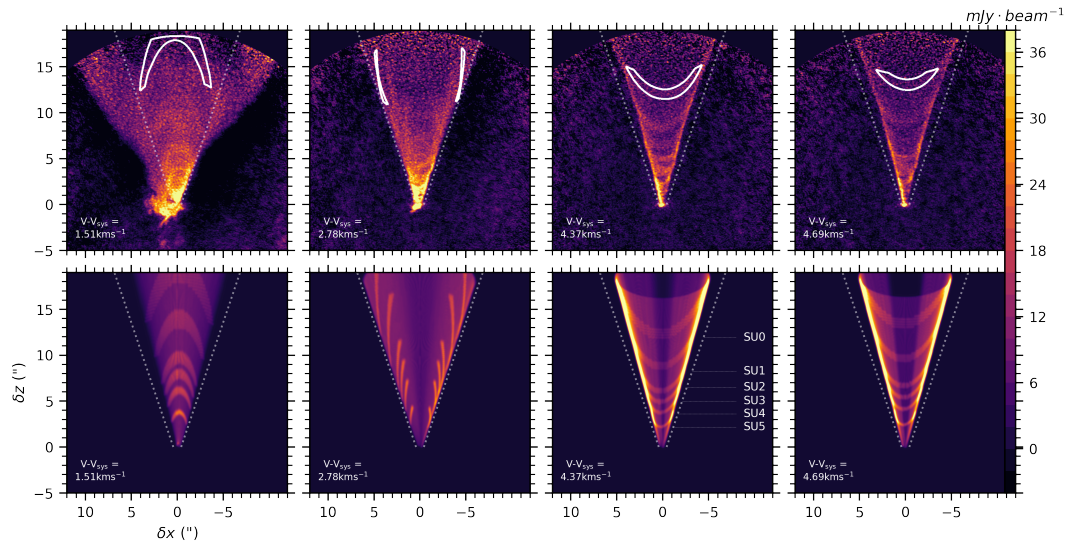


Fig. 6.18.: Cartes par canaux à différentes vitesses projetées. La première ligne représente les observations, et la deuxième ligne le modèle synthétique de vent de disque conique avec des augmentations d'émissivité. Les contours blancs indiquent la projection de la région SU0. L'échelle de couleur est identique sur toutes les cartes par canaux.

la distance à la source des cusps avec la vitesse projetée est aussi très bien reproduite. De plus, les solutions reproduisent aussi des fingers ainsi que des arches à basse vitesse. Les arches sont bien situées par rapport aux observations, ce qui indique que les arches, fingers et cusps pourraient être expliqués par ce phénomène.

Cependant, il est important de noter que les cartes par canaux à basse vitesse montrent que seulement le bout des arches est reproduit. En effet, le modèle stationnaire ne modélise pas l'extension radiale importante du flot externe. Pour modéliser complètement les arches, il est nécessaire d'étendre le modèle de flot conique à des rayons d'éjection et des angles d'ouverture plus importants. Cela est pour l'instant impossible, sans contraintes estimées de manière model-indépendante du flot externe.

Discussion

Les arches, fingers et cusps peuvent donc être expliqués par des augmentations d'émissivité axisymétriques dans le flot conique. Pour l'instant rien ne précise l'origine de ces augmentations, ni leur nature. Elles pourraient être dues à une augmentation de température ou de densité dans l'éjection.

Malheureusement, les échelles de temps de ~ 200 -500 ans entre les événements ne peuvent pas être comparées avec le jet interne à cause de sa vitesse importante et de sa baisse de luminosité à haute altitude. Néanmoins, de telles échelles de temps ont été observées sur des flots moléculaires plus jeunes. Nony et al. (2020) ont trouvé des différences d'âge dynamique de ~ 500 ans entre les nœuds de jets dans le nuage

moléculaire W43-MM1. Plunkett et al. (2015) ont trouvé des différences de temps dynamique de $\sim 100-600$ ans en étudiant les sur-densités dans le flot de CARMA-7. L'ajustement du flot de HH46/47 par une multitude de WDS par Zhang et al. (2019) indique une différence de temps dynamique entre les couches de 300 ans dans la partie blueshiftée et de 200 ans dans la partie redshiftée. Il est donc possible que nous observions une variabilité similaire sur DG Tau B.

Dans la modélisation j'ai supposé que l'âge dynamique de la sur-densité τ_w était constante avec la vitesse poléodale. Cela signifie que si l'événement créant l'augmentation d'émissivité provient du disque, cet événement a lieu simultanément à tout rayon dans le disque. Une approximation plus physique serait de supposer que cet événement se propage radialement dans le disque à une vitesse V_{prop} . En considérant que l'événement a lieu à $Z = 0$, l'équation de τ peut être calculée :

$$\tau(r_0) = t - t_{eject}(r_0) \quad (6.8)$$

$$t_{eject}(r_0) = t_{eject}(0) + \frac{r_0}{V_{prop}} \quad (6.9)$$

$$\tau(r_0) = \tau(0) - \frac{r_0}{V_{prop}} \quad (6.10)$$

Ici t est le temps actuel et $t_{eject}(r_0)$ est l'époque d'éjection au rayon r_0 . V_{prop} est positif quand la densité bouge de l'intérieur du disque vers l'extérieur. Dans notre cas, τ_w diminue lorsque la vitesse poléodale diminue et donc augmente avec le rayon d'éjection. Une augmentation de τ_w avec le rayon peut donc être expliquée par un V_{prop} négatif, ce qui correspond à une densité s'accrétant sur l'étoile centrale.

La Fig. 6.19 est une modification de la Fig. 6.17 dans laquelle la vitesse poléodale a été transformée en rayon d'éjection dans l'hypothèse d'un vent MHD froid (Avec $\beta = 0$ et $\lambda = 1.58$). Pour chaque solution SU0-5 est indiquée le profil $\tau(r_0)$. Le coefficient directeur de ce profil est directement lié à $1/V_{prop}$, et par conséquent à la propagation de la surdensité dans le disque. Pour chaque solution, la valeur V_{prop} a été ajustée. Dans les cas de SU0,1,2, un coefficient directeur nul ne peut pas être exclu, ce qui correspond à $V_{prop} = \infty$. Dans un tel cas, il est impossible de fixer le signe de V_{prop} et seulement les limites inférieures peuvent être estimées. Elles sont indiquées dans la figure. Lorsque le signe de V_{prop} peut être fixé, l'incertitude est spécifiée dans l'image. Le meilleur ajustement pour toutes les solutions correspond à une vitesse de propagation négative d'environ $V_{prop} \simeq -0.2$ km/s. Une telle vitesse correspond à 1-4% de la vitesse keplerienne dans ce domaine de rayon. Si le vent est photo-éaporé, les rayons doivent être multipliés par $\lambda^2 = 2.5$. La vitesse de propagation moyenne sera donc $V_{prop} \simeq -0.5$ km/s. De telles vitesses correspondent

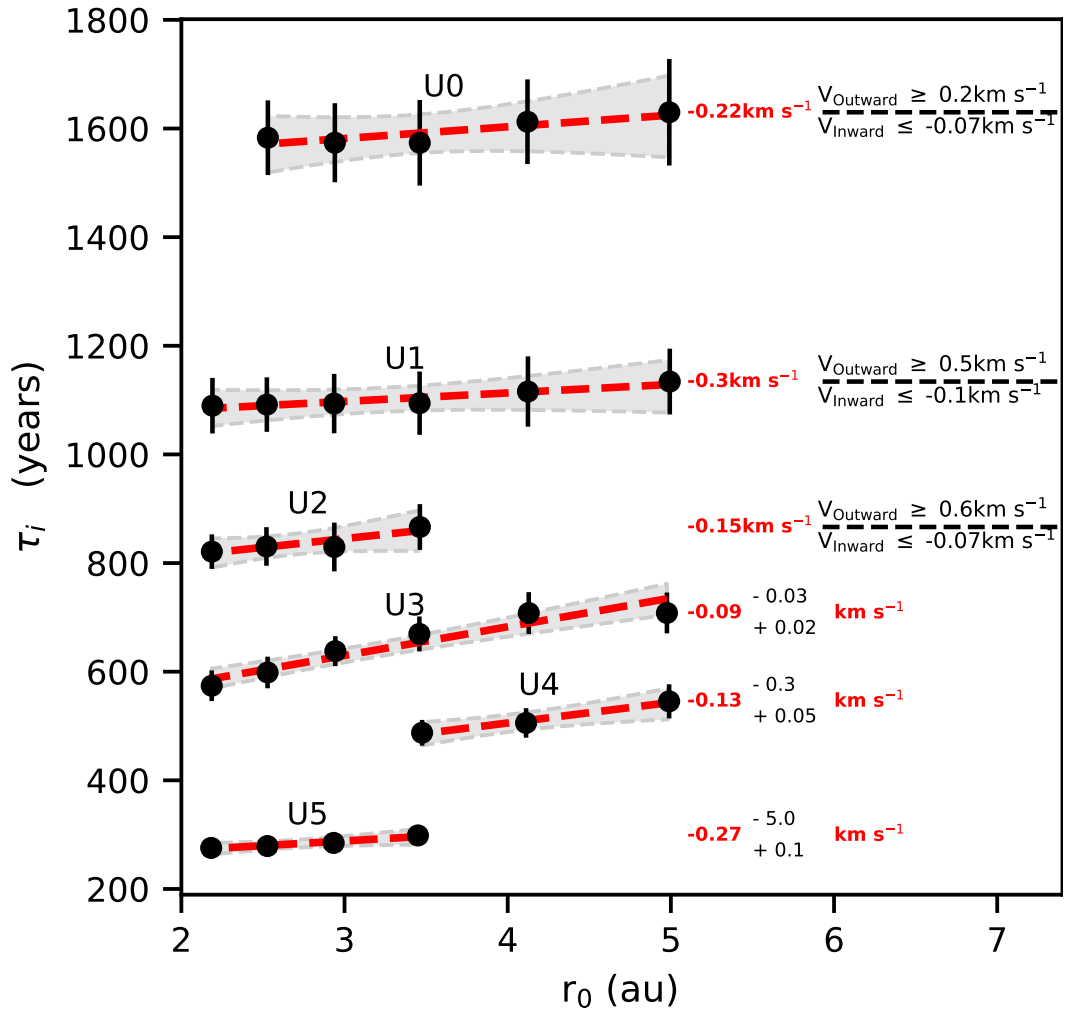


Fig. 6.19.: Représentation des âges dynamiques des solutions SUO-5 en fonction du rayon d'éjection r_0 dans l'hypothèse d'un vent MHD froid. Pour chaque cusp, la ligne rouge représente le meilleur ajustement par une fonction affine ainsi que la vitesse V_{prop} correspondante. Le domaine à 1σ est représenté en gris. Les incertitudes ou les valeurs minimales de la vitesse de propagation sont indiqués à droite.

aux attentes d'accrétion de surface dans les modèles de vent MHD (Riols et al., 2020). L'extension radiale de l'événement peut être estimée à partir de la contrainte sur la durée $\Delta t = 23$ ans tel que $\Delta R \simeq V_{prop} \times \Delta t \simeq 1$ au.

Des événements d'accrétion épisodiques rappellent évidemment les phénomènes de type FU-Ori et Ex-Ori qui correspondent à des augmentations rapides et importantes du taux d'accrétion. La différence entre les deux phénomènes réside dans l'intervalle, durée et fréquence de ces sursauts d'accrétion. Quelques FU-Ori ont eu des épisodes d'accrétion intense d'une durée de moins de 30 ans (V1515 Cyg, ou V1714 Cyg dans Hartmann and Kenyon, 1996). Cependant les périodes des FU-Ori sont en général de l'ordre de $\sim 10^4 - 10^5$ ans. De l'autre côté, les événements des Ex-Ori ont des durées de quelques mois avec des périodes de quelques années. DG Tau B semble se

situer ici entre les deux extrêmes. Cependant, le saut en émissivité d'un facteur 3 dans le cas de DG Tau B peut s'interpréter comme un saut en densité d'un facteur 3, très faible par rapport aux augmentations de taux d'accrétion de plusieurs ordres de grandeur pour les phénomènes de type FU-Ori/Ex-Ori. De plus, les modèles de Fu-Ori prédisent une accrétion globale touchant toute la structure verticale du disque. Dans les modèles de vent MHD, le principal de la masse est concentré dans le plan du disque, avec des vitesses d'accrétion très faibles $10^{-3}V_{kepl}$ (Riols et al., 2020). Nos vitesses d'accrétion sont beaucoup plus rapides, ce qui indique une accrétion située seulement sur la surface du disque. Le phénomène observé ici n'est donc pas de type Fu-Ori. Les variations d'émissivité observées dans le flot conique de DG Tau B pourraient être dues par exemple à une masse résiduelle en effondrement qui crée une onde de choc dans le disque en s'effondrant. En particulier, les modèles analytiques de Hennebelle et al. (2016) prédisent des vitesses V_r de l'ordre de $\sim 3\%V_K(r_0)$, similaire à ce qui est observé ici. Cependant, toute notre étude se base sur le fait que ce phénomène soit axisymétrique, ce qui n'est à priori pas compatible avec le modèle de Hennebelle et al. (2016). Il est nécessaire de vérifier si la prise en compte de cette non-axisymétrie impacte les résultats présentés ici, notamment sur la morphologie des cusps et des arches.

Des difficultés à reproduire les variations de moment cinétique spécifique

Bien que ce modèle soit prometteur et très intéressant pour expliquer les structures internes visibles sur les cartes par canaux, il ne peut pas expliquer de façon simple les deux extrema observés de moment cinétique spécifique.

Une onde de densité se propageant dans le disque influencera forcément le profil de densité ainsi que le champ magnétique du disque. On peut supposer que pendant ce moment, le facteur λ va varier, il est donc sensé de penser que la dynamique de l'éjection peut varier durant ces 23 ans. Cependant, il est observé que le moment cinétique spécifique devient quasiment nul, à 600 au, et double à 1000 au. Une variation de 100% du moment cinétique spécifique correspond à une variation de 100% du facteur λ , ce qui est difficile à considérer, d'autant plus qu'aucune variation n'est observée dans la carte de V_z . Une onde de densité produite par la chute de l'enveloppe pourrait créer des sur-densités non axisymétriques dans le flot et pourrait peut-être expliquer les irrégularités observées dans le flot. Cependant, un tel modèle reste pour l'instant très incertain.

Une précession du disque ou un mouvement orbital comme proposé en Sect. 6.2.5 semble donc la solution la plus probable pour expliquer cette variation de moment cinétique spécifique. À l'heure actuelle, il est impossible pour moi d'expliquer les variations de moment cinétique spécifique avec ce modèle simple.

6.2.7 Perturbation n°3 : Perturbation par un choc d'étrave ?

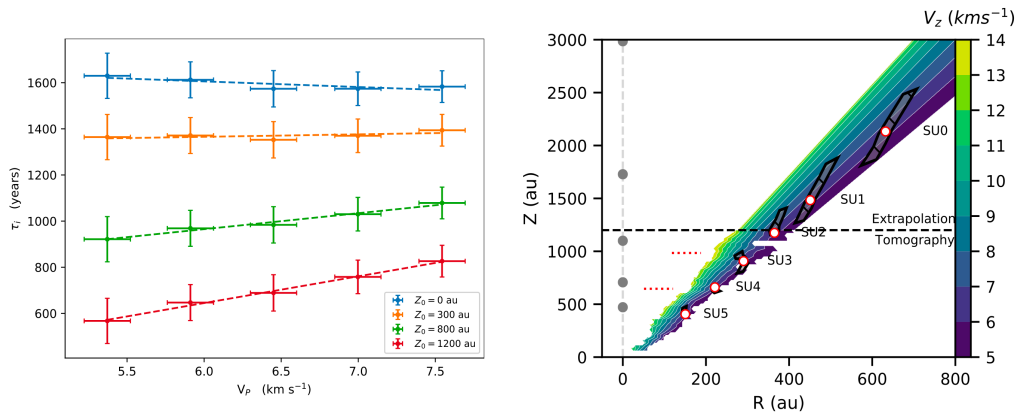


Fig. 6.20.: Gauche : estimation de la valeur de τ pour la solution SU0 dans le cas où la perturbation provient d'une altitude Z_0 (tel que $\tau = (Z - Z_0)/V_z$). Chaque couleur correspond à une valeur de Z_0 , indiqué dans la légende. Droite : Image similaire à la Fig. 6.15. Les points gris indiquent les positions des nœuds du jet atomique (observation de (Podio et al., 2011) faite en Février 1998).

Dans la section précédente j'ai pu expliquer les arches et cusps observés par des augmentations d'émissivité dans le flot conique. J'ai aussi pu estimer leur âge dynamique en considérant que la perturbation du flot était située dans le disque. Vu que l'âge dynamique des perturbations diminuait avec la vitesse poloidale, la perturbation du disque se déplace de l'extérieur vers l'intérieur. Cependant que se passe-t-il si la perturbation n'est pas au niveau du disque mais à une hauteur $Z_0 \neq 0$? Dans un tel cas la valeur de τ sera définie par $\tau = \frac{Z-Z_0}{V_z}$. La Fig. 6.20 présente les variations de τ pour différentes valeurs de hauteurs de perturbations Z_0 . Si la perturbation a lieu à $Z = 1200$ au, on peut voir que l'âge dynamique augmente avec la vitesse poloidale, ce qui, dans l'analyse effectuée dans la section précédente, correspond à une perturbation se propageant des régions internes vers les régions externes.

Une perturbation par une éjection interne pourrait donc expliquer les variations d'émissivité, les candidats potentiels sont les CME, Re-X-wind (voir Sect. 1.3.2) ou bien des chocs d'étrave. Un tel phénomène pourrait aussi expliquer la non-recollimation du flot conique dans le cadre du vent MHD. Le choc d'étrave en particulier est un candidat intéressant car les distances entre les nœuds du jet sont similaires aux distances entre les perturbations (voir Fig. 6.20). De plus, si le jet précède légèrement, la pression asymétrique pourrait "pousser" le flot, créant les irrégularités observées sur la carte de moment cinétique spécifique.

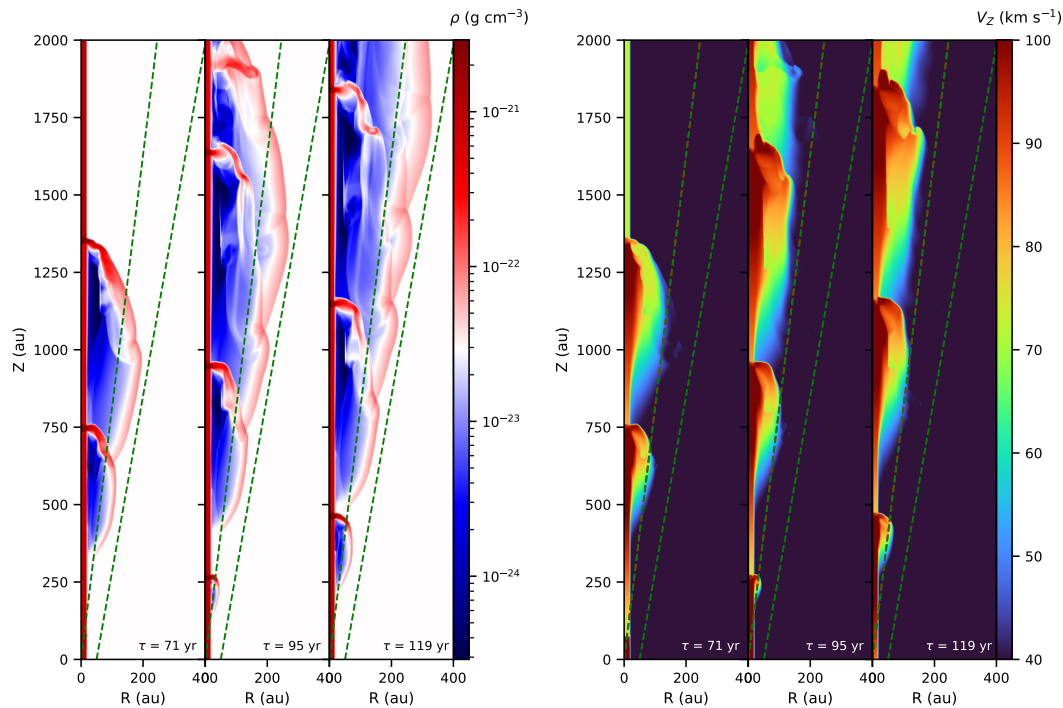


Fig. 6.21.: Présentation des simulations de Tabone et al. (2018) à $\tau = 71, 95$ et 119 ans. Gauche : représentation du profil de densité, en échelle logarithmique. La couleur blanche correspond à la densité du flot externe. Une surdensité correspondant à l'interface entre choc d'étrave et vent externe peut être visible en rouge. Cette région est indiquée par les deux droites vertes en pointillées. Droite : représentation de la valeur de V_Z . Les droites vertes sont similaires à la carte de densité. Aucun cisaillement n'est observé dans cette région.

À ce jour, la seule étude de l'interaction entre un choc d'étrave et un vent de disque est la simulation de Tabone et al. (2018). Dans cette simulation 2D, un choc d'étrave est contenu dans un vent de disque. On peut observer quelques similarités avec le flot de DG Tau B. La Fig. 6.21 présente une carte de densité et V_Z de la simulation de Tabone et al. (2018) à différentes époques. On peut voir une structure dense conique se dessiner à l'interface entre le choc d'étrave et du vent externe. Cependant la carte de V_Z montre qu'aucun cisaillement n'est observé dans cette région. Cette simulation est cependant très simpliste : Le vent a une vitesse verticale, et constante avec le rayon. Néanmoins, cette simulation semble être une première étape prometteuse pour modéliser la variabilité dans DG Tau B. Des simulations numériques plus réalistes prenant en compte des gradients de vitesse dans un flot incliné en rotation sont nécessaires afin de vérifier ce scénario.

6.3 Conclusion

6.3.1 Vision globale de DG Tau B

Les données ALMA de très haute qualité que j'ai eu la chance d'étudier pendant la thèse, ainsi que les méthodes d'analyse développées m'ont permis de comprendre plus en détail la Classe I DG Tau B. Je vais résumer ici les différents résultats de la modélisation du flot moléculaire, les résultats de l'analyse modèle indépendante sont présentés en Sect. 5.6.

J'ai montré dans ce chapitre que la dynamique du flot conique n'est pas cohérente avec nos connaissances actuelles de l'interaction avec une enveloppe. Le modèle de vent de disque a ensuite été étudié. La dynamique du flot conique est cohérente avec un vent photo-évaporé provenant de 1.6 à 8.2 au et avec un vent MHD provenant de $r_0 > 0.7$ à 3.4 au avec un $\lambda < 1.58$. Le flux de masse du flot conique est cependant difficile à expliquer par un vent photo-évaporé. Le vent MHD peut quant à lui rendre compte de ces flux de masse importants, et permet d'expliquer par une extraction de moment cinétique spécifique vertical l'accrétion sur l'étoile centrale. Cependant, le modèle de vent MHD peine à expliquer pourquoi le flot reste conique jusqu'à $\simeq 2000$ au sans aucune recollimation. Le phénomène de re-collimation, constamment observé dans les simulations de vents MHD doit être compris plus en détail afin d'expliquer réellement le vent conique.

De plus, le modèle de vent MHD ne permet pas d'expliquer les structures internes du flot, ni les deux extrema visibles dans la carte de moment cinétique spécifique. Trois modèles simples ont été étudiés pour expliquer ces observations. Le scénario le plus intéressant pour expliquer les arches, fingers et cusps est de considérer des sur-densités dans le vent de disque MHD, créées par des sur-densités dans la région d'éjection ou par une interaction avec un choc d'étrave. Dans la première hypothèse, la perturbation se propagerait des régions externes du disque jusqu'aux régions internes avec une vitesse de $\simeq 0.2 - 0.5$ km/s, ce qui est cohérent avec les modèles d'accrétion de surface MHD. Le temps entre les perturbations est estimé à $\sim 200 - 500$ ans. Néanmoins, ces deux modèles ne permettent pas d'expliquer simplement les variations de moment cinétique spécifique visibles sur la tomographie. Un wiggling du flot est sans doute nécessaire pour expliquer ce dernier point.

L'origine du flot externe est plus difficile à contraindre à cause du manque de paramètres déterminés indépendamment des modèles. Le moment cinétique spécifique de 250 au km/s, ainsi que l'apparente accélération suggère que ce flot peut être décrit par une interaction entre un vent interne et une enveloppe, ou alors par un vent étendu provenant de $\sim 30 - 50$ au. Dans la première hypothèse, l'origine du vent interne dépend de la composante apportant le moment cinétique dans la zone d'interaction. Si le vent apporte le moment cinétique, alors le vent doit provenir

des régions externes du disque (30-50 au) et l'enveloppe peut être statique. Si l'enveloppe apporte le moment cinétique, alors elle doit être en effondrement, et le vent peut provenir des régions plus internes (X-wind par exemple). Il est aussi important de noter que, peu importe l'origine des arches, fingers et cusps dans le flot conique, il est nécessaire d'étendre cette perturbation au flot externe, car les arches observées dans le flot sont situés en partie dans le flot externe.

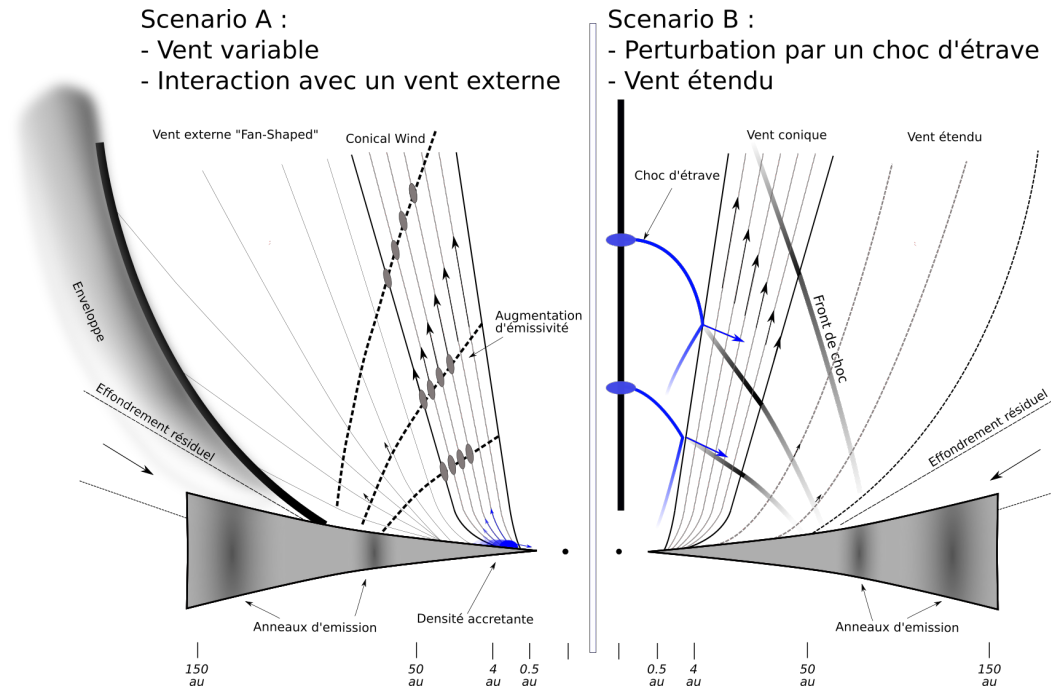


Fig. 6.22.: Vision schématique de deux scénarios pour expliquer le flot redshifté de DG Tau B. Dans le scénario A, la variabilité est expliquée par un vent variable (Sect. 6.2.6) et le flot externe par une interaction entre une enveloppe et un vent externe. Dans le scénario B, le vent s'étend jusqu'à ≈ 50 au et est perturbé par des chocs d'étrave (Sect. 6.2.7).

Toutes ces informations peuvent être regroupées pour former un modèle global du flot de DG Tau B. La Fig. 6.22 présente deux visions possibles mais pas forcément exhaustives. Je ne présente pas de flot en précession car il est relativement simple à comprendre (et aussi très difficile à représenter !).

Dans le scénario A, un vent MHD est présent à partir de 0.7 au jusqu'à $\sim 30 - 50$ au. Les lignes de champ les plus externes forment un vent "fan-shaped" et interagissent avec l'enveloppe résiduelle (ou des événements précédents de perte de masse). Des perturbations d'une surdensité accrétaire créent une augmentation d'émissivité qui se propage le long du flot. Dans le Scénario B, le vent est présent dans les mêmes régions. Cependant le vent externe n'interagit pas avec l'enveloppe environnante mais crée la cavité observée. Des perturbations créées par des chocs d'étrave se propagent le long du flot. Dans ces deux scénarios, l'origine de la variabilité et de la cavité externe sont complètement interchangeables.

6.3.2 Comparaison à d'autres objets et ouverture

Les résultats présentés ici et dans la section précédente nous ont permis de comprendre plus en détail l'origine du flot moléculaire de DG Tau B. Des études récentes ont elles aussi effectué des analyses similaires sur d'autres objets d'âges différents. En particulier, trois objets de fin de Classe I/Classe II ont été analysés en détail : TMC1A (Bjerkeli et al., 2016), DO Tau (Fernández-López et al., 2020) et HH30 (Louvet et al., 2018). La comparaison avec ces objets permet de mettre en avant des informations essentielles sur l'origine des flots moléculaires ainsi que leur impact sur le disque et la formation planétaire.

Une formation planétaire dynamique

TMC1A est une source de Classe I et fait partie des rares objets (avec DG Tau B et HL Tau) à avoir une structure dans le disque, une couche en effondrement, et un flot moléculaire massif. Le flot moléculaire a été décrit par Bjerkeli et al. (2016) par un vent MHD provenant de 2-18 au. Similairement à DG Tau B, des bosses d'émissions sont visibles dans l'émission continue du disque. Dans le cas de TMC1A, elles sont expliquées par une des premières étapes de la formation planétaire : l'agglomération de la poussière millimétrique (Harsono et al., 2018). Si cette supposition est vérifiée pour TMC1A et DG Tau B, la formation planétaire a lieu dans un environnement très dynamique. L'impact d'un vent de disque (peut-être variable dans le cas de DG Tau B) et de l'effondrement sur la formation d'une planète est pour l'instant une question ouverte. Des modèles de formation planétaire prenant en compte un environnement aussi dynamique sont donc nécessaires afin de comprendre l'impact sur la formation planétaire.

La présence de variabilité dans les flots moléculaires

DO Tau est un objet de Classe II avec une inclinaison "pole-on" ($i \simeq 19^\circ$) et un flot moléculaire massif. Récemment, Fernández-López et al. (2020) ont montré la présence d'anneaux d'émission dans les cartes par canaux en CO. La caractérisation de ces anneaux a mis en avant la présence de trois couches émissives qui augmentent en vitesse avec l'altitude. Ces trois couches ont une dynamique très ressemblante aux sur-densités modélisées dans DG Tau B. En particulier, ces trois couches ont un temps dynamique de 460, 700 et 1090 ans, et donc une différence entre les temps dynamiques de ~ 300 ans. De plus le flux de masse du flot de DO Tau ($\sim 5.5 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) est aussi similaire au flux de masse déterminé sur le flot de DG Tau B. Fernández-López et al. (2020) décrivent ce flot atypique par de la matière entraînée par une éjection interne. Néanmoins, le modèle de vent de disque avec des augmentations d'émissivité pourrait potentiellement reproduire efficacement les structures observées dans le flot de DO Tau. Une variabilité avec une différence

entre les temps dynamique similaire a aussi été observée dans la Classe I HH46/47, mais pour des échelles spatiales plus importantes.

En général, les structures internes observées dans les flots de Classe 0-II sont souvent interprétées comme des couches entraînées par un vent interne épisodique comme le jet central. Nous avons montré dans ce chapitre que les structures observées dans DG Tau B peuvent être expliquées par des augmentations d'émissivité dans un vent de disque. Si cette hypothèse est vérifiée, cela indiquerait que le vent de disque, similairement au jet interne, peut être variable.

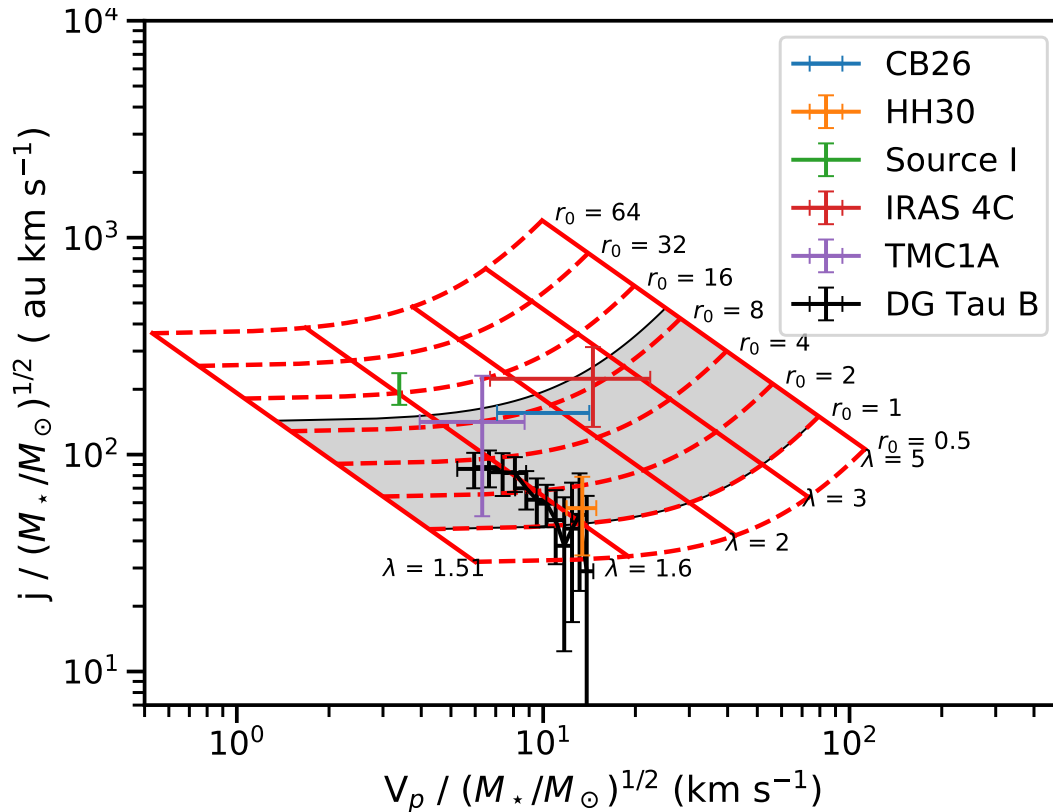


Fig. 6.23.: Représentation du moment cinétique spécifique en fonction de la vitesse polaire pour une solution MHD froide. Les points colorés correspondent aux 5 candidats de vent de disques présentés dans la Sect. 1.4.3 : CB26 (Launhardt et al., 2009), HH30 (Louvet et al., 2018), Source 1 (Hirota et al., 2017), NGC 1333 IRAS 4C (Zhang et al., 2018) et TMC1A (Bjerkeli et al., 2016). Les points noirs indiquent les estimations du flot conique de DG tau B effectuées en Sect. 6.2.3.

Des vents de disque avec des paramètres similaires

La Fig. 6.23 représente les valeurs de moment cinétique spécifique et vitesse polaire pour les 5 candidats de vent de disque présentés en Sect. 1.4.3 et pour DG tau B. À ce jour, tous les candidats de vent de disque étudiés ont des paramètres très similaires, malgré leurs différents états évolutifs. Cette similarité semble indiquer que le phénomène magnéto-centrifuge a lieu à n'importe quel stade évolutif avec une extraction de moment angulaire (caractérisé par le facteur λ) qui ne semble

pas varier avec l'âge ou la masse de la source. Bien qu'un échantillon d'objets plus important soit nécessaire, cette similarité apporte donc des contraintes essentielles sur l'évolution des vents de disque, et par extension, sur l'évolution des disques proto-planétaires.

La similarité la plus impressionnante est sans aucun doute avec la Classe II HH30. Louvet et al. (2018) ont étudié en détail le flot de HH30. Le flot est conique jusqu'à $\delta z = 2''$, avec une vitesse poloïdale et un moment cinétique spécifique constant. Ils ont aussi estimé un flux de masse de $\sim 9 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, très similaire à l'estimation effectuée sur DG Tau B. Ce flot a été décrit par un vent MHD avec des paramètres $\lambda \simeq 1.6$ et $r_0 \simeq 0.5 - 2.5$ au, également très similaire aux estimations pour DG Tau B. La stratification du flot de HH30 n'a malheureusement pas pu être étudiée en détail à cause de l'inclinaison de l'objet ($\sim 90^\circ$). Néanmoins, je vais montrer dans la section suivante que les toutes nouvelles données ALMA de HH30 permettent de mettre en avant des caractéristiques inédites qui viennent amplifier la ressemblance avec le flot de DG Tau B, notamment la stratification du flot, ainsi que des signatures de variabilité.

Part III

Étude de HH30

J'ai eu l'occasion dans le cadre de ma thèse d'étudier de nouvelles données ALMA sur le flot CO de la Classe II HH30. Malheureusement, je n'ai pas eu l'occasion d'aller dans les mêmes niveaux de détail que sur DG Tau B, par manque de temps. Cependant, j'ai pu trouver quelques résultats intéressants, ainsi que quelques chemins prometteurs à explorer. Dans cette section je vais présenter le travail préliminaire effectué sur ces données. Ce travail sera présenté dans un futur papier (Louvet et al. in prep.), qui est en cours de rédaction.

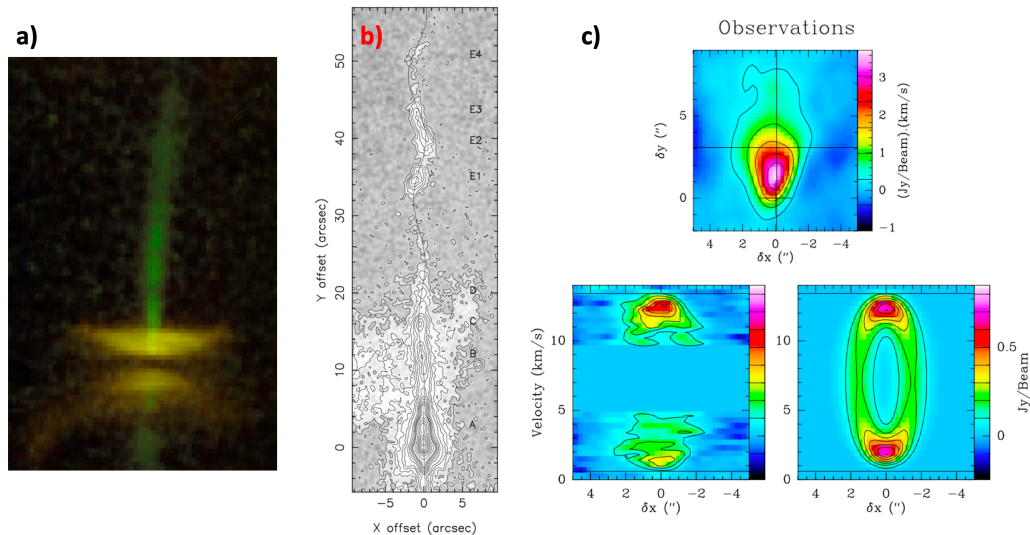


Fig. 7.1.: Le jet et le flot de HH30. a) : Image optique de HH30 (HST, voir Burrows et al., 1996). b) : Émission [SII] du jet de HH30 (Anglada et al., 2007). La courbe noire correspond à un ajustement de la morphologie du jet par un modèle de wiggling. L'ajustement a une période spatiale de 16" et un angle d'ouverture de 1.43°. c) Observations CO de HH30 avec le PdBI (Pety et al., 2006). En haut est représenté le moment 0 et à gauche un diagramme transverse correspondant à une coupe à 3.1". L'image de droite correspond au diagramme P.V transverse d'un modèle de flot conique ($\theta = 30^\circ$) avec une vitesse poloidale de 11.5 km/s.

HH30 est une proto-étoile de Classe II située dans le nuage du Taureau (~ 140 pc). À cause de son inclinaison, l'étoile centrale est complètement cachée par son disque d'accrétion de rayon ~ 250 au visible en lumière diffusée Infrarouge (Burrows et al., 1996, Fig. 7.1a). Le jet de HH30 a été l'un des premiers jets observés par Mundt and Fried (1983). Il a été étudié en détail par Anglada et al. (2007) et Estalella et al. (2012) qui ont suggéré que les déplacements de l'axe du jet (\equiv wiggling, voir Fig.

7.1b) pouvaient être créés par un mouvement orbital de la source ou une précession du disque d'accrétion. En particulier, le modèle de mouvement orbital a été mis en avant pour expliquer l'origine du wiggling dans le jet. Le flot moléculaire de HH30 a été observé par Pety et al. (2006) avec l'Interféromètre du Plateau de Bure (PdBI) et une résolution de $\sim 1.4''$. Ils ont notamment montré que le flot moléculaire avait une vitesse de ~ 12 km/s et semblait avoir une morphologie conique avec un angle d'ouverture de 30° . Ils n'ont cependant pas pu contraindre la rotation du flot moléculaire à cause d'une résolution spectrale trop faible.

7.1 L'étude ALMA de Louvet et al. (2018)

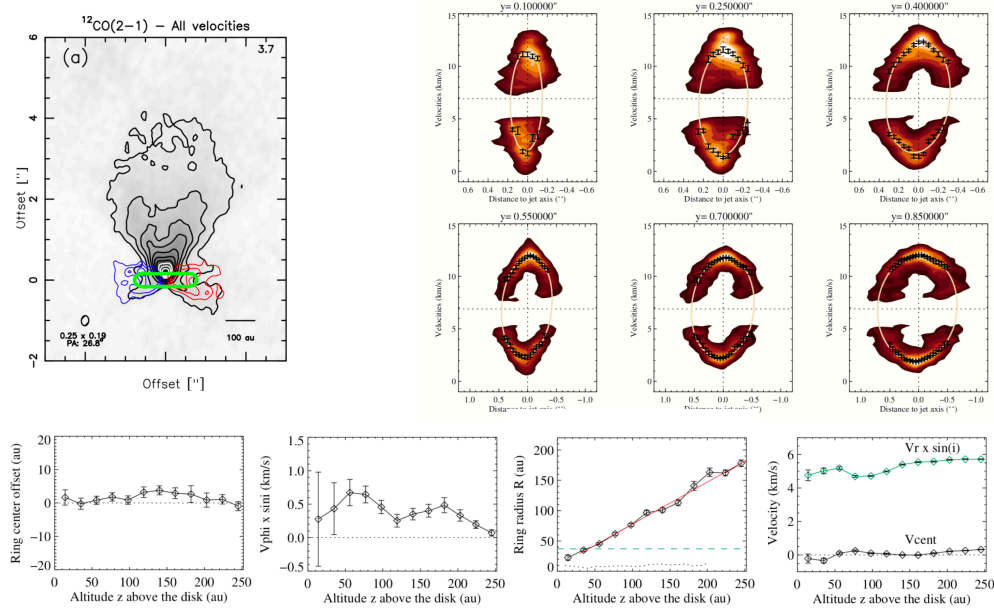


Fig. 7.2.: Présentation des données de Louvet et al. (2018). Gauche : Moment 0 de l'émission ^{12}CO en niveau de gris, ainsi que l'émission du disque en C^{18}O (contours bleus et rouges) et en continu (vert). Droite : diagrammes P.V transverses à différentes altitudes y . Les points noirs représentent les maximums d'émissivité estimés par des ajustements Gaussiens. Des ellipses sont ajustées à partir de ces points. Bas : Caractéristiques de la morphologie et dynamique du flot en fonction de la hauteur déterminée à partir des ajustements d'ellipse.

La première étude de ce flot moléculaire avec ALMA a été faite par Louvet et al. (2018) avec des données Cycle 2. Grâce à la haute résolution angulaire (~ 30 au) de leurs données, ils ont pu analyser en détail les diagrammes P.V transverses du flot moléculaire jusqu'à $z = 250$ au et les ajuster par des ellipses (voir Fig. 7.2). À partir de ces ajustements d'ellipse ils ont caractérisé la morphologie et la dynamique à la base du flot, notamment la rotation. L'analyse des diagrammes P.V transverses effectuée par Louvet et al. (2018) a permis de contraindre l'angle d'ouverture à $\theta \simeq 30^\circ$, similairement à l'estimation de Pety et al. (2006). Ils ont pu aussi déterminer que la dynamique du flot ainsi que son flux de masse peuvent

être expliqués par un vent MHD provenant de $r_0 \simeq 0.5 - 2.5$ au. De plus, ils ont montré que les mouvements en vitesse et position de l'ellipse avec la hauteur étaient cohérents avec le modèle de précession utilisé pour reproduire le wiggling dans le jet (avec une période de 114 ans et un angle de précession de 0.9°). Cette étude a aussi exclu le modèle de mouvement orbital mis en avant pour expliquer le jet atomique, car les mouvements en vitesse du centroïde des ellipses sont plus faibles que les prédictions de ce modèle.

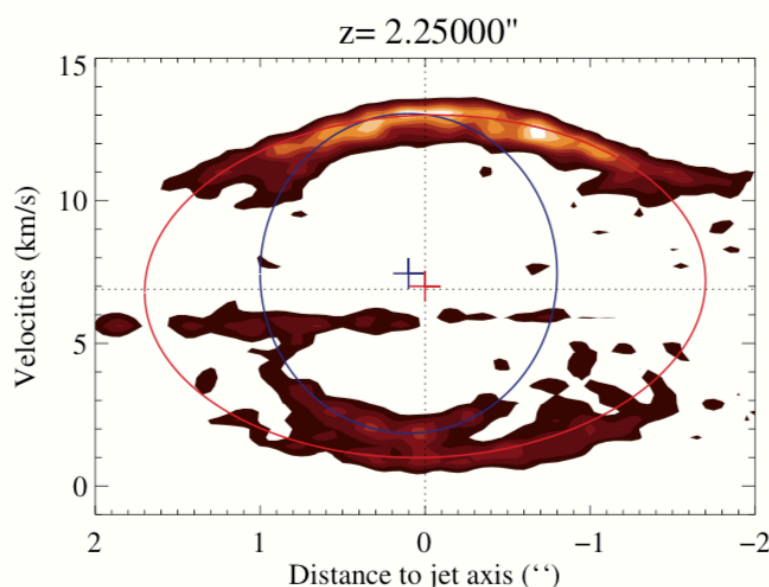


Fig. 7.3.: Diagramme P.V transverse du flot de HH30 correspondant à une hauteur de $2.2''$. Similairement à la Fig. 7.2, la structure globale du diagramme P.V transverse est ajustée par une ellipse (représentée en rouge). Une seconde ellipse est cependant nécessaire pour expliquer les structures internes du diagramme P.V transverse.

Cependant, contrairement à DG Tau B qui avait une inclinaison favorable pour la caractérisation de V_Z , l'inclinaison edge-on de HH30 entraîne une erreur importante sur V_Z . L'analyse de Louvet et al. (2018) supposait aussi que l'émission était dominée par une simple couche. Cependant, à haute altitude ($\simeq 2''$), il est montré qu'une seconde ellipse est potentiellement visible (voir Fig. 7.3). Cette ellipse pourrait provenir d'une couche interne plus collimatée mais un ajustement est très incertain. La stratification du flot ne peut donc pas être étudiée en détail avec ces données.

7.2 Des nouvelles données révolutionnaires

Deux ans après ce papier, le flot moléculaire de HH30 a de nouveau été observé par ALMA (Cycle 6, P.I : F. Louvet). Le but de cette observation était d'utiliser la mesure de polarisation en raie CO due à l'effet Goldreich-Kylafis accessible grâce au cycle 6 d'ALMA, afin de voir si le flot de HH30 est bien un vent MHD.

Les données ont été réduites, calibrées et imagées par Fabien Louvet. Le cube de données ^{12}CO final a un élément de résolution de $0.33'' \times 0.27''$ (avec un P.A de 0.4°) et une résolution spectrale de 0.3 km/s . Le niveau de bruit du cube de données est de $\simeq 0.9 \text{ mJy/beam}$ ($\simeq 0.2 \text{ K}$).

Malheureusement, aucune polarisation n'est observée dans le flot de HH30. Ce résultat n'invalide cependant pas le modèle de vent MHD car dans les conditions du flot CO, la polarisation attendue est très faible ($< 0.1\%$). La résolution de ces observations est aussi quasiment identique aux données présentées dans Louvet et al. (2018). La qualité de ces données réside dans leur sensibilité, qui est environ 3 fois plus importante. Cette sensibilité a permis de découvrir de nombreuses caractéristiques sur le flot de HH30 et d'observer le flot jusqu'à $\simeq 2000 \text{ au}$. La Fig. 7.4 présente plusieurs cartes par canaux des nouvelles données ainsi qu'un diagramme P.V longitudinal à $\delta x = 0$. Les contours verts et rouges indiquent les données présentées dans l'étude de Louvet et al. (2018). Le flot moléculaire, auparavant observé jusqu'à $\delta z \simeq 4''$ (550 au) s'étend maintenant jusqu'à $\sim 14''$ (2000 au). La région révélée par ces nouvelles observations est loin d'être simple dans sa structure.

Premièrement, la stratification du flot non caractérisée par Louvet et al. (2018) est très visible dans ces données. Dans les cartes par canaux, on peut clairement observer un intervalle d'angle d'ouverture (voir les lignes en tirets dans la Fig. 7.4). Le flot qui avait un angle d'ouverture moyen de $\simeq 30^\circ$ à la base a une dispersion d'angle d'ouverture importante à plus haute altitude. Cette stratification peut aussi se voir sur les diagrammes P.V longitudinaux par une épaisseur en vitesse projetée. Cette épaisseur ne peut pas s'expliquer par une seule couche émissive mince.

En plus d'une preuve de la stratification du flot moléculaire, ces données permettent d'explorer les régions à haute altitude. La Fig. 7.5 présente 12 diagrammes P.V transverses pour des hauteurs supérieures à $3''$ ($\sim 400 \text{ au}$). Contrairement à la base du flot où une seule ellipse est principalement visible, les diagrammes P.V à haute altitude ont plusieurs ellipses visibles. À cause de la stratification du flot importante, les ellipses se séparent et deviennent beaucoup plus visibles sur ces hauteurs. Les ellipses internes et externes sont particulièrement visibles car leur rayon diffère énormément pour les hauteurs $\geq 3''$. La variation de ces ellipses avec la hauteur peut être observée sur le diagramme P.V longitudinal (Fig. 7.4), où des oscillations sont observées.

Le but de mon étude effectuée pendant quelques mois a été de comprendre ces structures internes, et de voir si elles étaient compatibles avec le modèle utilisé dans l'étude précédente de Louvet et al. (2018) : un vent de disque MHD en précession.

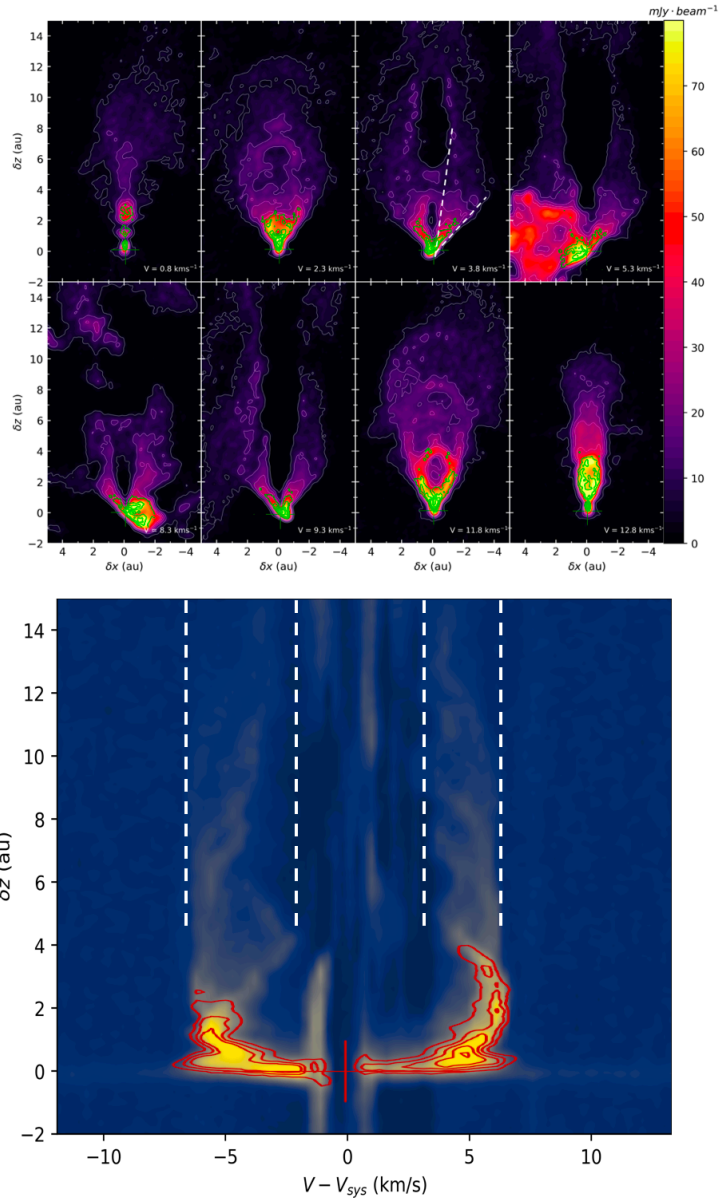


Fig. 7.4.: Haut : cartes par canaux des données Cycle 6 pour différentes vitesses projetées. Les contours verts tracent les données présentées dans Louvet et al. (2018) (Premier contour à 5σ , voir leur figure 6). Bas : diagramme P.V longitudinal à $\delta x = 0$ sur une tranche de $\Delta x = 0.3''$. Les contours rouges tracent les données présentées dans Louvet et al. (2018) (voir leur Figure A.3). En blanc est indiqué le domaine de vitesse projetée de HH30 : $V - V_{sys} \in [-2, -6.4]$ km/s et $V - V_{sys} \in [3.4, 6.5]$ km/s, avec $V_{sys} = 6.9$ km/s.

Je n'ai pas caractérisé la rotation du flot dans mon analyse, l'inclinaison des ellipses est beaucoup plus difficile à observer qu'à basse altitude.

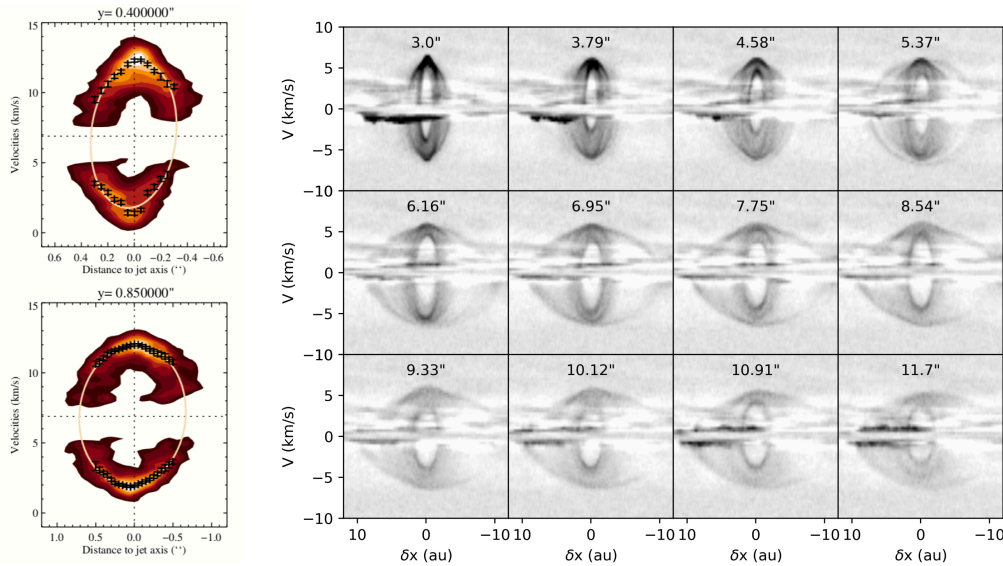


Fig. 7.5.: Gauche : Diagrammes P.V transverses des données de Louvet et al. (2018). Droite : Quelques diagrammes transverses des nouvelles données Cycles 6, pour des altitudes comprises entre 3" et 11.7".

7.3 Analyse préliminaire

Similairement à l'étude de DG Tau B, j'ai essayé d'extraire le plus d'informations possible indépendamment des modèles. Je réécris les équations 3.4, 3.5 et 3.6 qui relient les paramètres d'un anneau de gaz de rayon R , d'altitude Z et de vitesses (V_Z , V_R , V_ϕ) aux coordonnées sur le plan du ciel (δx , δy) et à la vitesse projetée sur la ligne de visée (V_{los}) en fonction de l'inclinaison de l'axe du flot avec la ligne de visée (i) :

$$\delta x = R \cos \phi \quad (7.1)$$

$$\delta z = Z \sin i - R \sin \phi \cos i \quad (7.2)$$

$$V_{los} = -V_Z \cos i - V_\phi \cos \phi \sin i - V_R \sin \phi \sin i \quad (7.3)$$

Ces équations m'ont permis d'extraire des diagrammes P.V transverses des cartes de V_Z et j pour le flot moléculaire de DG Tau B. Cependant, l'inclinaison edge-on de HH30 rend impossible une étude de ce style, car toutes les ellipses sont ici superposées au même endroit. En effet, le centroïde en vitesse de l'ellipse défini par $V_Z \cos i$ est très faible. Pour le diagramme longitudinal en $\delta x = 0$, la valeur $V_R \sin i$ est dominante dans la vitesse projetée. Le problème est que, contrairement à DG Tau B, il est difficile de contraindre séparément l'angle d'ouverture et la vitesse

poloïdale. Dans le cadre d'un vent de disque avec une vitesse poloïdale V_p et un angle d'ouverture θ , plusieurs solutions (V_p, θ) correspondent à une valeur de V_R observée. Il est donc difficile de contraindre efficacement cette valeur..

La seule possibilité est donc de faire des ajustements d'ellipse, similairement aux études de Pety et al. (2006) et Louvet et al. (2018).

7.3.1 Ajustement simple d'ellipses

Louvet et al. (2018) ont caractérisé l'ellipse en déterminant pour chaque rayon le maximum d'émissivité par un ajustement Gaussien. À partir de ces points, l'ellipse est ajustée via la routine IDL MPFITELLIPSE. Pour ces nouvelles données, ce genre de processus est beaucoup plus difficile car il est nécessaire de caractériser plusieurs ellipses en même temps. La manière la plus simple est donc de faire un ajustement à l'œil.

La Fig. 7.6 présente 28 diagrammes P.V calculés pour des hauteurs allant de 2.0" à 11.8". Sur chaque diagramme P.V transverse j'ai essayé d'ajuster les structures internes par des ellipses. J'ai considéré dans ces ajustements la vitesse systémique de 6.9 km/s déterminée à partir du disque ^{13}CO (Louvet et al., 2018). Les différentes couleurs correspondent à différentes ellipses dont la variation avec la hauteur a pu être suivie. Chaque couleur correspond donc à une couche potentielle.

À partir de ces ajustements d'ellipse, et en considérant que l'ellipse correspond à une couche émissive, des informations peuvent être extraites du flot. À partir de l'équation 7.3 on peut voir que la largeur en vitesse à $\delta x = 0$ des ellipses est directement définie par $2V_R \sin i$. Le décalage en vitesse du centroïde de l'ellipse est défini par $V_Z \cos i$. La variation de rayon avec la hauteur peut aussi être estimée à partir de l'extension radiale des ellipses. La Fig. 7.7 représente ces caractéristiques pour chaque ajustement de la Fig. 7.6. J'ai aussi présenté en plus l'estimation pour les données à basse altitude ($Z < 250$ au) effectuée par l'étude précédente (Louvet et al., 2018).

On peut observer une certaine continuité entre les ajustements de l'étude précédente et mes ajustements. À la base du flot, le rayon augmente linéairement, correspondant à un angle moyen d'ouverture $\theta \simeq 35^\circ$. Pour des altitudes supérieures à 400 au, l'extension radiale des régions externes semble correspondre à cet angle de 35° . Les régions internes sont cependant beaucoup plus collimatées. La variation de rayon des ellipses rouges et vertes correspondent à un angle d'ouverture de $\theta \simeq 5^\circ$. Cette variation d'angle d'ouverture est cohérente avec les angles observés sur les cartes par canaux (voir Fig. 7.4). Les valeurs de $V_Z \cos i$ et $V_R \sin i$ sont aussi globalement

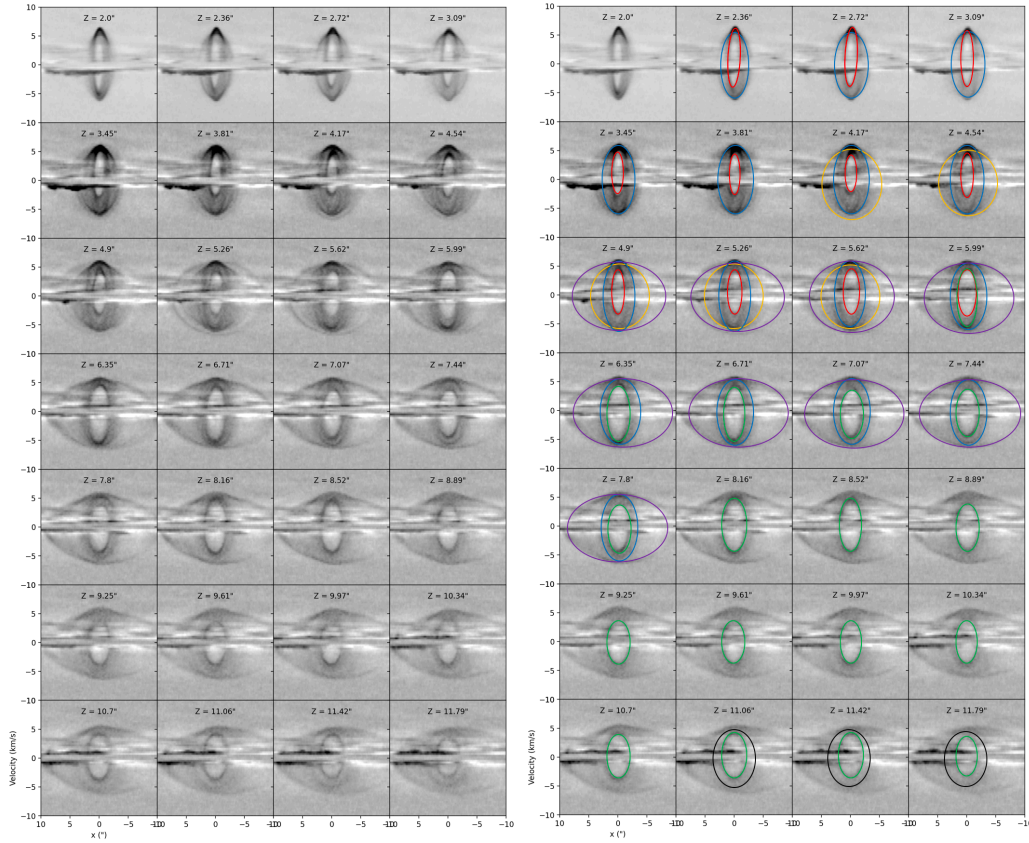


Fig. 7.6.: Présentation de 28 diagrammes transverses à différentes altitudes. Sur chaque diagramme transverse ont été ajusté à l'œil des ellipses. La figure à droite représente les différents ajustements effectués. Les ellipses dont la variation avec la hauteur est visible sont de la même couleur. Les diagrammes P.V à droite et à gauche sont similaires, afin de comparer les ajustements d'ellipse.

cohérentes avec les estimations de Louvet et al. (2018) à la base du flot excepté pour l'estimation de $V_Z \cos i$ de l'ellipse rouge qui est environ trois fois supérieure à l'estimation de Louvet et al. (2018). À priori, les ellipses rouges et vertes ne sont pas les couches caractérisées par Louvet et al. (2018) mais pourraient potentiellement provenir des régions internes, similairement à l'ellipse interne observée par Louvet et al. (2018) à $\delta z \simeq 2.2''$ (voir Fig. 7.3). Cette différence entre l'estimation de $V_Z \cos i$ pour l'ellipse rouge et pour l'étude de Louvet et al. (2018) peut sembler anodine, mais en sachant que l'inclinaison du flot est d'environ 91° , et l'angle d'ouverture de la couche rouge est de $\sim 5^\circ$ cela entraîne une valeur $V_p \simeq 57 \text{ km/s}$. Cette valeur est 6 fois supérieure à la vitesse poloïdale estimée par Louvet et al. (2018). Ce résultat pourrait donc impliquer une importante stratification de vitesse pour le flot de HH30.

Dans le papier de 2018, l'inclinaison du flot a pu être déterminé en étudiant $\frac{V_R \sin i}{V_Z \cos i} = \tan \theta \tan i$ en supposant que $\frac{V_R}{V_Z} = \tan \theta = \frac{dR}{dZ}$ (vecteur vitesse parallèle au cône). Cependant, cette détermination était possible grâce à la faible erreur sur l'estimation

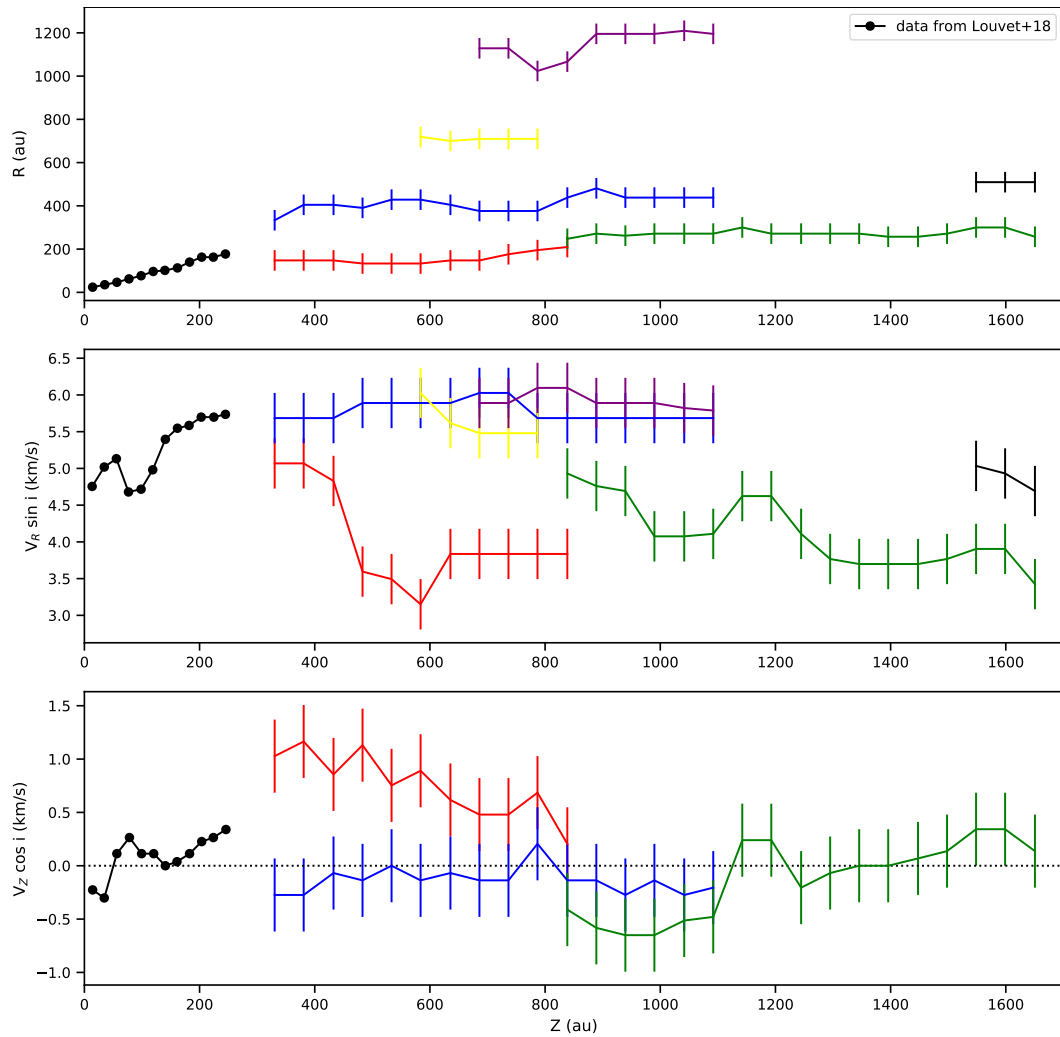


Fig. 7.7.: Présentation des valeurs de R , $V_R \sin i$ et $V_Z \cos i$ estimées à partir des ajustements d'ellipse en Fig. 7.7. En noir est représenté l'estimation à basse altitude effectuée par Louvet et al. (2018) (voir leur Figure 12). Aucun déplacement en vitesse du centroïde de l'ellipse ($V_Z \cos i$) n'est observé pour les ellipses violettes, jaunes et noires.

de θ via des ajustements d'ellipses beaucoup plus précis. Dans notre cas, l'erreur est beaucoup plus importante et l'angle θ est plus incertain, ce qui rend l'estimation de i par cette méthode difficile.

Je vais montrer par la suite les difficultés supplémentaires liées à ces ajustements d'ellipses, principalement pour les ellipses rouges et vertes.

7.3.2 Des ajustements discutables : le mystère de l'ellipse rouge

L'ajustement des structures internes par des ellipses peut sembler efficace de premier abord, cependant je vais montrer dans cette section que certaines surdensités sont difficiles à expliquer par des simples couches émissives. Ces difficultés sont liées à la région interne : les ellipses rouges et vertes.

Transition entre ellipse rouge et verte

La variation de rayon visible en Fig. 7.7 semble indiquer que les ellipses rouges et vertes proviennent de la même couche émissive. Cependant la transition entre l'ellipse rouge et verte a une variation abrupte de $V_R \sin i$ et $V_Z \cos i$.

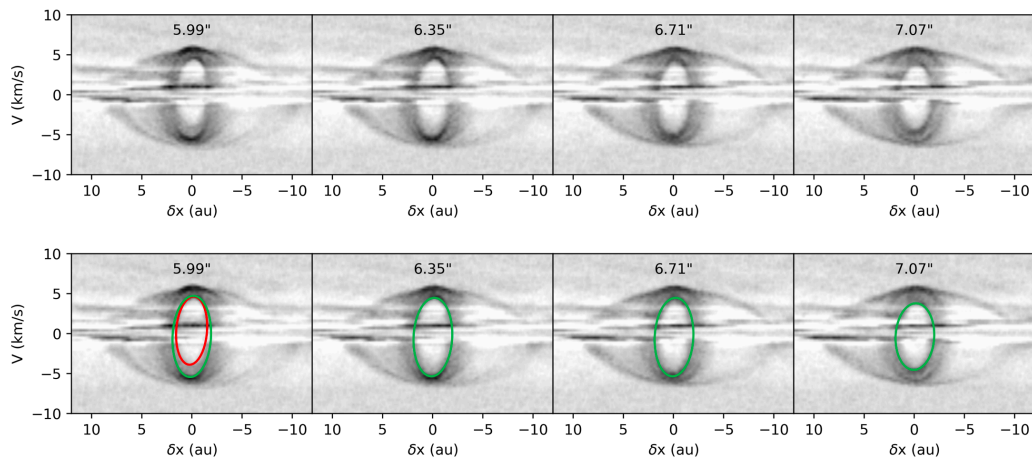


Fig. 7.8.: Présentation de 4 diagrammes P.V transverses à différentes altitudes. Les ellipses rouges et vertes sont représentées sur la ligne du bas. Les diagrammes P.V sur les deux lignes sont identiques. La ligne du haut est montrée pour une comparaison avec les ajustements d'ellipse.

La Fig. 7.8 présente quatre diagrammes P.V transverses, ainsi que les ajustements des ellipses rouges et vertes. Jusqu'à une hauteur de $\simeq 6''$, l'ellipse avec la plus faible extension en vitesse est l'ellipse rouge. Cependant, pour des hauteurs supérieures à $6.3''$, elle semble disparaître. L'ellipse verte devient pour les plus hautes altitudes la couche avec la plus petite dispersion de vitesse. Si chaque couleur de l'ajustement montré plus haut correspond à une couche émissive, pourquoi est-ce que l'ellipse rouge disparaîtrait à une altitude de $6''$?

Est-ce vraiment une ellipse ?

Jusqu'à maintenant, j'ai essayé d'ajuster les structures internes du flot de HH30 par des ellipses, car c'est la signature d'une couche émissive. Dans le cas de la base du flot, une ellipse est clairement visible. Cependant pour les régions plus hautes où plusieurs structures sont visibles, l'ajustement est beaucoup plus discutable. Il est

même possible de douter sur le fait que ces surdensités soient bien représentées par des ellipses.

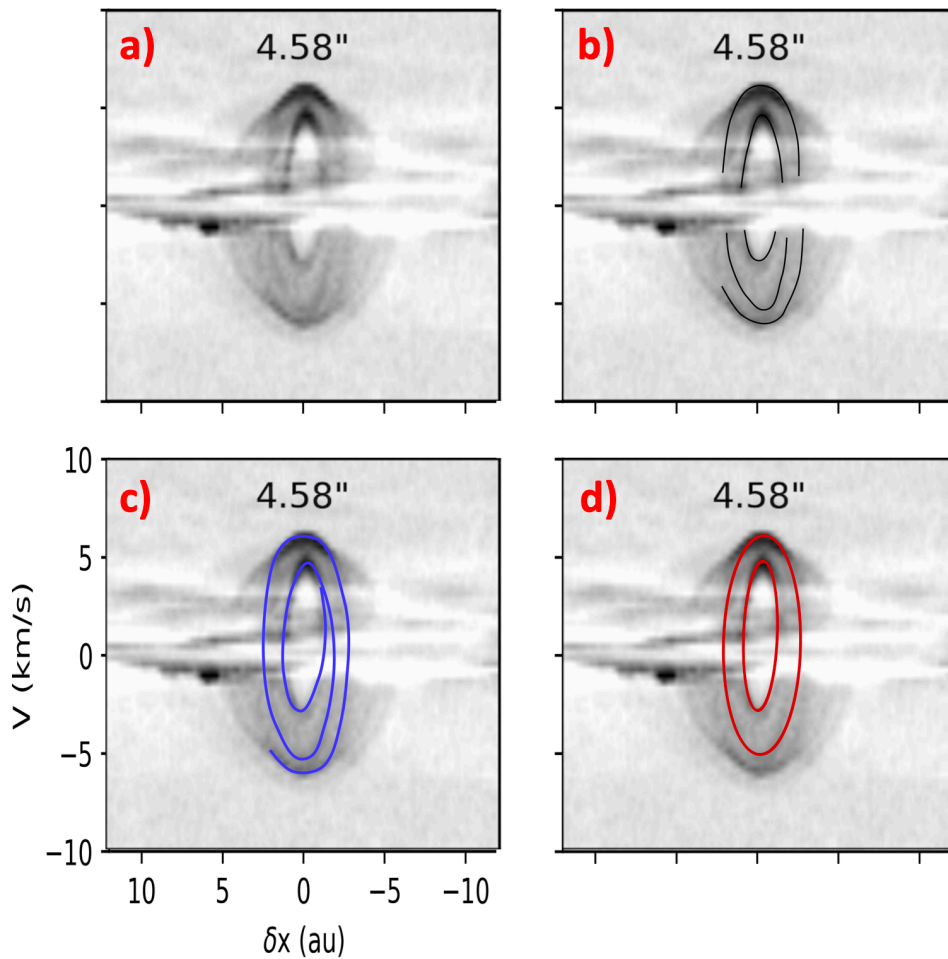


Fig. 7.9.: Les 4 panneaux représentent le même diagramme P.V. transverse. b). Les surdensités observées dans le diagramme P.V. sont surlignées en noir c) Interpolation des surdensités dans la région absorbée en considérant une structure en spirales. d) Interpolation des surdensités dans la région absorbée en considérant un enchaînement d'ellipses.

La Fig. 7.8 présente quatre fois le diagramme P.V. transverse de HH30 à une hauteur de 4.58". L'absorption par le milieu empêche toute caractérisation à basse vitesse. Cependant, des surdensités sont visibles dans la région redshiftée et blueshiftée. J'ai surligné dans le panneau b) ces régions. L'ajustement de ces surdensités par des ellipses nécessitent donc de faire une interpolation dans les régions observées. C'est ce qui est fait dans le panneau d). Toutefois, une interpolation potentiellement plus correcte serait celle faite dans le panneau c), c'est à dire une spirale, plutôt qu'un enchaînement d'ellipses.

On arrive donc dans le cas d'un problème majeur où la surdensité que l'on souhaite caractériser n'est pas très bien définie. Et même pire : ce qu'on observe sur

les diagrammes transverses (ellipses ou spirales) peut dépendre de l'observateur. J'ai essayé d'utiliser certaines méthodes de Machine Learning afin d'avoir un observateur non-biaisé pour caractériser ces surdensités. Les deux processus essayés sont ROHSA (Marchal, 2019) et la méthode de dendrogramme (<http://www.dendrograms.org/>), qui sont utilisés pour caractériser la structure dans les nuages moléculaires. Rien de concluant n'a été trouvé pour HH30. La raison principale est le rapport signal sur bruit trop faible pour ces méthodes, et l'absorption par le nuage.

7.4 Modélisation : Wiggling

J'ai montré dans la section précédente que l'ajustement d'ellipse peut être discutable pour le flot moléculaire de HH30 à haute altitude. Comme une analyse de façon modèle indépendante est difficile pour caractériser le flot à haute altitude ($Z > 300$ au), il ne reste plus que l'étude de certains modèles. Je vais considérer par la suite que le flot de HH30 est bien un vent de disque car HH30 est une classe II sans enveloppe, et car l'étude de Louvet et al. (2018) met en avant ce modèle. L'objectif est maintenant de connaître l'origine de ces variations d'émissivité dans le flot. Je vais premièrement développer le modèle de précession, car le wiggling est visible dans le jet et la précession a été utilisée dans Louvet et al. (2018) pour expliquer les variations de vitesse observées dans le flot.

Malheureusement, par manque de temps, je n'ai pas pu explorer en détail l'espace de paramètre du wiggling. Cependant j'ai pu contraindre certaines informations qui seront essentielles pour une caractérisation future du flot de HH30.

7.4.1 Domaine de paramètre du wiggling

Considérer les équations analytiques d'une précession dans un flot est très complexe (voir Sect. 3.5). Cependant, il est possible de trouver certaines contraintes à partir du diagramme longitudinal.

Dans un modèle simple de vent de disque conique en précession, le vent a une vitesse poloïdale V_p avec un rapport $\frac{V_R}{V_Z} = \tan \theta_v$. L'axe du vent de disque est perpendiculaire au disque. L'axe de rotation du disque (et par extension l'axe du vent de disque) précesse avec un angle de précession de δi . L'inclinaison de l'axe du flot par rapport à la ligne de visée va donc varier entre $i + \delta i$ et $i - \delta i$.

À partir de ces considérations, il est possible de déterminer les vitesses projetées maximales et minimales sur l'axe $\delta x = 0$ pour la face avant ($V_{proj,front}$) et arrière ($V_{proj,back}$) du flot.

$$V_{proj,back}(\delta x = 0) \in [V_p \cos(i + \delta i + \theta_v); V_p \cos(i - \delta i + \theta_v)] \quad (7.4)$$

$$V_{proj,front}(\delta x = 0) \in [V_p \cos(i + \delta i - \theta_v); V_p \cos(i - \delta i - \theta_v)] \quad (7.5)$$

Le domaine de vitesse observé sur l'axe $\delta x = 0$ a été déterminé précédemment comme $V_{proj,back} = [3.4; 6.5]$ km/s et $V_{proj,front} = [-2; -6.4]$ km/s (voir Fig. 7.4), on peut donc définir le domaine de paramètres du wiggling pour que la vitesse soit cohérente avec les observations. Il est important de noter que cette étude est entièrement basée sur la vitesse projetée, par conséquent je ne fais ici aucune supposition sur la morphologie de la couche $\frac{dR}{dZ}$, mais seulement sur la valeur de $\tan \theta_v = \frac{V_R}{V_Z}$. Ce domaine est 4-dimensionnel ($V_p, \theta_v, i, \delta i$), il est donc plutôt difficile à représenter.

La Fig. 7.10 présente le domaine ($V_p, i, \delta i$) pour différentes valeurs de θ_v en couleurs. On peut voir que la gamme de valeurs de δi et i est plutôt importante pour des valeurs de θ_v élevées ($\simeq 35^\circ$), cependant, la gamme de valeurs de V_p est très restreinte. Par exemple, on peut voir que pour un angle d'ouverture du vecteur vitesse de $\theta_v \simeq 30^\circ$, un wiggling avec un angle de précession $\delta i \leq 14^\circ$ est possible, pour une inclinaison comprise entre 80° et 110° et des vitesses poloïdales inférieures à 15 km/s. Inversement, dans le cas où θ_v est faible ($\simeq 5^\circ$), une grande gamme vitesse poloïdale est possible, mais les valeurs de δi et i sont beaucoup plus restreintes. Si nous sommes dans le cas où le disque éjectant le flot stratifié est en précession, les valeurs i et δi sont à priori identiques pour toutes les couches. Les restrictions les plus importantes sur i et δi proviennent donc de l'angle d'ouverture le plus faible. Pour un angle d'ouverture de $\theta_v \simeq 5^\circ$, l'angle de précession doit être inférieur à 1° et l'inclinaison doit être comprise entre 89° et 92° . Cependant, dans un tel cas, il est nécessaire que la vitesse poloïdale soit très élevée (60-120 km/s).

Les valeurs de i et δi sont cohérentes avec l'estimation de Louvet et al. (2018) pour la base du flot. Ils ont en effet déterminé une inclinaison de 91° avec un angle de précession de 1° (voir Fig. 7.10).

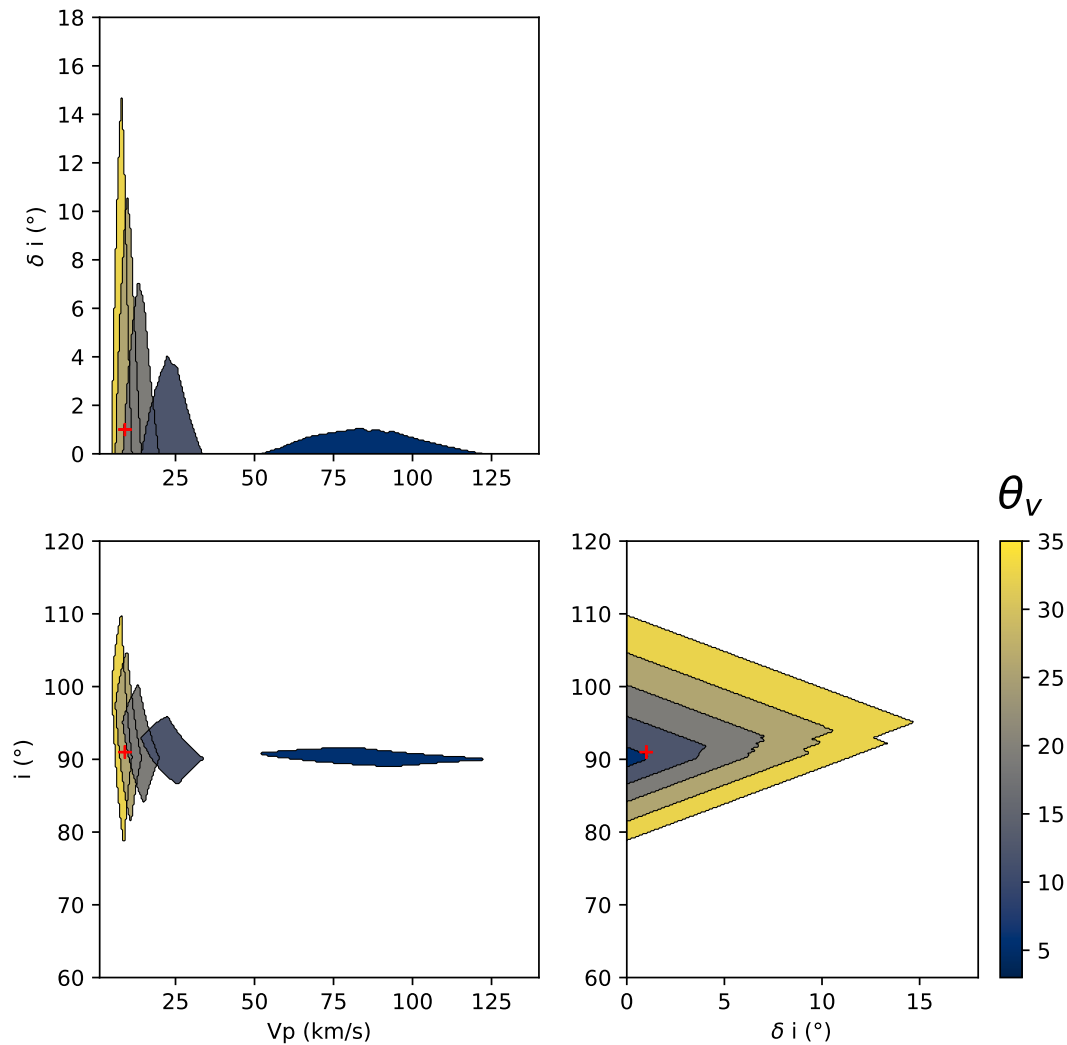


Fig. 7.10.: Domaine de V_p , δi et i en fonction de l'angle d'ouverture de la vitesse θ_v pour que le flot en précession ait une vitesse projetée dans l'intervalle présenté dans la Fig. 7.4. Les trois panneaux sont des représentations différentes du même domaine 3D. Le point rouge indique les valeurs de V_p , δi et i estimées à partir des ajustements d'ellipses par Louvet et al. (2018), pour un θ_v estimé à 30° .

7.4.2 Modèle initial : DG Tau B à $i = 90^\circ$

La difficulté dans la modélisation du flot de HH30 par un flot stratifié en précession vient du nombre important de paramètres. En effet, contrairement à l'étude de DG Tau B, la dynamique n'est pas très bien contrainte car on ne peut pas déterminer efficacement l'angle d'ouverture de la vitesse et la vitesse poloidale séparément.

Il est donc nécessaire de développer des méthodes pour caractériser en détail la morphologie et la dynamique à haute altitude de HH30, ou bien de faire une exploration de paramètres. La deuxième option est très coûteuse en temps et n'est donc pas envisageable. Il est en revanche possible d'essayer de comprendre l'origine des structures visibles dans le flot de HH30.

Dans ce but, je suis parti d'un modèle de flot plus incliné que j'ai déjà étudié et analysé en détail : le flot de DG Tau B. J'ai utilisé le modèle du flot de DG Tau B avec une précession et une inclinaison de 90° . Les valeurs de V_P de ce modèle varient de 15 km/s pour la couche interne à 6 km/s, avec des angles d'ouverture ($\theta = \theta_v$) compris entre 11° et 17° (voir Sect. 5.6). Des paramètres de précession sont ajoutés pour correspondre au wiggling observé sur HH30. L'angle de précession est de 1° et la période est de 114 ans. Ce sont les paramètres déterminés par Louvet et al. (2018). Aussi, je n'ai pris en compte aucune rotation dans le flot.

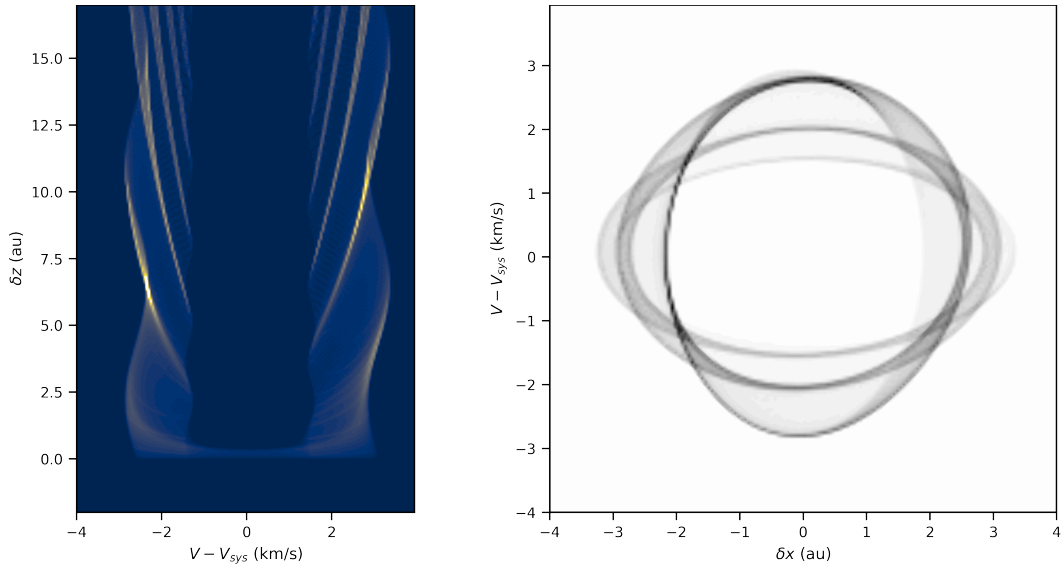


Fig. 7.11.: Diagramme P.V longitudinal estimé en $\delta x = 0''$ (gauche) et transverse estimé à $\delta z = 10''$ (droite) du modèle de DG Tau B ($V_p = 15 - 5$ km/s, $\theta = 11 - 17^\circ$), avec une inclinaison de 90° et avec une précession avec un angle de précession de 1° et une période de 114 ans.

La Fig. 7.11 présente le diagramme P.V longitudinal à $\delta x = 0$ ainsi qu'un diagramme P.V transverse du modèle. On peut voir que des structures internes sont visibles dans les diagrammes P.V mais ne sont pas similaires aux observations. Pour le diagramme P.V transverse, les ellipses à faible rayon ont une vitesse radiale importante, ce qui est incohérent avec les observations. Similairement, le diagramme P.V longitudinal montre des surdensités dont la valeur absolue de la vitesse projetée augmente avec la hauteur. Dans les observations, les surdensités ont plutôt tendance à diminuer en hauteur avec la vitesse projetée.

La morphologie des surdensités dans le diagramme P.V longitudinal peut être expliqué relativement simplement. Le modèle présenté plus haut a été créé via AxoProj (voir Sect. 4) en considérant une continuité de couches. La Fig. 7.12 présente plusieurs fois le même modèle mais avec un nombre de couches différent. Le diagramme P.V longitudinal d'une couche conique à vitesse constante en précession est une sinusoïde. Pour $i \simeq 90^\circ$, la vitesse moyenne de la sinusoïde est proportionnelle à V_R , tandis que la période de la sinusoïde est fixée par V_Z/τ où τ est la période

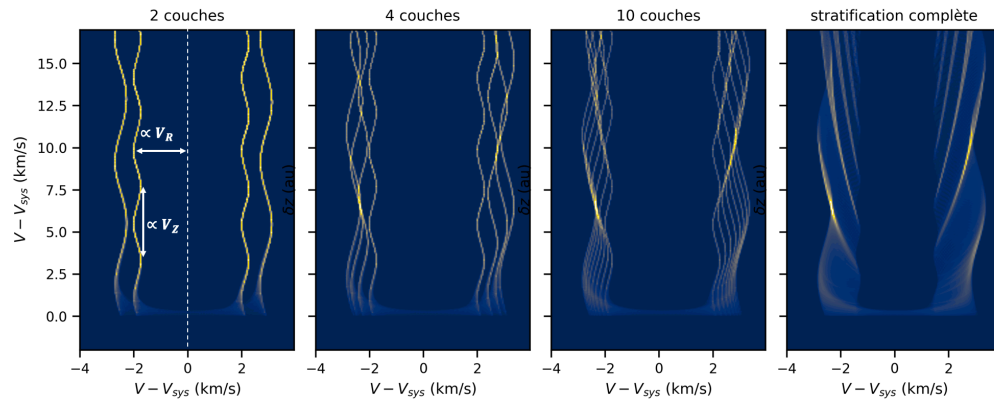


Fig. 7.12.: Diagrammes P.V longitudinaux estimés à $\delta x = 0''$. Les quatre cadres correspondent au même modèle, la seule différence est dans le nombre de couches, indiqué en titre du cadre.

de précession. Dans le cadre de notre modèle, la couche de V_Z et V_R minimal est la couche externe ($V_Z \simeq 4.8$ km/s, $V_R = 1.5$ km/s), tandis que la couche interne a un V_Z et V_R maximal ($V_Z \simeq 14.7$ km/s, $V_R = 2.8$ km/s). Au fur et à mesure qu'on se rapproche des couches internes, V_R et V_Z augmentent tous les deux. Ainsi, le diagramme P.V longitudinal est un enchaînement de sinusoides dont la période augmente lorsque la vitesse projetée augmente. Cela crée donc les surdensités observées (voir Fig. 7.12).

Ainsi, la configuration de V_Z et V_R utilisée ici implique une morphologie des surdensités bien spécifique. Il est clair que la dynamique du flot stratifié en précession a un impact direct sur ces surdensités.

7.4.3 Comment reproduire les surdensités des diagrammes P.V

Dans la section précédente j'ai montré la morphologie des surdensités dans le cas où V_R augmente avec V_Z . J'ai aussi montré que la morphologie n'était pas cohérente avec les observations de HH30. Je montre ici deux autres configurations possibles qui dépendent directement de la variation de V_p avec θ . Dans le premier cas, la couche avec un V_R maximal a un V_Z minimal. Le deuxième cas est une configuration intermédiaire : la région maximale de V_R est située dans la région centrale.

La Fig. 7.13 montre les cartes de V_Z et V_R ainsi que les diagrammes P.V longitudinaux et transverses des modèles correspondant aux deux différentes configurations. L'intervalle de vitesse poloïdale V_p et d'angle d'ouverture θ sont aussi indiqués. J'ai fixé une variation de θ linéaire avec V_p entre les différentes couches.

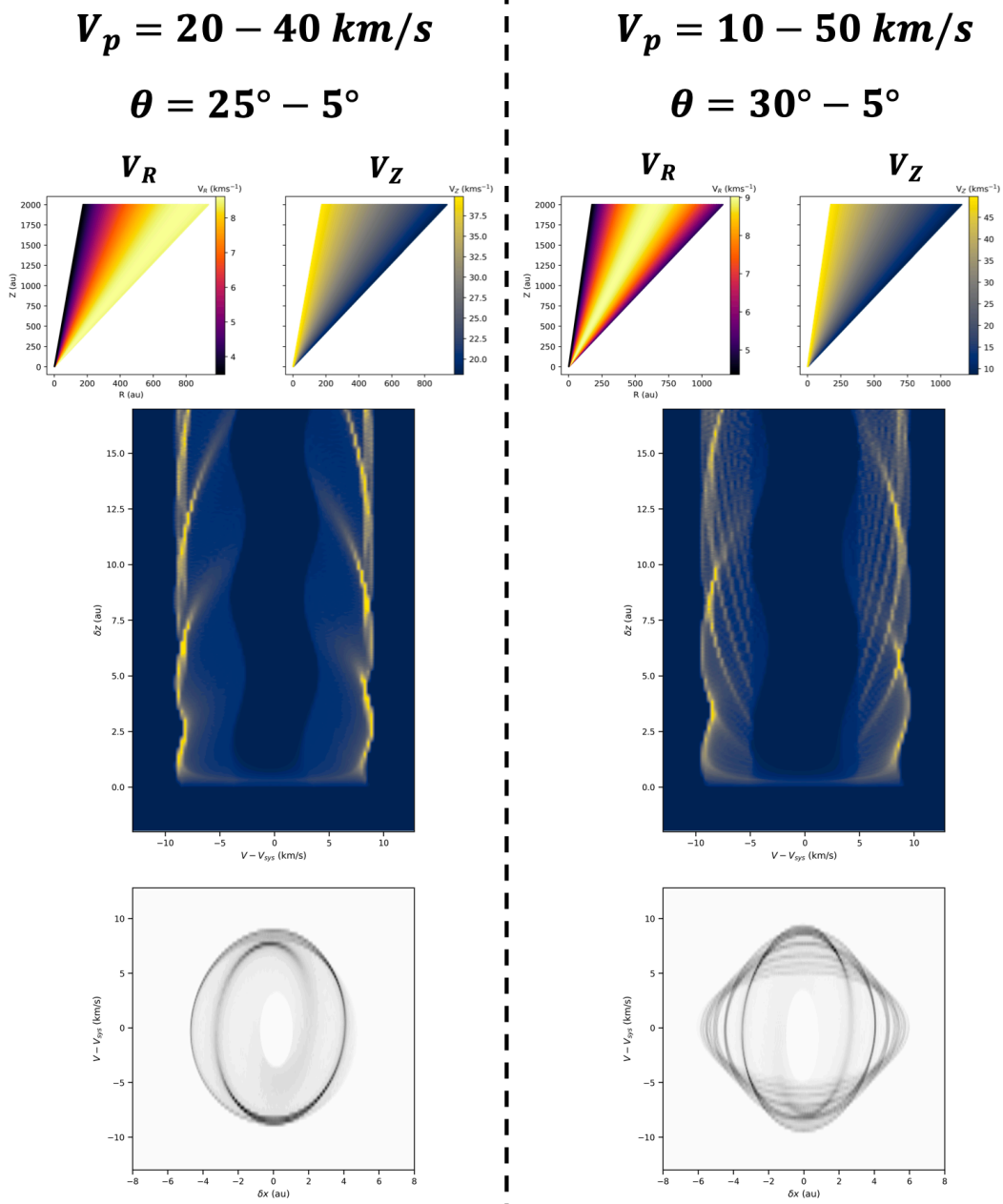


Fig. 7.13.: Les deux colonnes correspondent à des modèles différents. Les valeurs de V_p et θ correspondant aux modèles sont indiquées en haut des deux colonnes. Les cartes de V_R et V_Z sont ensuite représentées, puis le diagramme longitudinal estimé à $\delta x = 0''$ et enfin, le diagramme P.V transverse estimé à $\delta x = 10''$.

Dans le cas où V_R est maximal lorsque V_Z est minimal (à gauche de la Fig. 7.13), le diagramme longitudinal montre des surdensités qui semblent s'orienter vers les basses vitesses avec la hauteur. Cette morphologie est inverse à celle présentée en Fig. 7.12, ce qui prouve que la configuration de V_Z et V_R a un impact direct sur les surdensités. Le diagramme P.V transverse de ce modèle montre aussi une surdensité en spirale qui ressemble beaucoup aux observations.

Dans le cas intermédiaire où le maximum de V_R est situé au milieu de la stratification, les deux morphologies présentées dans la section précédente et ci-dessus sont observées simultanément. On peut comprendre cela en considérant que la région interne est similaire à la configuration présentée ci-dessus, tandis que la région externe est similaire à la configuration de la Fig. 7.12, par conséquent, les deux morphologies coexistent en même temps. Des spirales sont aussi visibles dans les diagrammes P.V transverses, mais sont beaucoup moins distinctes.

L'origine de ces surdensités en forme de spirale n'est pas directement évidente. La Fig. 7.14 présente des diagrammes P.V transverses du modèle présenté en Fig. 7.13 (gauche) avec des nombres différents de couches (similairement à la Fig. 7.12). On peut voir à partir de cette figure la surdensité en spirale se former au fur et à mesure que des couches sont ajoutées. Cette spirale est donc due à la superposition "constructive" entre les différentes ellipses. L'ajustement de ces spirales par des ellipses distinctes pourrait donc entraîner des estimations complètement biaisées de la dynamique du flot de HH30. Cela pourrait expliquer par exemple pourquoi la valeur de $V_Z \cos i$ de l'ellipse rouge est aussi importante.

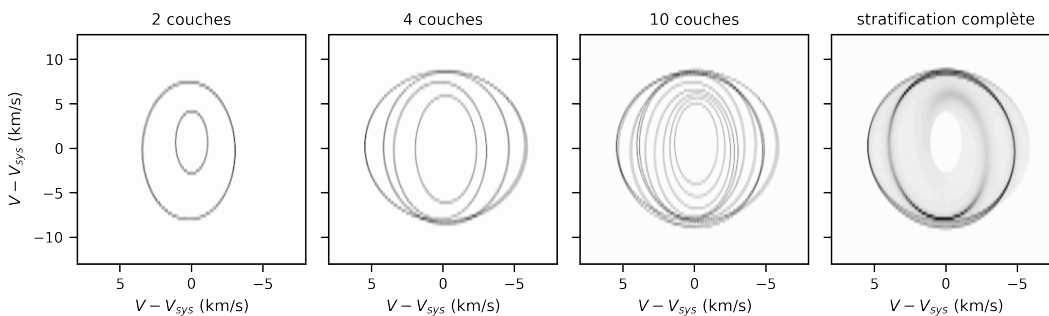


Fig. 7.14.: Diagrammes P.V transverses estimés à $\delta x = 12''$ du modèle de gauche dans la Fig. 7.13. Les quatre cadres correspondent au même modèle, la seule différence est dans le nombre de couches. Le nombre de couches est indiqué en titre du cadre.

J'ai essayé de trouver une équation analytique de cette spirale, sans succès. L'équation est loin d'être simple à résoudre.

Ce modèle semble donc prometteur pour expliquer les surdensités observées dans le flot moléculaire de HH30. Des contraintes sur la configuration de θ et V_p du flot de HH30 peuvent aussi être déterminées à partir de cette étude. Il est cependant important de noter que, similairement au cas DG Tau B, le modèle de wiggling présenté ici est très simpliste. Une simulation numérique hydrodynamique étudiant la précession d'un flot cisailé est nécessaire pour confirmer cette hypothèse sur l'origine de ces surdensités.

7.5 Autres modèles

Alternativement au modèle de précession présenté en Sect. 7.4, d'autres modèles peuvent potentiellement reproduire les surdensités observées dans le flot de HH30.

Modèles d'interaction

Les surdensités observées dans les flots moléculaires sont en général modélisées par une interaction entre un vent interne variable et une enveloppe (Voir Sect. 2.3 et Sect. 6.1). Ces modèles sont cependant difficiles à appliquer pour HH30 pour plusieurs raisons, premièrement HH30 est une Classe II et n'a donc aucune enveloppe. De plus, ces modèles prédisent une augmentation de la vitesse projetée avec la hauteur, ce qui n'est pas observé sur HH30.

Recollimation d'une couche émissive

Les surdensités dans le diagramme P.V longitudinal peuvent potentiellement être créées par des couches en train de se collimer. En effet, en supposant que la vitesse est constante le long de l'écoulement, un angle d'ouverture diminuant avec la hauteur réduirait la vitesse projetée de la couche, et par extension pourrait créer des surdensités tendant vers les faibles vitesses. Par exemple, l'émission dans la partie redshiftée est comprise entre $V - V_{sys} \simeq 6$ et $V - V_{sys} = 3.4$ km/s. En prenant une vitesse poloïdale de 9.3 km/s (Louvet et al., 2018) et une inclinaison de 90° , ces vitesses projetées correspondent à une variation d'angle d'ouverture de $\theta \simeq 40^\circ$ à $\theta \simeq 21^\circ$.

Cependant, afin d'aller plus en détail dans ce modèle, il est nécessaire de caractériser en détail l'angle d'ouverture et la vitesse poloïdale. De plus, ce modèle fait face à un problème de taille : une collimation sera par définition axisymétrique. Vu l'inclinaison edge-on, les vitesses projetées de la face avant et arrière seront opposées. Or, les surdensités observées dans le diagramme P.V longitudinal ne sont pas symétriques. Cette asymétrie semble très difficile à expliquer pour des inclinaisons proches de 90° .

Variabilité du flot stratifié

Similairement au modèle utilisé pour expliquer les arches, fingers et cusps dans DG Tau B, les structures internes pourraient être expliquées par des variations épisodiques d'émissivité dans le flot de HH30. Cependant, la détermination de la position de ces surdensités est impossible sans connaître en détail la morphologie et la dynamique du flot de HH30. De plus, similairement à la collimation, le modèle utilisé pour DG Tau B est par définition axisymétrique, et va donc avoir beaucoup de difficultés à reproduire la morphologie des surdensités visibles dans le diagramme P.V longitudinal.

7.6 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les dernières observations Cycle 6 du flot moléculaire de HH30 faites via ALMA. Ces dernières apportent une sensibilité 3 fois supérieure à l'ancienne étude de Louvet et al. (2018). Similairement à l'étude du DG Tau B, j'ai essayé de caractériser en détail le flot. Cependant, contrairement au flot de DG Tau B, une caractérisation faite de manière modèle-indépendante est beaucoup plus difficile. En effet, ajuster les structures visibles à haute altitude ($Z > 250$) par des ellipses est beaucoup moins évident qu'à basse altitude (Louvet et al., 2018). De plus, la présence ou non d'ellipses est discutable, car certaines structures pourraient potentiellement être mieux expliquées par des spirales.

J'ai cependant montré dans ce chapitre qu'un flot stratifié en précession pouvait créer des surdensités dont la morphologie était similaire aux observations. En particulier, un flot en précession peut créer des surdensités en forme de spirale dans les diagrammes P.V transverses dans le cas où V_Z est minimal lorsque V_R est maximal. Ce résultat apporte des contraintes sur la configuration de V_p et θ du flot de HH30. La précession semble être le modèle le plus solide pour expliquer les caractéristiques du flot moléculaire de HH30.

Malheureusement, par manque de temps, je n'ai pas pu étudier plus en détail le flot de HH30, ni développer des méthodes permettant de retrouver la dynamique et la morphologie du flot. Cependant, les études préliminaires que j'ai présentées ci-dessus sont une première étape dans la compréhension globale du flot de HH30. Selon moi, deux points essentiels doivent être développés. Premièrement, même si j'ai montré qu'obtenir ces informations de façon modèle indépendante à partir de l'étude du cube de données était difficile. Il est important de caractériser le flot avec le moins de paramétrisation possible sur le modèle de départ. Deuxièmement, il est nécessaire de modéliser numériquement de façon plus physique le phénomène de précession d'un flot stratifié, afin de savoir si les tendances que j'ai présentées en Section 7.4.3 sont réelles ou juste dues à ma modélisation simpliste.

Part IV

Conclusions et perspectives

Les conclusions de chaque étude sont indiquées dans leurs sections respectives. Je vais ici me concentrer sur les questions soulevées dans la Sect. 1.5.2.

- **Comment analyser et modéliser les flots moléculaires à partir des données ALMA ?**

Durant ces trois années de Thèse, j'ai pu développer des outils d'analyse et de modélisation des flots moléculaires. En particulier, j'ai étendu l'analyse de Louvet et al. (2018) pour différentes inclinaisons. La compréhension des effets de projection m'a permis de développer une méthode analytique permettant de recréer des cartes de V_Z et V_ϕ du flot moléculaire de DG Tau B, sans aucune approximation sur le flot moléculaire autre que l'axisymétrie. Le flot de HH30 n'a pas pu être étudié avec autant de détails, principalement par manque de temps. Néanmoins, j'ai pu effectuer des études préliminaires qui aideront à comprendre le flot de HH30 et son origine.

J'ai aussi développé le code Python AxoProj qui permet de créer des cubes de données analytiques de modèles simples. Ce code a été optimisé le long de ma thèse et utilisé de nombreuses fois afin de comparer les observations de DG Tau B et HH 30 avec des modèles de flots moléculaires.

- **Quelle est l'origine des flots moléculaires de DG Tau B (et HH30) ?**

Les outils développés m'ont permis d'apporter de nombreuses contraintes, principalement sur le flot de DG Tau B. J'ai montré dans mon travail de thèse que le flot conique de DG Tau B était très bien expliqué par un vent MHD provenant des régions internes du disque (0.7-3.4 au). Ce vent interne est entouré par un flot externe pouvant tracer un vent de disque externe ou une interface avec l'enveloppe environnante. Trois scénarios ont été étudiés pour expliquer les traces de variabilité dans le flot.

Louvet et al. (2018) avaient déjà montré avant ma thèse que la dynamique du flot de HH30 était très bien reproduite par un vent MHD. L'étude des nouvelles données m'a cependant permis de confirmer que la précession du flot pouvait expliquer les signatures de variabilité observées dans le flot.

- **Quels sont leurs impacts sur le disque et la formation stellaire et planétaire ?**

DG Tau B fait donc partie, avec HH30, TMC1A, Source I, CB26 et IRAS 4C, des objets dont le flot CO est cohérent avec un vent MHD, avec des paramètres (λ , r_0) similaires pour toutes les sources. Le vent de disque a un impact direct sur la formation stellaire en éjectant la matière du disque, et en créant l'accrétion sur l'étoile centrale. La similarité des paramètres pourrait indiquer une continuité du processus d'éjection entre la Classe 0 et la Classe II.

La présence de structure dans le disque de DG Tau B indique que la formation

planétaire a lieu dans la phase Classe I, dans un environnement encore très dynamique avec des traces d'effondrement et des flots moléculaires. Cet environnement aura forcément une influence directe sur la formation planétaire.

Je vais proposer ici une discussion sur les perspectives de mon travail de thèse. Ces perspectives sont des directions à explorer qui, selon moi, pourront aider à la compréhension globale des flots moléculaires.

Aller encore plus loin dans l'étude de DG Tau B

J'ai présenté une vision globale de DG Tau B à la fin de la Sect. 6.3.1. Cependant, il reste toujours quelques incertitudes sur l'origine du flot externe ou des perturbations visibles dans le flot. Nous sommes malheureusement limités dans la compréhension globale du flot de deux manières.

Premièrement, la caractérisation du flot externe est très difficile car le flux CO est absorbé entre 1 et -1 km/s. De plus, avec notre champ de vue, la couche externe n'est visible que sur un échantillon très limité de vitesse projetée. Afin d'étudier en détail le flot externe, et d'extraire des caractéristiques indépendamment des modèles, il est nécessaire d'utiliser un traceur qui n'est pas absorbé par le milieu environnant, ou alors d'étudier le flot en détail sur un plus grand champ de vue. La première solution est difficile car le flot externe est très peu émissif et nécessiterait un temps d'intégration énorme. De la même manière, observer à haute résolution sur un plus grand champ de vue avec ALMA nécessiterait l'utilisation d'une mosaïque, et par extension, d'un temps d'observation important. Une mosaïque à plus faible résolution pourrait cependant être envisageable et apporter beaucoup d'informations sur l'origine de ce flot externe.

De plus, voir si les perturbations sont dues à des chocs d'étrave ou une densité accrétante est difficile en CO. Cependant, des observations infrarouges avec des traceurs tels que le H₂ pourrait permettre de différencier les deux origines. Dans le cas d'une interaction avec des chocs d'étrave, la région interne du flot pourrait être une interface brillante en H₂.

L'observation du flot en H₂ pourrait permettre d'observer la région entre le vent MHD à 15 km/s et le jet à 100 km/s. Y a-t-il un vent intermédiaire entre les deux qui n'est pas émissif en CO ? Est-ce que cette région est vide ? Est-elle par des chocs d'étrave ? Répondre à ces questions est l'objectif d'un projet JWST de Cycle 1 (P.I. : C. Dougados) auquel j'ai participé. Le but est de cartographier avec les

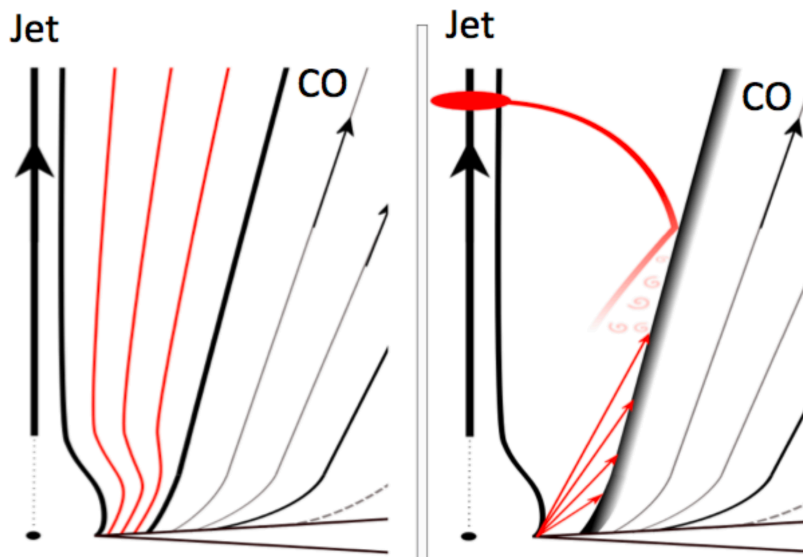


Fig. 7.15.: Vision schématique de la région située entre le flot CO et le jet atomique : un vent de disque (gauche) ou des chocs d'étraves (droite).

instruments NIRSpect et MIRI la région intermédiaire entre le jet axial et le flot CO afin de discriminer entre les deux scénarios, comme illustré dans la Fig. 7.15.

Augmenter l'échantillon des sources étudiées

J'ai montré dans la Section 6.3.2 les similarités entre le flot de DG Tau B et les différents candidats de vent de disque. Cette similarité apporte des contraintes sur le phénomène d'éjection pendant l'évolution d'un disque proto-planétaire. Cependant l'échantillon est pour l'instant trop restreint pour fixer des tendances avec le stade évolutif. Est-ce que la région qui éjecte le vent diminue ou augmente avec l'évolution du disque ? Comment varie le facteur λ ? Quel est l'impact du chauffage avec le temps ? Toutes ces questions n'ont pour l'instant pas de réponses. Augmenter le nombre de sources étudiées est donc essentiel pour la compréhension de la formation planétaire et stellaire.

Avec ses 10 ans de service, le télescope ALMA a fourni un nombre très important d'observations. L'archive ALMA est sans doute remplie de nombreuses données de flots moléculaires utilisables et de nombreuses sources ont un flot moléculaire qui n'a pour l'instant pas été étudié en détail. L'application des méthodes développées pendant ma thèse sur ces données pourrait permettre de développer un échantillon statistique significatif.

Étude du flot moléculaire de HL Tau

Parmi les nombreux objets dont le flot moléculaire n'a pas été étudié en détail, HL Tau représente à mes yeux la source la plus intéressante.

Le fait que DG Tau B ait un flot moléculaire massif et un disque d'accrétion avec de la structure peut apporter beaucoup d'informations sur le processus de formation planétaire. La structure dans les disques est souvent associée à la formation planétaire, cependant des études récentes ont montré qu'un champ magnétique pouvait créer des variations de densité dans le disque protoplanétaire (Béthune et al., 2017; Suriano et al., 2019; Riols et al., 2020). Dans le cas de DG Tau B, l'origine de la structure dans le disque est donc toujours une question ouverte.

The emblematic HL Tau system

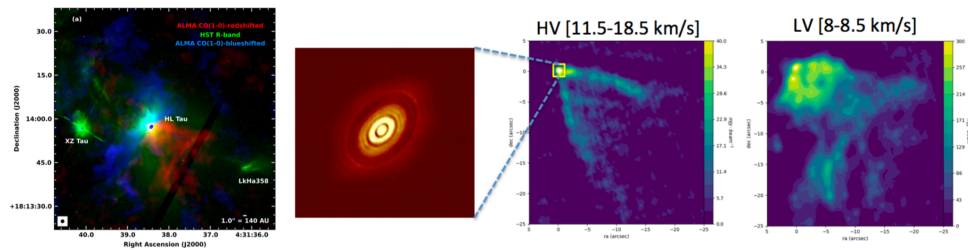


Fig. 7.16.: Droite : Carte de moment 0 de l'émission redshiftée et blueshiftée du flot moléculaire de HL Tau et émission continue du disque de poussière (ALMA Partnership et al., 2015). Gauche : Carte par canaux de l'émission CO(1-0) du flot moléculaire à haute et faible vitesse.

HL Tau doit être le disque protoplanétaire le plus connu dans le domaine. L'observation des anneaux d'émission a été une première mondiale (ALMA Partnership et al., 2015), et a modifié complètement la vue d'ensemble de la formation planétaire et stellaire. Le disque d'accrétion a été étudié en détail, l'un des résultats importants est le fait que les niveaux de turbulences de $\alpha \leq 10^{-4}$ (Pinte et al., 2016) observés sur le disque de poussière sont trop faibles pour expliquer l'accrétion sur l'étoile centrale (Hasegawa et al., 2017). Par conséquent, Hasegawa et al. (2017) ont proposé que le moment angulaire était extrait via le processus magnéto-centrifuge. Curieusement, très peu d'études du flot sont proposées. La dernière étude du flot moléculaire de HL Tau est celle de Klaassen et al. (2016), avec les données du *ALMA Science Verification data* (voir Fig. 7.16), qui a un élément de résolution de $\simeq 1''$ en CO. L'origine du flot moléculaire de HL Tau est par conséquent encore très incertaine. Une telle résolution angulaire n'a pas permis de contraindre précisément l'origine du flot moléculaire.

L'application des outils développés pendant ma thèse à des données haute résolution ($\simeq 20$ au) pourrait permettre de caractériser en détail le flot moléculaire et potentiellement comprendre l'origine du flot, et son possible lien avec la structure du

disque. Un projet ALMA (Cycle 7) a été proposé pour observer le flot moléculaire de HL Tau, avec une résolution similaire aux données de DG Tau B. Malheureusement, ce projet n'a pas été accepté. En revanche, le relevé *ALMA-DOT* (Garufi et al., 2021) a apporté de nouvelles données très haute résolution de HL Tau, aucun papier présentant une étude du flot moléculaire avec ces données n'a pour l'instant été publié. Je pense cependant qu'une étude du flot moléculaire de HL Tau pourrait apporter des résultats remarquables.

Améliorer et rendre public le code AxoProj

Une partie importante de mon travail de thèse a été de produire des outils d'analyse et de modélisation pour les flots moléculaires. Ces outils ont été essentiels dans l'étude du flot de DG Tau B, et pourront sans aucun doute aider d'autres modélisateurs.

Le code AxoProj (Sect. 4) a été principalement développé pour la modélisation des flots moléculaires. Cependant, au fur et à mesure du développement, je me suis rendu compte que le code était beaucoup plus polyvalent. J'ai pu par exemple l'utiliser pour modéliser le spectre $Br\gamma$ d'un disque d'accrétion (voir Sect. B.2). Il serait intéressant de rendre public le code AxoProj, en le déposant sur le site *GitHub* par exemple. En revanche, rendre ce code public nécessiterait un travail de programmation pour créer une documentation du code et fixer les potentiels bugs. Il est aussi nécessaire de corriger certaines limites du code. À l'heure actuelle, la mémoire utilisée par le code n'est pas limitée, ce qui peut poser un problème si le code est utilisé par un utilisateur inexpérimenté. La possibilité de paralléliser le code permettrait aussi d'améliorer grandement les performances du code.

Vers une modélisation plus réaliste des vents de disques

L'étude de DG Tau B et de HH30 a permis d'extraire des caractéristiques de ces flots. Ces contraintes doivent être comparées avec les simulations et les modèles analytiques faits par des théoriciens, afin de comprendre l'origine de ces flots moléculaires. Cependant, les études de DG Tau B et HH30 ont soulevé plusieurs questions qui ne peuvent être résolues par la théorie actuelle.

En particulier, il serait intéressant de savoir : un vent MHD peut-il conserver son angle d'ouverture sans re-collimation ? Quelle est la structure attendue d'un vent MHD provenant d'un disque en précession ? Est-ce qu'une densité accrétante peut créer

des augmentations d'émissivités dans le flot ? Quel est le résultat de l'interaction entre un vent MHD et des chocs d'étrave ? Toutes ces questions ne peuvent malheureusement pas être résolues par nos modèles simples, et une collaboration étroite avec des simulateurs et théoriciens est nécessaire.

Bibliographie

- Adams, Fred C., David Hollenbach, Gregory Laughlin, and Uma Gorti (Aug. 2004). „Photoevaporation of Circumstellar Disks Due to External Far-Ultraviolet Radiation in Stellar Aggregates“. In: *ApJ* 611.1, pp. 360–379. arXiv: [astro-ph/0404383](#) [[astro-ph](#)] (cit. on p. 31).
- Agra-Amboage, V., S. Cabrit, C. Dougados, et al. (Apr. 2014). „Origin of the wide-angle hot H₂ in DG Tauri. New insight from SINFONI spectro-imaging“. In: *A&A* 564, A11, A11. arXiv: [1402.1160](#) [[astro-ph.SR](#)] (cit. on p. 6).
- Agra-Amboage, V., C. Dougados, S. Cabrit, and J. Reunanen (Aug. 2011). „Sub-arcsecond [Fe ii] spectro-imaging of the DG Tauri jet. Periodic bubbles and a dusty disk wind?“ In: *A&A* 532, A59, A59. arXiv: [1106.2690](#) [[astro-ph.SR](#)] (cit. on p. 13).
- Alexander, R., I. Pascucci, S. Andrews, P. Armitage, and L. Cieza (Jan. 2014). „The Dispersal of Protoplanetary Disks“. In: *Protostars and Planets VI*. Ed. by Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, and Thomas Henning, p. 475. arXiv: [1311.1819](#) [[astro-ph.EP](#)] (cit. on pp. 9, 27, 29, 31).
- Alexander, R. D., C. J. Clarke, and J. E. Pringle (June 2006). „Photoevaporation of protoplanetary discs - II. Evolutionary models and observable properties“. In: *MNRAS* 369.1, pp. 229–239. arXiv: [astro-ph/0603254](#) [[astro-ph](#)] (cit. on p. 31).
- ALMA Partnership, C. L. Brogan, L. M. Pérez, et al. (July 2015). „The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region“. In: *ApJ* 808.1, L3, p. L3. arXiv: [1503.02649](#) [[astro-ph.SR](#)] (cit. on p. 195).
- Anderson, Jeffrey M., Zhi-Yun Li, Ruben Krasnopolsky, and Roger D. Blandford (June 2003). „Locating the Launching Region of T Tauri Winds: The Case of DG Tauri“. In: *ApJ* 590.2, pp. L107–L110. arXiv: [astro-ph/0304127](#) [[astro-ph](#)] (cit. on pp. 32, 40).
- André, P., D. Ward-Thompson, and M. Barsony (May 2000). „From Prestellar Cores to Protostars: the Initial Conditions of Star Formation“. In: *Protostars and Planets IV*. Ed. by V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell, p. 59 (cit. on pp. 1, 2, 4).
- André, Philippe., Derek. Ward-Thompson, and Mary Barsony (Mar. 1993). „Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps“. In: *ApJ* 406, p. 122 (cit. on pp. 1, 2).
- Anglada, Guillem, Rosario López, Robert Estalella, et al. (June 2007). „Proper Motions of the Jets in the Region of HH 30 and HL/XZ Tau: Evidence for a Binary Exciting Source of the HH 30 Jet“. In: *AJ* 133.6, pp. 2799–2814. arXiv: [astro-ph/0703155](#) [[astro-ph](#)] (cit. on pp. 81, 171).

- Antoniucci, S., B. Nisini, T. Giannini, and D. Lorenzetti (Feb. 2008). „Accretion and ejection properties of embedded protostars: the case of HH26, HH34, and HH46 IRS“. In: *A&A* 479.2, pp. 503–514. arXiv: [0710.5609 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 2).
- Arce, H. G., D. Shepherd, F. Gueth, et al. (Jan. 2007). „Molecular Outflows in Low- and High-Mass Star-forming Regions“. In: *Protostars and Planets V*. Ed. by Bo Reipurth, David Jewitt, and Klaus Keil, p. 245. arXiv: [astro-ph/0603071 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 4, 44).
- Arce, Héctor G. and Anneila I. Sargent (Aug. 2006). „The Evolution of Outflow-Envelope Interactions in Low-Mass Protostars“. In: *ApJ* 646.2, pp. 1070–1085. arXiv: [astro-ph/0605139 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 17, 18).
- Bacciotti, Francesca, Reinhard Mundt, Thomas P. Ray, et al. (July 2000). „Hubble Space Telescope STIS Spectroscopy of the Optical Outflow from DG Tauri: Structure and Kinematics on Subarcsecond Scales“. In: *ApJ* 537.1, pp. L49–L52. arXiv: [astro-ph/0005463 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 6, 11, 35, 112).
- Bacciotti, Francesca, Thomas P. Ray, Reinhard Mundt, Jochen Eisloffel, and Josef Solf (Sept. 2002). „Hubble Space Telescope/STIS Spectroscopy of the Optical Outflow from DG Tauri: Indications for Rotation in the Initial Jet Channel“. In: *ApJ* 576.1, pp. 222–231. arXiv: [astro-ph/0206175 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 11).
- Bai, Xue-Ning (Aug. 2017). „Global Simulations of the Inner Regions of Protoplanetary Disks with Comprehensive Disk Microphysics“. In: *ApJ* 845.1, 75, p. 75. arXiv: [1707.00729 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 37).
- Bai, Xue-Ning, Jiani Ye, Jeremy Goodman, and Feng Yuan (Feb. 2016). „Magneto-thermal Disk Winds from Protoplanetary Disks“. In: *ApJ* 818.2, 152, p. 152. arXiv: [1511.06769 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 148).
- Balbus, Steven A. and John F. Hawley (July 1991). „A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis“. In: *ApJ* 376, p. 214 (cit. on p. 8).
- Bally, J. and C. J. Lada (Feb. 1983). „The high-velocity molecular flows near young stellar objects“. In: *ApJ* 265, pp. 824–847 (cit. on p. 4).
- Bally, J. and N. Z. Scoville (Apr. 1982). „Structure and evolution of molecular clouds near H II regions. II. The disk constrained H II region, S 106.“ In: *ApJ* 255, pp. 497–509 (cit. on p. 27).
- Bast, J. E., J. M. Brown, G. J. Herczeg, E. F. van Dishoeck, and K. M. Pontoppidan (Mar. 2011). „Single peaked CO emission line profiles from the inner regions of protoplanetary disks“. In: *A&A* 527, A119, A119. arXiv: [1101.1091 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 20).
- Bence, S. J., J. S. Richer, and R. Padman (Apr. 1996). „RNO 43: a jet-driven super-outflow“. In: *MNRAS* 279.3, pp. 866–883 (cit. on p. 16).
- Béthune, William, Geoffroy Lesur, and Jonathan Ferreira (May 2016). „Self-organisation in protoplanetary discs. Global, non-stratified Hall-MHD simulations“. In: *A&A* 589, A87, A87. arXiv: [1603.02475 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 37).
- (Apr. 2017). „Global simulations of protoplanetary disks with net magnetic flux. I. Non-ideal MHD case“. In: *A&A* 600, A75, A75. arXiv: [1612.00883 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on pp. 125, 195).

- Bjerkeli, Per, Matthijs H. D. van der Wiel, Daniel Harsono, Jon P. Ramsey, and Jes K. Jørgensen (Dec. 2016). „Resolved images of a protostellar outflow driven by an extended disk wind“. In: *Nature* 540.7633, pp. 406–409. arXiv: [1612.05148 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. [19](#), [22](#), [43](#), [96](#), [165](#), [166](#)).
- Blandford, R. D. and D. G. Payne (June 1982). „Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets.“ In: *MNRAS* 199, pp. 883–903 (cit. on pp. [8](#), [31](#), [36](#), [37](#), [39](#), [145](#)).
- Bontemps, S., P. Andre, S. Terebey, and S. Cabrit (July 1996). „Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects“. In: *A&A* 311, pp. 858–872 (cit. on pp. [2](#), [17](#), [18](#)).
- Burrows, Christopher J., Karl R. Stapelfeldt, Alan M. Watson, et al. (Dec. 1996). „Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30“. In: *ApJ* 473, p. 437 (cit. on pp. [6](#), [171](#)).
- Cabrit, S. (Jan. 2002). „Constraints on accretion-ejection structures in young stars“. In: *EAS Publications Series*. Ed. by Jerome Bouvier and Jean-Paul Zahn. Vol. 3. EAS Publications Series, pp. 147–182 (cit. on p. [4](#)).
- Cabrit, S., C. Codella, F. Gueth, et al. (June 2007). „PdBI sub-arcsecond study of the SiO microjet in HH212. Origin and collimation of class 0 jets“. In: *A&A* 468.3, pp. L29–L32. arXiv: [0704.2685 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [10](#)).
- Cabrit, S., J. Pety, N. Pesenti, and C. Dougados (June 2006). „Tidal stripping and disk kinematics in the RW Aurigae system“. In: *A&A* 452.3, pp. 897–906 (cit. on p. [11](#)).
- Cabrit, Sylvie (Aug. 2007). „The Origin of Jets: Observational Constraints vs. Theoretical Predictions“. In: *JENAM-2007, “Our Non-Stable Universe”*, pp. 22–22 (cit. on p. [12](#)).
- Cabrit, Sylvie, Suzan Edwards, Stephen E. Strom, and Karen M. Strom (May 1990). „Forbidden-Line Emission and Infrared Excesses in T Tauri Stars: Evidence for Accretion-driven Mass Loss?“ In: *ApJ* 354, p. 687 (cit. on p. [10](#)).
- Casse, Fabien and Jonathan Ferreira (Jan. 2000). „Magnetized accretion-ejection structures. IV. Magnetically-driven jets from resistive, viscous, Keplerian discs“. In: *A&A* 353, pp. 1115–1128. arXiv: [astro-ph/9911471 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. [37](#), [38](#), [145](#), [146](#)).
- Cernicharo, J. and Bo Reipurth (Mar. 1996). „Herbig-Haro Jets, CO Flows, and CO Bullets: The Case of HH 111“. In: *ApJ* 460, p. L57 (cit. on p. [16](#)).
- Clarke, C. J. and R. D. Alexander (Aug. 2016). „A self-similar solution for thermal disc winds“. In: *MNRAS* 460.3, pp. 3044–3051. arXiv: [1605.04089 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. [28](#), [143](#)).
- Coffey, Deirdre, Francesca Bacciotti, Thomas P. Ray, Jochen Eislöffel, and Jens Woitas (July 2007). „Further Indications of Jet Rotation in New Ultraviolet and Optical Hubble Space Telescope STIS Spectra“. In: *ApJ* 663.1, pp. 350–364. arXiv: [astro-ph/0703271 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [11](#)).
- Coffey, Deirdre, Francesca Bacciotti, Jens Woitas, Thomas P. Ray, and Jochen Eislöffel (Apr. 2004). „Rotation of Jets from Young Stars: New Clues from the Hubble Space Telescope Imaging Spectrograph“. In: *ApJ* 604.2, pp. 758–765. arXiv: [astro-ph/0312300 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [11](#)).

- Cornwell, T. J. (Nov. 2008). „Multiscale CLEAN Deconvolution of Radio Synthesis Images“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing* 2.5, pp. 793–801 (cit. on p. 100).
- Cranmer, Steven R. (Nov. 2009). „Testing Models of Accretion-Driven Coronal Heating and Stellar Wind Acceleration for T Tauri Stars“. In: *ApJ* 706.1, pp. 824–843. arXiv: 0910.2686 [astro-ph.SR] (cit. on p. 14).
- Cunningham, Andrew, Adam Frank, and Lee Hartmann (Oct. 2005). „Wide-Angle Wind-driven Bipolar Outflows: High-Resolution Models with Application to Source I of the Becklin-Neugebauer/Kleinmann-Low OMC-I Region“. In: *ApJ* 631.2, pp. 1010–1021. arXiv: astro-ph/0506159 [astro-ph] (cit. on p. 50).
- de Valon, A., C. Dougados, S. Cabrit, et al. (Feb. 2020). „ALMA reveals a large structured disk and nested rotating outflows in DG Tauri B“. In: *A&A* 634, L12, p. L12. arXiv: 2001.09776 [astro-ph.SR] (cit. on pp. 57, 93, 108).
- Decampli, W. M. (Feb. 1981). „T Tau winds.“ In: *ApJ* 244, pp. 124–146 (cit. on p. 14).
- Delamarter, G., A. Frank, and L. Hartmann (Feb. 2000). „Interaction of Infall and Winds in Young Stellar Objects“. In: *ApJ* 530.2, pp. 923–938. arXiv: astro-ph/9910264 [astro-ph] (cit. on p. 50).
- Dougados, Catherine, F. Louvet, D. Mardones, and S. Cabrit (June 2017). „ALMA Studies of the Disk-Jet-Outflow Connection“. In: *Star Formation from Cores to Clusters*, p. 17 (cit. on p. 19).
- Dullemond, C. P., D. Hollenbach, I. Kamp, and P. D’Alessio (Jan. 2007). „Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks“. In: *Protostars and Planets V*. Ed. by Bo Reipurth, David Jewitt, and Klaus Keil, p. 555. arXiv: astro-ph/0602619 [astro-ph] (cit. on p. 27).
- Eisloffel, Jochen and Reinhard Mundt (Apr. 1998). „Imaging and Kinematic Studies of Young Stellar Object Jets in Taurus“. In: *AJ* 115.4, pp. 1554–1575 (cit. on pp. 93, 104, 131, 133).
- Ellerbroek, L. E., L. Podio, L. Kaper, et al. (Mar. 2013). „The outflow history of two Herbig-Haro jets in RCW 36: HH 1042 and HH 1043“. In: *A&A* 551, A5, A5. arXiv: 1212.4144 [astro-ph.SR] (cit. on p. 10).
- Ercolano, Barbara and Ilaria Pascucci (Apr. 2017). „The dispersal of planet-forming discs: theory confronts observations“. In: *Royal Society Open Science* 4.4, 170114, p. 170114. arXiv: 1704.00214 [astro-ph.EP] (cit. on p. 20).
- Erkal, J., C. Dougados, D. Coffey, et al. (June 2021). „Launching the asymmetric bipolar jet of DO Tau“. In: *A&A* 650, A46, A46. arXiv: 2104.07484 [astro-ph.SR] (cit. on p. 12).
- Estalella, Robert, Rosario López, Guillem Anglada, et al. (Aug. 2012). „The Counterjet of HH 30: New Light on Its Binary Driving Source“. In: *AJ* 144.2, 61, p. 61. arXiv: 1206.3391 [astro-ph.GA] (cit. on p. 171).
- Facchini, Stefano, Attila Juhász, and Giuseppe Lodato (Feb. 2018). „Signatures of broken protoplanetary discs in scattered light and in sub-millimetre observations“. In: *MNRAS* 473.4, pp. 4459–4475. arXiv: 1709.08369 [astro-ph.SR] (cit. on p. 151).
- Fernández-López, Manuel, Luis A. Zapata, Luis F. Rodríguez, et al. (Mar. 2020). „A Ringed Pole-on Outflow from DO Tauri Revealed by ALMA“. In: *The Astronomical Journal* 159.4, p. 171 (cit. on pp. 7, 165).

- Ferreira, J. (Mar. 1997). „Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs.“ In: *A&A* 319, pp. 340–359. arXiv: [astro-ph/9607057 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 37–40).
- Ferreira, J. and F. Casse (Jan. 2013). „On fan-shaped cold MHD winds from Keplerian accretion discs“. In: *MNRAS* 428.1, pp. 307–320. arXiv: [1209.3871 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 147).
- Ferreira, J., C. Dougados, and S. Cabrit (July 2006). „Which jet launching mechanism(s) in T Tauri stars?“ In: *A&A* 453.3, pp. 785–796. arXiv: [astro-ph/0604053 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 13, 32–34).
- Font, Andreea S., Ian G. McCarthy, Doug Johnstone, and David R. Ballantyne (June 2004). „Photoevaporation of Circumstellar Disks around Young Stars“. In: *ApJ* 607.2, pp. 890–903. arXiv: [astro-ph/0402241 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 12, 27, 29).
- Gammie, Charles F. (Jan. 1996). „Layered Accretion in T Tauri Disks“. In: *ApJ* 457, p. 355 (cit. on p. 8).
- Garufi, A., L. Podio, C. Codella, et al. (Apr. 2020). „ALMA chemical survey of disk-outflow sources in Taurus (ALMA-DOT). I. CO, CS, CN, and H₂CO around DG Tau B“. In: *A&A* 636, A65, A65. arXiv: [2002.10195 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 108, 111, 115, 125).
- Garufi, A., L. Podio, C. Codella, et al. (Jan. 2021). „ALMA chemical survey of disk-outflow sources in Taurus (ALMA-DOT). V. Sample, overview, and demography of disk molecular emission“. In: *A&A* 645, A145, A145. arXiv: [2012.07667 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 196).
- Goldsmith, Paul F., Mark Heyer, Gopal Narayanan, et al. (June 2008). „Large-Scale Structure of the Molecular Gas in Taurus Revealed by High Linear Dynamic Range Spectral Line Mapping“. In: *ApJ* 680.1, pp. 428–445. arXiv: [0802.2206 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 123).
- Gorti, U. and D. Hollenbach (Jan. 2009). „Photoevaporation of Circumstellar Disks By Far-Ultraviolet, Extreme-Ultraviolet and X-Ray Radiation from the Central Star“. In: *ApJ* 690.2, pp. 1539–1552. arXiv: [0809.1494 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 29, 31, 144).
- Gressel, Oliver, Jon P. Ramsey, Christian Brinch, et al. (June 2020). „Global Hydromagnetic Simulations of Protoplanetary Disks with Stellar Irradiation and Simplified Thermochemistry“. In: *ApJ* 896.2, 126, p. 126. arXiv: [2005.03431 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 37).
- Gueth, F. and S. Guilloteau (Mar. 1999). „The jet-driven molecular outflow of HH 211“. In: *A&A* 343, pp. 571–584 (cit. on pp. 16, 17, 53, 54).
- Guilloteau, S., E. Di Folco, A. Dutrey, et al. (Jan. 2013). „A sensitive survey for ¹³CO, CN, H₂CO, and SO in the disks of T Tauri and Herbig Ae stars“. In: *A&A* 549, A92, A92. arXiv: [1211.4776 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 107).
- Guilloteau, S., A. Dutrey, V. Piétu, and Y. Boehler (May 2011). „A dual-frequency sub-arcsecond study of proto-planetary disks at mm wavelengths: first evidence for radial variations of the dust properties“. In: *A&A* 529, A105, A105. arXiv: [1103.1296 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on pp. 93, 104, 105).
- Habel, Nolan M., S. Thomas Megeath, Joseph Jon Booker, et al. (Apr. 2021). „An HST Survey of Protostellar Outflow Cavities: Does Feedback Clear Envelopes?“ In: *ApJ* 911.2, 153, p. 153. arXiv: [2102.06717 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on pp. 17, 126).
- Haro, Guillermo (May 1952). „Herbig’s Nebulous Objects Near NGC 1999.“ In: *ApJ* 115, p. 572 (cit. on p. 4).

- Haro, Guillermo (Jan. 1953). „H α Emission Stars and Peculiar Objects in the Orion Nebula.“ In: *ApJ* 117, p. 73 (cit. on p. 4).
- Harsono, Daniel, Per Bjerkerli, Matthijs H. D. van der Wiel, et al. (June 2018). „Evidence for the start of planet formation in a young circumstellar disk“. In: *Nature Astronomy* 2, pp. 646–651. arXiv: [1806.09649 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 165).
- Hartigan, Patrick, Suzan Edwards, and Louma Ghandour (Oct. 1995). „Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars“. In: *ApJ* 452, p. 736 (cit. on p. 10).
- Hartigan, Patrick, Jon A. Morse, and John Raymond (Nov. 1994). „Mass-Loss Rates, Ionization Fractions, Shock Velocities, and Magnetic Fields of Stellar Jets“. In: *ApJ* 436, p. 125 (cit. on p. 16).
- Hartmann, Lee and Scott J. Kenyon (Jan. 1996). „The FU Orionis Phenomenon“. In: *ARA&A* 34, pp. 207–240 (cit. on p. 159).
- Hasegawa, Yasuhiro, Satoshi Okuzumi, Mario Flock, and Neal J. Turner (Aug. 2017). „Magnetically Induced Disk Winds and Transport in the HL Tau Disk“. In: *ApJ* 845.1, 31, p. 31. arXiv: [1706.09565 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 195).
- Hennebelle, Patrick, Geoffroy Lesur, and Sébastien Fromang (May 2016). „Spiral-driven accretion in protoplanetary discs. II. Self-similar solutions“. In: *A&A* 590, A22, A22. arXiv: [1602.01721 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 160).
- Herbig, George H. (Jan. 1950). „The Spectrum of the Nebulosity Surrounding T Tauri.“ In: *ApJ* 111, p. 11 (cit. on p. 4).
- (May 1951). „The Spectra of Two Nebulous Objects Near NGC 1999.“ In: *ApJ* 113, pp. 697–699 (cit. on p. 4).
- Hirota, Tomoya, Masahiro N. Machida, Yuko Matsushita, et al. (July 2017). „Disk-driven rotating bipolar outflow in Orion Source I“. In: *Nature Astronomy* 1, 0146, p. 0146. arXiv: [1712.04606 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 19, 43, 96, 166).
- Högbom, J. A. (June 1974). „Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines“. In: *A&A Sup.* 15, p. 417 (cit. on p. 100).
- Hollenbach, David, Doug Johnstone, Susana Lizano, and Frank Shu (June 1994). „Photoevaporation of Disks around Massive Stars and Application to Ultracompact H II Regions“. In: *ApJ* 428, p. 654 (cit. on pp. 16, 27).
- Jacquemin-Ide, J., J. Ferreira, and G. Lesur (Dec. 2019). „Magnetically driven jets and winds from weakly magnetized accretion discs“. In: *MNRAS* 490.3, pp. 3112–3133. arXiv: [1909.12258 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 37–40, 145).
- Jacquemin-Ide, J., G. Lesur, and J. Ferreira (Mar. 2021). „Magnetic outflows from turbulent accretion disks. I. Vertical structure and secular evolution“. In: *A&A* 647, A192, A192. arXiv: [2011.14782 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 37, 38).
- Klaassen, P. D., J. C. Mottram, L. T. Maud, and A. Juhasz (July 2016). „The winds from HL Tau“. In: *MNRAS* 460.1, pp. 627–633. arXiv: [1604.07285 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 195).
- Könyves, V., Ph. André, A. Men’shchikov, et al. (Dec. 2015). „A census of dense cores in the Aquila cloud complex: SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey“. In: *A&A* 584, A91, A91. arXiv: [1507.05926 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 8).

- Lada, C. J. and B. A. Wilking (Dec. 1984). „The nature of the embedded population in the rho Ophiuchi dark cloud : mid-infrared observations.“ In: *ApJ* 287, pp. 610–621 (cit. on p. 1).
- Lada, Charles J. (Jan. 1987). „Star formation: from OB associations to protostars.“ In: *Star Forming Regions*. Ed. by Manuel Peimbert and Jun Jugaku. Vol. 115, p. 1 (cit. on pp. 1, 2).
- Lada, Charles J. and Michel Fich (Mar. 1996). „The Structure and Energetics of a Highly Collimated Bipolar Outflow: NGC 2264G“. In: *ApJ* 459, p. 638 (cit. on pp. 6, 44).
- Larson, Richard B. (Jan. 1969). „Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star“. In: *MNRAS* 145, p. 271 (cit. on p. 1).
- Launhardt, R., Ya. Pavlyuchenkov, F. Gueth, et al. (Jan. 2009). „Rotating molecular outflows: the young T Tauri star in CB 26“. In: *A&A* 494.1, pp. 147–156. arXiv: [0811.3910 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 19, 43, 166).
- Lavalley-Fouquet, C., S. Cabrit, and C. Dougados (Apr. 2000). „DG Tau: A shocking jet“. In: *A&A* 356, pp. L41–L44 (cit. on p. 6).
- Lee, Chin-Fei (Mar. 2020). „Molecular jets from low-mass young protostellar objects“. In: *A&A Rev.* 28.1, 1, p. 1. arXiv: [2002.05823 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 10).
- Lee, Chin-Fei, Naomi Hirano, Qizhou Zhang, et al. (June 2015). „Jet Motion, Internal Working Surfaces, and Nested Shells in the Protostellar System HH 212“. In: *ApJ* 805.2, 186, p. 186. arXiv: [1503.07362 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 6).
- Lee, Chin-Fei, Paul. T. P. Ho, Zhi-Yun Li, et al. (July 2017). „A rotating protostellar jet launched from the innermost disk of HH 212“. In: *Nature Astronomy* 1, 0152, p. 0152. arXiv: [1706.06343 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 11).
- Lee, Chin-Fei, Lee G. Mundy, Bo Reipurth, Eve C. Ostriker, and James M. Stone (Oct. 2000). „CO Outflows from Young Stars: Confronting the Jet and Wind Models“. In: *ApJ* 542.2, pp. 925–945 (cit. on pp. 48, 129, 135, 215).
- Lee, Chin-Fei, James M. Stone, Eve C. Ostriker, and Lee G. Mundy (Aug. 2001). „Hydrodynamic Simulations of Jet- and Wind-driven Protostellar Outflows“. In: *ApJ* 557.1, pp. 429–442. arXiv: [astro-ph/0104373 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 15, 34, 44, 47–49, 51, 127, 135, 137).
- Lee, Chin-Fei, Benoit Tabone, Sylvie Cabrit, et al. (Feb. 2021). „First Detection of Interaction between a Magnetic Disk Wind and an Episodic Jet in a Protostellar System“. In: *ApJ* 907.2, L41, p. L41. arXiv: [2101.03293 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on pp. 20, 21).
- Lesur, Geoffroy R. J. (June 2021). „Systematic description of wind-driven protoplanetary discs“. In: *A&A* 650, A35, A35. arXiv: [2101.10349 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 37, 145).
- Li, H. -B., A. Goodman, T. K. Sridharan, et al. (Jan. 2014). „The Link Between Magnetic Fields and Cloud/Star Formation“. In: *Protostars and Planets VI*. Ed. by Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, and Thomas Henning, p. 101. arXiv: [1404.2024 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 12).
- Li, Zhi-Yun and Frank H. Shu (Nov. 1996). „Magnetized Singular Isothermal Toroids“. In: *ApJ* 472, p. 211 (cit. on pp. 44, 47, 49).

- Liang, Lichen, Doug Johnstone, Sylvie Cabrit, and Lars E. Kristensen (Sept. 2020). „Steady Wind-blown Cavities within Infalling Rotating Envelopes: Application to the Broad Velocity Component in Young Protostars“. In: *ApJ* 900.1, 15, p. 15. arXiv: [2007.13744 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. [135–137](#)).
- Liffman, Kurt (Jan. 2003). „The Gravitational Radius of an Irradiated Disk“. In: *PASA* 20.4, pp. 337–339 (cit. on p. [27](#)).
- Liu, Chun-Fan and Hsien Shang (Dec. 2012). „RW Aur A from the X-Wind Point of View: General Features“. In: *ApJ* 761.2, 94, p. 94. arXiv: [1209.2375 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. [13](#)).
- Long, Feng, Gregory J. Herczeg, Daniel Harsono, et al. (Sept. 2019). „Compact Disks in a High-resolution ALMA Survey of Dust Structures in the Taurus Molecular Cloud“. In: *ApJ* 882.1, 49, p. 49. arXiv: [1906.10809 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. [105](#)).
- Long, Feng, Paola Pinilla, Gregory J. Herczeg, et al. (Dec. 2018). „Gaps and Rings in an ALMA Survey of Disks in the Taurus Star-forming Region“. In: *ApJ* 869.1, 17, p. 17. arXiv: [1810.06044 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. [105](#)).
- López-Vázquez, J. A., J. Cantó, and S. Lizano (July 2019). „Angular Momentum in Bipolar Outflows: Dynamical Evolutionary Model“. In: *ApJ* 879.1, 42, p. 42. arXiv: [1906.02166 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. [50](#), [51](#), [55](#), [56](#), [135](#), [137](#)).
- Louvet, F., C. Dougados, S. Cabrit, et al. (Dec. 2016). „ALMA observations of the <ASTROBJ>Th 28</ASTROBJ> protostellar disk. A new example of counter-rotation between disk and optical jet“. In: *A&A* 596, A88, A88. arXiv: [1607.08645 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. [11](#)).
- Louvet, F., C. Dougados, S. Cabrit, et al. (Oct. 2018). „The HH30 edge-on T Tauri star. A rotating and precessing monopolar outflow scrutinized by ALMA“. In: *A&A* 618, A120, A120. arXiv: [1808.03285 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on pp. [6](#), [7](#), [19](#), [22](#), [23](#), [40](#), [43](#), [57](#), [58](#), [61](#), [63](#), [96](#), [122–124](#), [165–167](#), [172–179](#), [182–185](#), [189](#), [190](#), [192](#)).
- Marchal, Antoine (July 2019). *ROHSA: Separation of diffuse sources in hyper-spectral data*. ascl: [1907.028](#) (cit. on p. [182](#)).
- Masciadri, E. and A. C. Raga (Apr. 2002). „Herbig-Haro Jets from Orbiting Sources“. In: *ApJ* 568.2, pp. 733–742 (cit. on pp. [79](#), [151](#)).
- Masson, Colin R. and Lawrence M. Chernin (Mar. 1992). „Properties of Swept-up Molecular Outflows“. In: *ApJ* 387, p. L47 (cit. on pp. [46](#), [47](#)).
- (Sept. 1993). „Properties of Jet-driven Molecular Outflows“. In: *ApJ* 414, p. 230 (cit. on p. [15](#)).
- Matt, Sean and Ralph E. Pudritz (Jan. 2005). „The spin of accreting stars: dependence on magnetic coupling to the disc“. In: *MNRAS* 356.1, pp. 167–182. arXiv: [astro-ph/0409701 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [40](#)).
- McMullin, J. P., B. Waters, D. Schiebel, W. Young, and K. Golap (Oct. 2007). „CASA Architecture and Applications“. In: *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*. Ed. by R. A. Shaw, F. Hill, and D. J. Bell. Vol. 376. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 127 (cit. on p. [98](#)).

- Mishra, Bhupendra, Mitchell C. Begelman, Philip J. Armitage, and Jacob B. Simon (Feb. 2020). „Strongly magnetized accretion discs: structure and accretion from global magnetohydrodynamic simulations“. In: *MNRAS* 492.2, pp. 1855–1868. arXiv: [1907.08995](#) [[astro-ph.HE](#)] (cit. on p. 37).
- Mitchell, George F., Tatsuhiko I. Hasegawa, William R. F. Dent, and Henry E. Matthews (Dec. 1994). „A Molecular Outflow Driven by an Optical Jet“. In: *ApJ* 436, p. L177 (cit. on p. 94).
- Mitchell, George F., Anneila I. Sargent, and Vincent Mannings (July 1997). „DG Tauri B: The Interaction of an Atomic Jet with Ambient Molecular Gas“. In: *ApJ* 483.2, pp. L127–L130 (cit. on pp. 94, 95).
- Motte, F., P. Andre, and R. Neri (Aug. 1998). „The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud: wide-field millimeter continuum mapping“. In: *A&A* 336, pp. 150–172 (cit. on p. 2).
- Mottram, J. C., E. F. van Dishoeck, L. E. Kristensen, et al. (Apr. 2017). „Outflows, infall and evolution of a sample of embedded low-mass protostars. The William Herschel Line Legacy (WILL) survey“. In: *A&A* 600, A99, A99. arXiv: [1701.04647](#) [[astro-ph.SR](#)] (cit. on pp. 93–95).
- Mundt, R. and J. W. Fried (Nov. 1983). „Jets from young stars.“ In: *ApJ* 274, pp. L83–L86 (cit. on pp. 5, 171).
- Mundt, R., T. P. Ray, and A. C. Raga (Dec. 1991). „Collimation of stellar objects - constraints from the observed spatial structure. II. Observational results.“ In: *A&A* 252, pp. 740–761 (cit. on p. 117).
- Mundt, Reinhard, Edward W. Brugel, and Thomas Buehrke (Aug. 1987). „Jets from Young Stars: CCD Imaging, Long-Slit Spectroscopy, and Interpretation of Existing Data“. In: *ApJ* 319, p. 275 (cit. on pp. 93, 94, 117).
- Muzerolle, James, Lee Hartmann, and Nuria Calvet (Dec. 1998). „A Brgamma Probe of Disk Accretion in T Tauri Stars and Embedded Young Stellar Objects“. In: *AJ* 116.6, pp. 2965–2974 (cit. on pp. 2, 10).
- Myers, P. C., G. A. Fuller, A. A. Goodman, and P. J. Benson (Aug. 1991). „Dense Cores in Dark Clouds. VI. Shapes“. In: *ApJ* 376, p. 561 (cit. on p. 46).
- Myers, P. C. and E. F. Ladd (Aug. 1993). „Bolometric Temperatures of Young Stellar Objects“. In: *ApJ* 413, p. L47 (cit. on p. 2).
- Najita, Joan R. and Frank H. Shu (July 1994). „Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. III. Numerical Solution of the Sub-Alfvenic Region“. In: *ApJ* 429, p. 808 (cit. on p. 34).
- Nisini, B., S. Antonucci, J. M. Alcalá, et al. (Jan. 2018). „Connection between jets, winds and accretion in T Tauri stars. The X-shooter view“. In: *A&A* 609, A87, A87. arXiv: [1710.05587](#) [[astro-ph.SR](#)] (cit. on p. 10).
- Nixon, Chris, Andrew King, and Daniel Price (Sept. 2013). „Tearing up the disc: misaligned accretion on to a binary“. In: *MNRAS* 434.3, pp. 1946–1954. arXiv: [1307.0010](#) [[astro-ph.HE](#)] (cit. on p. 151).

- Nony, T., F. Motte, F. Louvet, et al. (Apr. 2020). „Episodic accretion constrained by a rich cluster of outflows“. In: *A&A* 636, A38, A38. arXiv: [2002.05720 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 157).
- Ogihara, Masahiro, Eiichiro Kokubo, Takeru K. Suzuki, and Alessandro Morbidelli (July 2018). „Formation of close-in super-Earths in evolving protoplanetary disks due to disk winds“. In: *A&A* 615, A63, A63. arXiv: [1804.01070 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 9).
- Ostriker, Eve C., Chin-Fei Lee, James M. Stone, and Lee G. Mundy (Aug. 2001). „A Ballistic Bow Shock Model for Jet-driven Protostellar Outflow Shells“. In: *ApJ* 557.1, pp. 443–450. arXiv: [astro-ph/0104374 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 51, 53).
- Ostriker, Eve C. and Frank H. Shu (July 1995). „Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. IV. The Accretion Funnel and Dead Zone“. In: *ApJ* 447, p. 813 (cit. on p. 34).
- Owen, James E., Cathie J. Clarke, and Barbara Ercolano (May 2012). „On the theory of disc photoevaporation“. In: *MNRAS* 422.3, pp. 1880–1901. arXiv: [1112.1087 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 29, 30).
- Owen, James E., Barbara Ercolano, and Cathie J. Clarke (Mar. 2011). „Protoplanetary disc evolution and dispersal: the implications of X-ray photoevaporation“. In: *MNRAS* 412.1, pp. 13–25. arXiv: [1010.0826 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 30).
- Padgett, Deborah L., Wolfgang Brandner, Karl R. Stapelfeldt, et al. (Mar. 1999). „HUBBLE SPACE TELESCOPE/NICMOS Imaging of Disks and Envelopes around Very Young Stars“. In: *AJ* 117.3, pp. 1490–1504. arXiv: [astro-ph/9902101 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 94, 95, 111, 113).
- Panoglou, D., S. Cabrit, G. Pineau Des Forêts, et al. (Feb. 2012). „Molecule survival in magnetized protostellar disk winds. I. Chemical model and first results“. In: *A&A* 538, A2, A2. arXiv: [1112.3248 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 145).
- Pantolmos, G., C. Zanni, and J. Bouvier (Nov. 2020). „Magnetic torques on T Tauri stars: Accreting versus non-accreting systems“. In: *A&A* 643, A129, A129. arXiv: [2009.00940 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 14).
- Pantolmos, George and Sean P. Matt (Nov. 2017). „Magnetic Braking of Sun-like and Low-mass Stars: Dependence on Coronal Temperature“. In: *ApJ* 849.2, 83, p. 83. arXiv: [1710.01340 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 14).
- Pety, J., F. Gueth, S. Guilloteau, and A. Dutrey (Nov. 2006). „Plateau de Bure interferometer observations of the disk and outflow of HH 30“. In: *A&A* 458.3, pp. 841–854. arXiv: [astro-ph/0608218 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 22, 171, 172, 177).
- Picogna, Giovanni, Barbara Ercolano, James E. Owen, and Michael L. Weber (July 2019). „The dispersal of protoplanetary discs - I. A new generation of X-ray photoevaporation models“. In: *MNRAS* 487.1, pp. 691–701. arXiv: [1904.02752 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on pp. 28, 30, 144).
- Pinte, C., W. R. F. Dent, F. Ménard, et al. (Jan. 2016). „Dust and Gas in the Disk of HL Tauri: Surface Density, Dust Settling, and Dust-to-gas Ratio“. In: *ApJ* 816.1, 25, p. 25. arXiv: [1508.00584 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 195).
- Pinte, C., F. Ménard, G. Duchêne, et al. (Jan. 2018). „Direct mapping of the temperature and velocity gradients in discs. Imaging the vertical CO snow line around IM Lupi“. In: *A&A* 609, A47, A47. arXiv: [1710.06450 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 54, 55, 107).

- Plunkett, Adele L., Héctor G. Arce, Diego Mardones, et al. (Nov. 2015). „Episodic molecular outflow in the very young protostellar cluster Serpens South“. In: *Nature* 527.7576, pp. 70–73. arXiv: [1511.01100 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 158).
- Podio, L., J. Eisloffel, S. Melnikov, K. W. Hodapp, and F. Bacciotti (Mar. 2011). „Tracing kinematical and physical asymmetries in the jet from DG Tauri B“. In: *A&A* 527, A13, A13. arXiv: [1012.1827 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 93, 125, 147, 154, 161).
- Pudritz, R. E. and C. A. Norman (Nov. 1983). „Centrifugally driven winds from contracting molecular disks“. In: *ApJ* 274, pp. 677–697 (cit. on pp. 8, 15, 16).
- (Feb. 1986). „Bipolar Hydromagnetic Winds from Disks around Protostellar Objects“. In: *ApJ* 301, p. 571 (cit. on p. 8).
- Raga, A. and S. Cabrit (Oct. 1993). „Molecular outflows entrained by jet bowshocks.“ In: *A&A* 278, pp. 267–278 (cit. on pp. 15, 17, 51, 53, 54).
- Raga, A. C., J. Canto, L. Binette, and N. Calvet (Dec. 1990). „Stellar Jets with Intrinsically Variable Sources“. In: *ApJ* 364, p. 601 (cit. on p. 5).
- Raga, A. C., J. Canto, and S. Biro (Jan. 1993). „Ballistic stellar jets from sources with a time-dependent ejection direction.“ In: *MNRAS* 260, pp. 163–170 (cit. on pp. 79–81).
- Richer, J. S., D. S. Shepherd, S. Cabrit, R. Bachiller, and E. Churchwell (May 2000). „Molecular Outflows from Young Stellar Objects“. In: *Protostars and Planets IV*. Ed. by V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell, p. 867. arXiv: [astro-ph/9904097 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 17).
- Riols, A., G. Lesur, and F. Menard (July 2020). „Ring formation and dust dynamics in wind-driven protoplanetary discs: global simulations“. In: *A&A* 639, A95, A95. arXiv: [2006.01194 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on pp. 55, 125, 148, 159, 160, 195).
- Robitaille, Thomas P., Barbara A. Whitney, Remy Indebetouw, Kenneth Wood, and Pia Denzmore (Dec. 2006). „Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. I. A Grid of 200,000 YSO Model SEDs“. In: *ApJS* 167.2, pp. 256–285. arXiv: [astro-ph/0608234 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 4).
- Safier, Pedro N. (May 1993). „Centrifugally Driven Winds from Protostellar Disks. I. Wind Model and Thermal Structure“. In: *ApJ* 408, p. 115 (cit. on p. 37).
- Sauty, C., E. Trussoni, and K. Tsinganos (July 2002). „Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. V. Acceleration and collimation of self-similar winds“. In: *A&A* 389, pp. 1068–1085. arXiv: [astro-ph/0205203 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 14).
- Schmalzl, Markus, Jouni Kainulainen, Sascha P. Quanz, et al. (Dec. 2010). „Star Formation in the Taurus Filament L 1495: From Dense Cores to Stars“. In: *ApJ* 725.1, pp. 1327–1336. arXiv: [1010.2755 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 93).
- Shakura, N. I. and R. A. Sunyaev (June 1973). „Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance.“ In: *A&A* 500, pp. 33–51 (cit. on p. 8).
- Shang, H., Z. -Y. Li, and N. Hirano (Jan. 2007). „Jets and Bipolar Outflows from Young Stars: Theory and Observational Tests“. In: *Protostars and Planets V*. Ed. by Bo Reipurth, David Jewitt, and Klaus Keil, p. 261 (cit. on p. 35).
- Shang, Hsien, Anthony Allen, Zhi-Yun Li, et al. (Oct. 2006). „A Unified Model for Bipolar Outflows from Young Stars“. In: *ApJ* 649.2, pp. 845–855 (cit. on p. 49).

- Shang, Hsien, Alfred E. Glassgold, Frank H. Shu, and Susana Lizano (Jan. 2002). „Heating and Ionization of X-Winds“. In: *ApJ* 564.2, pp. 853–876. arXiv: [astro-ph/0110539](#) [[astro-ph](#)] (cit. on pp. 35, 36).
- Shang, Hsien, Ruben Krasnopolsky, Chun-Fan Liu, and Liang-Yao Wang (Dec. 2020). „A Unified Model for Bipolar Outflows from Young Stars: The Interplay of Magnetized Wide-angle Winds and Isothermal Toroids“. In: *ApJ* 905.2, 116, p. 116 (cit. on pp. 49, 137).
- Shang, Hsien, Frank H. Shu, and Alfred E. Glassgold (Feb. 1998). „Synthetic Images and Long-Slit Spectra of Protostellar Jets“. In: *ApJ* 493.2, pp. L91–L94 (cit. on p. 137).
- Shu, F. H. (June 1977). „Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation.“ In: *ApJ* 214, pp. 488–497 (cit. on pp. 45, 49).
- Shu, Frank, Joan Najita, Eve Ostriker, et al. (July 1994a). „Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. I. A Generalized Model“. In: *ApJ* 429, p. 781 (cit. on p. 34).
- Shu, Frank H., Doug Johnstone, and David Hollenbach (Nov. 1993). „Photoevaporation of the Solar Nebula and the Formation of the Giant Planets“. In: *Icarus* 106.1, pp. 92–101 (cit. on p. 16).
- Shu, Frank H., Joan Najita, Eve C. Ostriker, and Hsien Shang (Dec. 1995). „Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. V. Asymptotic Collimation into Jets“. In: *ApJ* 455, p. L155 (cit. on pp. 13, 34, 35, 47).
- Shu, Frank H., Joan Najita, Steven P. Ruden, and Susana Lizano (July 1994b). „Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. II. Formulation of the Dynamical Problem“. In: *ApJ* 429, p. 797 (cit. on p. 34).
- Shu, Frank H., Steven P. Ruden, Charles J. Lada, and Susana Lizano (Mar. 1991). „Star Formation and the Nature of Bipolar Outflows“. In: *ApJ* 370, p. L31 (cit. on pp. 15, 44–46, 134).
- Simon, M. N., I. Pascucci, S. Edwards, et al. (Nov. 2016). „Tracing Slow Winds from T Tauri Stars via Low-velocity Forbidden Line Emission“. In: *ApJ* 831.2, 169, p. 169. arXiv: [1608.06992](#) [[astro-ph.SR](#)] (cit. on p. 20).
- Snell, R. L., R. B. Loren, and R. L. Plambeck (July 1980). „Observations of CO in L 1551 : evidence for stellar wind driven shocks.“ In: *ApJ* 239, pp. L17–L22 (cit. on pp. 4, 5, 15).
- Stapelfeldt, Karl, Christopher J. Burrows, John E. Krist, and WFPC2 Science Team (Jan. 1997). „Hubble Space Telescope Imaging of the Disks and Jets of Taurus Young Stellar Objects“. In: *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*. Ed. by Bo Reipurth and Claude Bertout. Vol. 182, pp. 355–364 (cit. on p. 95).
- Stepanovs, Deniss and Christian Fendt (July 2016). „An Extensive Numerical Survey of the Correlation Between Outflow Dynamics and Accretion Disk Magnetization“. In: *ApJ* 825.1, 14, p. 14. arXiv: [1604.07313](#) [[astro-ph.GA](#)] (cit. on p. 37).
- Suriano, Scott S., Zhi-Yun Li, Ruben Krasnopolsky, Takeru K. Suzuki, and Hsien Shang (Mar. 2019). „The formation of rings and gaps in wind-launching non-ideal MHD discs: three-dimensional simulations“. In: *MNRAS* 484.1, pp. 107–124. arXiv: [1810.02234](#) [[astro-ph.SR](#)] (cit. on p. 195).

- Suzuki, Takeru K., Masahiro Ogihara, Alessandro Morbidelli, Aurélien Crida, and Tristan Guillot (Dec. 2016). „Evolution of protoplanetary discs with magnetically driven disc winds“. In: *A&A* 596, A74, A74. arXiv: [1609.00437 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 9).
- Tabone, B., S. Cabrit, E. Bianchi, et al. (Nov. 2017). „ALMA discovery of a rotating SO/SO₂ flow in HH212. A possible MHD disk wind?“ In: *A&A* 607, L6, p. L6. arXiv: [1710.01401 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 57, 58).
- Tabone, B., A. Raga, S. Cabrit, and G. Pineau des Forêts (June 2018). „Interaction between a pulsating jet and a surrounding disk wind. A hydrodynamical perspective“. In: *A&A* 614, A119, A119. arXiv: [1801.03521 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 21, 51, 162).
- Takahashi, Sanemichi Z. and Shu-ichiro Inutsuka (Dec. 2016). „An Origin of Multiple Ring Structure and Hidden Planets in HL Tau: A Unified Picture by Secular Gravitational Instability“. In: *AJ* 152.6, 184, p. 184. arXiv: [1604.05450 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 125).
- Teague, Richard, Jaehan Bae, and Edwin A. Bergin (Oct. 2019). „Meridional flows in the disk around a young star“. In: *Nature* 574.7778, pp. 378–381. arXiv: [1910.06980 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 55).
- Terebey, S., F. H. Shu, and P. Cassen (Nov. 1984). „The collapse of the cores of slowly rotating isothermal clouds“. In: *ApJ* 286, pp. 529–551 (cit. on pp. 2, 56).
- Ulrich, R. K. (Dec. 1976). „An infall model for the T Tauri phenomenon.“ In: *ApJ* 210, pp. 377–391 (cit. on pp. 2, 49–51, 55, 56, 110, 135).
- van Kempen, T. A., E. F. van Dishoeck, D. M. Salter, et al. (Apr. 2009). „The nature of the Class I population in Ophiuchus as revealed through gas and dust mapping“. In: *A&A* 498.1, pp. 167–194. arXiv: [0902.4005 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 4).
- Wang, Liang-Yao, Hsien Shang, Ruben Krasnopolsky, and Tzu-Yang Chiang (Dec. 2015). „A Two-temperature Model of Magnetized Protostellar Outflows“. In: *ApJ* 815.1, 39, p. 39. arXiv: [1512.02609 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 49).
- Wang, Lile, Xue-Ning Bai, and Jeremy Goodman (Mar. 2019). „Global Simulations of Protoplanetary Disk Outflows with Coupled Non-ideal Magnetohydrodynamics and Consistent Thermochemistry“. In: *ApJ* 874.1, 90, p. 90. arXiv: [1810.12330 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on pp. 37, 146).
- Wang, Lile and Jeremy Goodman (Sept. 2017). „Hydrodynamic Photoevaporation of Protoplanetary Disks with Consistent Thermochemistry“. In: *ApJ* 847.1, 11, p. 11. arXiv: [1706.03155 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on pp. 12, 28–31, 143, 144).
- Watson, Dan M., F. Kemper, Nuria Calvet, et al. (Sept. 2004). „Mid-infrared Spectra of Class I Protostars in Taurus“. In: *ApJS* 154.1, pp. 391–395 (cit. on p. 93).
- White, R. J., T. P. Greene, G. W. Doppmann, K. R. Covey, and L. A. Hillenbrand (Jan. 2007). „Stellar Properties of Embedded Protostars“. In: *Protostars and Planets V*. Ed. by Bo Reipurth, David Jewitt, and Klaus Keil, p. 117. arXiv: [astro-ph/0604081 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 4).
- Whitney, Barbara A., Kenneth Wood, J. E. Bjorkman, and Martin Cohen (Dec. 2003). „Two-dimensional Radiative Transfer in Protostellar Envelopes. II. An Evolutionary Sequence“. In: *ApJ* 598.2, pp. 1079–1099. arXiv: [astro-ph/0309007 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 4).
- Wilgenbus, D., S. Cabrit, G. Pineau des Forêts, and D. R. Flower (Apr. 2000). „The ortho:para-H₂ ratio in C- and J-type shocks“. In: *A&A* 356, pp. 1010–1022 (cit. on p. 133).

- Woitats, J., F. Bacciotti, T. P. Ray, et al. (Mar. 2005). „Jet rotation: Launching region, angular momentum balance and magnetic properties in the bipolar outflow from RW Aur“. In: *A&A* 432.1, pp. 149–160. arXiv: [astro-ph/0411119 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 11).
- Yen, Hsi-Wei, Shigehisa Takakuwa, Nagayoshi Ohashi, et al. (Sept. 2014). „ALMA Observations of Infalling Flows toward the Keplerian Disk around the Class I Protostar L1489 IRS“. In: *ApJ* 793.1, 1, p. 1. arXiv: [1407.2699 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on p. 109).
- Zanazzi, J. J. and Dong Lai (June 2017). „Inclination Evolution of Protoplanetary Disks Around Eccentric Binaries“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:1706.07823, arXiv:1706.07823. arXiv: [1706.07823 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 81).
- Zapata, Luis A., Susana Lizano, Luis F. Rodríguez, et al. (Jan. 2015). „Kinematics of the Outflow from the Young Star DG Tau B: Rotation in the Vicinities of an Optical Jet“. In: *ApJ* 798.2, 131, p. 131. arXiv: [1411.0173 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 6, 22, 23, 57, 58, 94–96, 104, 105, 111–113, 118, 120, 122–125).
- Zhang, Ke, Geoffrey A. Blake, and Edwin A. Bergin (June 2015). „Evidence of Fast Pebble Growth Near Condensation Fronts in the HL Tau Protoplanetary Disk“. In: *ApJ* 806.1, L7, p. L7. arXiv: [1505.00882 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 125).
- Zhang, Yichen, Héctor G. Arce, Diego Mardones, et al. (Dec. 2016). „ALMA Cycle 1 Observations of the HH46/47 Molecular Outflow: Structure, Entrainment, and Core Impact“. In: *ApJ* 832.2, 158, p. 158. arXiv: [1602.02388 \[astro-ph.SR\]](#) (cit. on pp. 57, 58).
- (Sept. 2019). „An Episodic Wide-angle Outflow in HH 46/47“. In: *ApJ* 883.1, 1, p. 1. arXiv: [1908.00689 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on pp. 135, 158).
- Zhang, Yichen, Aya E. Higuchi, Nami Sakai, et al. (Sept. 2018). „Rotation in the NGC 1333 IRAS 4C Outflow“. In: *ApJ* 864.1, 76, p. 76. arXiv: [1808.00346 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on pp. 19, 43, 96, 128, 166).
- Zhu, Zhaohuan (Mar. 2019). „Inclined massive planets in a protoplanetary disc: gap opening, disc breaking, and observational signatures“. In: *MNRAS* 483.3, pp. 4221–4241. arXiv: [1812.01262 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 151).
- Zhu, Zhaohuan and James M. Stone (Apr. 2018). „Global Evolution of an Accretion Disk with a Net Vertical Field: Coronal Accretion, Flux Transport, and Disk Winds“. In: *ApJ* 857.1, 34, p. 34. arXiv: [1701.04627 \[astro-ph.EP\]](#) (cit. on p. 37).

Part V

Appendices

Équations des cartes par canaux pour la WDS

Dans cette section je vais décrire les solutions analytiques des cartes par canaux pour le modèle simple d'une interaction entre un vent ouvert et une enveloppe. Dans ce but, je réécris les équations 3.4, 3.5 et 3.6 qui relient les paramètres d'un anneau de gaz de rayon R , d'altitude Z et de vitesses (V_Z , V_R , V_ϕ) aux coordonnées sur le plan du ciel (δx , δy) et à la vitesse projetée sur la ligne de visée (V_{los}) en fonction de l'inclinaison de l'axe du flot avec la ligne de visée (i) :

$$\delta x = R \cos \phi \quad (\text{A.1})$$

$$\delta z = Z \sin i - R \sin \phi \cos i \quad (\text{A.2})$$

$$V_{los} = -V_Z \cos i - V_\phi \cos \phi \sin i - V_R \sin \phi \sin i \quad (\text{A.3})$$

Ces équations m'ont permises de décrire les solutions analytiques des diagrammes P.V transverses et longitudinaux. L'équation A.3 est plus difficile à résoudre. Je vais utiliser le modèle modifié utilisé en Sect. 6.1.3 avec le paramètre η . Afin de retrouver les équations du modèle standard (Lee et al., 2000), il suffit de fixer $\eta = 1$.

$$Z = CR^2 \quad V_Z = \frac{Z}{\tau} \quad V_R = \eta \frac{R}{\tau} \quad (\text{A.4})$$

Trouver la solution de ce modèle pour une carte par canaux à une vitesse projetée V_{CM} revient à résoudre l'équation A.3 pour $V_{los} = V_{CM}$ avec les équations A.4. Cela donne donc :

$$\zeta = \frac{4V_{CM}\tau C \cos i}{\eta^2 \sin^2 i} \quad (\text{A.5})$$

$$R = -\eta \frac{\tan i}{2C} (\sin \phi \pm \sqrt{\sin^2 \phi - \zeta}) \quad (\text{A.6})$$

$$\delta x = R \cos \phi \quad (\text{A.7})$$

$$\delta z = CR^2 \sin i - R \sin \phi \cos i \quad (\text{A.8})$$

$$(\text{A.9})$$

À partir de l'équation A.3, j'ai pu déterminer une équation $R(\phi)$. Utiliser cette solution sur les équations A.1 et A.2 permet d'avoir les solutions analytiques des cartes par canaux. Il est important de préciser que R est par définition positif, il est donc nécessaire de fixer le signe de la racine tel que $R \geq 0$.

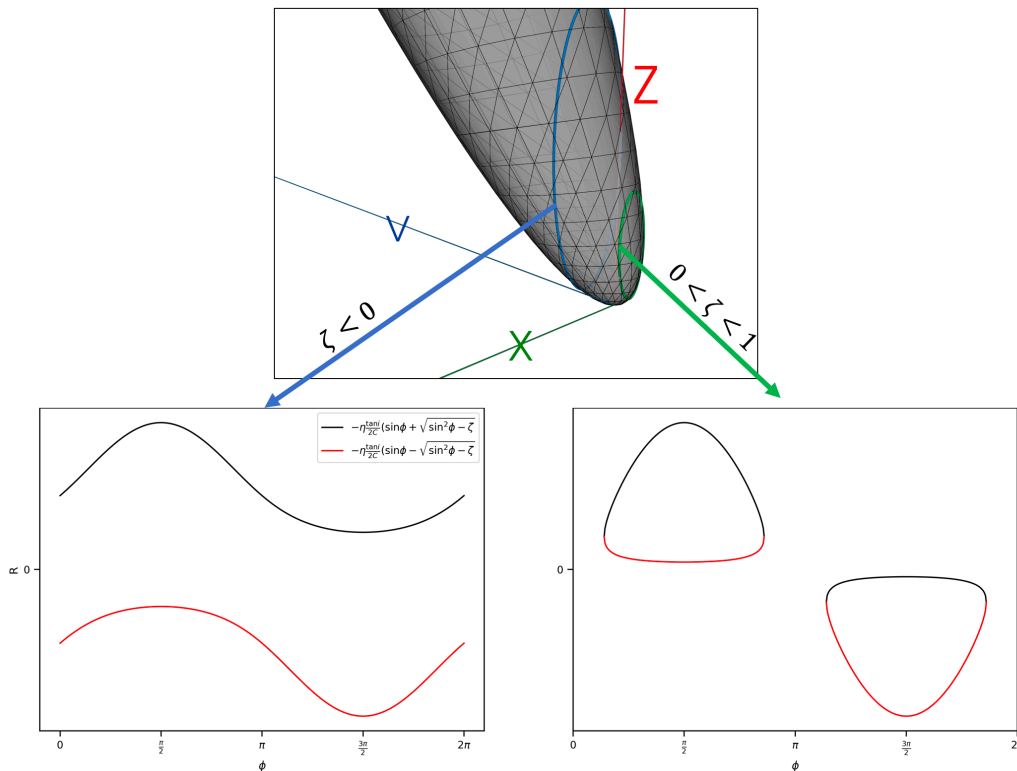


Fig. A.1.: Haut : Représentation 3D du modèle analytique d'une interaction entre un vent ouvert et une enveloppe dans la représentation $(\delta x, \delta z, V_{los})$. Les ellipses bleues et vertes correspondent à deux cartes par canaux dans le cas $\zeta < 0$ et $0 < \zeta < 1$. Bas : Présentation des deux solutions indiquées en Eq. A.6 dans le cas $\zeta < 0$ et $0 < \zeta < 1$.

L'équation A.6 a trois situations différentes selon la valeur de ζ . Premièrement, dans le cas $\zeta > 1$, aucune solution de R n'existe. Ce cas correspond à la condition $V_{CM} \cos i > \frac{\eta^2 \sin^2 i}{4\tau C}$. Le modèle n'est pas projeté à une telle vitesse. La figure A.1 indique la représentation $(\delta x, \delta z, V_{los})$ d'un cube de données pour ce modèle

(avec une inclinaison $i = 115^\circ$). Les solutions d'une carte par canaux sont aussi représentées dans le cas $\zeta < 0$ et $0 > \zeta > 1$. Les deux solutions de $R(\phi)$ sont aussi indiquées. Dans le cas $\zeta < 0$, R est défini pour toutes les valeurs de ϕ . Le signe de R dépend de la valeur de $\tan i$, dans le cas $\tan i > 0$, il est donc nécessaire de prendre la racine positive pour que R soit positif. Dans la situation $0 > \zeta > 1$, la solution est restreinte à un domaine faible de ϕ et il est nécessaire de changer le signe de la racine afin que $R(\phi)$ reste positif. Cela est cohérent avec la représentation 3D. En effet, dans le cas $0 > \zeta > 1$, seulement la face avant (ou arrière dans le cas $\tan i < 0$) est projetée à cette vitesse, par conséquent la solution $R(\phi)$ est restreinte à un domaine de ϕ plus faible.

Dans la section 3.3.2 j'ai précisé que ce modèle était un parabolôide dans la représentation $(\delta x, \delta z, V_{los})$, par conséquent, la solution d'une carte par canaux doit être une ellipse. Je vais prouver ici que c'est le cas pour toutes les valeurs $\eta \neq 0$. Je vais aussi déterminer l'équation du rapport d'axe de cette ellipse. Pour simplifier, je me place dans le cas $\zeta < 0$. En développant l'équation A.8 on obtient :

$$\delta z = \eta \frac{\sin^2 \phi \sin i}{2C} (\eta \tan^2 i + 1) - V_{CM} \tau \tan i \quad (\text{A.10})$$

$$\pm \eta \frac{\sin \phi \sin i}{2C} (\eta \tan^2 i + 1) \sqrt{\sin^2 \phi - \zeta} \quad (\text{A.11})$$

Si la solution est celle d'une ellipse, il est possible de reformuler cette équation en $z_0 + \Delta Z \sin \beta$, tel que :

$$z_0 = \eta \frac{\sin i}{2C} (\eta \tan^2 i + 1) - V_{CM} \tau \tan i \quad (\text{A.12})$$

$$\Delta Z = \eta \frac{\sin i}{2C} (\eta \tan^2 i + 1) \sqrt{1 - \zeta} \quad (\text{A.13})$$

$$\sin \beta = \frac{-1 + \sin^2 \phi \pm \sin \phi \sqrt{\sin^2 \phi - \zeta}}{\sqrt{1 - \zeta}} \quad (\text{A.14})$$

Similairement, on peut écrire l'équation de δx tel que $\delta x = \Delta X \cos \beta$. En utilisant la définition de β dans l'équation A.14 et en comparant à l'équation A.7 développée, on peut montrer que :

$$\Delta X = \mp \eta \frac{\tan i}{2C} \sqrt{1 - \zeta} \quad (\text{A.15})$$

Ainsi, δx et δz tracent une ellipse centrée sur $\delta x = 0, \delta z = z_0$. Le centroïde de l'ellipse augmente donc linéairement en δz avec la vitesse projetée. Le rapport d'axe peut aussi être exprimé en fonction des paramètres du modèle tels que :

$$\mathcal{A} = \left| \frac{\Delta Z}{\Delta X} \right| = (\eta \tan^2 i + 1) |\cos i| \quad (\text{A.16})$$

Dans le cas du modèle classique d'une Wind-Driven Shell ($\eta = 1$), cette dernière équation peut être réduite à $\mathcal{A} = 1 / \cos i$.

Articles publiés ou en cours de publication

B.1 Articles en premier auteur

ALMA reveals a large structured disk and nested rotating outflows in DG Tau B

A. de Valon¹, C. Dougados¹, S. Cabrit^{2,1}, F. Louvet³, L. A. Zapata⁴, and D. Mardones³

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

² PSL University, Sorbonne Université, Observatoire de Paris, LERMA, CNRS UMR 8112, 75014 Paris, France

³ Departamento de Astronomía de Chile, Universidad de Chile, Santiago, Chile

⁴ Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, P.O. Box 3-72, 58090, Morelia, Michoacán, México

ABSTRACT

We present Atacama Large Millimeter Array (ALMA) Band 6 observations at 14–20 au spatial resolution of the disk and CO(2-1) outflow around the Class I protostar DG Tau B in Taurus. The disk is very large, both in dust continuum ($R_{\text{eff},95\%}=174$ au) and CO ($R_{\text{CO}}=700$ au). It shows Keplerian rotation around a $1.1\pm 0.2 M_{\odot}$ central star and two dust emission bumps at $r = 62$ and 135 au. These results confirm that large structured disks can form at an early stage where residual infall is still ongoing. The redshifted CO outflow at high velocity shows a striking hollow cone morphology out to 3000 au with a shear-like velocity structure within the cone walls. These walls coincide with the scattered light cavity, and they appear to be rooted within < 60 au in the disk. We confirm their global average rotation in the same sense as the disk, with a specific angular momentum ≈ 65 au km s⁻¹. The mass-flux rate of $1.7\text{--}2.9 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ is 35 ± 10 times that in the atomic jet. We also detect a wider and slower outflow component surrounding this inner conical flow, which also rotates in the same direction as the disk. Our ALMA observations therefore demonstrate that the inner cone walls, and the associated scattered light cavity, do not trace the interface with infalling material, which is shown to be confined to much wider angles ($> 70^{\circ}$). The properties of the conical walls are suggestive of the interaction between an episodic inner jet or wind with an outer disk wind, or of a massive disk wind originating from 2–5 au. However, further modeling is required to establish their origin. In either case, such massive outflow may significantly affect the disk structure and evolution.

Key words. stars: formation – protoplanetary disk – ISM : jets and outflows – stars : individual: DG Tau B

1. Introduction

Jets and outflows are ubiquitous at all stages of star formation. However, their exact origin and impact on mass and angular momentum extraction are still fundamental open questions (Frank et al. 2014). Slow molecular outflows are traditionally interpreted as swept-up material, tracing the interaction of the jet or a wide-angle wind with the infalling envelope and parent core (eg. in Zhang et al. 2016). Recent interferometric observations with the Atacama Large Millimeter Array (ALMA) have revealed, in a few cases, rotation levels suggesting that material directly ejected from the disk, through photo-evaporation or magnetocentrifugal processes, might also perhaps contribute to the formation of low velocity molecular cavities on small scales. These rotating cavities have been observed at all stages from Class 0 (e.g., HH212, IRAS 4C in Tabone et al. 2018; Zhang et al. 2018), Class I (e.g., TMC1A in Bjerkeli et al. 2016), and Class II stars (HH30 in Louvet et al. 2018). If present, such disk winds could play a crucial role in the transport of angular momentum through the disk and the final dispersion of gas. Studies at high-angular and spectral resolution of objects with weak or no infalling envelopes with ALMA are crucial to help discriminate between an envelope and a disk origin for the rotating outflow material.

DG Tau B is a highly reddened Class I/II protostar located in the dark globule B217 in the Taurus complex (Schmalzl et al. 2010). GAIA DR2 parallaxes of optically visible young stars

in the same globule¹ suggest a distance ≈ 140 pc, which we adopt thereafter. This object drives an asymmetric bipolar jet at PA=122° (Mundt et al. 1991), which was first discovered by Mundt & Fried (1983) and studied in detail by Podio et al. (2011). Asymmetric conical scattering nebulae have also been observed at optical and near-infrared wavelengths (Padgett et al. 1999) with half opening angles of respectively 42° (blue lobe) and 22° (red lobe). A slow asymmetrical molecular outflow was first mapped in CO by Mitchell et al. (1997), which was mainly associated to the receding atomic jet. Mottram et al. (2017) show that both CO lobes extend up to at least 60'' (8400 au) with opening angles similar to the infrared scattering nebulae. They also show the absence of HCO+ emission on source, which is typical for young stars with weak envelopes (van Kempen et al. 2009). Zapata et al. (2015) studied DG Tau B with the Submillimeter Array (SMA) at 2'' angular resolution and they report velocity asymmetries across the receding conical CO outflow interpreted as rotation signatures. They propose that the massive redshifted conical outflow traces entrained material from the rotating parent core.

In this paper we present continuum, ¹²CO(2-1), ¹³CO(2-1), and C¹⁸O(2-1) observations acquired with ALMA of the DG tau B disk and outflow, which increase the angular resolution by more than a factor of 10 with respect to the previous study of Zapata et al. (2015). In Sect. 2 we describe the observations and

¹ excluding DG Tau A where bright nebulosity introduces an unusually high measurement error for its G magnitude (Brown et al. 2018)

data reduction. In Sect. 3 we present new results revealing a large and structured disk as well as a rotating outer wide angle component, surrounding the inner conical flow. In Sect. 4 we discuss new implications for the origin of disk structure and small-scale conical CO outflows.

2. Observations and data reduction

DG Tau B was observed in band 6 during ALMA Cycles 3 and 5 with three 12m array configurations covering a baseline range of 11–6500k λ (15–8500m). The details of the observations are presented in Table A.1. The spectral set-up was similar for each observation and included three spectral windows centered on the $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, and $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ emission lines, each with a native spectral resolution of 122 kHz, which we rebinned to 244 kHz ($\approx 0.3 \text{ km s}^{-1}$) to improve sensitivity. An additional spectral window with 2 GHz bandwidth centered at $\approx 232 \text{ GHz}$ was used to map the continuum. The three configurations were entirely reprocessed and combined both in continuum and ^{12}CO to improve the signal-to-noise ratio (S/N) and the quality of the data as well as to greatly reduce the residual sidelobes in the final cleaned images. Data calibration was performed using the Common Astronomy Software Application (CASA, see McMullin et al. 2007) version 4.5.3 for Cycle 3 observations and 5.1.1 for the Cycle 5 observations. Flux calibrators were manually checked and the flux calibration uncertainty was estimated to be 20%. For each individual exposure, phase self-calibration was computed on the high signal-to-noise continuum and applied to both the continuum and ^{12}CO data. The Cycle 5 continuum peak (centered at $\alpha_{J2000}: 04^{\text{h}}27^{\text{m}}02^{\text{s}}.573$, $\delta_{J2000}: +26^{\circ}05'30''.170$) was defined as a phase reference. Relative phase shifts between all different exposures from the three configurations were automatically corrected by the self-calibration procedure. Final calibrated data sets from the three different configurations were combined with their default weights. Before combination, we checked that the average weights of each data set were similar. Joint deconvolution was achieved by the CASA `tclean` procedure using the Hogbom algorithm and Briggs weighting scheme with a robust parameter of -1 for the continuum data and 0.5 for the CO. The resulting continuum emission map has a synthesized beam of $0.07'' \times 0.11''$ with a root mean square (rms) noise of $50 \mu\text{Jy}/\text{beam}$. The final $^{12}\text{CO}(2-1)$ datacube has a synthesized beam of $0.13'' \times 0.18''$ with an rms noise of $2 \text{ mJy}/\text{beam}$ per 0.3 km s^{-1} spectral channel. For the more compact $^{13}\text{CO}(2-1)$ and $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ emission, we used the pipeline reduced datacubes from the compact C36-2/3 and intermediate C40-5 configurations, with resulting beams of $0.97'' \times 0.78''$ and $0.23'' \times 0.34''$, respectively, and rms noise per 0.3 km s^{-1} spectral channel of 6 and 5 mJy/beam, respectively. Our largest recoverable scale is $11''$.

3. Results and analysis

3.1. A large and structured disk

Figure 1a shows the 230 GHz continuum image. The continuum emission is elliptical and centrally peaked, indicating a dominant contribution from the circumstellar disk. The peak intensity is $26 \text{ mJy}/\text{beam}$ (80 K) and the integrated intensity is $430 \pm 30 \text{ mJy}$. The difference with Zapata ($590 \pm 30 \text{ mJy}$) and Guilloteau (531 mJy) is within the calibration uncertainties of 20%. We fit an elliptical Gaussian with the CASA function `IMFIT` to derive a position axis (PA) of $25.7 \pm 0.3^\circ$ for the disk major axis, which is

consistent with the previous determinations of $24 \pm 1^\circ$ by Guilloteau et al. (2011) and $30 \pm 5^\circ$ by Zapata et al. (2015). Assuming that the disk is axisymmetric and that the millimetric continuum emission is mainly located in the midplane, we also derived the disk axis inclination to the line of sight at $i = 63^\circ \pm 2^\circ$, which is consistent with the estimate of $64^\circ \pm 2^\circ$ by Guilloteau et al. (2011).

Figure 1b shows the intensity profile of the continuum along the disk major axis. The effective radius encompassing 95% of the deprojected continuum flux distribution $\int I_r(r)2\pi r dr$ is $R_{\text{eff},95\%} = 1.24'' = 174 \text{ au}$. The profile shows a centrally peaked component with two symmetrical emission bumps. The deprojected and azimuthally averaged radial profile (dashed red line in Fig. 1b) shows that this feature is axisymmetric, albeit with a lower contrast due to the large inclination of the system. We follow the modeling approach developed by Long et al. (2018) for similar intensity profiles in Class II disks. We fit the intensity profile with an exponentially tapered power-law for the central component and two Gaussian components for the emission bumps (see Appendix A for details). The best fit components are shown in Fig. 1b together with the fit residuals; the parameters are given in Table 1. The derived model radial intensity profile (before beam convolution) is shown in Fig. A.1. The possible origins of the observed structures are discussed in Sect. 4.1.

Figures B.1 & B.2 present channel maps in ^{13}CO and C^{18}O . They exhibit the characteristic "double loop" pattern and trace the upper and lower surfaces of disks in Keplerian rotation, as in IM Lupi (Pinte et al. 2018), for example. The C^{18}O emitting layers appear to be at $z/r \approx 0.3$, which is similar to IM Lupi. A contribution from the redshifted outflow is also observed in ^{13}CO at $\delta z < 5''$ and for $(V - V_{\text{sys}}) \leq 2.5 \text{ km s}^{-1}$ (see Fig. B.1). Figure 1c shows the ^{13}CO position-velocity (PV) diagram perpendicular to the flow axis, averaged over $-2'' < \delta z < 2''$ to increase the S/N. We also show maximal projected velocities expected for a disk in Keplerian rotation as well as a rotating infalling shell model (see 3.2.2 for more details on this model). The kinematics are clearly best fit by Keplerian rotation out to $r = 5''$. However, faint redshifted emission is also seen at $-2'' < \delta x < 0$ (the wrong direction for rotation), requiring residual infall on the front side of the disk (see green curve in Fig. 1c). The fact that we do not see a symmetric infall signature at negative velocities and $\delta x > 0$ may come from asymmetrical infall as seen, for example, in L1489-IRS by Yen et al. (2014). We thus concentrate on the blue wing of the PV diagram, which is less affected by outflow contributions. It shows a clear Keplerian profile out to $r = 5''$, corresponding to a disk radius of $R_{\text{CO}} = 700 \text{ au}$. The same disk size is indicated in ^{12}CO (Fig. 2). We estimated the stellar mass by using the model of a thin disk in Keplerian rotation. With an inclination $i = 63^\circ$, the best fit to the 3σ contour of the ^{13}CO PV diagram is found for a systemic local standard of rest (LSR) velocity $V_{\text{sys}} = 6.35 \pm 0.05 \text{ km s}^{-1}$ and a stellar mass $M_\star = 1.1 \pm 0.2 M_\odot$. This is the most accurate determination so far of the protostellar mass for DG Tau B.

3.2. ^{12}CO redshifted lobe: Nested rotating outflows

Figure 2 illustrates the change in morphology of the CO redshifted lobe emission as a function of velocity. Individual channel maps are shown in Fig. B.3. At large velocities ($V - V_{\text{sys}} = 2 - 8 \text{ km s}^{-1}$), channel maps show a striking limb-brightened conical morphology with an almost constant opening angle out to at least $z = 10'' = 1400 \text{ au}$. At lower velocities ($V - V_{\text{sys}} = 1.2 - 1.8 \text{ km s}^{-1}$), a wider, thicker, nonconical component dominates the

Table 1. Best fit parameters to the disk continuum emission profile

Main profile				Inner ring			Outer ring		
A	r_t	γ	β	B_1	R_1	σ_1	B_2	R_2	σ_2
(mJy/beam)	(AU)			(mJy/beam)	(AU)	(AU)	(mJy/beam)	(AU)	(AU)
30 ± 1	18 ± 1	0.07 ± 0.02	0.7 ± 0.2	1.5 ± 0.1	62.3 ± 0.5	4.7 ± 0.5	0.4 ± 0.02	135 ± 1	22 ± 1

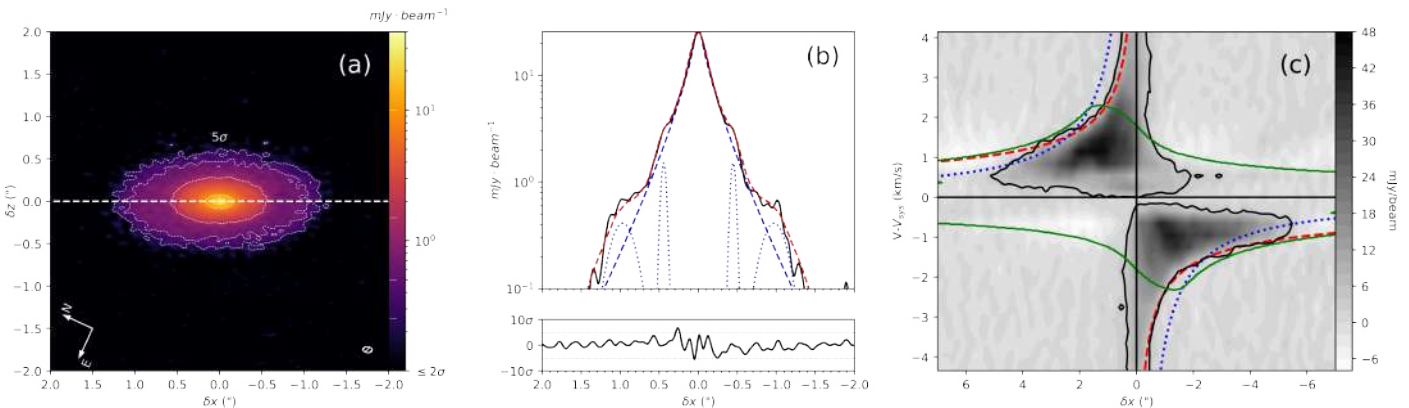


Fig. 1. (a) Continuum map at 232 GHz in logarithmic scale. White dotted contours show the 5, 10, 30, and 200 σ levels ($\sigma=50 \mu\text{Jy}/\text{beam}$). The white dashed line shows the disk major axis at PA=25.7°. (b) Continuum intensity profiles: Cut along PA=25.7° (in black) and deprojected and azimuthally averaged (in red). The tapered power law central component and the two Gaussian components, derived from the fitting and before beam convolution, are shown in blue dashed and dotted lines, respectively. Bottom panel shows the fit residuals and $\pm 5\sigma$ limit (dotted lines). (c) Position-velocity diagram in ¹³CO along PA= 25.7° in a pseudo-slit of 4'' width. The 3 σ contour is shown in black. The curves show maximum expected line-of-sight velocities V_{max} for three different models: a thin disk in Keplerian rotation around $M_\star = 1.1M_\odot$ at an inclination of $i = 63^\circ$ (red dashed line), pure rotation with constant angular momentum $V_{\text{max}} \propto 1/r$ (blue dotted line), and a rotating and infalling bipolar shell (see Sect. 3.2.2) with Rd=300 au, $\theta_0 = 70^\circ$ at an inclination of $i = 63^\circ$ (green solid line).

emission. The transition in morphology between low and mid-high velocities can also be observed on the transverse PV diagrams in Fig. 3 where the slope of the velocity gradient steepens at around $V - V_{\text{sys}} \approx 2 - 2.5 \text{ km s}^{-1}$. Although it is not clear whether these two kinematical components trace two physically distinct mechanisms, we discuss their specific properties separately below.

3.2.1. Inner rotating conical flow at $(V - V_{\text{sys}}) > 2 \text{ km s}^{-1}$

The channel maps presented in Fig. 3 illustrate the conical morphology of the emission at $\delta z \leq 10''$ and at $(V - V_{\text{sys}}) = 2$ and 5 km s^{-1} and they show a decreasing opening angle with an increasing line-of-sight velocity. The outer cone is defined from the channel map at 2.15 km s^{-1} , which corresponds to the lowest velocity channel where the conical component dominates the emission until $\delta z \approx 10''$. The derived outer semi-opening angle of $\approx 18^\circ$ strikingly coincides with the opening of the near-infrared (NIR) scattered light cavity observed by Padgett et al. (1999). Figure 3 shows that the cone opening angle decreases to 12° at $(V - V_{\text{sys}}) = 5.0 \text{ km s}^{-1}$, and Fig. B.3 shows that it stays constant at higher velocities. This strong velocity stratification and hollow cone geometry is confirmed by the shape of the transverse PV diagrams, which were constructed by positioning a pseudo-slit perpendicular to the flow axis (right panels of Fig. 3). The outer contours of the PV diagrams decrease in radii with increasing projected velocities, and then they become almost vertical at the highest velocities ($V - V_{\text{sys}} \geq 5 \text{ km s}^{-1}$), defining a limiting inner cone. Because the velocity gradient in the conical component is limited to a rather thin shell and narrow range of angles, this suggests a "shear-like" velocity structure within the cone walls with faster material on the internal side.

By extrapolating the conical morphology fit by the naked eye to the channel maps of Fig. 3 at $\delta z < 10''$, we derived upper limits to the anchoring radii in the range of 10 to 60 au for the inner and outer cone, respectively. No important dynamical or structural changes are observed along the outflow cone over its extent, except for a small increase in the opening angle at $\delta z > 10''$, suggesting a quasi steady-state flow.

The PV cuts also reveal a systematic velocity difference between symmetric positions at $\pm r$ from the flow axis, especially at low heights above the disk (see white circles in Fig. 3). Assuming axi-symmetry, this difference can only be due to rotation. We thus confirm the finding of Zapata et al. (2015) that the conical redshifted outflow component rotates coherently with altitude and in the same direction as the disk. We observe a velocity shift $\Delta V = 1.0 \text{ km s}^{-1}$ at $z = 2.5''$ at a radius of $r = 0.85'' (= 120 \text{ au})$, indicating a typical specific angular momentum of $\approx 65 \text{ au km s}^{-1}$ for $V_z \approx 9 \text{ km s}^{-1}$. A similar value is found at other positions along the cone (Fig. 3).

Assuming a steady flow, the mass flux along the conical structure is estimated from $(V - V_{\text{sys}}) = 2.15$ to 8 km s^{-1} at $\dot{M} = 1.7 - 2.9 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ depending on the opacity hypothesis (see Appendix C for more details). The derived mass flux is 35 ± 10 times larger than the mass flux of the receding atomic jet of $6.4 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ estimated by Podio et al. (2011), making it of the same order as the mass accretion rate onto the star if a standard ejection/accretion ratio of 0.01–0.1 (Hartigan et al. 1994) is adopted for the atomic jet. On the other hand, the linear momentum flux for the inner CO conical outflow is on the same order of magnitude as that of the jet (two to four times higher depending on the opacity hypothesis). Similar results were found in the smaller conical outflow of HH30 (Louvet et al. 2018) and in the inner molecular outflow shells of the Class 0/I source HH46-47 (Zhang et al. 2019)

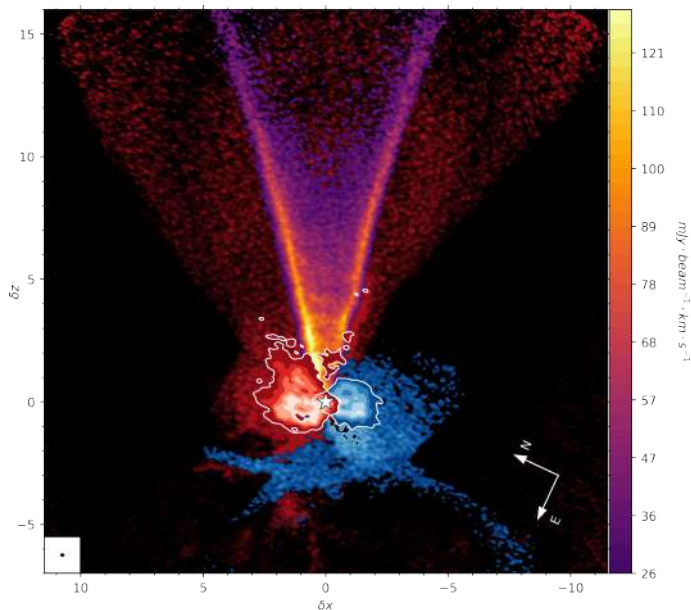


Fig. 2. Summary of the various $^{12}\text{CO}(2-1)$ kinematical components in DG Tau B: The inner conical flow (integrated from $(V - V_{\text{sys}}) = +2.15$ to $+8 \text{ km s}^{-1}$) is shown in purple to yellow shades (floor at $26 \text{ mJy/beam km s}^{-1}$). The individual low-velocity $^{12}\text{CO}(2-1)$ channel maps at $(V - V_{\text{sys}}) = 1.19 \text{ km s}^{-1}$ (resp. -1.03 km s^{-1}) are shown in red (resp. blue) shades (floor at 3σ with $\sigma = 2 \text{ mJy/beam}$). Inside the white contours, the $^{13}\text{CO}(2-1)$ channel maps are shown at $(V - V_{\text{sys}}) = 1.45 \text{ km s}^{-1}$ in red and $(V - V_{\text{sys}}) = -1.55 \text{ km s}^{-1}$ in blue, highlighting the upper and lower disk surfaces (floor at 3σ with $\sigma = 5 \text{ mJy/beam}$).

3.2.2. Outer low-velocity wide-angle outflow

Our ALMA maps reveal that the inner conical outflow is nested inside a wider component ($R \approx 10''$ at $Z = 15''$) observed at low redshifted velocities ($V - V_{\text{sys}} = 1 - 2 \text{ km s}^{-1}$). This structure is shown in Figs. 2 and 4 and can also be seen on transverse PV diagrams in the form of an extended pedestal with a shallower $V(r)$ slope at $(V - V_{\text{sys}}) \leq 2 \text{ km s}^{-1}$ (red arrows on Fig. 3). An important part of the ^{12}CO emission from this component falls at velocities $(V - V_{\text{sys}}) \leq 1 \text{ km s}^{-1}$ where it is absorbed by the surrounding medium or resolved out by ALMA. Contrary to the conical outflow, the wide and slow component shows a parabolic morphology that shifts away from the source along the outflow axis as the line-of-sight velocity increases for $(V - V_{\text{sys}}) = 1.2$ to 1.8 km s^{-1} (see Fig. 4). Discrete loops are also observed in the channel maps, suggesting time variability and contributions from different layers inside this region. A strong transverse asymmetry of the redshifted emission can be observed, for instance, at $(V - V_{\text{sys}}) = +1.2 \text{ km s}^{-1}$, namely, the emission at a given height is more extended toward $\delta x > 0$ than $\delta x < 0$. Transverse PV cuts in Fig. 3 show that this is due to a global "skew" across the low-velocity pedestal, in the sense that emission at positive δx is shifted slightly further into the red compared to symmetric negative δx where it is strongly absorbed. This skew is indicative of rotation in the same direction as the disk (and the inner conical flow), but because of absorption by the ambient cloud, it cannot be easily quantified.

In Fig. 4, we compare the morphology and kinematics of this wide-angle component with analytical predictions for an axisymmetric rotating shell falling ballistically onto the northwest surface of the disk around a central point mass of $1.1 M_{\odot}$ using the dynamics and structure computed by Ulrich (1976) (see

details in Appendix D). Although the model is idealized, it allows one to visualize the key 3D projection effects expected at $i = 63^\circ$ in such a geometry. The predicted locus of the shell in each channel map is shown as white contours, for a centrifugal radius $R_d = 700 \text{ au}$ and an initial polar angle for the disk axis $\theta_0 = 70^\circ$. The effect of varying R_d and θ_0 is illustrated in Fig. D.1. No combination of infall parameters R_d and θ_0 can reproduce both the large extent and the apparent acceleration of the wide redshifted component. The match would be even worse if infall is slowed down by pressure gradients, as in the Class I source TMC1A (Aso et al. 2015). The only feature indicative of infall in the receding lobe of the system is the blueshifted arc opening toward the northwest from $z \approx -2.2''$, which is suggestive of the back side of an infalling shell from $\theta_0 > 70^\circ$ (see leftmost panel of Fig. 4). Therefore, we conclude that residual infall in the receding lobe is confined to equatorial regions, and the wide angle redshifted component surrounding the inner cone traces mostly outflowing material.

4. Discussion

4.1. DG Tau B disk: Evolutionary stage and origin of structure

DG Tau B has been traditionally classified as a Class I source based on the slope of its near-infrared spectral energy distribution (Luhman et al. 2010). However, Crapsi et al. (2008) showed that strongly inclined Class II disks ($i \geq 65^\circ$) could be misclassified as Class I with the spectral slope method, and Kruger et al. (2011) attribute ice absorptions toward DG Tau B to a thick edge-on disk. Our ALMA observations show that while DG Tau B's disk is indeed very large and flared, residual infall onto the disk is still present at large polar angles $\theta_0 > 70^\circ$ in both lobes of the system (see Sects. 3.1 and 3.2.2). However, by extrapolating the single-dish fluxes obtained by Mottram et al. (2017) at $450\mu\text{m}$ and $850\mu\text{m}$, we find that the extended dust envelope around DG Tau B contributes only $300^{+400}_{-300} \text{ mJy}$ at 1.3mm , that is, at most comparable to the disk flux itself. Following Eq. 1 of Motte & André (2001), we would infer an envelope mass $< 0.37 M_{\odot}$ within $15''$ (2000 au), that is, less than one third the stellar mass. Hence we conclude that DG Tau B is in the late Class I phase, and it is in the final stages of clearing up its infalling envelope.

We note that DG Tau B's disk is as large as the largest known Class II disks. Two other large Class I disks with dust and gas sizes similar to DG Tau B are GY 91 ($R_{\text{dust}} = 140 \text{ au}$, van der Marel et al. 2019) and L1489-IRS ($R_{\text{dust}} = 250 \text{ au}$, $R_{\text{CO}} = 700 \text{ au}$, Yen et al. 2014). Hence, the trend of increasing gas disk size with age reported by Najita & Bergin (2018) may be affected by low-number statistics, and an unbiased survey of Class I disks appears necessary to investigate disk size evolution at $\leq 1 \text{ Myr}$.

DG tau B is the third Class I disk where axisymmetric bumps of enhanced emission were reported, after TMC1-A (Bjerkeli et al. 2016; Harsono et al. 2018) and GY 91 (Sheehan & Eisner 2018). All three disks show bumps and dips with low contrast compared to the main emission profile.

In the model continuum intensity profile of DG Tau B, we see a depression preceding the first emission bump (Fig. A.1) that might trace the possible signature of a gap. Following the method outlined in Long et al. (2018), we estimate a gap center of $R_g = 53 \text{ au}$ with a width of $\Delta = 9 \text{ au}$, which is typical of those recently observed in Class II disks (Long et al. 2018; Andrews et al. 2018). Assuming that Δ is 5.5 times the planet's Hill radius (Lodato et al. 2019), the mass of the planet that could carve the inner gap in DG Tau B would be $0.1 M_J$.

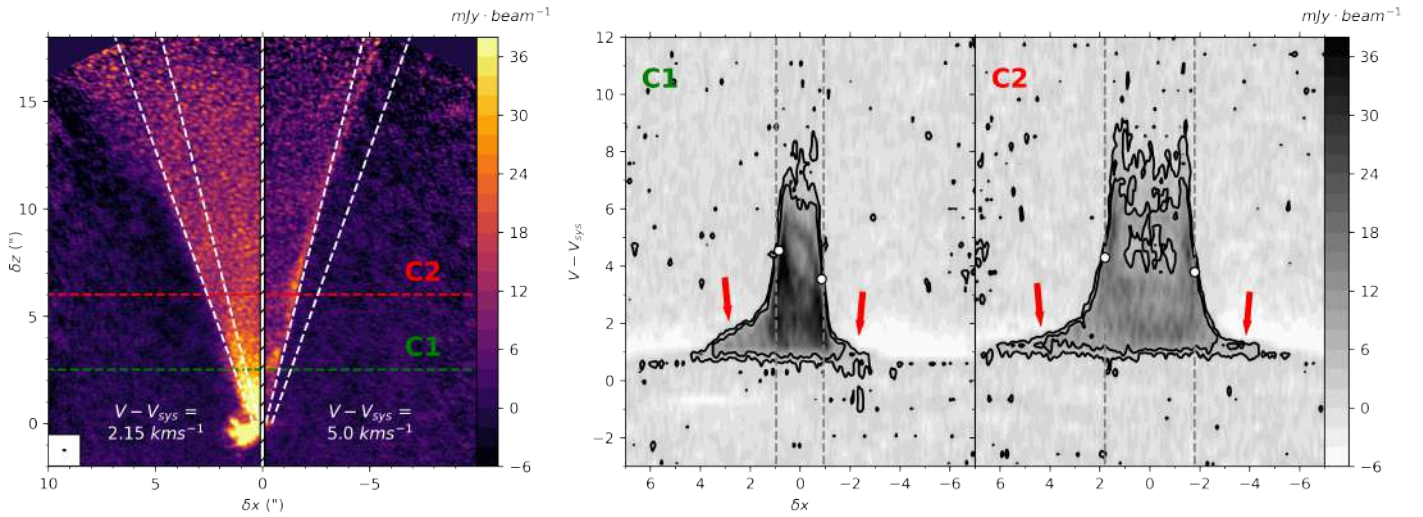


Fig. 3. Left panel: ^{12}CO channel maps at $(V - V_{\text{sys}}) = 2.15 \text{ km s}^{-1}$ and $(V - V_{\text{sys}}) = 5.00 \text{ km s}^{-1}$. The two white dashed lines trace the outer and inner cones (see text). Only one side of the outflow is shown in each of the two channel maps. The color scale is the same for the two channel maps. Right panel: Transverse PV diagrams at $\delta z = 2.5''$ and $\delta z = 6''$ obtained along the C1 and C2 cuts shown on the channel maps and averaged on a slice of $\Delta z = 0.2''$. The black contours trace the 2σ and 5σ levels. The two white points represent the symmetric edges of the PV diagrams at $\delta x = \pm 0.85''$ and $\delta x = \pm 1.8''$, respectively. Their velocity difference gives an estimate of the rotation velocity (see text).

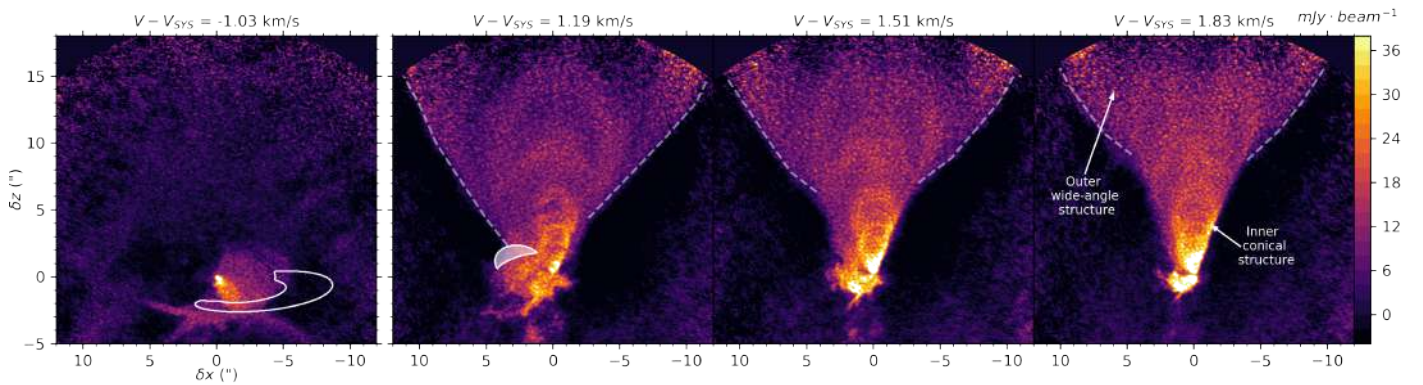


Fig. 4. ^{12}CO individual channel maps at different line-of-sight velocities. The gray filled white contours trace the model of an infalling shell with $r_d = 700 \text{ au}$ and $\theta_0 = 70^\circ$. The contours are not filled when the emission is arising from the back side of the infalling shell. The contour of the slow wide-angle component is indicated by the white dashed line. The color scale is the same for all the channel maps.

Alternatively, the observed emission bumps in the DG Tau B disk may be due to other mechanisms than rings and gaps carved by planets. Indeed, the radial emission profile does not show dips going below the underlying centrally peaked power-law component, which is unlike what has been observed, for example, in the HL Tau disk (Brogan et al. 2015). We might therefore be witnessing an earlier stage of millimetric dust accumulation before planetary and gap formation. Different mechanisms can lead to the formation of radial structures in disks. Dust radial trapping and growth due, for example, to snow lines (Zhang et al. 2015) as well as the secular gravitational instability (Takahashi & Inutsuka 2016) have been recently invoked to reproduce the rings in the HL Tau disk. This latter mechanism could act in the large and likely massive DG Tau B disk. Nonideal magnetohydrodynamic (MHD) effects and zonal flows can also generate radial structures in disks, with lower contrast at large radii (e.g., in Béthune et al. 2017; Suriano et al. 2019). In any case, our DG Tau B ALMA observations confirm that disk substructures can form at an early stage where infall and outflow are still present and could

potentially affect the disk structure and possibly planet formation.

4.2. Origin of the nested rotating outflows in DG Tau B

Our ALMA observations reveal that the inner bright conical CO outflow in DG Tau B is surrounded by outflowing material. Therefore, it is not tracing the interface between infall and outflow. This interface must be located at much larger angles ($\geq 70^\circ$ from the geometry of the lowest velocity shells observed in our channel maps, compared with infall models, see Figs. 3 and 4). An important implication of these results is that outflowing material can occupy a wider solid angle than scattered light cavities suggest. This may explain why classical disk plus envelope models have difficulties in reproducing the spectral energy distribution and scattered light cavities images in DG Tau B at the same time (Gramajo et al. 2010) as well as why some Class II sources with active outflows appear to have dusty conical "envelopes" above their disks (e.g., RY Tau, Fig. 3 in Takami et al. 2013)

The parabolic morphology of the slow wide angle flow and its multiple inner loops resemble the structure of slow outflow cavities around younger sources, such as HH46–47 (Zhang et al. 2019). They are interpreted as ambient material swept up by an episodic wide-angle inner wind. Wind-driven shell models predict emission maps shifting away from the star as the line-of-sight velocity increases as observed in this component (see Fig. 24 in Lee et al. 2000).

However, the striking conical inner flow anchored at small radii $\leq 10\text{--}60$ au highly unusual so far. It is reminiscent of the predictions for the long-term interaction shell between inner jet bowshocks and a steady outer disk wind, as recently computed by Tabone et al. (2018). The interaction between an outer disk wind and an inner wide-angle wind cannot be excluded either, but predictions for this scenario do not exist yet.

Alternatively, the constant velocity and mass flux of the inner conical flow, also seen in HH30 (Louvet et al. 2018), suggest that it could trace matter directly ejected from the disk. In the case of a cold, steady, axisymmetric MHD disk wind, our derived value of angular momentum and poloidal speed would predict an ejection radius of $r_0 \approx 2$ au and a magnetic level arm of $\lambda = 1.6$, using the formulae in Anderson et al. (2003). This model was ruled out by Zapata et al. (2015) based on the small magnetic lever arm $\lambda \approx 2$ and large outflow mass-flux. However, recent non-ideal MHD simulations of magnetized winds from protoplanetary disks do predict small magnetic lever arms and a mass-flux of the same order as the accretion rate (Béthune et al. 2017; Bai et al. 2016), as observed here. They also predict an important role of thermal gradients in driving the wind. In that case, the launching radius r_0 could be up to 5 au (corresponding to the minimum $\lambda \approx 1$).

However, we stress that our estimate of angular momentum is highly uncertain given the complex steep velocity gradients, projection effects, and beam smearing effects. Three-dimensional modeling of the observations is requested to constrain the flow rotation and kinematic structure more accurately as well as to firmly distinguish between the various scenarios. This is outside the scope of the present Letter and will be the subject of a forthcoming paper (de Valon et al., in prep).

Whatever its origin, we stress that the large mass-flux carried along the inner conical outflow walls, being comparable to the inner disk accretion rate, must play a major role in limiting the final mass of the star and disk. Thanks to its large disk, proximity, and favorable inclination (compared e.g., to HH30), DG Tau B is a very promising target to elucidate the disk-outflow connexion and its impact on disk evolution and planet formation.

Acknowledgements. The authors would like to thank the referee, whose comments helped improve the quality of the paper. We acknowledge Ana Lopez-Sepulcre for crucial help in the data reduction process at the IRAM-Grenoble ALMA ARC node. This paper makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA#2015.1.01108.S, ADS/JAO.ALMA#2017.1.01605.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. Part of the data reduction presented in this paper were performed on the GRICAD infrastructure (<https://gricad.univ-grenoble-alpes.fr>), which is partly supported by the Equipe@Meso project (reference ANR-10-EQPX-29-01) of the programme Investissements d’Avenir supervised by the Agence Nationale pour la Recherche. This work was supported by the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) and the Programme National de Physique et Chimie du Milieu Interstellaire (PCMI) of CNRS/INSU co-funded by CEA and CNES. L.A.Z acknowledge financial support from DGAPA, UNAM, and CONACyT, México. F.L acknowledges the support of the Fondecyt program n. 3170360.

References

- Anderson, J. M., Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., & Blandford, R. D. 2003, *The Astrophysical Journal*, 590, L107
- Andrews, S. M., Huang, J., Pérez, L. M., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 869, L41
- Aso, Y., Ohashi, N., Saigo, K., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 812, 27
- Bai, X.-N., Ye, J., Goodman, J., & Yuan, F. 2016, *The Astrophysical Journal*, 818, 152
- Béthune, W., Lesur, G., & Ferreira, J. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 600, A75
- Bjerkeli, P., van der Wiel, M. H. D., Harsono, D., Ramsey, J. P., & Jørgensen, J. K. 2016, *Nature*, 540, 406
- Brogan, C. L., Pérez, L. M., Hunter, T. R., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 808, L3
- Brown, A. G. A., Vallenari, A., Prusti, T., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 616, A1
- Crapci, A., van Dishoeck, E. F., Hogerheijde, M. R., Pontoppidan, K. M., & Dullemond, C. P. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 486, 245
- Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 451
- Goldsmith, P. F., Heyer, M., Narayanan, G., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 680, 428
- Gramajo, L. V., Whitney, B. A., Gómez, M., & Robitaille, T. P. 2010, *The Astronomical Journal*, 139, 2504
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 529, A105
- Harsono, D., Bjerkeli, P., van der Wiel, M. H. D., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 646
- Hartigan, P., Morse, J. A., & Raymond, J. 1994, *The Astrophysical Journal*, 436, 125
- Kruger, A. J., Richter, M. J., Carr, J. S., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 729, 145
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, *The Astrophysical Journal*, 542, 925
- Lodato, G., Dipierro, G., Ragusa, E., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 486, 453
- Long, F., Pinilla, P., Herczeg, G. J., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 869, 17
- Louvet, F., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 618, A120
- Luhman, K. L., Allen, P. R., Espaillat, C., Hartmann, L., & Calvet, N. 2010, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 186, 111
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, 376, 127
- Mitchell, G. F., Sargent, A. I., & Mannings, V. 1997, *The Astrophysical Journal*, 483, L127
- Motte, F. & André, P. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 365, 440
- Mottram, J. C., van Dishoeck, E. F., Kristensen, L. E., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 600, A99
- Mundt, R. & Fried, J. W. 1983, *The Astrophysical Journal*, 274, L83
- Mundt, R., Ray, T. P., & Raga, A. C. 1991, *Astronomy and Astrophysics*, 252, 740
- Najita, J. R. & Bergin, E. A. 2018, *The Astrophysical Journal*, 864, 168
- Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., et al. 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 1490
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 609, A47
- Podio, L., Eisloffel, J., Melnikov, S., Hodapp, K. W., & Bacciotti, F. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 527, A13
- Schmalzl, M., Kainulainen, J., Quanz, S. P., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 725, 1327
- Sheehan, P. D. & Eisner, J. A. 2018, *The Astrophysical Journal*, 857, 18
- Suriano, S. S., Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., Suzuki, T. K., & Shang, H. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484, 107
- Tabone, B., Raga, A., Cabrit, S., & Pineau des Forêts, G. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 614, A119
- Takahashi, S. Z. & Inutsuka, S.-i. 2016, *The Astronomical Journal*, 152, 184
- Takami, M., Karr, J. L., Hashimoto, J., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 772, 145
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *The Astrophysical Journal*, 286, 529
- Ulrich, R. K. 1976, *The Astrophysical Journal*, 210, 377
- van der Marel, N., Dong, R., di Francesco, J., Williams, J., & Tobin, J. 2019, *The Astrophysical Journal*, 872, 112
- van Kempen, T. A., van Dishoeck, E. F., Salter, D. M., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 498, 167
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., Ohashi, N., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 793, 1
- Zapata, L. A., Lizano, S., Rodríguez, L. F., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 798, 131
- Zhang, K., Blake, G. A., & Bergin, E. A. 2015, *ApJ*, 806, L7
- Zhang, Y., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 832, 158
- Zhang, Y., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 883, 1
- Zhang, Y., Higuchi, A. E., Sakai, N., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 864, 76

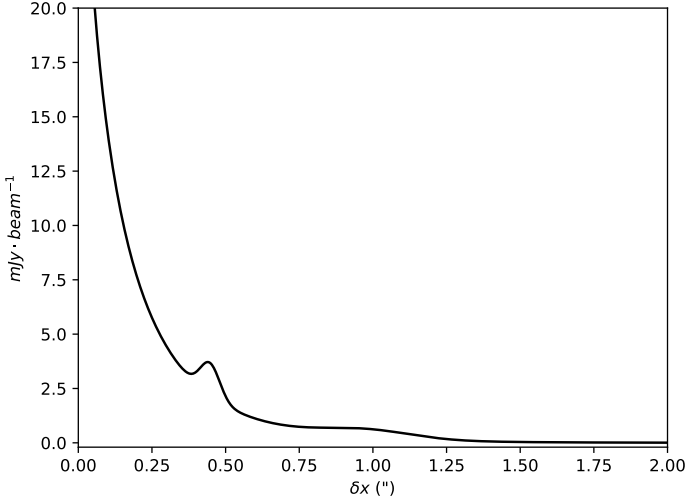


Fig. A.1. Best fit to the radial continuum emission profile before convolution by the beam.

Appendix A: Model of the radial intensity profile

To model the radial intensity profile of the continuum emission, we used the equation of an exponentially tapered power law plus two off-centered Gaussians to reproduce the bumps:

$$I(r) = A \left(\frac{r}{r_t} \right)^\gamma \exp \left[- \left(\frac{r}{r_t} \right)^\beta \right] + \sum_i B_i \exp \left[- \frac{(r - R_i)^2}{2\sigma_i} \right]. \quad (\text{A.1})$$

To compare effectively with our observations, we convolved this profile with a kernel with a full width at half maximum (FWHM) corresponding to the beam FWHM in that direction. The fitting is achieved using a nonlinear least squares method. The parameters of the best fit with their standard deviation errors are listed in Table 1 and the model intensity profile without convolution is shown in Fig. A.1.

Appendix B: CO channel maps

Appendix C: Estimation of the mass flux

We calculated the mass in the conical component assuming LTE excitation and by using the method presented in Louvet et al. (2018). We integrated T_{mb} from $(V - V_{\text{sys}}) = 2.15$ to 8 km s^{-1} in slices of $\delta z = 0.7''$ inside the region delimited by the outer cone (see Fig. 3). We chose this velocity range and spatial domain to have a decent estimate of the mass without being too contaminated by the wider component at lower velocities. We set the CO excitation temperature to $T_{\text{ex}} = 50\text{K}$, corresponding to the peak T_{mb} in this region. The integrated flux over the cone area in the range $(V - V_{\text{sys}}) = 2.15$ to 8 km s^{-1} and $\delta z = 2'' - 10''$ is 60 Jy km s^{-1} , corresponding to a total optically thin mass of $1 \times 10^{-4} M_{\odot}$. A similar integrated flux was found on the SMA data of Zapata et al. (2015) (64 Jy km s^{-1}). For a twice lower T_{ex} , the mass would be decreased by a factor 1.6. The mass scales linearly with T_{ex} for $T_{\text{ex}} \geq 50\text{K}$. If we integrated down to $(V - V_{\text{sys}}) = 1 \text{ km s}^{-1}$, encompassing all redshifted lobe emission, the derived mass would typically increase by a factor of 1.5, but it would suffer from contamination from the wider "pedestal" component projected in front of the cone.

Figures C.1a,b show that the intensity ratio of ^{12}CO to ^{13}CO increases as a function of the velocity and height in the outflow.

We used the compact and more sensitive ^{13}CO configuration for more precision on this variation. We added a standard correction factor for the ^{12}CO optical depth, which was computed for each slice in Δz and the velocity bin. The observed ratio is always above 10 so that the ^{13}CO emission is optically thin. The correction factor to be applied to the ^{12}CO brightness is then given by :

$$F_{12} = X_{12,13} \frac{T_{13\text{CO}}}{T_{12\text{CO}}}, \quad (\text{C.1})$$

with $X_{12,13}$, the abundance ratio set at 65 (Goldsmith et al. 2008). When no ^{13}CO is detected, a lower and upper limit to the mass flux are obtained by assuming optically thin ^{12}CO and by setting the intensity ratio to the upper measured value. The derived lower and upper limits on the mass flux are constant from $\delta z = 2''$ to $\delta z = 12''$ at $\dot{M} = 1.7 - 2.9 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (see Fig. C.1c).

Appendix D: Rotating infall models

For an axisymmetric rotating envelope in ballistic infall onto a point mass M , the equation defining one given streamline is described by only two parameters: r_d the outer disk radius and θ_0 the initial infall angle with the rotation axis of the disk (Ulrich 1976). In defining θ , the angle of the streamline with respect to the rotation axis at a given spherical radius R , we get:

$$\cos \theta = \frac{-r_d \cos \theta_0 \sin^2 \theta_0}{R} + \cos \theta_0. \quad (\text{D.1})$$

We can then, with $z = r \cos \theta$, describe the shape of the flow surface followed by infalling material originating from θ_0 . The velocity components at a given point $(z, R) = (\theta, R)$ are given by:

$$v_R = - \left(\frac{GM}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\cos \theta}{\cos \theta_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{D.2})$$

$$v_{\theta} = \left(\frac{GM}{R} \right)^{\frac{1}{2}} (\cos \theta_0 - \cos \theta) \left(\frac{\cos \theta_0 + \cos \theta}{\cos \theta_0 \sin^2 \theta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{D.3})$$

$$v_{\phi} = \left(\frac{GM}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} \left(1 - \frac{\cos \theta}{\cos \theta_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{D.4})$$

The paper by Ulrich (1976) had a typographical error in the equation of v_{θ} , which was corrected by Terebey et al. (1984) (see their Eq. (89)).

We then consider at each $z(R)$, a ring of streamlines with azimuth ϕ from 0 to 2π . We projected their position onto the plane of the sky and their velocity onto the line of sight, and we convolved in 3D to produce a synthetic datacube matching the angular and spectral resolutions of our ALMA observations. We show below channel maps predicted by this model for different values of r_d and θ_0 .

Table A.1. Log of observations

Cycle	Configuration	Number of sessions	Date (YYYY - MM - DD)	Number of antennas	Baseline range (m)	Total on source integration time	Flux calibrator	Phase calibrator
3	C36-2/3	1	2016 - 04 - 23	39	15.1 - 400	0h48mn	J0238+1636	J0510+1800
3	C40-5	4 (2 kept) ^a	2016 - 08 - 05/15	43 / 38	15.1 - 1 500 / 1 600	1h37mn	J0510+1800	J0510+1800
5	C43-8	3	2017 - 11 - 16/18/19	43 / 44 / 46	92.2 - 8 500	2h06mn	J0510+1800	J0438+3004

Notes. ^(a) Only two sessions were kept due to poor phase calibration.

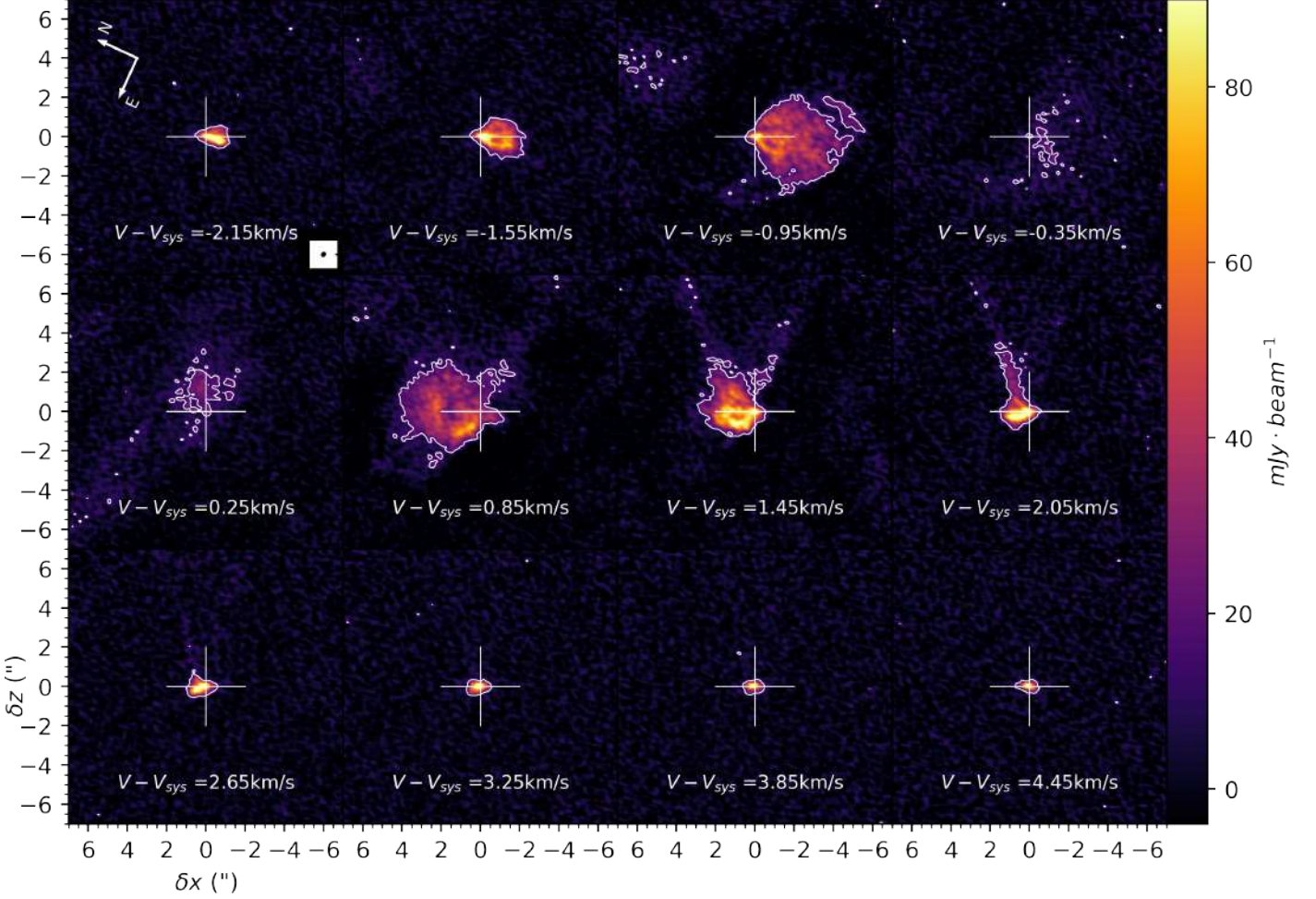


Fig. B.1. ^{13}CO selected individual channel maps. For each channel map $\Delta V = 0.3 \text{ km s}^{-1}$ and the central velocity is indicated. The white contours trace the 3σ limit with $\sigma = 5 \text{ mJy/beam}$ (or 1.6 K). The white cross in each panel locates the central position of the continuum. The beam ($0.23'' \times 0.34''$ at P.A. = 0.5°) is shown in the first panel.

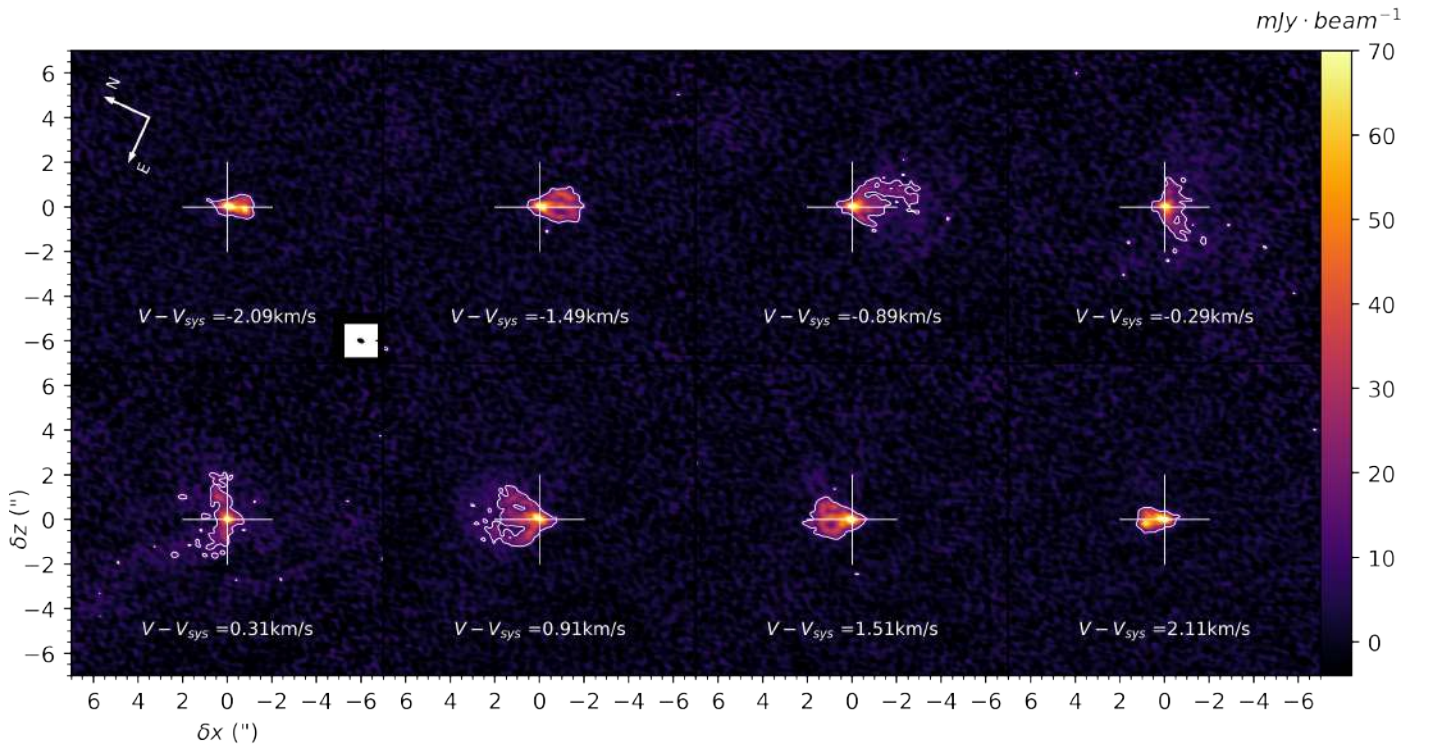


Fig. B.2. C^{18}O selected individual channel maps. For each channel map $\Delta V = 0.3 \text{ km s}^{-1}$ and the central velocity is indicated. The white contours trace the 3σ limit with $\sigma = 4 \text{ mJy/beam}$ (or 1.3 K). The white cross in each panel locates the central position of the continuum. The beam ($0.23'' \times 0.34''$ at P.A. = 2°) is shown in the first panel.

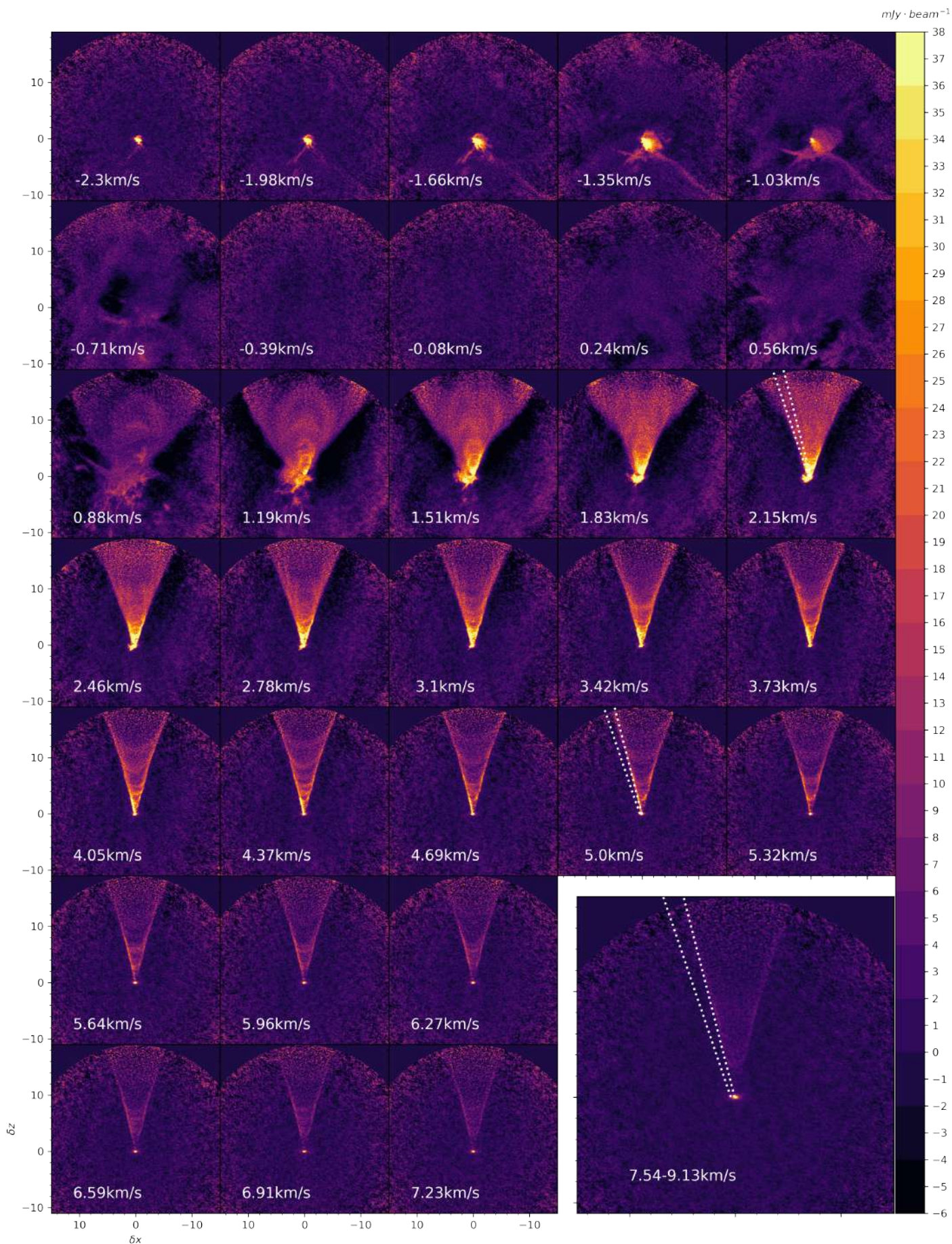


Fig. B.3. ^{12}CO selected individual channel maps. For each channel map $\Delta V = 0.32 \text{ km s}^{-1}$ and the central velocity is indicated. The bottom right panel represents an averaged map from $(V - V_{\text{sys}}) = 7.54$ to $(V - V_{\text{sys}}) = 9.13 \text{ km s}^{-1}$. The two white dotted lines show the inner and outer cone as defined in Fig. 3, page 10 of 12

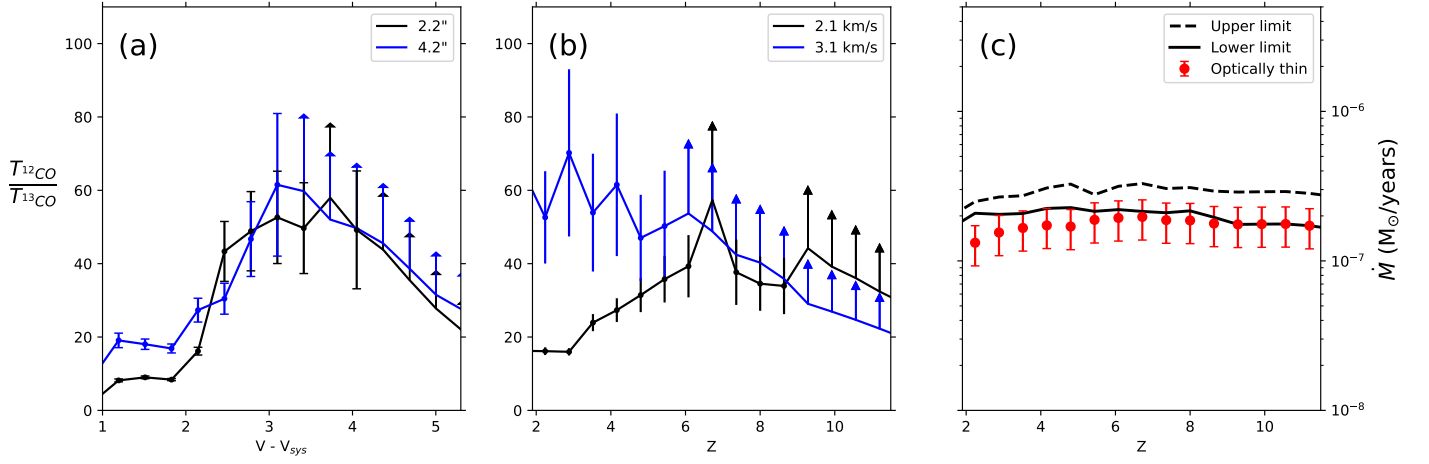
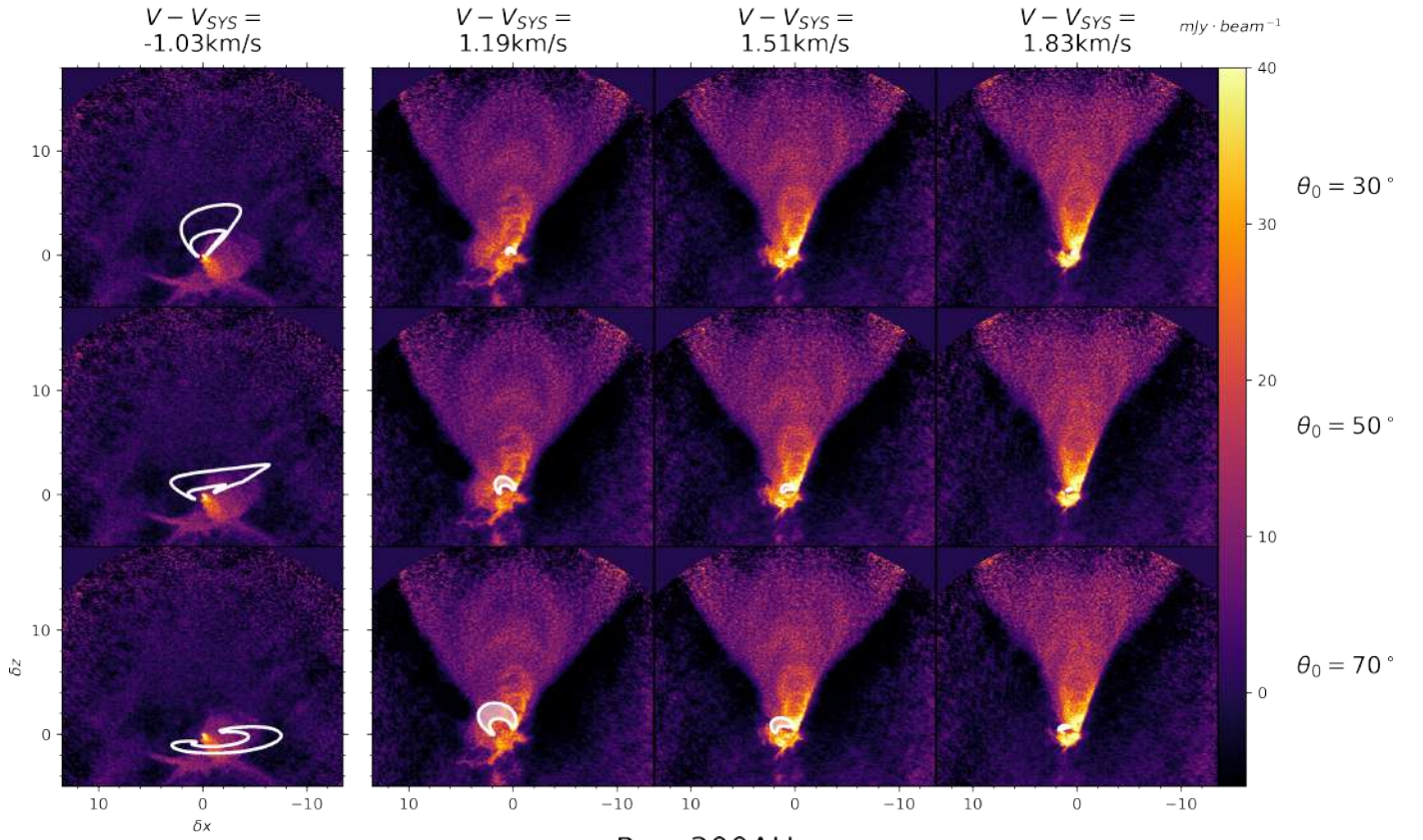
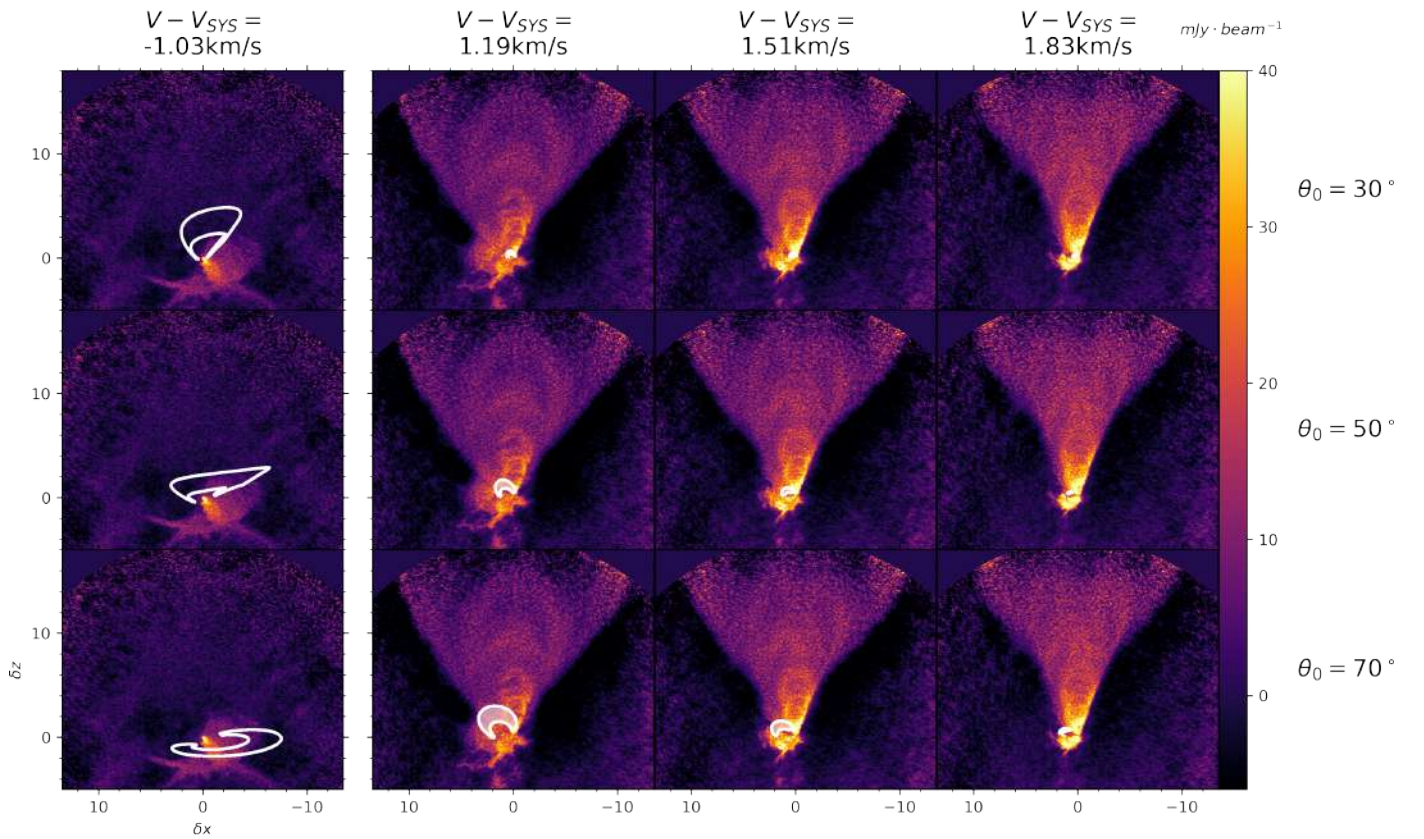


Fig. C.1. Intensity ratio between ^{12}CO and ^{13}CO radially averaged over the cone region : a) as a function of the velocity on two slices of width = $0.7''$ at $\delta z = 2.2''$ (black) and $\delta z = 4.2''$ (blue); and b) as a function of height in the velocity bins $(V - V_{\text{sys}}) = 2.15 \text{ km s}^{-1}$ (blue) and $(V - V_{\text{sys}}) = 3.1 \text{ km s}^{-1}$ (black). The arrows represent the 5σ lower limit on the ratio when no ^{13}CO is detected. c) Resulting mass flux under different opacity hypothesis assuming optically thin ^{12}CO (in red with errorbars at 30%), applying opacity correction based on $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ and assuming either optically thin emission (lower limit: black solid) or the last detected value (upper limit: black dashed) when no ^{13}CO is detected (see text for more details).

$R_d = 300\text{AU}$



$R_d = 300\text{AU}$



Modeling the CO outflow in DG Tau B: swept-up shells or perturbed MHD disk wind ?

A. de Valon¹, C. Dougados¹, S. Cabrit^{2,1}, F. Louvet³, L. A. Zapata⁴, and D. Mardones³

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

² Observatoire de Paris, PSL University, Sorbonne Université, CNRS UMR 8112, LERMA, 75014 Paris, France

³ Departamento de Astronomía de Chile, Universidad de Chile, Santiago, Chile

⁴ Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, P.O. Box 3-72, 58090, Morelia, Michoacán, México

ABSTRACT

Context. The origin of outflows and their exact impact on disk evolution and planet formation remain crucial open questions. DG Tau B is a Class I protostar associated with a rotating conical CO outflow and a structured disk (de Valon et al. 2020). Hence it is an ideal target to study these questions.

Aims. We aim to characterize the morphology and kinematics of the DG Tau B outflow in order to elucidate its origin and potential impact on the disk.

Methods. Our analysis is based on ALMA ¹²CO(2-1) observations of DG Tau B at 0.15'' (20 au) angular resolution. We develop a tomographic method to recover 2D (R,Z) maps of vertical velocity V_z and specific angular momentum $j = R \times V_\phi$. We create synthetic datacubes for parametric models of wind-driven shells and disk winds, that we fit to the observed channel maps.

Results. Tomographic analysis of the bright inner conical outflow shows that both V_z and j remain roughly constant along conical surfaces, defining a shear-like structure. We characterize three different types of substructures in this outflow (arches, fingers and cusps) with apparent acceleration. Wind-driven shell models with a Hubble law fail to explain these substructures. In contrast, both the morphology and kinematics of the conical flow can be explained by a steady conical MHD disk wind with footpoint radii $r_0 \simeq 0.7-3.4$ au, small magnetic level arm parameter ($\lambda \leq 1.6$) and quasi periodic brightness enhancements. These might be caused by the impact of jet bow-shocks, source orbital motion caused by a 25 M_J companion at 50 au, or density perturbations accreting at speed through the wind launching region. The large CO wind mass flux (4 times the accretion rate onto the central star) can also be explained if the MHD disk wind removes most of the angular momentum required for steady disk accretion.

Conclusions. Our results provide the strongest evidence so far for the presence of massive MHD disk winds in Class I sources with residual infall, and suggest that the initial stages of planet formation take place in a highly dynamic environment.

Key words. stars: formation – protoplanetary disk – ISM : jets and outflows – stars : individual: DG Tau B

1. Introduction

Understanding the origin of protostellar flows is a key element to our full comprehension of the star formation process. Protostellar flows come in two components: high speed collimated jets and slower often less collimated winds/outflows. We focus here on the slow molecular outflows which are traditionally associated with the earlier stages of star formation. However, they have been also recently detected around more evolved Class II systems (Louvet et al. 2018; Fernández-López et al. 2020a). Despite their ubiquity, the exact origin of molecular outflows, their link to the high-velocity jets and their impact on the young forming star and disk are still crucial open questions.

Two main paradigms are currently considered. The first traditional model describes these slow outflows as swept-up material, tracing the interaction between the inner jet and/or wide-angle wind with the infalling envelope or parent core. These models have been mainly used for interpreting outflows from Class 0/I stars which are still surrounded by massive envelopes (Lee et al. 2018; Zhang et al. 2019; Lee et al. 2000). However, on small scales (less than a few 1000 au), recent observations have revealed conical/parabolic shaped outflows originating from within the disk and also present in more evolved Class I/Class II sources (Bjerkeli et al. 2016; Louvet et al. 2018).

These observations suggest an alternative paradigm, by which these slow molecular outflows, at least at their base, would trace matter directly ejected from the disk, either by thermal or by magnetic processes. Indeed, Panoglou et al. (2012) have shown that magnetic disk winds could remain molecular for launching radius $r_0 \geq 1$ au. In support of this interpretation, rotation signatures consistent with an origin in the inner regions ($r \simeq 1 - 50$ au) of the disk have been detected in a few cases (Louvet et al. 2018; Bjerkeli et al. 2016; Tabone et al. 2017; Zapata et al. 2015; de Valon et al. 2020).

These two paradigms imply different evolution for the disk. Jet/Wind-driven shell models predict that an important mass is swept up from the envelope, impacting the reservoir of matter infalling onto the disk. Disk wind models predict an extraction of mass from the disk and, in the case of MHD models, an extraction of angular momentum, which could explain the accretion process in disks (Bai et al. 2016). Evaluating the contributions of each these mechanisms to the slow molecular outflow emission requires high-angular resolution studies of the molecular outflow base.

Recent high-angular resolution observations have also revealed striking signatures of multiple CO shells in a few sources (Zhang et al. 2019; Fernández-López et al. 2020b). under the

classical paradigm where CO outflows trace swept-up shells, they would require short episodic wind/jet outbursts every few 100 yrs. Characterizing and understanding the origin of these variabilities could bring critical insights into the star formation dynamics.

We present here an analysis of the DG Tau B CO outflow, based on recent ALMA observations at 0.1'' resolution by de Valon et al. (2020) (hereafter DV20). DG Tau B is a Class I/II 1.1 M_{\odot} protostar located in the Taurus cloud (≈ 140 pc) and is associated with a bipolar atomic jet (Mundt & Fried 1983) and a strongly asymmetric CO outflow first mapped by Mitchell et al. (1997). The bright redshifted CO outflow lobe displays a striking bright and narrow conical shape at its base. Zapata et al. (2015) detected rotation signatures in the same sense as the disk. The ALMA observations by DV20 clearly confirmed rotation in the bright inner conical redshifted lobe and showed that it is surrounded by a wider and slower outflow. Residual infall signatures are detected at opening angles $\geq 70^{\circ}$, almost tangent to the disk surface. In addition, DV20 reported striking sub-structures in the CO channel maps at different line of sight velocities, reminiscent of the nested layers recently identified in HH46/47 by Zhang et al. (2019) and suggesting variability and/or interaction processes. The exquisite levels of details provided by these new ALMA observations provide a prime opportunity to distinguish between swept-up and disk wind origins.

In Sect. 2, we recall the main properties of the DG Tau B outflow and characterize the three types of sub-structures visible in the channel maps. In Sect. 3 we present a model-independent analysis of the inner conical outflow component, allowing to retrieve 2D maps of the expansion velocity V_Z and specific angular momentum $j = RV_{\phi}$. We compare these overall properties with parametric models of wind-driven shells (in Sect. 4) and disk winds (in Sect. 5). We discuss our results and their implications for the origin of the CO outflows in DG Tau B in Sect. 6. Section 7 summarizes our conclusions.

2. Summary of outflow structure

Figure 1 summarizes the main properties of the DG Tau B redshifted CO outflow as identified in DV20. A narrow, limb brightened conical outflow is visible in the channel maps at $(V - V_{\text{sys}}) > 2.0$ km s^{-1} . Its opening angle decreases from 17° at $(V - V_{\text{sys}}) = 2.8$ km s^{-1} until 12° at $(V - V_{\text{sys}}) \geq 5.0$ km s^{-1} . The shear-like velocity gradient across the conical layer is best seen in transverse PV cuts (Fig. 1), where the flow width clearly narrows down at higher velocity, up $(V - V_{\text{sys}}) > 5.0$ km s^{-1} . The conical outflow is surrounded by a slower and wider outflowing component visible at $(V - V_{\text{sys}}) < 2$ km s^{-1} . This outer flow is visible in PV diagrams as an extended pedestal with a shallower velocity gradient (see Fig. 1).

Another striking property of the DG Tau B redshifted outflow, revealed by the ALMA observations in DV20, are brightness enhancements visible in channel maps. These various sub-structures, illustrated in Figure 1, can be classified in three types:

- Arches: visible at low velocities $(V - V_{\text{sys}}) = 0.88 - 1.51$ km s^{-1} (see Fig. 1). The radial extent of the biggest arch is larger than the inner conical outflow, implying that this arch is at least partially formed outside of the conical outflow. The arch seems to increase in height with increasing velocity although this phenomenon is difficult to quantify due to the limited spectral sampling.
- Fingers: At intermediate velocities, from $(V - V_{\text{sys}}) = 2.46 - 3.42$ km s^{-1} , thin quasi vertical lines (see white arrow in

Fig. 1) are visible inside the conical outflow, close to the edge. They are almost vertical at $(V - V_{\text{sys}}) = 2.46$ km s^{-1} and more open at higher projected velocity until they become almost tangent to the edge of the conical outflow at $(V - V_{\text{sys}}) = 3.42$ km s^{-1} .

- Cusps: At high velocities, from $(V - V_{\text{sys}}) = 3.1$ to almost 7 km s^{-1} , multiple U-shaped structures are visible inside the conical outflow. The contrast of these discrete shapes is maximal at $(V - V_{\text{sys}}) = 4.37$ km s^{-1} and decreases with increasing velocity. These cusps show a signature of *apparent acceleration*: their projected distance from the source increases with increasing projected velocity.

Table 1: Characteristics of the observed arches and cusp

Arches			
Name	position at V_A^a (")	Radial extension at V_A^a (")	Aspect Ratio at V_A^a
A0	14.9 ± 0.2	9.7 ± 0.3	1.4
A1	9.4 ± 0.2	?	?
A2	6.2 ± 0.2	1.5 ± 0.3	1.2
A3	3.7 ± 0.2	1 ± 0.2	1.4
Cusps			
Name	position at V_U^b (")	N_{chan}	derivative ("/km s^{-1})
U0	11.9 ± 0.2	(5)	3.2 ± 0.5
U1	8.2 ± 0.2	(6)	2.2 ± 0.3
U2	6.5 ± 0.1	(4)	1.4 ± 0.5
U3	5.0 ± 0.1	(6)	0.7 ± 0.4
U4	3.6 ± 0.1	(3)	0.5 ± 0.2
U5	2.2 ± 0.1	(4)	0.4 ± 0.2

Notes. ^(a) $V - V_{\text{sys}} = 1.19$ km s^{-1} ^(b) $V - V_{\text{sys}} = 4.37$ km s^{-1}

Table 1 lists the characteristics of the main arches and cusps. We identify four arches (A0 to A3) and 6 U-shaped cusps (U0 to U5). On the channel map at $(V - V_{\text{sys}}) = 1.19$ km s^{-1} we derive the maximal height of each arch on axis (at $\delta x = 0$) and the maximal radial extension. We divide these two values to derive the arch aspect ratio. The cusps are also characterized from the channel maps at $(V - V_{\text{sys}}) \leq 5.32$ km s^{-1} (See Fig. B.1). At higher velocities, the cusps SNR decreases drastically. We derive the cusp reference height on-axis on the channel map at $(V - V_{\text{sys}}) = 4.37$ km s^{-1} . The apparent acceleration of each cusp, in (")/km s^{-1} listed in Table 1, was obtained by measuring the average spatial shift of the cusp between two consecutive channel maps (taking as error bar the rms dispersion between measurements in different channels).

Internal discrete structures are also visible in transverse PV-diagrams as pseudo-ellipses (see Fig. 1). The top and bottom of the ellipses seem to match with respectively the top of some arches and bottom of some cusps (see Fig. 1). This potentially indicates that cusps and arches are linked to the same phenomenon. We present a model-dependent study of these ellipses in Sect. 5

3. Tomography of the inner conical outflow

In this section, we develop a model-independent method that allows us to recover the dynamics and the morphology of the inner conical outflow component. This method assumes that the outflow is axisymmetric. We will discuss later possible departures from axisymmetry and their implications on the analysis conducted here.

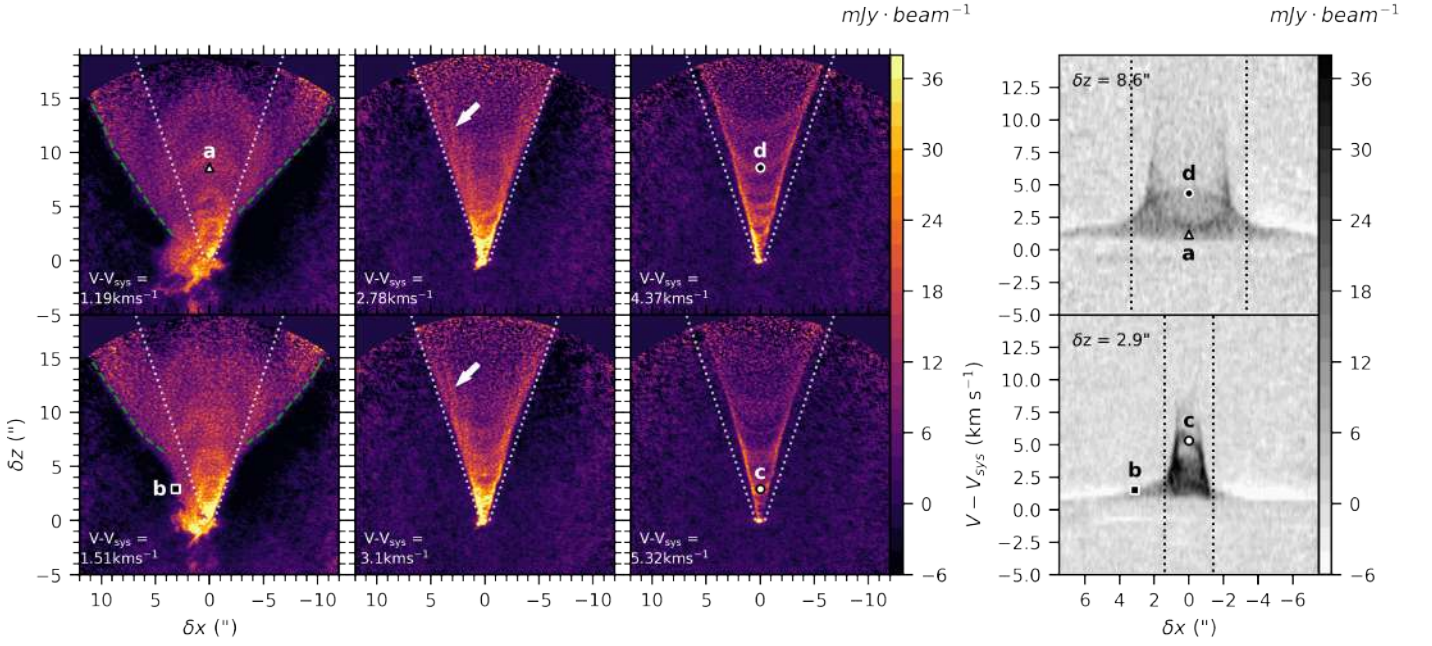


Fig. 1: *Left panels*: ^{12}CO channel maps at selected line-of-sight velocities. The white dashed line traces the $\theta = 17^\circ$ outer limiting cone of the inner outflow as defined by DV20. *Right panels*: Transverse Position-Velocity diagrams across the flow averaged over a slice of $\Delta z = 0.2''$. Black dotted lines indicate the outer limits of the conical outflow at the specified height. The triangle (a) and the two circle symbols (c,d) highlight the on-axis height of respectively one arch and two different cusps. The square symbol (b) is located in the extended outer flow. The symbols are represented both on the channel maps and PV diagrams.

3.1. Method

We follow Louvet et al. (2018) that modeled the outflow of HH30 at a given vertical offset by an emitting ring with radius R and extend their method to take into account the inclination of the outflow. For this purpose, we define the outflow and the observer referentials (see Fig. 2). On the outflow referential, \mathbf{Z} is defined by the outflow axis and \mathbf{X} is tangent to the plane of sky. The observer referential is defined by δz the projection of the outflow axis onto the plane of the sky, δy , the line-of-sight direction, and $\delta x = \mathbf{X}$, in the plane of the sky. The inclination of the outflow i is then defined by the angle between δy and \mathbf{Z} . In the case of edge-on disks such as HH30, the two referentials are identical. We model one layer of the outflow at a specified height Z by an emitting ring of radius R and azimuthal angle ϕ (see Fig. 2) with $X = R \cos \phi$ and $Y = R \sin \phi$. For each ring the velocity components are defined in cylindrical coordinates with: $V_R(R, Z)$, $V_Z(R, Z)$ and $V_\phi(R, Z)$ (see Fig. 2). Hence, an emitting ring is defined by 5 parameters: Z , R , $V_R(R, Z)$, $V_Z(R, Z)$ and $V_\phi(R, Z)$.

The observational coordinates on a PPV (Position-Position-Velocity) datacube are defined by the projection of the outflow on the plane of sky ($\delta x, \delta z$) and the projected velocities on the line-of-sight $V_{los} = -\mathbf{V} \cdot \mathbf{e}_y$ with redshifted velocities considered as positive. This depends on R, Z and ϕ as :

$$\delta x = R \cos \phi \quad (1)$$

$$\delta z = Z \sin i - R \sin \phi \cos i \quad (2)$$

$$V_{los} = -V_z \cos i - V_\phi \cos \phi \sin i - V_R \sin \phi \sin i \quad (3)$$

A transverse PV diagram corresponds to a pseudo-slit of the datacube perpendicular to the flow axis. This corresponds to a solution of Eqs. 1,2,3 with $\delta z = cst$. In the case of edge-on flows, a ring would trace a perfect ellipse in the PV diagram. A fit of

these ellipses would give complete information about the morphology and dynamics of the outflow as shown by Louvet et al. (2018).

In the case of an inclined outflow such as DG Tau B, different rings will overlap on the transversal PV diagrams (see Fig. 2 left). Hence it is not possible to fit them individually. However constraints on some of the ring parameters can be derived from characterizing the outer limits of the PV diagram. The radius of the ring corresponds on the first order to $\delta x_{max} = \delta x(\phi \approx 0, \pi)$. In addition, the projected velocities at the edge of the ellipses $V_{los}(\delta x_{max})$ allow to recover both $V_Z(R, Z)$ and $V_\phi(R, Z)$ from the following equations:

$$Z = \frac{\delta z}{\sin i} \quad (4)$$

$$R = \delta x_{max} \quad (5)$$

$$V_Z \approx \frac{V_{los}(\delta x_{max}) + V_{los}(-\delta x_{max})}{-2 \cos i} \quad (6)$$

$$V_\phi \approx \frac{V_{los}(\delta x_{max}) - V_{los}(-\delta x_{max})}{2 \sin i} \quad (7)$$

By consequence, characterizing the outer limits of the PV diagram along multiple heights could permit to recover a 2D map of the expansion velocity V_Z and specific angular momentum $j = RV_\phi$. On the following, we will use the inclination derived from DV20 at $i = 117^\circ \pm 2$

To characterize the outer shape of the transversal PV diagram at a given δz , we derive the maximal projected velocity for each value of $\pm \delta x$. Numerically, we compute the gradient of the emission profile at a fixed δx and localize its maximum. We also derive an uncertainty on V_{los} which is found to vary in the range 0.05 to 0.2 km s^{-1} . We will use in the following a mean value of 0.1 km s^{-1} . Figure 2 illustrates our method to determine V_{los} on the edges of the PV diagram. This procedure fails at low radii (or

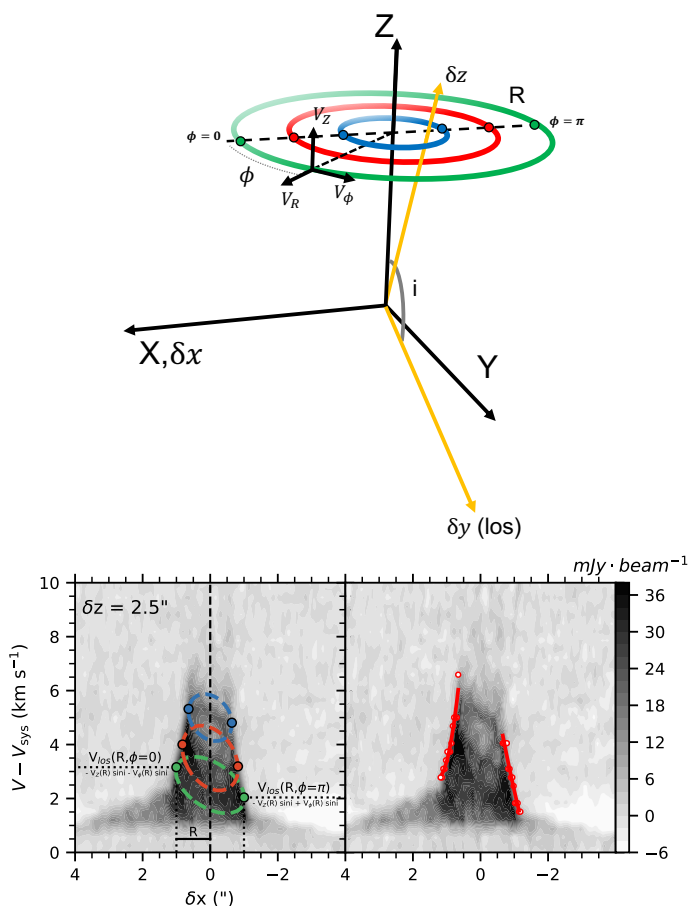


Fig. 2: *Top panel*: 3D representation of the two referentials used: the outflow referential (X, Y, Z) in black and the observer referential ($\delta x, \delta y, \delta z$) in yellow. The colored circles illustrate the emitting rings defined by five parameters (see text). The colored dots trace the locations at $\phi = 0$ and $\phi = \pi$ along the emitting rings. *Bottom panel*: Transverse Position-Velocity diagrams at $\delta z = 2.5''$ across the flow axis and averaged over a slice of $\Delta z = 0.2''$. In the left panel is shown the projection of the colored rings and corresponding colored dots in the PV diagram. The white dots in the right panel illustrate the outer limits of the PV diagram. The red curve shows the polynomial fitting of the two edges.

high velocities) because of the low SNR and the almost vertical profile that generate high uncertainties on the estimate of the velocity. The determination of the velocity is also limited by our spectral resolution of 0.3 km s^{-1} . We fit the two edges for each PV diagram with a polynomial curve (see Fig. 2). We also apply a Gaussian filter with δz using a standard deviation of $0.16''$.

3.2. Results

Using Eqs. 5, 4, 6, and 7, a tomographic map of $V_Z(R, Z)$ and $V_\phi(R, Z)$ could be recovered. We choose to show the specific angular momentum $RV_\phi(R, Z)$ instead of the rotation alone as this is more meaningful in the understanding of the dynamics.

Figure 3 shows the resulting tomographic map of V_Z and RV_ϕ in the outflow referential. The tomography efficiently traces the conical shape visible on the channel maps. Curves of constant V_Z trace conical surfaces with semi-opening angles varying from 12° for the highest velocities to 17° for the lowest velocities. V_Z

radially decreases from $\approx 14 \text{ km s}^{-1}$ to 5 km s^{-1} . This range of velocities is conserved until at least $Z = 1200 \text{ au}$.

The specific angular momentum derived from the tomographic study varies from 0 to 140 au km s^{-1} and is consistently in the same sense as the disk rotation. At $Z < 500 \text{ au}$ the specific angular momentum increases with radius from $\approx 30 \text{ au km s}^{-1}$ in the inner radius to $\approx 100 \text{ au km s}^{-1}$ on the outer radius. The specific angular momentum is also roughly constant on conical lines of constant V_Z until $Z \approx 500 \text{ au}$ (see Fig. 4). Our average value around 70 au km s^{-1} is consistent with the previous estimate of DV20 of $\approx 65 \text{ au km s}^{-1}$.

Two extrema in the specific angular momentum map can be observed at $Z = 550 - 800 \text{ au}$ and $900 - 1100$ (see Fig. 4). At the lowest altitude, the specific angular momentum reaches zero while at the highest altitude the specific angular momentum increases up to $j > 140 \text{ au km s}^{-1}$. These irregularities are also visible on channel maps. They correspond to regions where bumps in the cones are observed: towards $\delta x < 0$ at $\approx 4.5''$, $\delta x > 0$ at $\approx 6.5''$ (see the channel map $(V - V_{\text{sys}}) = 4.37 \text{ km s}^{-1}$ on Fig. 1). These bumps may be due to local radial displacements of the outflow axis, due for example to wiggling. We study the impact of small amplitude wiggling in 5.2.

3.3. Limitations and bias

In this section we discuss the different bias and limitations of this tomographic study. Firstly, this study could not recover the radial velocity component V_R as it impacts mostly the size of the ellipse at $x = 0$ where all the ellipses are stacked. A model-dependent study to characterize this radial velocity will be achieved in Sect. 5. Furthermore, in order to apply this method, it is critical that the centers of the rings are not significantly displaced from $\delta x = 0$. Such displacements could be induced by a poorly estimated outflow Position-Axis (P.A.) or by outflow axis wiggling. We derive the P.A. of the redshifted outflow in Sect. A at P.A. = $295^\circ \pm 1^\circ$. This value is in very good agreement with the disk rotation axis P.A. = $115.7^\circ \pm 0.3^\circ$ determined by de Valon et al. (2020). We also determine an upper limit of 0.5° for the wiggling of the CO outflow axis. We will discuss in Sect. 5.2 the impact of possible low-amplitude wiggling on our results.

The different bias are also computed. We show in Appendix D.1 that assuming that the maximal radial extent correspond to $\phi = 0, \pi$ is partially inaccurate, and could introduce a bias in the estimate of $R, Z, V_Z(R, Z)$ and $V_\phi(R, Z)$. The effect of ellipse stacking and its effect on the estimate of the velocities is studied in Appendix D.2. However, we evaluate at $\lesssim 20\%$ the potential bias in our estimate of the conical outflow dynamics. Our estimates of V_Z and specific angular momentum are overestimated and underestimated respectively (see Sect. D.2). R and Z have a bias estimated at respectively $< 1.5\%$ and $< 10\%$, resulting in an error $< 10\%$ in our estimate of the opening angle θ .

The highly asymmetric pedestal emission visible on the two sides of the PV diagram at $(V - V_{\text{sys}}) < 2 \text{ km s}^{-1}$ traces the outer region (see Fig. 1). DV20 have shown that this region is outflowing and surrounds the conical outflow. We do not attempt to apply this method to this region. From its morphology in the channel maps, we derive for this component an opening angle $> 30^\circ$. This will produce a bias of $\approx 60\%$ in the estimation of V_Z with our method (see Appendix D). Moreover, this pedestal may potentially be explained by the top of one large ellipse, with the extremal region located at velocities $< 1 \text{ km s}^{-1}$, absorbed by the medium. In that case, our study is completely irrelevant. By consequence, we decide to not apply our method for velocities $(V - V_{\text{sys}}) < 2 \text{ km s}^{-1}$.

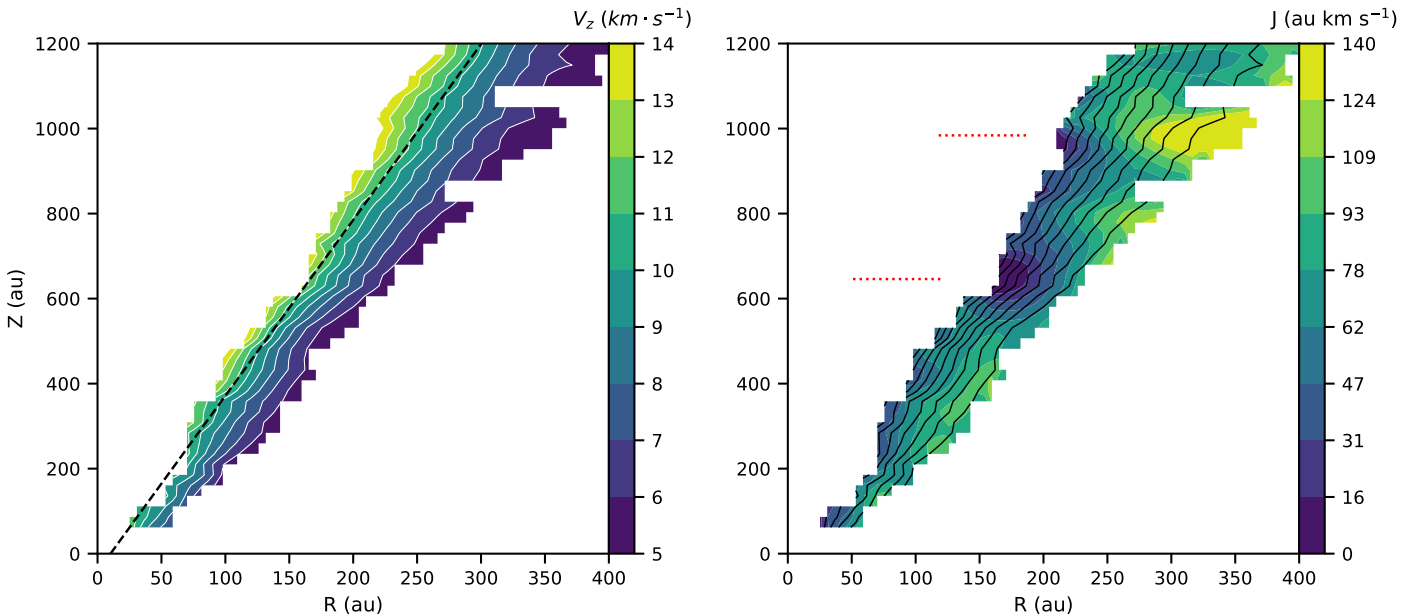


Fig. 3: Tomographic maps of V_Z (left panel) and specific angular momentum j (right panel) in the outflow referential. The black dashed line traces the conical fit of the region $V_Z = 10 - 11 \text{ km s}^{-1}$. The white (resp. black) contours in the left (resp. right) panel show V_Z contours. The red dashed lines indicate the height of the two extrema in specific angular momentum.

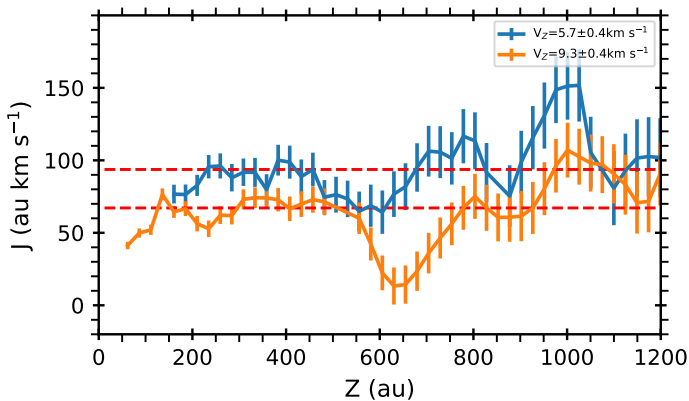


Fig. 4: Specific angular momentum j along curves of constant V_Z . The corresponding range of V_Z is shown in the box. The uncertainty of specific angular momentum was obtained by propagating the V_{proj} uncertainty. The red dashed line corresponds to the median value of each curve.

In the following, we investigate to which extent wind driven shells and disk winds can account for both the conical velocity stratification determined here and the striking sub-structures (arches, fingers, cusps) identified in Sect. 2.

4. Wind-driven shell modeling

The traditional interpretation proposed for CO molecular outflow cavities around young stars is that they trace shells of ambient material swept-up by a wide-angle wind or by jet bowshocks (see Cabrit et al. 1997; Lee et al. 2000; Arce et al. 2007, for reviews).

In this section, we investigate the simplest and most widely used model to interpret CO outflow observations, namely the wind-driven shell (hereafter WDS) solution of Lee et al. (2000) where the shell is a parabola that expands radially in all direc-

tions with a velocity proportional to the local distance from the source ("Hubble-law"). Such a shell structure is predicted under a set of specific conditions in the wind and ambient medium¹ (see Sect. 6 for details). This simple WDS model was recently shown by Zhang et al. (2019) to reproduce several features of the multiple CO shell structures at the base of the HH46/47 molecular outflow. Therefore it is natural to investigate whether the same WDS model could also reproduce the morphology and kinematics of the DG Tau B outflow, on smaller spatial scales.

Following Lee et al. (2000), the parabolic morphology and the radial "Hubble-law" kinematics of the shell can be empirically described by two parameters, C and τ , through:

$$Z = C \times R^2 \quad V_Z = \frac{Z}{\tau} \quad V_R = \frac{R}{\tau}, \quad (8)$$

where τ is the age of the shell, C is the inverse size of the parabola at $\theta = 45^\circ$ (where $Z = R = 1/C$), and the product τC defines the shell expansion speed at each polar angle $\theta = \arctan(R/Z)$ through:

$$V_Z(\theta) = \frac{1}{\tau C} \left(\frac{Z}{R} \right)^2 = (\tau C \tan^2 \theta)^{-1} \quad (9)$$

$$V_R(\theta) = \frac{1}{\tau C} \left(\frac{Z}{R} \right) = (\tau C \tan \theta)^{-1}. \quad (10)$$

The above equations always produce ellipses in both channel maps and transverse PV diagrams (Lee et al. 2000). This is a direct result of the assumed Hubble law, where the shell velocity vector is proportional to the position vector. A channel map at a given line-of-sight velocity is then equivalent to making a cut

¹ It is obtained when a wide-angle wind with velocity varying with angle as $V_w \propto \cos \theta$ and density varying as $\propto 1/(r^2 \sin^2 \theta)$ sweeps-up a static, flattened isothermal core with density $\propto \sin^2 \theta / r^2$, and they mix instantly in the shell. Note that the radial shell expansion results from instant mixing, while the Hubble law derives from the identical radial fall-off of wind and ambient density (both $\propto 1/r^2$), which yields a shell speed that is constant over time (Shu et al. 1991). Finally, the parabolic shell shape derives from the combined θ -dependencies of the densities and wind speed (Lee et al. 2001).

through the shell at a given depth along the line of sight, and this cut is shaped as an ellipse. Similarly, a transverse PV diagram has the same (elliptical) shape as a cut through the shell at the corresponding projected height. On channel maps, the ellipse is projected at increasing distances from the source with increasing velocity, due to the Hubble-law. Similarly, on transverse PV diagrams, the mean velocity of the ellipse increases with the distance of the PV cut from the source (see Figs. 24 and 26 in Lee et al. 2000). In Appendix E, we derive analytical formulae for the center of the ellipse in channel maps as well as for its aspect ratio. Interestingly, we find that the ellipse aspect ratio only depends on the inclination i and is equal to $1/|\cos i|$ for the classical model of Eq. 8 (see Appendix E).

In the following, we attempt to fit with this model first the low-velocity outer flow component, and then the bright conical outflow and its discrete structures.

4.1. Low-velocity outer flow

The wide and low-velocity outflow at $V - V_{\text{sys}} < 2 \text{ km s}^{-1}$ shows several properties suggestive of a "classical" parabolic WDS with a Hubble law. Its outer border in channel maps has a parabolic shape, and it exhibits a larger offset from the origin at higher line of sight velocities (see Fig. 1 left panels).

Although such WDS models do not usually consider rotation, we need to consider it to properly fit the large left-right asymmetry observed in the channel maps. To reduce the number of free parameters, we consider that the specific angular momentum j is the same at all positions of the swept-up shell. C is then determined by the global parabolic shape of the cavity, τ by its spatial shift between the channel maps, and j by its global left-right asymmetry.

Figure 5 (left panels) shows that the outer contour of the low-velocity outflow and its increased spatial offset with velocity are well fitted by a WDS obeying Eq. 8 with parameters $C = 10^{-3} \text{ au}^{-1}$, $\tau = 6000 \text{ years}$ and $j = 250 \pm 50 \text{ au km s}^{-1}$.

The rightmost panel in Fig. 5 shows that this shell model reproduces well the most extended, lowest velocity emission of the broad pedestal in transverse PV cuts; the predicted blueshifted emission from the front side of the shell falls very close to systemic velocity, consistent with its non-detection in our data. On the other hand, our assumption of a thin parabolic shell does not match the observed outflow thickness at high altitudes. This discrepancy is visible at $\delta z \approx 15''$ on Fig. 5 where the observed width of the emissive outer layer is $\approx 3''$, significantly larger than predicted by our model. The shell should actually have a thickness $\approx 3'' \approx 500 \text{ au}$.

4.2. Conical outflow and discrete structures

In this section, we attempt to model the conical outflow and its discrete structures (arches, cusps, fingers, described in Sect. 2) by a stacking of several parabolic WDS with a Hubble velocity law.

Several qualitative features are suggestive of such a model: The loop shapes of the arches at low velocity are reminiscent of the ellipses predicted in channel maps (see Appendix E). The apparent acceleration of the cusps (increased altitude with increasing velocity) is reminiscent of the predicted Hubble law dynamics. Finally, in the conical flow studied by tomography, contours of constant $\tau = Z/V_Z$ follow quasi-parabolic curves above $Z \approx 400 \text{ au}$ (see Fig. 6). Hence we investigate below whether the conical outflow could be made of successive nested parabolic

WDS, where the apparent continuous aspect of the tomography would be an artefact of our limited spatial and spectral sampling, and the discrete structures (arches, cusps, fingers) would trace a few individual shells brighter than average.

Contrary to the slow outer flow modeled in Sect. 4.1, the left-right asymmetry in these faster flow regions is small. Therefore, we can neglect rotation when fitting WDS models to the channel maps. We set the WDS axis inclination equal to the large-scale disk inclination derived from ALMA studies ($i = 63^\circ \pm 2^\circ$, DV20), leading to $i = 180^\circ - 63^\circ = 117^\circ$ in the redshifted lobe.

Here, we find that the "classical" WDS model of Lee et al. (2000) encounters a major problem, as shown in the top row of Fig. 7: The predicted aspect ratio of ellipses in channel maps, $A = 1/|\cos i|$ (see Appendix E) is too large (≈ 2.2). In order to match the observed aspect ratio of the arches (≈ 1.4), the inclination of the shell axis should be $i \approx 135^\circ$ instead of $i = 117^\circ$. In the WDS model, however, the direction of shell elongation is not arbitrary but must follow the direction of both highest wind density (traced by the axial jet) and lowest ambient density (traced by core flattening). Proper motions of jet knots in DG Tau B imply a jet axis inclination of $i \geq 65^\circ$ for the blueshifted lobe (Eislöffel & Mundt 1998), hence $i \leq 115^\circ$ for the redshifted lobe. This limit agrees within 2° with the large-scale disk inclination determined by ALMA ($i = 63^\circ \pm 2^\circ$, DV20), which should follow the core flattening. Therefore, we can exclude a shell axis at $i \approx 135^\circ$ as a solution to the ellipse aspect-ratio problem of the WDS model of Lee et al. (2000).

Since the ellipse aspect ratio in channel maps does not depend on τ nor C (see Appendix E) the only possibility to reduce it without changing the shell parabolic shape is to modify the shell dynamics. The maximum height of the ellipse is reached on-axis ($\delta x = 0$) where the projected velocity is greatly affected by the radial velocity component V_R (see Eq. 3 with $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$). To keep a small number of model parameters, we thus choose to add an ad-hoc free parameter η that modifies the radial velocity as:

$$Z = CR^2 \quad V_Z = \frac{Z}{\tau} \quad V_R = \eta \frac{R}{\tau}, \quad (11)$$

In Appendix E, we show that the ellipse aspect ratio in this modified model is set at $A = \eta/|\cos i|$. Since we want to reduce the aspect ratio, we need $\eta < 1$. In other words, we need a velocity vector that is more collimated (forward-directed) than the radial shell expansion in the original WDS model of Lee et al. (2000). We will refer to this ad-hoc model as "modified collimated WDS".

As shown in the second row of Figure 7, the shape of the largest Arch A0 at $(V - V_{\text{sys}}) = 1.19 \text{ km s}^{-1}$ is well fitted by a modified collimated WDS with $\eta = 0.6$. The smallest two arches A2, A3 and the smallest cusp U5 are also well fitted by a collimated WDS with $\eta = 0.5$ (Figure 7, bottom row). The parameters of these best-fit solutions are listed in Tab. 2. The inferred shell dynamical times have typical intervals of $\Delta\tau \approx 300 - 750 \text{ yrs}$, similar to those inferred by Zhang et al. (2019) in HH46-47. The fitted velocity values V_Z at $\theta = 14^\circ$ (in the region of the conical flow) are also listed². Not surprisingly, their range of $\approx 7.5 - 16 \text{ km s}^{-1}$ is similar to our "model-independent" tomographic results for V_Z in the conical flow region.

The Hubble-law in the WDS model predicts an ever-increasing shell speed at higher altitudes, until it reaches the polar wind speed, which is $\approx 125 \text{ km s}^{-1}$ according to the redshifted jet speed in DG Tau B (Eislöffel & Mundt 1998). In con-

² Note that $\tan 14^\circ \sim 1/4$ hence $V_Z(14^\circ) \approx 16/(\tau C)$, cf. Eq. 9

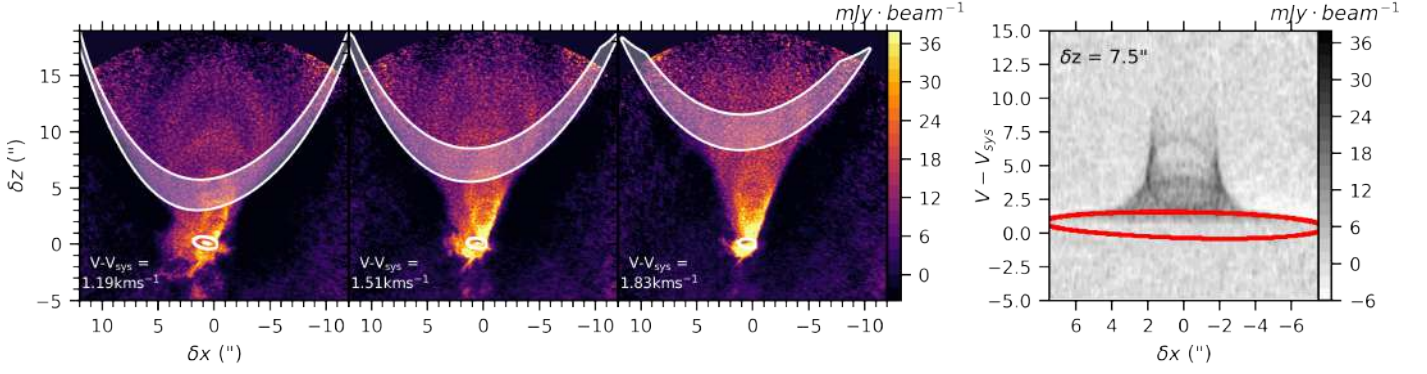


Fig. 5: *Left panels:* ^{12}CO individual channel maps at different line-of-sight velocities. The white contours trace the model of a wind-driven shell of parabolic shape defined by $C = 10^{-3} \text{ au}^{-1}$, dynamical age $\tau = 6000 \text{ yr}$ and specific angular momentum $j = 250 \pm 50 \text{ au km s}^{-1}$ with an inclination of $i = 117^\circ$. *Right panel:* Transverse Position-Velocity cut at $\delta z = 7.5''$ averaged over a slice of $\Delta Z = 0.2''$. The red ellipse traces the WDS model.

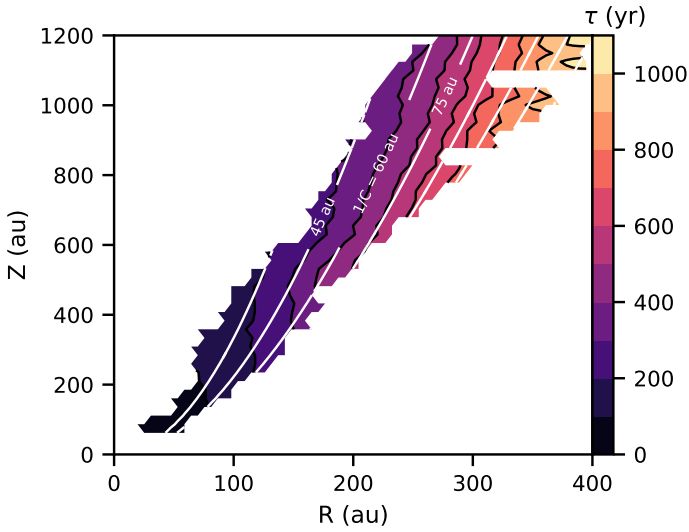


Fig. 6: In color is represented the dynamical time $\tau = Z/V_Z$ derived from the tomographic map of V_Z . The white lines correspond to a parabolic curve with $1/C$ varying from 30 to 135 au, in steps of 15 au.

Table 2: Parameters of parabolic wind-driven shells with collimated Hubble-law fitted to arches and cusps in Figure 7.

Name of model	C (au^{-1})	τ (yr)	η	$V_Z(\theta = 14^\circ)^a$ (km s^{-1})
WDS-A0	0.003	1600	0.6	16
WDS-A2	0.01	850	0.5	9
WDS-A3	0.02	500	0.5	7.5
WDS-U5	0.04	220	0.5 ^b	8.5

Notes. The collimated parabolic wind-driven shell model is described by Eq. 11: C is the inverse characteristic parabola size, τ the shell age along Z , η the V_R reduction factor ($\eta = 1$ for a radial flow).

^a $V_Z(\theta) = 1/(\tau C \tan^2 \theta)$ (see Eq. 9).

^b In the case of WDS-U5, we do not have any constraint on the aspect ratio, and set η at 0.5.

trast, the maximum line of sight velocity with detectable emission in our transverse PV cuts (averaged between the left and right sides) is found to stay roughly constant with altitude at $V_{\text{max}} \approx 8 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ (see Fig. 8b). Therefore, all successive WDS

should be truncated, or have their CO emission strongly suppressed, above the point where they reach $V_Z = V_{\text{max}}/\cos i \approx 18 \text{ km s}^{-1}$. This velocity limit is close to the molecule dissociation limit $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ in dense hydrodynamical shocks (see e.g. Wilgenbus et al. 2000). Therefore, the disappearance of CO emission above a certain speed might be explained by shock-dissociation of ambient CO. Figure 8c shows that the corresponding truncation region for the best-fit WDS models in Tab. 2 has a rough conical shape with $\theta \approx 9^\circ$.

Our ad-hoc modified collimated WDS model meets two serious issues, however.

- The model predicts a full ellipse in each channel map (white contours in Figure 7), which is not observed. In contrast, discrete structures highlight only a portion of ellipse, depending on the velocity range (see Figure 7 and Sect. 2): the ellipse top at low-velocities (arches), ellipse flanks at mid-velocities (fingers), and ellipse bottom at high-velocities (cusps). We find that a transition from arches at low velocity to cusps at high velocity can only be obtained if emission is restricted to a range of heights from z_{min} to z_{max} , as illustrated by the coloured contours in Fig. 7. Serious discrepancies still remain with observations, however: In the broadest shell, WDS-A0, the extents of Arch A0 and Cusp U1 require inconsistent ranges of emitting heights, and the predicted "fingers" at intermediate velocity are much wider than observed (see blue and green contours in middle row of Fig. 7). In the smaller inner WDS, full ellipses are still predicted in intermediate velocity channels, which are not observed (see yellow contours in bottom row of Fig. 7). The same problems remain even if we adopt conical shapes for the shells instead of parabolae, hence the above discrepancies appear intrinsically linked to the assumed Hubble-law dynamics.
- Another serious issue is that the best-fitting value of η in our modified collimated WDS models is always close to 0.5 (see Table 2). A ratio $V_R/V_Z = 0.5R/Z$ corresponds to a velocity vector locally tangent to the parabola. Hence the shell is not expanding but stationary. The physical justification for the Hubble law in the WDS model, namely a shell expanding at constant speed over time (Shu et al. 1991), is then no longer applicable. If the emitting material is moving parallel to the shell, a velocity increasing in proportion to distance would require, instead, a constant accelerating force of unknown nature operating out to 3000 au, which is totally unphysical.

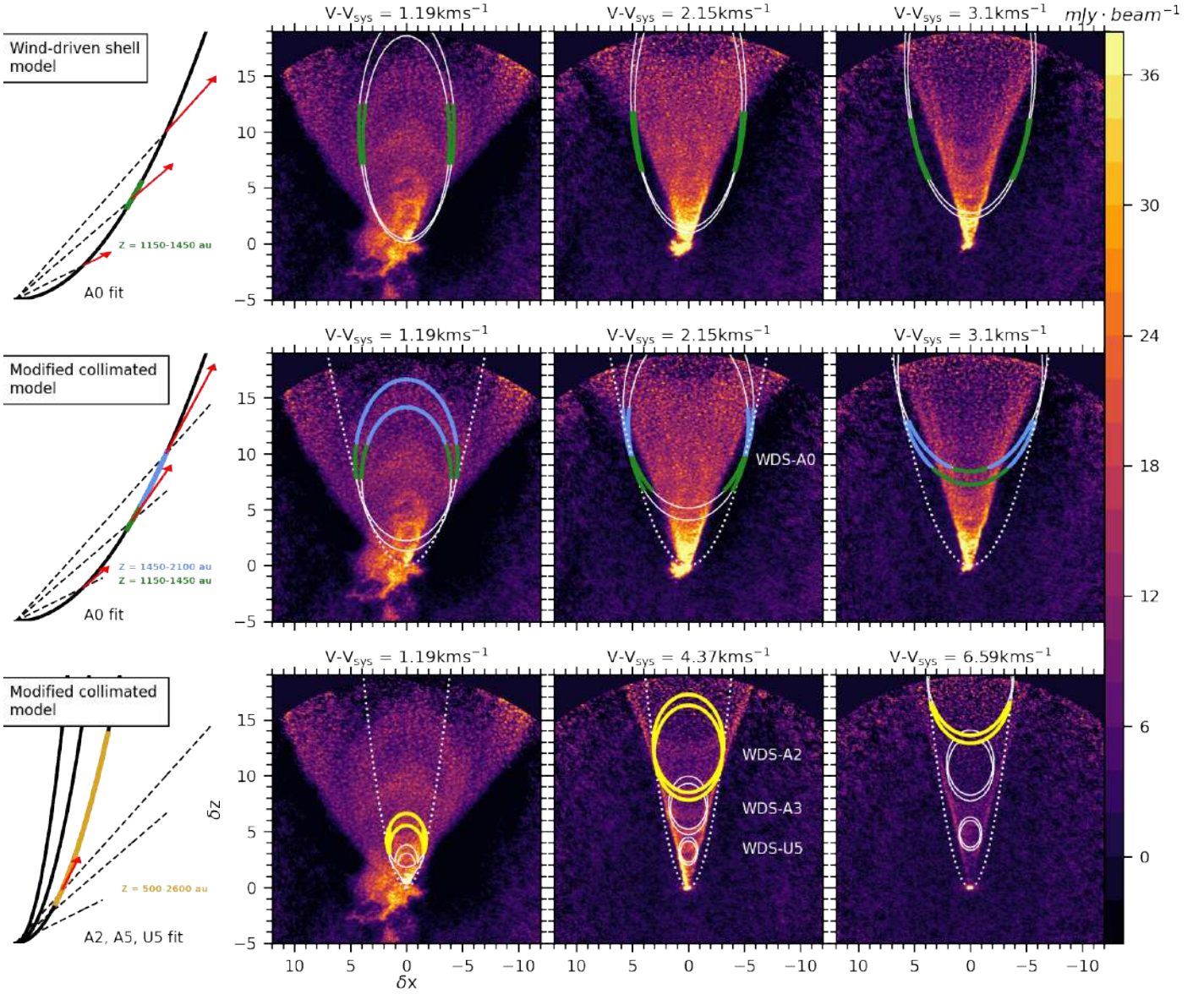


Fig. 7: Comparison of ^{12}CO channel maps at three different line-of-sight velocities (colour maps) with predicted ellipses for parabolic wind-driven shells with Hubble law (white contours). The model used on each row is sketched in the left-most panel. Top row: classical model with radial expansion (see Eq. 8 and Lee et al. 2000), *Middle and bottom rows*: modified model with "collimated" expansion (see Eq. 11). Green, blue and yellow contours highlight specific height ranges, indicated in the first column. White dotted lines outline the radial boundary defined by the shell ellipses with increasing velocity. Model parameters are listed in Table 2.

In summary, we find that only the outer faint, low-velocity flow in DG Tau B can be reproduced with the parabolic wind driven shell model with radial Hubble law proposed by Lee et al. (2000). In contrast, the bright conical outflow at mid to high velocity, although reminiscent of WDS models because of the apparent acceleration of its discrete structures, cannot be explained by such models, even when ad-hoc modifications to the kinematics, emissivity range, and shape are introduced. The model faces important issues which seem intrinsically linked to the Hubble-law dynamics. We discuss in Sect. 6.1 the implications of these results in the context of more general wind/jet driven shell scenarios.

5. Disk Wind modelling

In this section, and alternatively to the wind-driven shell models considered in Sect. 4, we investigate a simple kinematical disk wind model for the DG Tau B redshifted outflow where the conical morphology visible in Fig. 3 would trace the trajectory of CO molecules ejected from the disk. Although we cannot derive V_R in a model independent way, from the external contours of transverse PV diagrams (see Sect. 3), we showed in Sect. 2 the existence of brighter elliptical structures visible on transverse PV diagrams. Assuming that they trace each a specific layer of the flow along which V_Z and V_R stay roughly constant with height, we can fit these ellipses to derive both the V_R and V_Z components of the velocity (see Appendix C). Figure C.1 shows that the derived velocity directions are parallel to the conical contours of

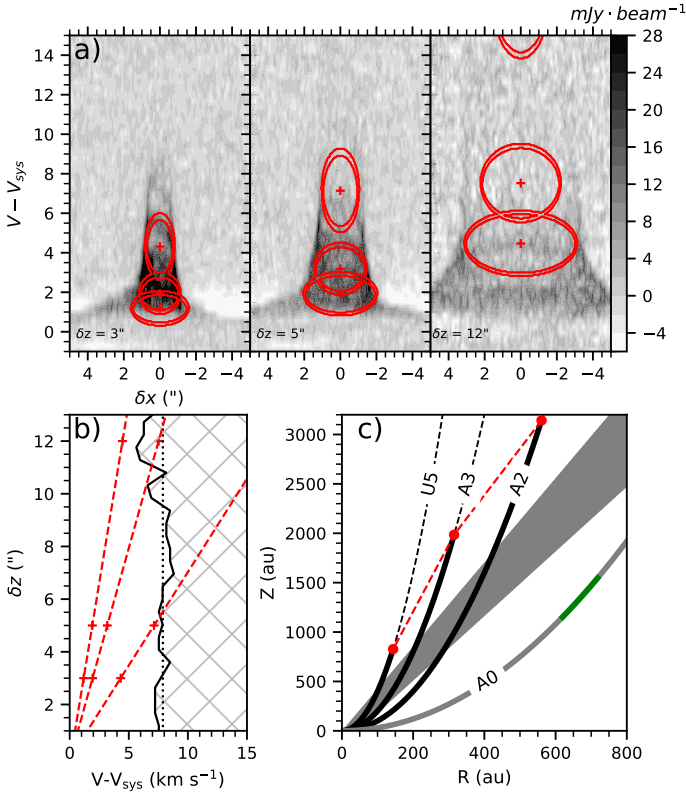


Fig. 8: a) Position-Velocity diagrams averaged over a slice of $\Delta Z = 0.2''$. The red contours trace solutions of collimated wind-driven shells used to fit A2, A3, and U5 (third line on Fig. 7). b) In black is represented the maximal velocity of emission of the PV diagram. In red is shown the center velocity of the ellipses on the PV diagrams. c) The gray region highlights the conical outflow domain. The black lines represent the parabolic morphology of the three solutions. The red dots show for each solution the region where the projected velocity reach V_{\max} .

constant V_Z . This comforts our hypothesis that the trajectory of the outflow could follow lines of constant V_Z . From this hypothesis, we can derive the collimation and kinematics of the streamlines using the tomography and create a synthetic datacube of the conical disk wind outflow.

5.1. Steady disk wind model

We make the assumption that the flow is axisymmetric and that the matter has reached its terminal velocity and has a constant poloidal velocity along its trajectory. We fit this trajectory by a conical surface defined by an angle θ from the Z -axis and an anchoring radius $r_{0,\text{geo}}$. We extract from the tomography the specific angular momentum, $j = R \times V_\phi$, along curves of constant V_Z (see Fig. 4) and derive a median value for each streamline. We define the uncertainty of this value as the standard deviation of specific angular momentum. We also compute the poloidal velocity $V_p = V_Z / \cos \theta$.

Figure 9 represents the derived values of $r_{0,\text{geo}}$, θ and $V_p \times j$ for each streamline of constant V_p . We fit the variation of anchoring radius $r_{0,\text{con}}$ with the poloidal velocity by a polynomial law. The variation of ejection angle θ is fitted by a power law. $V_p \times j$ is taken constant at $570 \pm 50 \text{ au km}^2 \text{ s}^{-2}$ for all the stream-

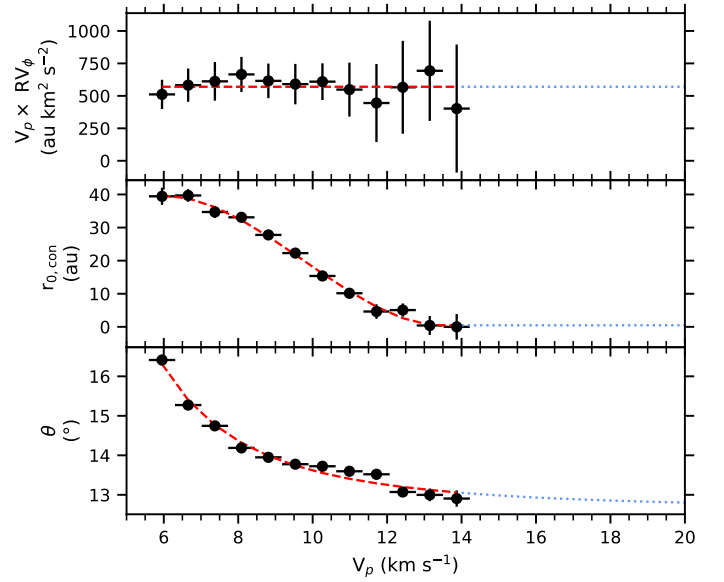


Fig. 9: Disk wind characteristics derived from the tomography along lines of constant V_Z . Red dashed curves show fits as a function of the poloidal velocity of the streamline V_p : the anchoring radius of the streamline $r_{0,\text{con}}$ was fitted by a third-order polynomial, the angle of the streamline with the flow axis θ by a power law and the product $V_p \times j$ by a constant value of $570 \text{ au km}^2 \text{ s}^{-2}$. Blue dotted lines represent the extrapolation used to model the high-velocity component that could not be mapped by tomography due to its low SNR.

lines. The fit were achieved using non-linear least squares, The equation are as follow :

$$r_0 \approx 0.18 - 5.33V_p + 44.29V_p^2 - 73.23V_p^3 \quad (12)$$

$$\theta \approx 12.63 + 348.57V_p^{-2.55} \quad (13)$$

$$j \times V_p \approx 570 \quad (14)$$

Here r_0 is in au, V_p in km s^{-1} , θ in degrees, and j in au km s^{-1} . We model the disk wind with axisymmetric conical streamlines with the dynamics and morphology laws derived in Fig. 9 and create a synthetic datacube of the conical outflow. We set the external and slower layer at $V_p = 6 \text{ km s}^{-1}$, corresponding to the smallest value that could be mapped with our tomography (see Sect. 3). We set the internal, faster velocity at 20 km s^{-1} . The parameters in the velocity range $V_p = 14 - 20 \text{ km s}^{-1}$, not covered by the tomography, are determined from an extrapolation of our fits (blue dotted line in Fig. 9). This extrapolation is done in order to describe the almost-vertical high-velocity component not described by the tomography due to insufficient SNR. For each layer, we set the initial value of $V_\phi(R)$ assuming $V_p \times j = 570 \text{ au km}^2 \text{ s}^{-2}$ (see Fig. 9). We assume optically thin emission throughout the outflow, which is justified by the observed ratios of $^{13}\text{CO}/^{12}\text{CO}$ (see DV20). We do not consider a variation of emissivity with radius of ejection nor with height (see Sect. F). Proper modeling would require CO chemistry and temperature profiles, which is well beyond the scope of this paper. Projection and beam convolution effects are also taken into account.

Figure 10 shows synthetic channel maps and PV diagrams for our model compared with observations. The global morphology of the outflow at $(V - V_{\text{sys}}) > 2 \text{ km s}^{-1}$ as well as its variation

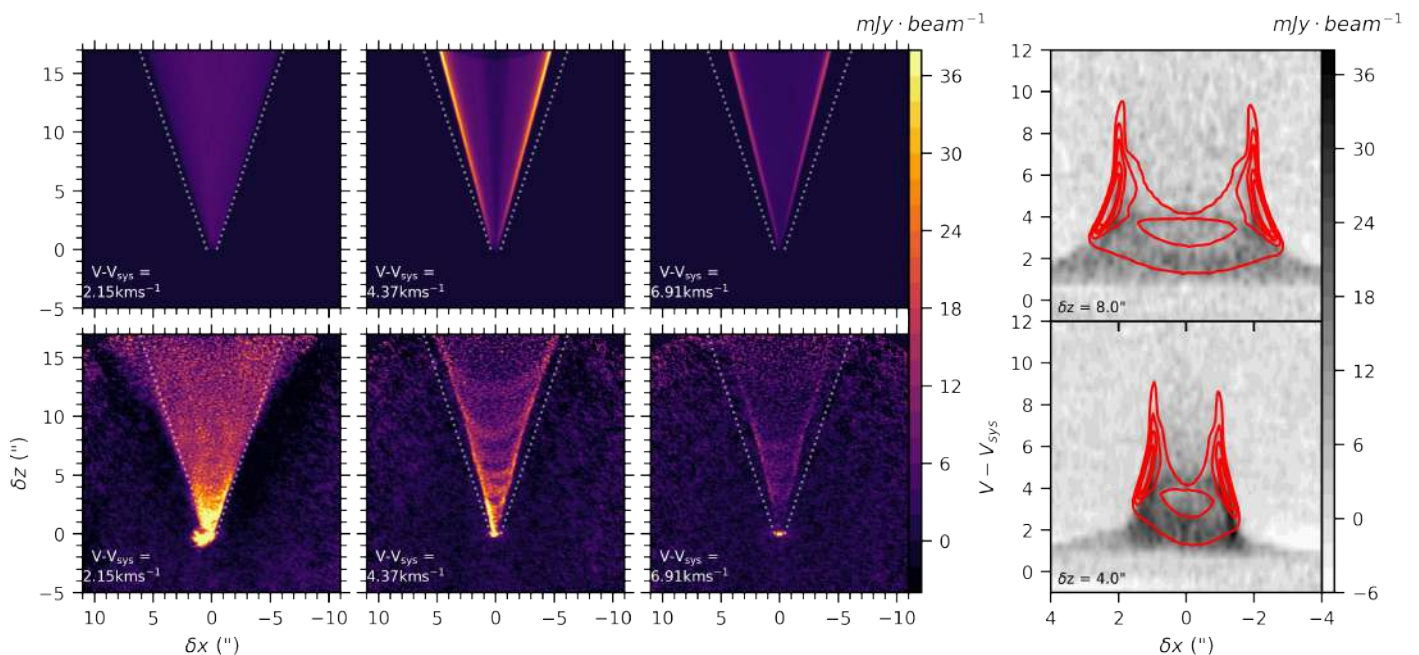


Fig. 10: *Left panels:* Individual ^{12}CO channel maps computed from the global disk wind model at selected line of sight velocities (top row) and compared to observations (bottom row). The color scale is the same for all the channel maps. *Right panels:* Position-Velocity diagrams at two positions along the flow and averaged over a slice of $\Delta Z = 0.2''$. The background greyscale image shows the observations and the red contours trace predictions from the disk wind model.

with line-of-sight velocity are well recovered as expected since we use the tomographic results to constrain the wind collimation and kinematics.

This model does not attempt to describe the extended outflow surrounding the cone at low velocities ($V - V_{\text{sys}} = 1.15 \text{ km s}^{-1}$ (see Sect. 2, Fig. 10). To describe completely this extended low-velocity component, we would need to extrapolate the disk wind model at larger ejection radii. However, as this component falls at absorbed cloud velocities, we are not able to derive model-independent constraints on the dynamics of this component. Proper modeling would require time-consuming and uncertain parameter space exploration. We choose therefore to focus in the following on the conical outflow; nonetheless, the disk wind could be more extended radially than we describe with our current modelling.

Although effective to describe the global morphology of the outflow, our simple axisymmetric and steady disk wind model does not reproduce the different sub-structures identified in our observations: Cusps and Arches and the local deviations of specific angular momentum at $Z \approx 600$ and 1000 au . In the following sub-sections, we discuss two small perturbations of our disk wind models which could explain the various sub-structures observed.

5.2. Wiggling of the flow axis

Although we do not detect a clear signature of wiggling in our data, we cannot exclude a small amplitude wiggling of the CO axis $< 0.5^\circ$ (see Appendix A). A wiggling of the outflow axis could explain the variations observed on the specific angular momentum tomographic map. Indeed, in order to determine the specific angular momentum using Eq. 7, we assumed that the center of the layer is located at $\delta x = 0$ at all heights. If the center is shifted towards $\delta x > 0$ or $\delta x < 0$, the specific angular momentum computed with our method will be respectively higher or

lower than the true value. This effect is more critical if the PV diagram shows a strong velocity gradient, which is the case for DG Tau B. In this section, we investigate this effect, and show that small amplitude wiggling may also create the sub-structures observed (Cusps, Fingers and Arches).

We modify the disk model presented in Sect. 5.1 to add a precession of the outflow axis. Each conical layer of the outflow precesses with an angle α and a precession period τ_p . This is an extension of the model developed by Masciadri & Raga (2002) for jets, modified to take into account the conical morphology of the outflow and inclination from the plane of the sky. We modeled both a prograde and retrograde precession. However, due to the small value of α in our models, the two models give very similar results. We present here results for the prograde model only. We first assumed that all disk wind layers precess with the same α and the same precession period τ_p . Due to the velocity shear across the outflow, the spatial period $\Lambda_p = \tau_p \times V_p$ will then vary between layers according to the poloidal velocity. We also investigated a precession model where the spatial period Λ_p is constant across all streamlines. A constant Λ_p would correspond to a variation of precession period as $\tau_p \propto V_p^{-1} \propto r_0^{0.5}$. We fitted visually τ_p and Λ_p to best reproduce the location of the two extrema variations in the specific angular momentum map separated by $\approx 400 \text{ au}$. For each model, we computed synthetic datacubes and derived the specific angular momentum map using the same method used in Sect. 3 for the observations.

Fig. 11 shows the resulting channel maps and the specific angular momentum maps for the two precession models (constant τ_p and constant Λ_p) with two different precession angles (0.2 and 0.5°) compatible with the upper limit derived for the CO outflow axis wiggling in Annex A.

Precession models with constant $\tau_p = 400 \text{ yrs}$ successfully reproduce the channel maps morphology, in particular the cusps at high-velocity and arches at low velocities (see Fig. G.1). A best match to the intensity contrast is obtained for $\alpha = 0.5^\circ$.

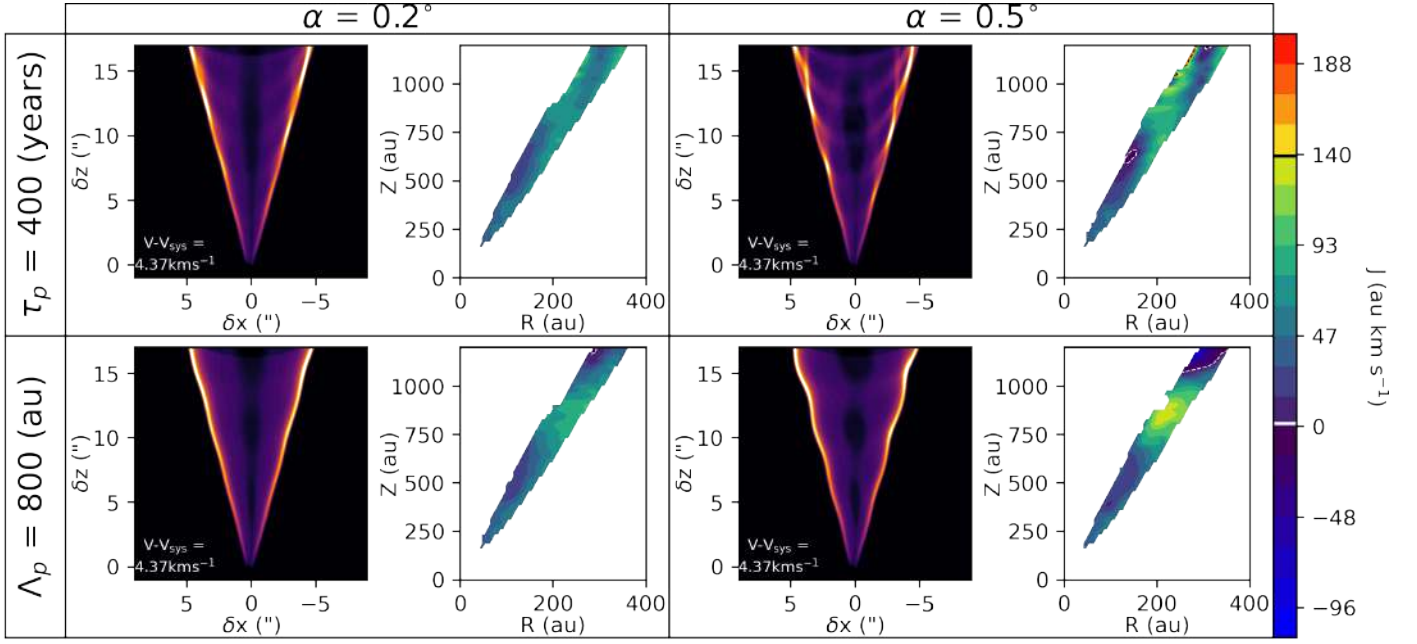


Fig. 11: Synthetic datacubes computed from the generic disk wind model with axis precession: with a precession angle of 0.2° (left panels) and 0.5° (right panels) and assuming a constant precession period $\tau_p = 400$ yrs (top row) or a constant precession spatial wavelength $\Lambda_p = 800$ au (bottom row). For each model are shown both a channel map at $(V - V_{\text{sys}}) = 4.37 \text{ km s}^{-1}$ and the corresponding tomography of j derived with the method described in Sect. 3. The color scale of j ranging from 0 to 140 au km s^{-1} is identical to the color scale of Fig. 3.

However, the resulting map of specific angular momentum j is not fully consistent with our observations. Indeed, as Λ_p is different for each layer, the perturbations of specific angular momentum are not localized at one specific height, as in the observations.

The modified model with constant $\Lambda_p = 800$ au for all layers better reproduce the positions of the two perturbations/extrema at $Z = 600$ and $Z = 1000$ au in the specific angular momentum map. However, the cusps have a lower intensity contrast than observed, even with the maximum allowed wiggling angle of 0.5° . In addition, this model predicts clear detectable wiggling on the edges of the cone in channel maps, which is not seen in the observations. A model in between these two extremes, i.e. with $\alpha \simeq 0.5^\circ$ and a precession period τ_p increasing more slowly than $r_0^{0.5}$ may better account for all observational properties.

A remaining discrepancy with observations is that none of the wiggling models reproduce the short spacing of $\simeq 1.5'' = 200$ au between the inner cusps, as well as the apparent increase of cusp separation with distance from the source (see Tab. 1, Fig. G.1), although this latter effect is mostly seen in the farthest cusp A0 and may result from a lack of sensitivity. The constant Λ_p model predicts a projected separation between the cusps of $\Lambda_p \sin(i)$, corresponding to $\simeq 5''$, while the constant τ_p model a twice smaller separation typically.

However, we stress that our wiggling models are probably too simplistic as they do not take into account the (magneto)-hydrodynamical interactions between the layers. Masciadri & Raga (2002) have shown that simulations depart rapidly from analytical solutions in the case of jet wiggling due to precession. This difference is potentially even greater with a shearing outflow. Dedicated numerical simulations are required to fully test this scenario. We discuss in Section 6 possible wiggling mechanisms and their implications.

5.3. Emissivity enhancements in the disk wind

In this section, we investigate an alternative model where cusps and arches are created by localized emissivity enhancements in the conical disk wind. We first derive their location from the tomography, assuming that they are axisymmetric, and then create a synthetic datacube to compare with our observations.

Figure 12 shows the projected velocity on-axis at $\delta x = 0$ for the front side and the back side ($\phi = \pm \frac{\pi}{2}$) of each conical wind layer in our model, predicted from Eq. 3. We also represent the domain of line of sight velocities where arches and cusps positions could be measured in channel maps as described in Sect. 2. The cusps observed at $(V - V_{\text{sys}}) > 5 \text{ km s}^{-1}$ could not be characterized in Sect. 2 because of low SNR.

Figure 12 shows that if the observed sub-structures are due to axisymmetric emissivity enhancements in the conical outflow, the cusps come from the back side ($\phi \approx -\frac{\pi}{2}$) and the arches from the front side ($\phi \approx +\frac{\pi}{2}$) of the enhanced ring. Figure 12 also shows that wind layers with poloidal velocities $V_p > 9 \text{ km s}^{-1}$ are not located on the arch domain, and are located on the low SNR cusp domain, which would require weaker emissivity enhancements in the fastest internal layers.

Each cusp was characterized by its projected height at $\delta x = 0$ at a specific projected line of sight velocity V_{los} . The projected height of the cusp corresponds to an equation $Z(R)$ derived from Eq. 2, with $\phi = -\frac{\pi}{2}$. Similarly, the projected velocity of the cusps corresponds to a poloidal velocity as shown in Fig. 12 and assuming V_R , a conical line of constant V_Z in the tomography. By consequence, we can associate the cusp observed in a given channel map to a (R, Z) location on the V_Z tomography. This location would be the intersection between the $Z(R)$ equation derived from the projected height, and the conical line derived from the projected velocity.

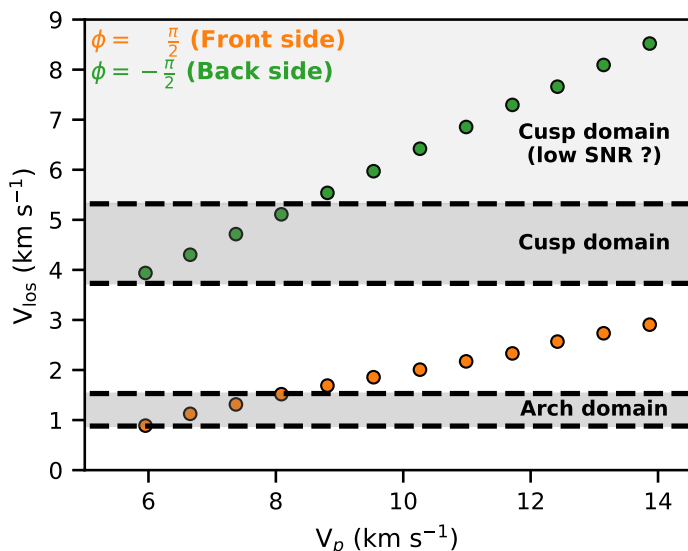


Fig. 12: Line-of-sight velocity of the front side (orange circles) and the back side (green circles) of the model disk wind streamlines as a function of their poloidal velocity. In grey are represented the line of sight velocity ranges where the arches and cusps are observed (see Annex B). In light-grey is represented the low-SNR domain where the cusps could not be characterized.

Figure 13 shows the tomography of the conical outflow using equations from Fig. 9 for extrapolation at $Z > 1200$ au. The white dots correspond to the solutions (named SU0 to SU5) for the cusps heights on axis identified in the channel map at

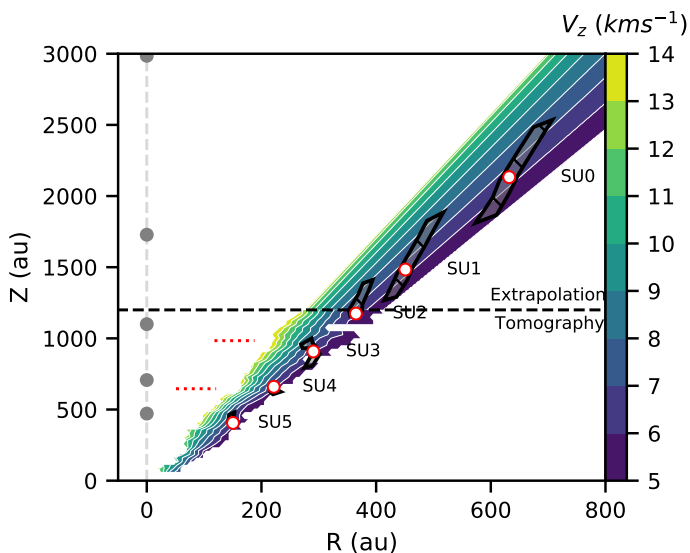


Fig. 13: Tomographic map of V_z from Fig. 3 extrapolated from $Z = 1200$ au to $Z = 3000$ au using the conical wind model from Fig. 9. Gray hatched regions named SU0-5 represent the locus of emissivity enhancements required to explain the cusps on-axis positions at $V - V_{\text{sys}} = 3.73 - 5.32$ km s $^{-1}$ (See Fig. B.1). White dots represent the solutions for the cusps at $V - V_{\text{sys}} = 4.37$ km s $^{-1}$. Red dotted lines indicate the height of the two extrema in specific angular momentum (from Fig. 3). The grey points located on the $R = 0$ axis represent the positions of jet knots observed by Podio et al. (2011).

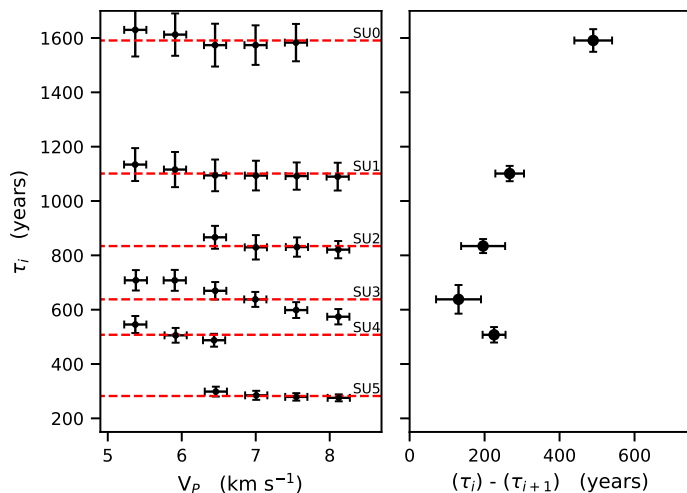


Fig. 14: *Left panel*: Dynamical age $\tau = \frac{Z}{V_z}$ of the enhancements SU0-5 as a function of V_p . The red dotted line represents the mean value. *Right panel*: Dynamical age versus timescale between adjacent cusps ($\tau_i - \tau_{i+1}$). The uncertainties are determined by propagating the error of the cusp positions.

($V - V_{\text{sys}} = 4.37$ km s $^{-1}$). We were able to follow 6 different cusps in up to 6 different channel maps, which allowed us to reconstruct the shape for some of these enhancements, shown as hatched areas in Figure 13. The apparent acceleration of the cusps seen in channel maps can be readily reproduced, in this disk wind model, by axisymmetric emissivity enhancements that cross obliquely the flow streamlines. The upward shift of each cusp at higher velocity (apparent acceleration) is simply a result of the velocity shear across flow streamlines. It does not require a Hubble law dynamics in the underlying flow.

Interestingly enough, the density enhancements SU3-4 are located close to the two extrema of specific angular momentum, at $Z = 600$ and 1000 au, suggesting a possible link. We cannot probe the shape of the emissivity enhancements for $V_p > 9$ km s $^{-1}$, due to the low SNR of the cusps at the corresponding projected velocities ($V - V_{\text{sys}} > 5.32$ km s $^{-1}$ (see Fig. 12).

We compute the dynamical age of these emissivity enhancements with $\tau_w = \frac{Z}{V_z}$. This value would give the true dynamical age of the enhancement if it is created by variability of ejection from the disk surface. The derived values of τ_w for cusps visible on multiple channel maps is shown on Fig. 14. The dynamical age is almost constant within each cusp with only a slight decrease with increasing poloidal velocities, especially for U3 & U4. The difference in dynamical ages between two successive cusps varies from 190 to 490 years and roughly increases linearly with the age.

These solutions were determined using only the properties of the cusps on-axis (at $\delta x = 0$), corresponding to $\phi = -\frac{\pi}{2}$. In order to check if the reconstructed enhancements are consistent with the full cusp morphology in all channel maps, we develop a 3D model where we modify the emissivity profile of the synthetic disk wind model presented in Sect. 5.1. We multiply the underlying DW emissivity profile by Gaussian components representing the emissivity enhancement. We use the mean τ_i values derived from Fig. 14 to determine the location of the enhancements along each wind streamline. In order to reproduce the observed width and intensities in the channel maps, we set the FWHM of the Gaussian component at 23 years and the maximal emissivity enhancement at $G_i = 3$. We introduce these enhancements only

in the external layers of the outflow ($V_p < 9 \text{ km s}^{-1}$), since we do not have constraints on their location at higher velocities. Figure 15 shows computed and observed channel maps at different line-of-sight velocities. The contour of the modelled enhancement SU0 is also represented on top of the observations. This model successfully reproduces the morphology of the cusps as well as their apparent offset from source with increasing velocity. Interestingly enough, the model used to reproduce the cusps also matches the arches at low velocity, with the locations of the apexes consistent with our observations (see Fig. G.1). The intensity contrast is also roughly recovered with our G_i value, meaning that the outflow brightness is locally multiplied by ≈ 3 .

The channel map at $(V - V_{\text{sys}}) = 1.51 \text{ km s}^{-1}$ shows that only the top of the arches is reproduced. Indeed, the flanks of the largest arches are wider than the conical flow region modelled by our disk wind in Fig. 9. In order to fit completely the arches, we would need to extend our perturbed disk wind model to larger opening angles and lower poloidal velocities. However, due to cloud absorption at low velocities $< 2 \text{ km s}^{-1}$, we do not have model-independent tomographic constraints on the streamline shape and kinematics in this slow external flow. Therefore we cannot determine a reliable solution for the emissivity enhancements producing these arch flanks.

6. Discussion

In this section, we use the results of our parametric modelling of the flow (Sections 4,5) and tomographic study to critically discuss two possible origins for the small-scale redshifted CO outflow in DG Tau B :

- a stacking of multiple shells swept-up driven by an inner wind (or jet), without any contribution from an extended disk wind (Sect. 6.1),
- an extended disk wind (Sect. 6.2), with internal perturbations causing the observed sub-structures (Sect. 6.3).

We find that our measurements of rotation add stringent constraints on each of these scenarios, and we discuss physical implications for the ejection process and its relation to the disk accretion process.

6.1. A stacking of wind-driven shells ?

We discuss here a scenario where the redshifted CO outflow in DG Tau B can be accounted for by a stacking of multiple swept-up shells resulting from the interaction of an episodic wide-angle wind (or jet) with the ambient medium. Such a scenario was recently proposed by Zhang et al. (2019) to reproduce the multiple shell structures at the base of the HH46/47 outflow. They found good agreement with the wind-driven shell (WDS) model of Lee et al. (2000, 2001), namely a parabolic layer undergoing radial expansion following a "Hubble-law" $\mathbf{V} \propto \mathbf{r}$.

Below we summarize the key successes and failures encountered in Sect. 4 by the same WDS model when applied to the various flow components in DG Tau B, and we show that our rotation measurements raise additional issues for this model in terms of cavity refilling.

6.1.1. Outer flow component

In Sect. 4.1, we found that the morphology and kinematics of the low-velocity outflow can be well reproduced by the simple WDS

model of Lee et al. (2000). We now examine whether a wind-driven shell origin is physically consistent with the large specific angular momentum inferred from our modeling, $j_{\text{outer}} \approx 250 \pm 50 \text{ au km s}^{-1}$, in the same sense as the disk (see Sect. 4.1).

Studies of rotation signatures in prestellar and protostellar cores show that specific angular momentum stops decreasing with radius below scales $\leq 3000 \text{ au}$ and becomes roughly constant (Ohashi et al. 1997; Gaudel et al. 2020). This "plateau" is interpreted as the region where infall motions start to dominate, and specific angular momentum is roughly conserved along streamlines. Depending on the object, the specific angular momentum in the "plateau" is $\approx 40\text{--}400 \text{ au km s}^{-1}$ ($0.2\text{--}2 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$, Gaudel et al. 2020). Our estimate for the outer flow in DG Tau B, $j_{\text{outer}} \approx 250 \pm 50 \text{ au km s}^{-1}$ falls well within this range. In addition, infall signatures were identified around DG Tau B at large polar angles $\theta \approx 70^\circ$ (DV20). No such signatures were seen at smaller polar angles, but rotational flattening predicts lower envelope densities there (Ulrich 1976), hence they might be too faint for detection. It thus appears promising to consider that infalling material might dominate the rotation in the outer CO layer.

Strictly speaking, the radial expansion with Hubble law assumed in the WDS model of Lee et al. (2000) is only valid for a static ambient medium with a $1/r^2$ radial density decrease³. A rotating infalling envelope, in contrast, has a non-radial motion and a flatter radial density law $\propto 1/r^{1.5}$ (Ulrich 1976). However, the calculations of López-Vázquez et al. (2019) for such an ambient medium show that the WDS expansion remains quasi radial, except close to the midplane, and with almost constant speed after 200 yrs. Our simple model in Sect. 4.1 thus remains roughly valid if the wind expands into an infalling envelope.

Using the shell rotation speeds computed by López-Vázquez et al. (2019), we expect a shell specific angular momentum close to that of the infalling material immediately ahead of it. Therefore, we consider in Figure 16 the spatial distribution of specific angular momentum in a rotating, free-falling envelope from Ulrich (1976), with a centrifugal radius $R_d = 700 \text{ au}$ and central mass $M_\star = 1.1M_\odot$ appropriate to DG Tau B (DV20). The predicted j values along the fitted parabolic outer flow boundary are very similar to the observed one, j_{outer} . This detailed comparison confirms that an infalling envelope in DG Tau B, if present up to polar angles $\theta \approx 30^\circ$, could provide enough specific angular momentum to explain the rotation in the outer CO layer.

A serious issue with this interpretation, however, is the young inferred shell age, $\tau = V_z/Z = 6000 \text{ yrs}$ (cf. Section 4.1), much younger than the true age of DG Tau B.

A first way out of this "short age problem" would be that the wind/envelope interface in DG Tau B is not expanding, but static. A static shell may form when mixing between the wind and the ambient material is not instantaneous, as assumed in most WDS models, but very gradual. Shocked ambient material is then slowly entrained along the shell surface by the shocked wind in a thin turbulent mixing-layer. The static shell shape and mixing-layer properties were recently computed in the case of a free-falling rotating envelope by Liang et al. (2020). Using again $R_d = 700 \text{ au}$ and $M_\star = 1.1M_\odot$ for DG Tau B (DV20), the specific angular momentum in the mixing-layer is predicted to be $j \approx 0.15 \sqrt{GM_\star R_d} \approx 120 \text{ au km s}^{-1}$, twice lower than estimated

³ A static medium ensures that, after full mixing, the shell expands in the same radial direction as the wind, while the $1/r^2$ ambient density decrease ensures that the expansion speed is constant over time (the density ratio between the wind and ambient medium being independent of radius); both properties then together yield the "Hubble law" $\mathbf{V} = \mathbf{r}/\tau$ (Shu et al. 1991; Lee et al. 2001)

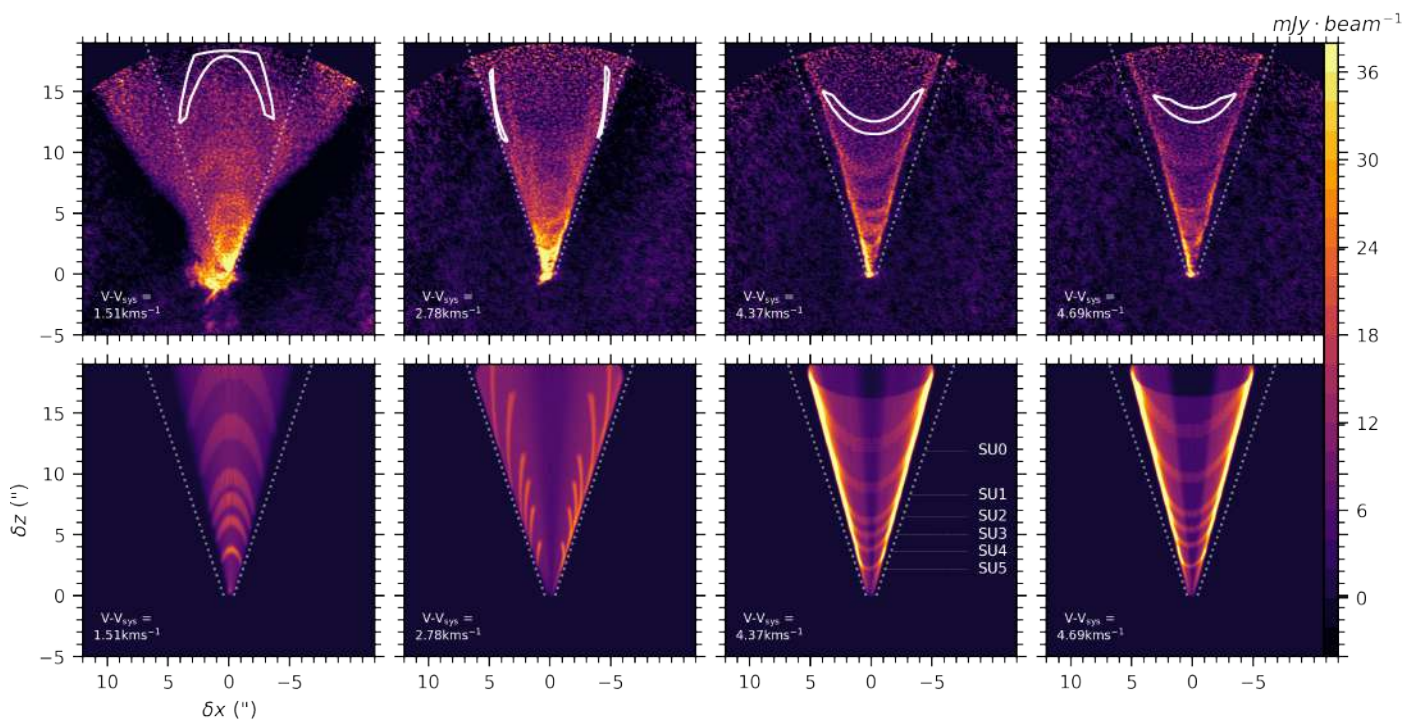


Fig. 15: ^{12}CO channel maps at selected line of sight velocities for the steady conical disk wind model (bottom row) and observations (top row). White contours highlight the predicted emission from the modelled density enhancement SU0. The intensity color scale is the same for all channel maps.

in the outer flow. Therefore, a static wind/envelope interface does not seem able to explain the rotating outer flow.

A second way out of the short age problem would be that the outer flow component does not trace the first wind encounter with the infalling envelope, but a more recent wind outburst from 6000 yrs ago. To provide its high angular momentum material to the young shell, however, the infalling envelope should somehow manage to penetrate and "refill" all the older shells created by previous (unobserved) wind outbursts.

Whether such an efficient cavity refilling by the envelope is physically possible on ≤ 6000 yr timescales is a difficult open question, well outside the scope of the present paper. As shown below, the issue of cavity "refilling" becomes even more acute when the WDS scenario is applied to the inner conical flow.

6.1.2. Inner conical outflow

In contrast to the outer flow component, we found in Sect. 4.2 that the morphology and kinematics of the inner conical outflow and its bright sub-structures (arches, fingers and cusps) could not be reproduced by the model of parabolic WDS with radial Hubble-law used by Lee et al. (2000) and Zhang et al. (2019), even after several ad-hoc modifications. We identified two serious issues: (1) The observed aspect ratio of arches in channel maps at low velocity is significantly shorter than predicted by the original model (ellipse aspect ratio = $1/\cos i$); it could be reproduced by a more collimated WDS model where the flow is parallel to the parabola; but that is no longer physically consistent with a Hubble law velocity field, which requires an expanding shell (Shu et al. 1991). (2) The shell models fitting the arches at low-velocity and cusps at high velocity do not agree with the observed emission morphology at mid-velocities, predicting fingers that are broader than the cone, or full ellipses that are not seen.

We found that assuming a conical shell instead of a parabolic one, but keeping a Hubble-law, still creates the same problems. They appear intrinsically caused by the Hubble-law velocity field, regardless of the shell detailed morphology. Therefore, any model where the shell is expanding quasi-radially and at nearly constant speed over time will fail to reproduce our observations. This, in particular, discards all models where the wide-angle wind and the ambient medium share a similar power-law in r , and where they instantly mix in the shell (eg. the models of López-Vázquez et al. 2019; Shang et al. 2006).

The static shell model of Liang et al. (2020), with no instant mixing, predicts a velocity field independent of height that would avoid the above-mentioned problems caused by a Hubble law. On the other hand, this model predicts a shell anchored near the centrifugal radius $R_d \simeq 700$ au (DV20), while the conical flow has a much smaller anchoring radius (≤ 50 au, DV20).

A shell driven by large jet bowshocks (instead of a radial wind) might perhaps give a better fit to our observations. Unfortunately, while the shell shape and kinematics are well modeled in the case of a uniform medium, they have not been computed yet when the jet propagates in a strongly stratified ambient core or in an infalling envelope. Hence we cannot presently test this option, whose investigation is left to future work.

Below, we show that the specific angular momentum measured in the conical outflow by tomography, $j_{\text{cone}} \simeq 40 - 100$ au km s $^{-1}$ (see Fig. 3), raises additional issues for the swept-up shell scenario.

We first note that a wide-angle "X-wind" cannot explain the observed rotation in the conical outflow; with a launching radius $\simeq 0.05 - 0.1$ au from the central protostar and a wind magnetic lever arm parameter $\lambda = j_X/j_{\text{Kep}} \simeq 3$ (Shang et al. 1998), its specific angular momentum is predicted at $j_X \simeq 20 - 30$ au km s $^{-1}$, a factor 2–3 times less than observed. In addition, the wind cannot dominate the swept-up shell mass unless it is slower than

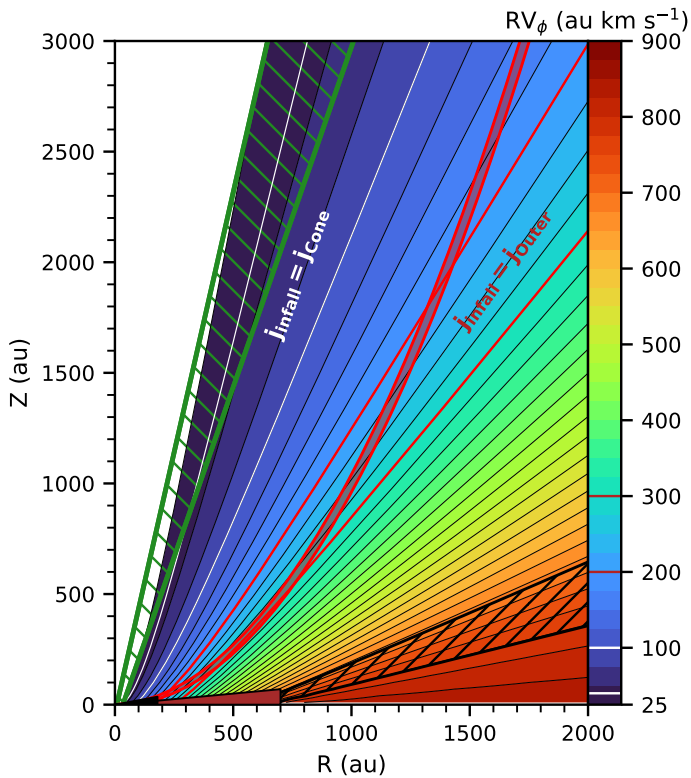


Fig. 16: In color is shown the specific angular momentum of a model of ballistic rotating infall, following equations from Ulrich (1976) with $R_d = 700$ au and $M_\star = 1.1M_\odot$. The angular momentum varies from 25 au km s^{-1} to 900 au km s^{-1} . The green hatched and red filled regions represent respectively the limits of the conical outflow derived from the tomography in Sect. 3 and the parabolic shape of the classical Hubble-law Wind-Driven Shell model fitted to the external CO outflow. The white and red contours outline the infalling streamlines with a specific angular momentum similar to the conical outflow $j = 40 - 100$ au km s^{-1} (white), and to the Wind-Driven Shell model $j = 200 - 300$ au km s^{-1} (red). The black hatched region outline the streamlines with initial $\theta_0 = 70 \pm 5^\circ$ reproducing the infall signatures seen in DG Tau B (DV20).

twice the shell speed⁴, which in the present case would require $V_w \leq 15$ km s^{-1} (see Table 2). This would be inconsistent with a wind originating from close to the protostar. The "X-wind" model, for example, has $V_w \approx 150$ km s^{-1} (Shang et al. 1998).

The low observed expansion speeds $\approx 6 - 14$ km s^{-1} in the conical flow (see Fig.3) would be more consistent with jet bowshocks dominating the shell mass. A jet magnetic lever arm parameter $\lambda \approx 9$ would then provide enough angular momentum. Such a scenario, however, cannot explain why regions of lower speed in the conical flow have inversely higher specific angular momentum (see Fig. 3). In a jet bowshock, lower speeds arise where more ambient mass has been swept-up. Assuming the ambient medium provides no angular momentum, the jet angular momentum would get more diluted, and the shell specific angular momentum would drop, instead of increasing. We conclude

⁴ ram pressure equilibrium between the reverse shock in the wind and the forward shock in the static ambient medium imposes $\rho_w(V_w - V_s)^2 = \rho_a V_s^2$, where V_w and V_s are the wind and shell speeds, and ρ_w and ρ_a are the wind and ambient density. The mass-flux entering the shell from the wind side will then dominate over the swept-up mass if $(V_w - V_s) < V_s$.

that the observed rotation in the conical flow cannot come from an inner wind or jet.

To reproduce the observed conical flow rotation in the swept-up shell scenario, we would thus need an external medium with an important angular momentum.

The infalling rotating envelope is an obvious candidate. However, the observed specific angular momentum in the conical flow is twice larger than predicted, in the same region, by the Ulrich infalling envelope model (see Figure 16). In addition, it is unclear how infalling matter could penetrate and "refill" the space between the closely spaced shells producing the cone sub-structures, especially when the region immediately outside the conical flow is instead in outflow motion (see Figure 5).

An alternative would be that the swept-up material originates from the rotating disk atmosphere, at radii $R_0 \approx j^2/(GM_\star) \approx 2-9$ au. The problem would then be to refill the cleared cavities between shells with a "new" static disk atmosphere. We note that our three shell models fitting the sub-structures in the conical flow have remarkably identical expansion speeds within 1 km s^{-1} (see last column of Table 2 for WDS-A2, WDS-A3 and WDS-U5). Assuming that the corresponding wind/jet outbursts were of similar strength, it implies that they met an identical ambient density ahead of them, hence the atmosphere refilling process should be extremely efficient. This appears difficult to achieve unless a large-scale disk wind is present.

Realistic simulations of the interaction between an episodic inner wind / jet with an infalling rotating envelope and the disk atmosphere will be required to definitely exclude that swept-up shells with enough angular momentum and appropriate kinematics could be generated. However, at this stage and taking into account all the above-mentioned difficulties, we do not favor this scenario as the origin of the small-scale rotating CO outflow in DG Tau B. In the next section, we discuss an alternative scenario where this rotating outflow traces a (perturbed) extended disk wind.

6.2. The disk wind scenario: constraints on the driving mechanism

We therefore favor the scenario in which the inner CO conical outflow traces matter directly ejected from the disk. We showed in Sect. 5 that the stratified kinematical structure derived for the conical outflow is suggestive of a quasi-steady disk-wind. In this section, we discuss constraints on the driving mechanism. Disk winds come in different flavors, depending on the main physical mechanism responsible for driving the flow: pure thermal effects in photo-evaporated disk winds (PDW) (Alexander et al. 2014), cold magneto-centrifugal ejection (Pudritz et al. 2007) or a combination of the two processes in the so-called warm or magneto-thermal disk winds (Casse & Ferreira 2000; Bai et al. 2016). In the following we will refer to the two last classes of magnetized disk winds as MHD DW.

6.2.1. Photo-evaporated disk winds

In photo-evaporated disk winds (hereafter PDW), the high energy radiation (UV and/or X-rays) of the central accreting protostar heats the surface layers of the disk to high temperatures (10^3-10^4 K) up to significant radial distances. Beyond the gravitational radius $r_g = (GM_\star)/c_s^2$, where c_s is the sound speed in the upper disk surface layers, thermal energy will exceed the gravitational binding energy. Numerical simulations have shown that significant mass loss starts before r_g , at the critical radius

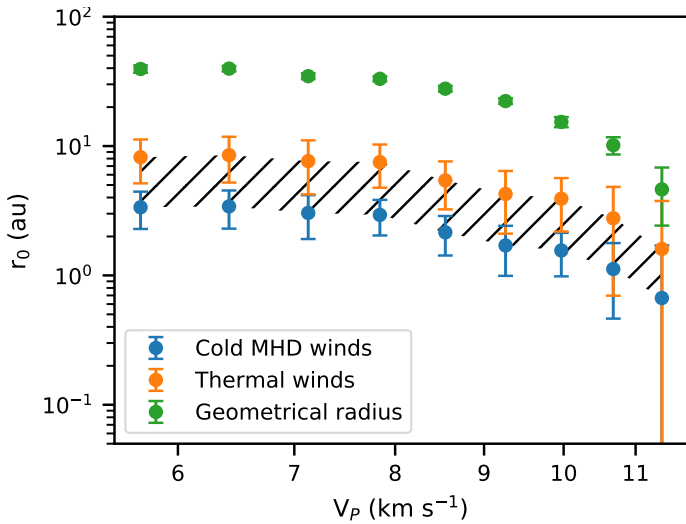


Fig. 17: Estimate of the launching radius as a function of the poloidal velocity of the streamline under different approximations: conical extrapolation for the geometrical radius (green circles), steady thermal ejection conserving angular momentum (orange circles) and steady cold magneto-centrifugal ejection (blue circles). See text for more details. We do not derive the launching radius for the largest poloidal velocities due to the large uncertainties.

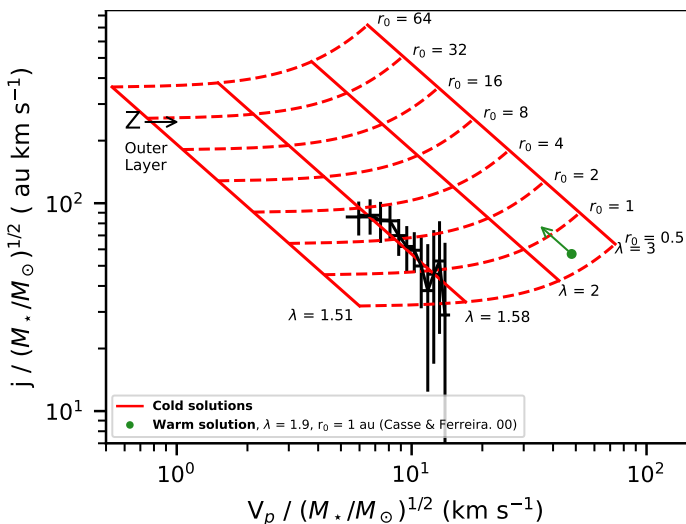


Fig. 18: Specific angular momentum $j = R \times V_\phi$ vs poloidal velocity V_p . The black symbols represent values derived from the tomography and averaged along lines of constant V_Z , with their uncertainty. Red curves show the expected relation from steady self-similar cold magneto-centrifugal disk winds with r_0 varying from 0.5 to 100 au and λ between 1.52 and 2.3 from Ferreira et al. (2006). The green dot corresponds to a warm solution from Casse & Ferreira (2000) with $r_0 = 1$ au and $\lambda = 1.9$. The green arrow shows the path followed by the solution with an increase of r_0 . The grey box represents the estimated specific angular momentum for the outer low velocity layer on Sect. 4.1, taking a maximal poloidal velocity corresponding to a height of $Z = 3300$ au in the outflow referential.

$r_c \simeq 0.1 - 0.2r_g$. Consequently, matter will be ejected and reach terminal velocities of typically 2-3 times c_s (Alexander et al. 2014, and references therein). The exact properties of the wind

will depend on the dominant source of high-energy irradiation. Extreme-UV (EUV) heating creates an isothermal ionized layer on the disk surface with temperature $T \simeq 10^4$ K ($c_s = 10$ km s $^{-1}$) which drives a fast wind (~ 35 km s $^{-1}$) with mass-loss rates 10^{-9} - 10^{-10} M_\odot yr $^{-1}$ (Font et al. 2004; Wang & Goodman 2017). X-ray irradiation results in cooler and slower flows ($c_s \simeq 3 - 5$ km s $^{-1}$, $v \simeq 15 - 20$ km s $^{-1}$) but penetrates at higher densities and therefore can drive mass-loss rates up to a few 10^{-8} M_\odot yr $^{-1}$ (Picogna et al. 2019). Non ionizing far-UV (FUV) heating will mostly drive slow mass-loss ($v \simeq 18$ km s $^{-1}$) from the outer disk regions.

The conical morphology of the DG Tau B CO outflow matches expectations from both self-similar PDW models by Clarke & Alexander (2016) and hydrodynamical simulations by Owen et al. (2011); Wang & Goodman (2017). In such disk wind solutions, the specific angular momentum is conserved along the streamlines and is equal to the keplerian value at the footpoint radius. The observed values of j in the CO conical outflow would imply footpoint radii in the range $r_0 = 1.6$ to 8.2 au. Figure 17 shows that these footpoint radii are lower (by a factor $\simeq 3$) than the ones derived from a straight extrapolation of the conical morphology on large scales. This requires a larger opening angle of the streamlines at the base, consistent with the self-similar models of Clarke & Alexander (2016).

The values of r_0 are in line with expectations from EUV dominated PDW models. Indeed, for a $1 M_\odot$ star and $c_s \simeq 10$ km s $^{-1}$, expected in EUV heated PDW, the gravitational radius $r_g \simeq 10$ au and significant mass-loss starts at $r_c \simeq 1 - 2$ au. On the other hand, observed terminal velocities of $V_p = 4 - 16$ km s $^{-1}$ would require sound speeds ≤ 2 - 8 km s $^{-1}$ at radii $r_0 \leq 10$ au, excluding EUV-driven models.

The large derived mass-flux of $1.7 - 2.9 \times 10^{-7}$ M_\odot yr $^{-1}$ for the CO conical flow (DV20) within $r_0 \leq 10$ au however excludes FUV driven winds, which fail by at least one order of magnitude even (Wang & Goodman 2017). We show below that it is also inconsistent with the latest X-ray driven models. Indeed, recent X-ray driven photo-evaporation models of Picogna et al. (2019) predict mass loss rates up to 10^{-7} M_\odot yr $^{-1}$ for stellar X-ray luminosities $L_X \geq 10^{31}$ erg s $^{-1}$. However, these high L_X models also predict a stronger contribution of the outer disk regions to the total mass flux due to the increased penetration of X-ray photons. Figure 9 in Picogna et al. (2019) shows that only 10 % of the total mass flux originates from disk footpoint radii below 10 au. In summary, current photo-evaporated disk wind models fail to account for the combination of large mass flux and small footpoint radii of $r_0 = 1.6 - 8.2$ au, derived for the DG Tau B CO conical flow.

Last but not least, the survival of CO molecules in such a wind is problematic. The full thermo-chemical computation of Wang & Goodman (2017) shows that in their fiducial models, CO survives only at the very base of the wind in an intermediate layer on scales $z/r \leq 0.6$. However, the models of Wang & Goodman (2017) are EUV dominated and hence result in warm and fully ionized winds. Similar problems are expected in thermally driven winds launched from the inner disk, which require base temperature greater than 2000 K.

Therefore, we conclude that pure thermal processes appear highly unlikely as the main driving mechanism of the DG Tau B CO conical wind.

6.2.2. Magnetic disk winds

Disk winds driven by magnetic forces (MHD DW) require a large scale poloidal magnetic field anchored in the disk. This large-scale field exerts a torque on the rotating disk that both ejects matter and removes angular momentum from the disk (Blandford & Payne 1982; Pudritz et al. 2007). The strength of this torque is characterized by the magnetic lever arm parameter $\lambda \simeq (r_A/r_0)^2$, where r_A is the poloidal Alfvén radius and r_0 the disk footpoint radius of the streamline. In principle, such disk winds can produce at the same time fast and collimated ‘jets’ originating from the inner streamlines and much slower and less collimated ‘winds’ originating from outer disk radii. The full kinematics and morphology of these solutions will also depend on whether thermal effects are important in the launching regions. Numerical simulations have shown that the mass loss can be significantly increased when thermal effects are taken into account (Casse & Ferreira 2000; Bai et al. 2016). Such magneto-thermal winds have low to moderate λ values but can extract significant mass and angular momentum from the disk.

Terminal velocities depend on both the footpoint radii r_0 , λ and thermal effects. Under the assumption of steady magnetically-driven ejection, the asymptotic values of V_p and V_ϕ are given by (Eqs. 4&5 in Ferreira et al. 2006):

$$RV_\phi = \lambda R_0 V_\phi(R_0) \quad (15)$$

$$V_p = V_\phi(R_0) \sqrt{2\lambda - 3 + \beta} \quad (16)$$

where β encompasses all pressure effects, including thermal and turbulent Alfvén waves (see Ferreira et al. 2006). The streamline footpoint radius can be estimated from these equations assuming cold MHD ejection, ie. negligible thermal effects ($\beta \simeq 0$) following (Anderson et al. 2003). Figure 18 traces the relationship between the mean values of V_p and $j = RV_\phi$ for the various conical layers of constant V_z derived from the tomography. In this figure is also represented the parameter space (r_0, λ) predicted by cold magneto-centrifugal disk wind models (Ferreira et al. 2006). The mean poloidal velocities and specific angular momentum coincide with a line of constant $\lambda_{\text{cold}} \simeq 1.58$ with footpoint radii $r_{0,\text{cold}} = 0.7 - 3.4$ au. If thermal effects play a dynamical role at the base of the wind, Eqs. 15,16 show that the values of λ and r_0 derived under the cold assumption are respectively upper and lower limits. This effect is illustrated in Figure 18 where we plot V_p and j from the warmest solution of Casse & Ferreira (2000) with $\lambda = 1.9$, at $r_0 = 1$ au. We see that using the cold MHD curves would lead to overestimate $\lambda \simeq 2.5$ and underestimate $r_0 \simeq 0.7$ au. The cold assumption is only valid if $\beta \ll 2\lambda - 3 \simeq 0.2$, which would require a cold disk atmosphere and no substantial wind heating. On the other hand, the low derived upper limit on $\lambda \leq 1.6$ is consistent with warm MHD DW models (Casse & Ferreira 2000; Bai et al. 2016; Wang et al. 2019) or cold MHD DW from weakly magnetized disks (Jacquemin-Ide et al. 2019).

The derived minimum footpoint radius of $r_{\text{in}} \geq 0.7$ au for the CO wind streamlines is in good agreement with the thermochemical predictions of Panoglou et al. (2012), who have demonstrated that CO molecules magnetically launched from footpoint radii ≥ 1 au survive in the case of accretion rates in the disk $\geq 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Similar results have been obtained for warm magneto-thermal wind solutions (Wang et al. 2019).

The streamline footpoint radii derived from the kinematics are significantly smaller than the radii obtained from direct conical extrapolation (Fig. 17), suggesting wider opening angle of the streamlines at their base. This is indeed expected in MHD

wind solutions where streamlines originally follow a conical trajectory and recollimate on larger scales due to the hoop stress provided by the azimuthal B-field. The constant opening angle of the streamlines observed out to $Z = 3000$ au suggests that the magnetic hoop stress drops rapidly above $Z \simeq 50$ au.

Contrary to pure thermal disk winds, MHD DW can also account for the observed large mass flux in the DG Tau B conical CO flow. Wind mass loss rates in the range 10^{-8} - $10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ are predicted by the magneto-thermal wind solutions of Wang et al. (2019), on the same order as the accretion rate in the underlying disk and increasing with disk magnetization.

We can estimate the local ejection efficiency ξ defined as $\dot{M}_{\text{acc}}(r) \propto r^\xi$ (Ferreira et al. 2006). We can estimate ξ from estimates of the disk accretion rate at the inner launching radius of the CO outflow. Indeed, from the mass conservation across the disk region launching the conical CO outflow ($\dot{M}_{\text{acc}}(r_{\text{in}}) = \dot{M}_{\text{acc}}(r_{\text{out}}) - \dot{M}_{\text{DW}}$) and the definition of ξ , one can derive the following expression:

$$\frac{\dot{M}_{\text{DW}}}{\dot{M}_{\text{acc}}(r_{\text{in}})} = \left(\frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{in}}} \right)^\xi - 1 \quad (17)$$

We can estimate the accretion rate onto the central star by taking 10 % of the jet mass flux (Ellerbroek et al. 2013). Podio et al. (2011) estimate the red jet mass flux at $6.4 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, giving a mass accretion rate onto the star of $\simeq 6 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. We take this value as a lower limit to $\dot{M}_{\text{acc}}(r_{\text{in}})$. From the measured mass flux in the conical CO flow $\dot{M}_{\text{DW}} = 2.3 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ and the disk wind launching zone $r_{\text{out}}/r_{\text{in}} \simeq 5$, we then derive an upper limit on $\xi \leq 1$. The mass flux in the conical wind is ~ 4 times the estimated accretion rate onto the star, implying that 80% of the mass accreting at r_{out} is being ejected before reaching the star.

If the transport of angular momentum in the disk is entirely provided by the torque exerted by the MHD wind, one expects in steady state the following relationship: $\xi = 1/(2(\lambda - 1))$. The upper limit derived above on $\xi \leq 1$ translates into $\lambda \geq 1.5$. This condition is compatible with our upper limit on $\lambda \leq 1.58$ derived from the kinematics. Thus the CO mass flux combined with the constraints on launching radii and magnetic lever arm appear compatible with an MHD disk wind extracting all angular momentum required for the disk to accrete from r_{out} to r_{in} .

The outer flow surrounding the bright conical emission could also be explained by outer disk wind streamlines. The derived j and maximal velocity in the outer layer would indicate launching radii ≥ 30 au and a similar low λ value as for the inner cone (see Fig. 18). Moreover, Bai et al. (2016) have shown that some MHD DW solutions could accelerate until $R \sim 100 r_0$, possibly explaining the apparent acceleration of this component seen in our channel maps. The origin of the narrow range of footpoint radii for the brightest CO streamlines of $r_{\text{out}} = 0.7 - 3.4$ au is not clear but could reflect the radial distribution of magnetic field strength and/or surface density in the underlying disk.

6.3. Disk wind scenario: Origin of perturbations

We discuss here the merits of different models for the origin of the sub-structures (arches, fingers, and cusps) in the conical flow, observed in the channel maps.

6.3.1. Perturbation by jet bowshocks

A first potential explanation for the bright sub-structures seen in the conical outflow is that the steady disk wind is perturbed by

nested bow-shock wings created by the propagation of the variable axial jet (see Fig. 20, scenario B). Perturbation of the inner streamlines of a rotating disk wind by a large jet bowshock was recently discovered with ALMA in the much younger system of HH 212 by Lee et al. (2021). In DG Tau B, this interpretation would be supported by the striking spatial coincidence between the inferred locations of enhanced emissivity producing the sub-structures in the CO conical wind, and the positions of axial jet knots identified in optical images, as shown in Fig 13. Although the optical knot observations are not synchronous with our ALMA CO observations, and jet knots move away from the source at the jet speed $\approx 150 \text{ km s}^{-1}$, the general pattern of knot spacing as a function of distance is set by the underlying jet variability properties, and thus will tend to remain similar at different epochs in a given jet. If, in addition, the jet undergoes low-amplitude wiggling (as frequently seen in young stars), perturbations to the disk wind caused by jet bowshocks would be slightly non-axisymmetric, possibly explaining the apparent distortions in specific angular momentum along disk-wind streamlines using tomography (see Figure 4). Finally, this scenario might also explain the lack of recollimation of the conical disk wind streamlines, due to the additional internal pressure created by the jet driven bow-shocks wings.

Hydrodynamical simulations of the interaction of a variable inner jet with a slower outer disk wind have been recently performed by Tabone et al. (2018). These simulations show the formation of a dense stationary conical layer closing down at the source, created by the stacking of jet bow-shock wings in the disk wind. This shell exhibits local overdensities at the positions of individual jet bowshocks. However, the simulations in Tabone et al. (2018) do not show the characteristic stratification in V_Z observed in the DG Tau B inner conical flow. Instead, the value of V_Z in the simulated conical shell is uniform and equal to that in the unperturbed disk wind, which partly "refills" the cavity. However, the simulations were made in a simplistic configuration where the outer disk wind is assumed to have a constant vertical velocity of 40% of the jet speed, uniform density, and no rotation motion. More realistic simulations taking into account the velocity and density gradients across the outer disk wind, and including rotation, are strongly needed to reliably test this scenario.

6.3.2. Wiggling or not wiggling ?

As discussed in Sect. 5.2, precession of the wind ejection axis can reproduce some aspects of the observed variations of specific angular momentum and emissivity in the channel maps. From this analysis, we derived estimates of the wiggling period $\tau \approx 400 \text{ yrs}$ and semi-amplitude wiggling angle $\alpha \approx 0.5^\circ$.

Wind axis wiggling can originate from the precession of the underlying disk angular momentum vector. Disk axis precession can be induced by a mis-aligned companion. In that scenario, orbital periods are expected to be significantly shorter than the disk axis precession period (Terquem et al. 1998), hence the companion would be located well within the disk. A companion in a mis-aligned orbit can open a gap in the disk, separating the dynamical evolution of the inner and outer disks (Zhu 2019). The inner disk then starts to precess with a period τ_p related to the orbital period of the companion by $\tau_o/\tau_p \approx 0.37\mu/\sqrt{1-\mu}$, where $\mu = m_2/(m_1 + m_2)$ is the ratio of the companion mass to the total mass of the binary system, and assuming a small mis-alignment i_p as suggested by the maximal wind precession angle $\alpha = 0.5^\circ$ (see Eq. 27 in Zhu 2019). An additional constraint can be ob-

tained by requiring that the semi-amplitude wiggling angle α is dominated by the precession motion, which translates into the condition $V_0 \leq V_Z \tan(\alpha)$, i.e. $V_0 \leq 0.1 \text{ km s}^{-1}$. Combining these two constraints, we derive a companion mass ratio $\mu \leq 2.5 \times 10^{-3}$ and binary separation: $a \leq 0.5 \text{ au}$. This separation is smaller than the launching radius of the CO disk wind ($r_0 \geq 0.7 \text{ au}$, see Fig. 17). So the precessing disk launching the CO flow would be outside the orbit of the planetary mass companion, which is inconsistent with the scenario investigated here. Indeed, in such a scenario the outer disk is precessing on much longer timescales than given by the formula above.

Nixon et al. (2013); Facchini et al. (2018) have investigated circumbinary disk precession around an inner mis-aligned binary system. In such circumstances the inner rim of the circumbinary disk can break from the outer disk and precess. However, large mis-alignments and/or massive enough companions are necessary for this situation to occur (Facchini et al. 2018). We show that this is not likely in the DG Tau B case. The inner binary system would truncate the disk at 1.5-1.7 times the separation a of the binary (Facchini et al. 2018). If we take an upper limit of $r_{in} = 0.7 \text{ au}$ for the inner circumbinary disk rim, to allow the launching of the CO flow, we get an upper limit of $a \leq 0.5 \text{ au}$ for the binary separation, corresponding to an orbital period $\tau_0 \leq 0.35 \text{ yrs}$ using Third Kepler's law and a total mass of $1 M_\odot$ for the binary system (DV20). With a small misalignment (less than a few degrees) between the outer disk and the binary orbital planes, suggested by the small wiggling angle of the CO outflow, a mass ratio of the companion $\mu \leq 10^{-2}$ would be required to get a precession period of 400 yrs (see Eq. 4 in Facchini et al. 2018). Equation 2 in Facchini et al. (2018) then shows that such a low mass companion combined with a small misalignment will not break the inner circumbinary disk. Therefore this second precession scenario can be ruled out to explain the CO outflow wiggling.

So far we have investigated only precession as the origin of the wiggling of the CO flow axis. However, wiggling of the disk-wind ejection axis axis can be also induced by the orbital motion of the CO outflow source in a binary system. The equations of motion of the ejected gas will be equivalent to the precession solution investigated so far. We follow the formulation developed by (Masciadri & Raga 2002; et al. 2007) assuming an orbital plane perpendicular to the outflow axis. From the third kepler's law of motion, $a^3 = M_{tot}\tau_o^2$, with $\tau_o = 400 \text{ yrs}$ and $M_{tot} = 1 M_\odot$ we can derive the mean separation of the companion at $a \approx 50 \text{ au}$. On the other hand, from the semi-amplitude of the wiggling ($\alpha \approx 0.5^\circ$) the orbital velocity of the CO outflow source is constrained at: $V_0 = V_{CO} \times \tan(\alpha) = 0.1 \text{ km s}^{-1}$, using an average velocity of $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ for the CO outflow. This in turn gives the orbital radius of the outflow source around the center of mass of the binary $r_0 = 1.3 \text{ au}$ and the ratio μ between the mass of the companion and the total mass of the system: $\mu = r_0/a = 0.025$. Thus a brown dwarf/massive planetary mass companion located at $\approx 50 \text{ au}$ ($= 0.35''$) separation would be required to account for the observed wiggling of the CO outflow in the orbital scenario. Such a low mass companion could have escaped direct detection so far (Rodríguez et al. 2012). Strikingly the predicted companion separation is very close to an emission bump at $r = 62 \text{ au}$ detected in the continuum emission profile of the disk at millimetric wavelengths (de Valon et al. 2020; Garufi et al. 2020). However no clear gap is detected in the disk emission at this position which would be expected for such a massive companion.

Therefore, the precession scenario is excluded to account for the observed wiggling of the CO flow while the orbital scenario

requires a brown dwarf/massive planetary mass companion at 50 au separation, which signature we do not clearly see in the disk yet. We also recall that our wiggling models could not account for the observed variable separations between cusps in channel maps. So we conclude that although attractive to explain some of the substructures observed in the DG Tau B CO outflow, the interpretation of the wiggling scenario faces some difficulties. We discuss below the alternative model where substructures arise from axisymmetric brightness enhancements in the disk wind.

6.3.3. A variable disk wind

We show in Sect. 5.3 that the cusps, fingers, and a section of the arches could be explained by brightness/density enhancements in the conical outflow. The timescales between the density enhancements are typically a few hundred years (see Fig. 14). Unfortunately, these timescales cannot be directly compared to the ones observed in the DG Tau B jet due to the larger jet velocity and its fading brightness at large distances. However, such timescales have been observed on younger molecular outflows. The cluster W43-MM1 in Nony et al. (2020), CARMA-7 in Plunkett et al. (2015) as well as HH46/47 in Zhang et al. (2019) show signatures of variability in molecular outflows with timescales between episodic events typically of a few hundred years. We may be witnessing similar variability in the DG Tau B CO outflow.

In the following, we discuss the possibility that these density enhancements are created by variability at the source in the disk wind launching regions. For the model presented in Fig. 15, we considered for the sake of simplicity that the density bursts take place simultaneously at all radii in the disk (i.e. $\tau_i = cst$ for all layers). A more physical assumption would be to assume that the density burst propagates radially across the disk with a velocity V_{prop} . If we consider that the burst takes place close to the midplane ($Z \approx 0$), the expression of the travel time for the density launched from a fixed radius r_0 is :

$$\tau(r_0) = t - t_{\text{eject}}(r_0) \quad (18)$$

$$t_{\text{eject}}(r_0) = t_{\text{eject}}(0) + \frac{r_0}{V_{\text{prop}}} \quad (19)$$

$$\tau(r_0) = \tau(0) - \frac{r_0}{V_{\text{prop}}} \quad (20)$$

Where t is the current time and $t_{\text{eject}}(r_0)$ is the epoch of density ejection. Here, V_{prop} is positive when the density burst moves from the inner to the outer disk regions.

Figure 19 is a modification of Figure 14 in which we transform the poloidal velocity into the corresponding radius of ejection under the MHD disk wind hypothesis assuming, using Eq. 8 from Ferreira et al. (2006) with $\lambda_\phi = 1.58$ and $\beta = 0$. For each cusp, we trace the profile $\tau(r_0)$ derived from the observed positions of the cusp apex in the different channel maps, as described in Sect. 5.3. Linear fits to these profiles with associated uncertainties are also shown. The slopes of these profiles is directly linked to $1/V_{\text{prop}}$, and hence give the radial propagation velocities of the density enhancement at the origin. The average velocity over all cusps is $V_{\text{prop}} \approx -0.2 \text{ km s}^{-1}$. The same study could be achieved with PDW models. In that case, the radius of ejection is multiplied by $\lambda^2 (= 2.5)$ and therefore V_{prop} values are also multiplied by 2.5, giving an average radial velocity $V_{\text{prop}} \approx -0.5 \text{ km s}^{-1}$. From uncertainties on the slopes, we derived uncertainties on V_{prop} values in the case of U3, U4, and U5.

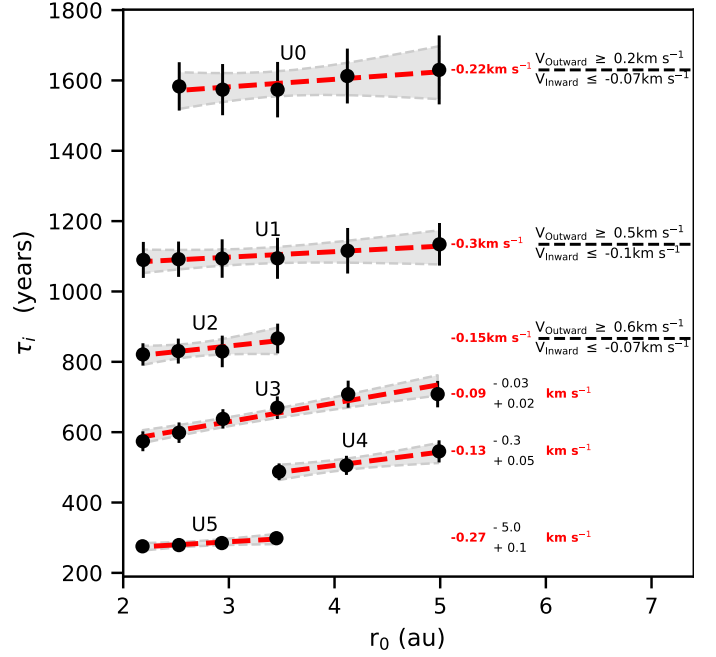


Fig. 19: Dynamical timescales of the density enhancements responsible for the high-velocity cusps in the channel maps, as a function of the launching radius r_0 of the streamline under the cold MHD disk wind hypothesis. For each cusp, the red dashed line represents the best linear fit of $\tau(r_0)$ and its corresponding velocity. The 1σ domain is shown in grey. The uncertainties of the fits are shown on the right.

In the case of U0,1,2, a horizontal solution ($V_{\text{prop}} = \infty$) could not be excluded. For these last three fits, we derive the minimal radial velocities for the two opposite directions of propagation.

Fig. 19 seems to indicate that the density bursts propagate from the outer to the inner regions of the disk at $\approx |V_{\text{prop}}| = 0.2 - 0.5 \text{ km s}^{-1}$. This propagation velocity corresponds to $\approx 0.01 - 0.04 V_{\text{Kep}}(r = 2 - 5 \text{ au})$. Such accretion velocities match expectations for radial surface velocities in MHD wind driven accretion (Riols et al. 2020). From this velocity and our estimate of the burst duration of ≈ 23 years, we can constraint the radial extent of the burst propagating along the disk at $\Delta R \approx 1 \text{ au}$. Figure 20 illustrates the proposed scenario.

Episodic density bursts propagating inwards are obviously reminiscent of FU-Ori and/or Ex-Ori type variable accretion events. Some FU-Ori have burst durations < 30 years (e.g. V1515 Cyg, or V1714 Cyg in Hartmann & Kenyon 1996). But period are usually assumed to be $\approx 10^4 - 10^5$ years. On the other extreme, Ex-Ori have typically bursts of a few months and periods of few years. DG tau B variability seems to be located between these two extrema. However, the mass accretion rate increase in Fu-Ori type events is typically 3-4 orders of magnitude higher than suggested in the DG Tau B outflow by the moderate factor 3 emissivity enhancement during the bursts. Moreover, models of FU-Ori events predict a global accretion affecting the whole vertical structure of the disk during the high state. In magnetically accreting disk models, most of the mass is concentrated in the midplane, where the radial accretion velocity is $\approx V_{\text{kep}}/10^3$ (Riols et al. 2020). The high propagation velocity combined with the moderate emissivity enhancements derived in DG Tau B suggest that the accretion burst takes place locally on the disk surface and is less extreme than in typical FU-Ori phenomena. Such moderate accretion bursts could be due for exam-

ple to residual infalling envelope material creating a shock wave when infalling into the disk (Hennebelle et al. 2017). Note, however that this axisymmetric model does not reproduce the local deviations observed in the specific angular momentum map (Fig. 3). Non-axisymmetric perturbations would be required.

7. Conclusions

We presented detailed analysis and modelling of the ALMA $^{12}\text{CO}(2-1)$ observations of the DG Tau B redshifted outflow presented in de Valon et al. (2020), with the aim to constrain its origin. Our conclusions are as follows :

- We identified three classes of discrete structures visible on the ^{12}CO channel maps : arches at low velocities, fingers at medium velocities and cusps at high velocities. Both cusps and arches show apparent acceleration in channel maps.
- We derived the 2D kinematics of the inner conical outflow using a tomographic method, assuming only axisymmetry of the outflow. We reconstructed 2D maps for both the expansion velocity V_Z and specific angular momentum $j = R \times V_\phi$. The inner outflow shows a striking V_Z shear with faster material closer to flow axis. Lines of constant V_Z are conical from $Z \simeq 50$ au out to ≈ 1200 au. Specific angular momentum is roughly constant along those lines (except in two localized regions), and increases outwards inversely with V_Z from ≈ 40 to 100 au km s $^{-1}$.
- The lower velocity external CO outflow shows a parabolic morphology, apparent acceleration and a large specific angular momentum of $j = 250 \pm 50$ au km s $^{-1}$. This suggests that it is tracing either a swept-up infalling and rotating envelope, or an extended disk wind launched from ~ 30 au.
- The conical outflow and the discrete structures could not be described by wind-driven shells with radial Hubble velocity laws. Such models fail to reproduce at the same time the morphology of the observed structures (arches, fingers and cusps) in the channel maps. Numerical simulations of the interaction between an episodic jet/wide-angle wind with an infalling envelope are however required to confirm these conclusions.
- Instead, the conical outflow global morphology and kinematics appear consistent with matter directly ejected from the disk. Constraints on the disk wind footpoint radii are derived at $r_0 = 1.6 - 8.2$ au (resp. $0.7 - 3.4$ au) in the limiting cases where thermal (resp. magneto-centrifugal) processes dominate. However, none of the current photoevaporated wind models can reproduce the large observed mass flux ($2.3 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) ejected from $r_0 < 10$ au. In contrast, an MHD disk wind model with a constant magnetic level arm parameter $\lambda \leq 1.58$ can reproduce at the same time the flow velocity and angular momentum, as well as the large mass flux if it extracts most of the angular momentum for disk accretion across the wind launching region. The low lambda value is consistent with recent models of warm or weakly magnetized MHD DW (Bai et al. 2016; Jacquemin-Ide et al. 2019).
- Wiggling of the flow axis may explain both the localised deviations of specific angular momentum and the morphology of the sub-structures in the conical flow. Orbital motion of the flow source in a binary of separation ≈ 50 au with companion mass $2.5 \times 10^{-3} M_\odot$ could explain the inferred wiggling period and amplitude. Such a low mass companion could have escaped direct detection so far, but should produce a gap signature in the continuum dust disk emission,

which is not currently detected. In addition, the wiggling scenario fails to account for the variable separation between cusps in channel maps.

- Alternatively, the sub-structures observed in the CO channel maps can be explained by a series of mild (a factor 3) density perturbations in the wind launching region, propagating inwards at a radial velocity of $\approx 0.2 - 0.5$ km s $^{-1}$, consistent with the surface accretion flow predicted in MHD wind driven accretion. We derive typical perturbation width of ~ 1 au and intervals of 200-500 years between perturbations. Alternatively the conical morphology and local density enhancements might be explained by the interaction of inner jet bow-shocks with the disk wind (Tabone et al. 2018), although further numerical simulations are required to fully test this hypothesis.

The discrete structures that are increasingly observed in Class 0/I outflows on larger scales have been usually interpreted in terms of nested shells swept-up by an episodic inner wind. In contrast, we have shown in this paper that the sub-structures in the DG Tau B outflow appear best explained by density enhancements at the disk surface and propagating in a shear-like MHD disk wind. If confirmed, these results would directly demonstrate the link between accretion and ejection processes in embedded sources.

DG Tau B is a Class I protostar with a structured disk, infalling flows, and possible variable disk wind. Structures in Class I disks are assumed to trace early stages of planetary formation processes. Therefore, our results suggest that planetary formation is taking place in a very dynamic environment. The impact of such outflowing and infalling flows on the disk and its evolution remains an open question. Additional models and simulations of variable disk wind are needed in order to fully comprehend its impact on disk evolution and planet formation.

References

- , G., López, R., Estalella, R., et al. 2007, *AJ*, 133, 2799
- Alexander, R., Pascucci, I., Andrews, S., Armitage, P., & Cieza, L. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 475
- Anderson, J. M., Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., & Blandford, R. D. 2003, *ApJ*, 590, L107
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 245
- Bai, X.-N., Ye, J., Goodman, J., & Yuan, F. 2016, *ApJ*, 818, 152
- Bjerkeli, P., van der Wiel, M. H. D., Harsono, D., Ramsey, J. P., & Jørgensen, J. K. 2016, *Nature*, 540, 406
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Cabrit, S., Raga, A., & Gueth, F. 1997, in *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, ed. B. Reipurth & C. Bertout, Vol. 182, 163–180
- Casse, F. & Ferreira, J. 2000, *A&A*, 353, 1115
- Clarke, C. J. & Alexander, R. D. 2016, *MNRAS*, 460, 3044
- de Valon, A., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2020, *A&A*, 634, L12
- Eisloffel, J. & Mundt, R. 1998, *AJ*, 115, 1554
- Ellerbroek, L. E., Podio, L., Kaper, L., et al. 2013, *A&A*, 551, A5
- Facchini, S., Juhász, A., & Lodato, G. 2018, *MNRAS*, 473, 4459
- Fernández-López, M., Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., et al. 2020a, *AJ*, 159, 171
- Fernández-López, M., Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., et al. 2020b, *AJ*, 159, 171
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, *A&A*, 453, 785
- Font, A. S., McCarthy, I. G., Johnstone, D., & Ballantyne, D. R. 2004, *ApJ*, 607, 890
- Garufi, A., Podio, L., Codella, C., et al. 2020, *A&A*, 636, A65
- Gaudel, M., Maury, A. J., Belloche, A., et al. 2020, *A&A*, 637, A92
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *A&A*, 529, A105
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1996, *ARA&A*, 34, 207
- Hennebelle, P., Lesur, G., & Fromang, S. 2017, *A&A*, 599, A86
- Jacquemin-Ide, J., Ferreira, J., & Lesur, G. 2019, *MNRAS*, 490, 3112
- Lee, C.-F., Li, Z.-Y., Codella, C., et al. 2018, *ApJ*, 856, 14
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, *ApJ*, 542, 925

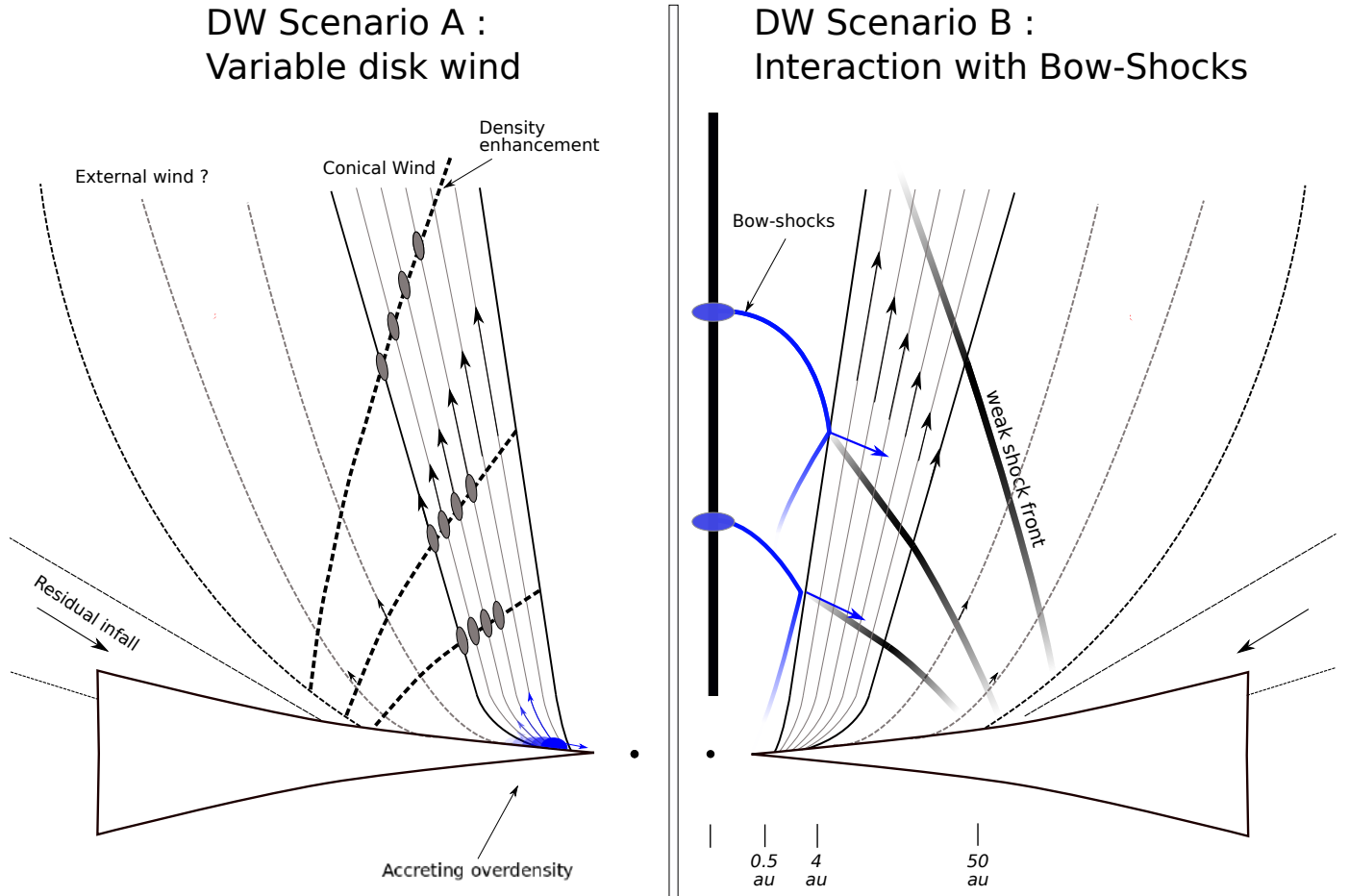


Fig. 20: Schematic scenarios describing DG tau B redshifted outflow in the disk-wind paradigm (see text).

- Lee, C.-F., Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 429
Lee, C.-F., Tabone, B., Cabrit, S., et al. 2021, *ApJ*, 907, L41
Liang, L., Johnstone, D., Cabrit, S., & Kristensen, L. E. 2020, *ApJ*, 900, 15
López-Vázquez, J. A., Cantó, J., & Lizano, S. 2019, *ApJ*, 879, 42
Louvét, F., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2018, *A&A*, 618, A120
Masciadri, E. & Raga, A. C. 2002, *ApJ*, 568, 733
Mitchell, G. F., Sargent, A. I., & Mannings, V. 1997, *ApJ*, 483, L127
Mundt, R., Brugel, E. W., & Buehrke, T. 1987, *ApJ*, 319, 275
Mundt, R. & Fried, J. W. 1983, *ApJ*, 274, L83
Mundt, R., Ray, T. P., & Raga, A. C. 1991, *A&A*, 252, 740
Nixon, C., King, A., & Price, D. 2013, *MNRAS*, 434, 1946
Nony, T., Motte, F., Louvet, F., et al. 2020, *A&A*, 636, A38
Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P. T. P., et al. 1997, *ApJ*, 488, 317
Owen, J. E., Ercolano, B., & Clarke, C. J. 2011, *MNRAS*, 412, 13
Panoglou, D., Cabrit, S., Pineau Des Forêts, G., et al. 2012, *A&A*, 538, A2
Picogna, G., Ercolano, B., Owen, J. E., & Weber, M. L. 2019, *MNRAS*, 487, 691
Plunkett, A. L., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2015, *Nature*, 527, 70
Podio, L., Eisloffel, J., Melnikov, S., Hódapp, K. W., & Bacciotti, F. 2011, *A&A*, 527, A13
Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, C., & Brandenburg, A. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 277
Riols, A., Lesur, G., & Menard, F. 2020, *A&A*, 639, A95
Rodríguez, L. F., Dzib, S. A., Loinard, L., et al. 2012, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 48, 243
Shang, H., Allen, A., Li, Z.-Y., et al. 2006, *ApJ*, 649, 845
Shang, H., Shu, F. H., & Glassgold, A. E. 1998, *ApJ*, 493, L91
Shu, F. H., Ruden, S. P., Lada, C. J., & Lizano, S. 1991, *ApJ*, 370, L31
Tabone, B., Cabrit, S., Bianchi, E., et al. 2017, *A&A*, 607, L6
Tabone, B., Raga, A., Cabrit, S., & Pineau des Forêts, G. 2018, *A&A*, 614, A119
Terquem, C., Papaloizou, J. C. B., Nelson, R. P., & Lin, D. N. C. 1998, *ApJ*, 502, 788
Ulrich, R. K. 1976, *ApJ*, 210, 377
Wang, L., Bai, X.-N., & Goodman, J. 2019, *ApJ*, 874, 90
Wang, L. & Goodman, J. 2017, *ApJ*, 847, 11
Wilgenbus, D., Cabrit, S., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 2000, *A&A*, 356, 1010
Zapata, L. A., Lizano, S., Rodríguez, L. F., et al. 2015, *ApJ*, 798, 131
Zhang, Y., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2019, *ApJ*, 883, 1
Zhu, Z. 2019, *MNRAS*, 483, 4221

Appendix A: Determination of the redshifted Outflow PA

We show in Sect. 3 that the velocity difference between two radially symmetric positions, at a given altitude z in the flow, is directly linked to the rotation velocity of the outflow. However, this derivation is highly sensitive to the determination of the outflow radial center position. Because of the steep gradient in projected velocity versus radius observed in transverse position-velocity diagrams, a small variation in radial position would cause an important variation in the velocity difference. Therefore, the determination of the position axis is a key concern in the characterization of the specific angular momentum of the outflow.

To accurately derive the flow center position as a function of the projected altitude, we adopt the following method, illustrated in Figure A.1. At each projected altitude above the disk δz , we integrate the emissivity from $(V - V_{\text{sys}}) = 6.64 \text{ km s}^{-1}$ to $(V - V_{\text{sys}}) = 9.77 \text{ km s}^{-1}$. This gives the radial emissivity profile of the high-velocity emission tracing the limiting inner cone. Indeed as shown in DV20, at large projected velocities, the emission traces an inner cone with almost constant radius. We derive the radial positions of the two peaks tracing the edges of the high-velocity component (See Fig. A.1) using Gaussian fitting. From the median value of these two positions, we derive the radial center position and its associated uncertainty.

Figure A.1 shows the derived radial offset as a function of the projected height for three values of the flow position angle (PA). The global offset is minimized with a PA of $295 \pm 1^\circ$. This is consistent with the atomic redshifted jet PA of 296° derived by Mundt et al. (1987) and the PA of the projected disk in the plane of the sky, determined at 25.7 ± 0.3 by DV20 and 24 ± 1 by Guilloteau et al. (2011).

Figure A.1 also shows no clear signature of wiggling in the high-velocity component of DG Tau B. The variations of offset with the velocity are consistent with the uncertainties. This is also consistent with the absence of wiggling in the atomic jet observed by Mundt et al. (1991). From maximal error bars observed, we derive an upper limit for the wiggling angle of $\theta \leq 0.5^\circ$.

We consider in the following that the redshifted outflow P.A. is constant for all layers (velocities) at P.A. = 295° , corresponding to the P.A. derived here for the high-velocity emission.

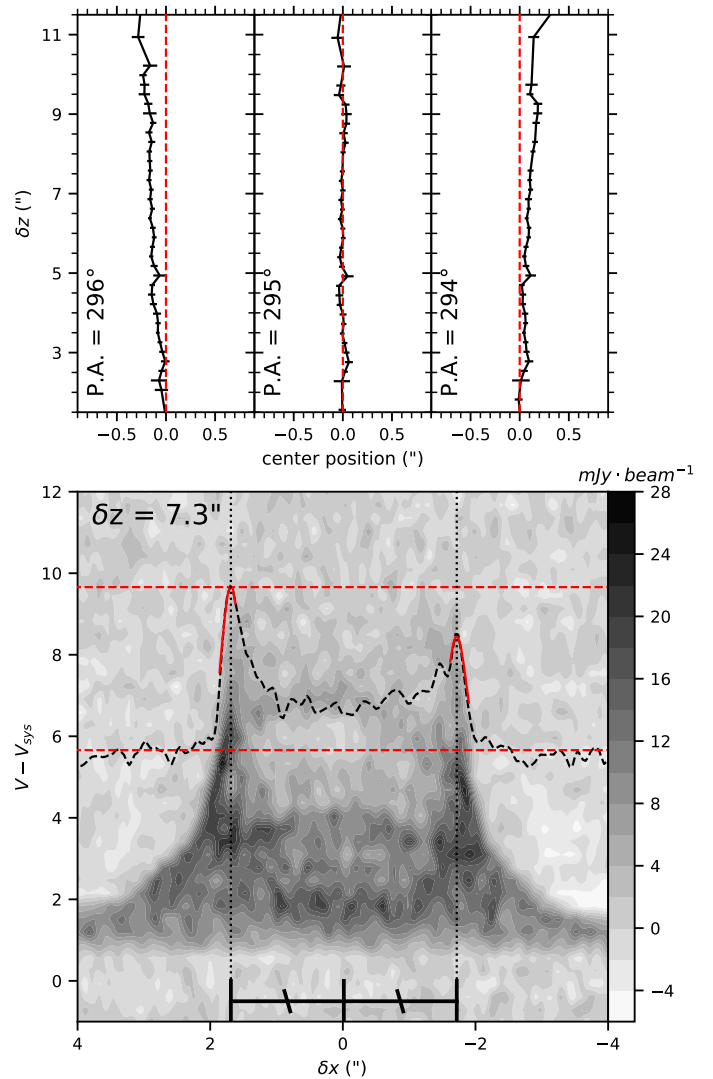


Fig. A.1: *Top panels:* Determination of the high-velocity component radial center as a function of projected heights above the disk for different P.A. orientations. *Bottom panel:* ^{12}CO PV diagram perpendicular to the outflow axis. The black dashed profile shows the emissivity integrated from the PV diagram between $(V - V_{\text{sys}}) = 6.64 \text{ km s}^{-1}$ to $(V - V_{\text{sys}}) = 9.77 \text{ km s}^{-1}$. The red curves show Gaussian fits used to derive the radial positions of the two edge peaks. The average of these two radial positions give the radial center at this height.

Appendix B: Characterization of the cusps

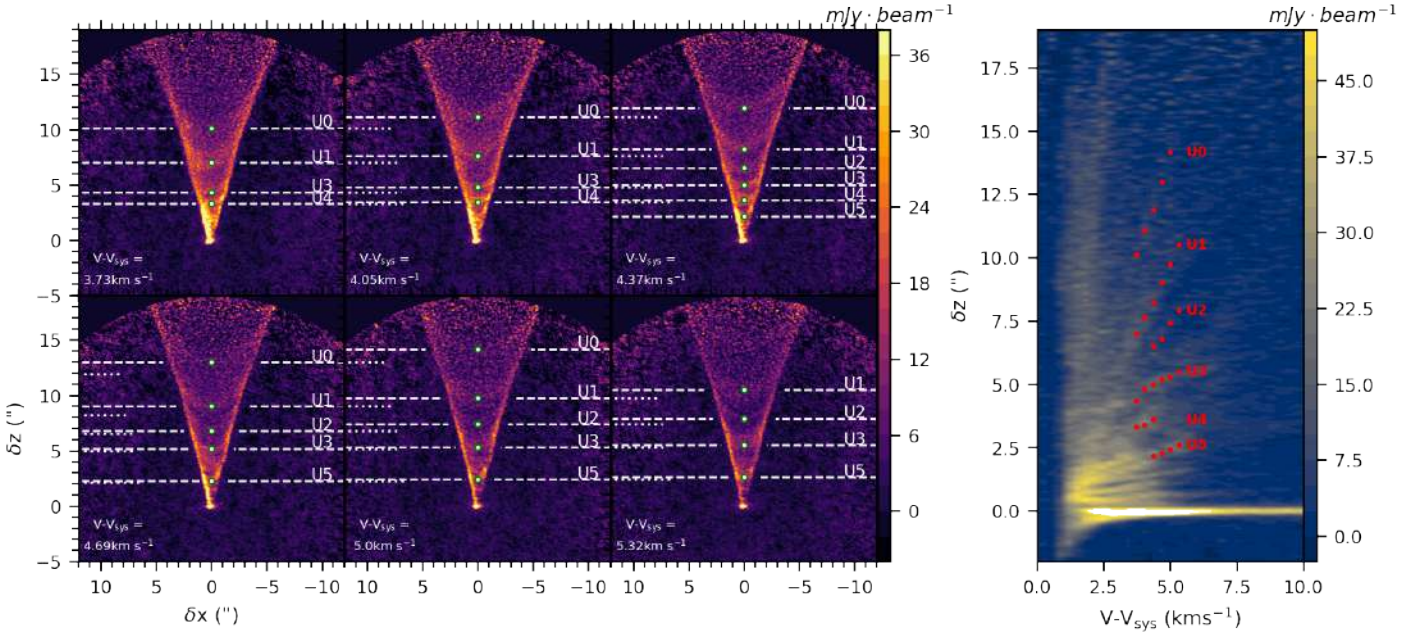


Fig. B.1: *Left panels*: Individual ^{12}CO channel maps at different line-of-sight velocities illustrating the spatial evolution of the cusps. Six cusps, labelled U0-U5, are clearly identified (U4 is only visible on 3 channel maps). We identify the projected heights of the bottom of the cusps (green circles) and their evolution in the channel maps (white dashed lines). *Right panel*: Longitudinal PV diagram at $\delta x = 0''$ averaged over a slice of $\Delta Z = 0.2''$. The velocity and height locations of the cusps derived in the channel maps are shown as red dots.

Appendix C: Constraints on V_R

In this section, we develop an alternative method to derive the radial component of the velocity, not constrained by our tomographic method. At a few positions along the flow, transverse PV diagrams clearly show elliptical structures nested inside the main emission (see Fig. C.1). We assume that each of these ellipses traces one emitting layer of the outflow. If the outflow velocity does not vary drastically with height, one layer of the outflow of fixed radius will be projected as an inclined elliptical structure in the PV diagram (Louvet et al. 2018). The velocity width of the ellipse at $x = 0$ is directly linked to the radial velocity component of the layer. We fit ellipses by the naked eye to the structures observed. From these fits, we recover the radial velocity V_R as well as V_Z at a few specific positions along the outflow.

Figure C.1 shows the V_Z profile of the outflow reconstructed with the tomographic technique and extrapolated until $Z \approx 2700$ au. The red arrows trace the poloidal vectors derived from individual elliptical fits. The angle of the arrow is determined by the ratio between V_Z and V_R . The length and colors of the arrows correspond to V_Z . The V_Z values derived from the elliptical fits appear consistent with the estimates from the tomographic study. The poloidal velocity direction is also consistent with the conical lines of constant V_Z in the tomography. This suggests that the flow is indeed aligned with these conical lines.

Appendix D: Biases in the tomographic reconstruction

We study possible biases in the method presented in Sect. 3 to reconstruct poloidal maps of V_Z and $j = R \times V_\phi$. We will first study the bias introduced by projection effects considering one single layer of the outflow using the analytical solutions from Eqs. 1,2,3. To study the impact of beam convolution and multiple layers of the outflow, we also apply our tomographic reconstruc-

tion method to the synthetic datacube presented in Sect. 10 and estimate the difference between the reconstructed V_Z and j and the initial values of the model.

Appendix D.1: Single layer

In our tomographic study, we assumed that one layer will be projected as an ellipse in transverse PV diagrams. We also assumed that the projected velocities at the extrema radii allowed us to recover V_Z and V_ϕ . We determine in this section biases introduced by these two assumptions.

We assume a conical layer of radius $R(Z)$ in the outflow referential and with local opening angle θ , such as $R(Z) = R_0 + Z \tan \theta$. For the DG Tau B inner conical outflow, the opening angle θ of the layers vary between 17° and 12° , increasing with decreasing velocities. The estimated opening angle of the lower velocity emission contributing to the pedestal is $\theta \approx 30^\circ$. We define the parameter θ_v corresponding to the angle of the velocity vector with the Z axis in the poloidal plane ($V_R = V_Z \tan \theta_v$). For a flow parallel to the conical surface, $\theta = \theta_v$. We also assume a constant specific angular momentum ($V_\phi = j/R(\phi)$) as well as constant V_Z and V_R over the transverse slit width. Solving Eq. 2 with $\delta z = cst$ gives:

$$R(\phi) = \frac{\delta z \tan \theta + R_0 \sin i}{\sin i - \sin \phi \cos i \tan \theta} \quad (\text{D.1})$$

In the case $i = \theta$ and $i < \theta$, the cut of the conical outflow will be respectively a parabol and an hyperbol. Consequently, $R(\phi)$ will tend towards infinite. This is not the case for the DG Tau B conical outflow. We then implement this solution into Eqs. 3,1 for multiple values of the inclination. The resulting transverse position-velocity diagrams are represented in Fig. D.1 for $\theta_v = \theta = 17^\circ$. The PV where generated using Eqs. 3, 2 with the solution from Eq. D.1. The difference with an ellipse

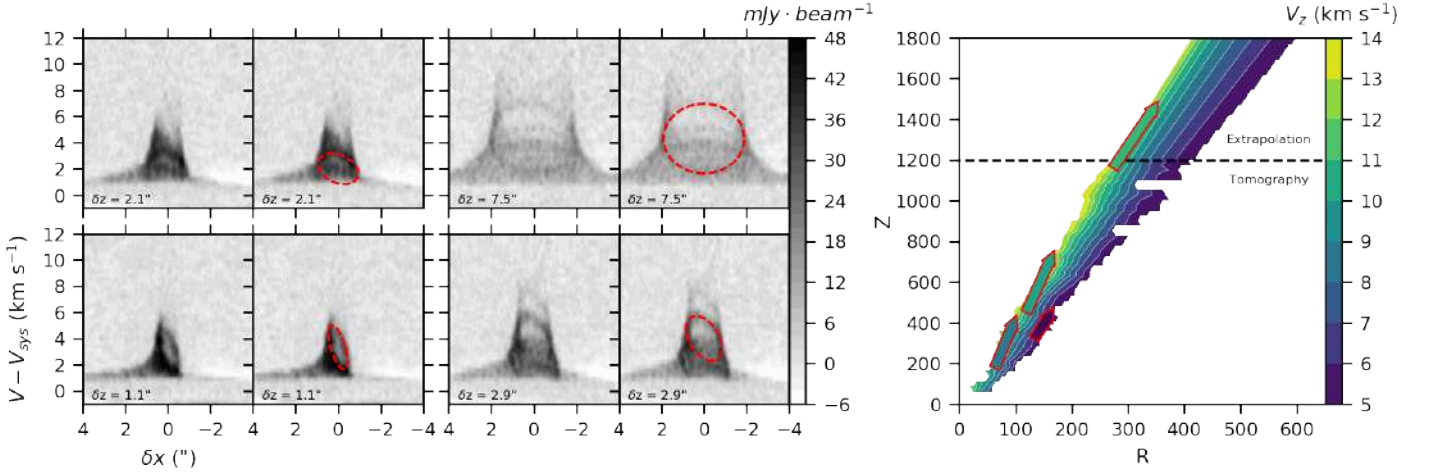


Fig. C.1: *Left panels*: PV diagram averaged over a slice of $\Delta Z = 0.2''$. In red is shown the ellipse fit of the internal structure. We show side by side the PV diagram with and without the fit for more visibility. *Right panel*: V_z tomography of the outflow with an extrapolation at $Z > 1200$ au. The red arrows represent the velocity direction of the regions determined from the ellipse fit. The arrow colors trace the V_z values determined from the ellipse fit.

increases with the inclination but is expected to be small for the DG Tau B case ($i = 117^\circ$).

We assumed in Sect. 3 that the radial edges of the ellipse correspond to $\phi = 0 - \pi$. However, this is an approximation. The radial extrema of the ellipse correspond to solutions of the equation $\frac{\partial \delta x}{\partial \phi} = 0$. For a conical layer, the solution is obtained for:

$$\sin \phi = \frac{\tan \theta}{\tan i} \quad (D.2)$$

This difference is small in our situation. However, this leads to bias in the estimation of R , Z , V_z and V_ϕ . We determine the estimated value of $V_{est,Z}$ and $V_{est,\phi}$ using Eqs. 6,7. We then compute the relative differences with the real values R_{real} , Z_{real} , $V_{real,Z}$, $V_{real,\phi}$:

$$\frac{R_{est} - R_{real}}{R_{real}} = \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 i}} - 1 \quad (D.3)$$

$$\frac{Z_{est} - Z_{real}}{Z_{real}} = -\tan^2 \theta \quad (D.4)$$

$$\frac{V_{est,Z} - V_{real,Z}}{V_{real,Z}} = \tan \theta \times \tan \theta_v \quad (D.5)$$

$$\frac{V_{est,\phi} - V_{real,\phi}}{V_{real,\phi}} = \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 i}} - 1 \quad (D.6)$$

Hence, R , Z and j are systematically underestimated, while V_z is overestimated. Figure D.1 shows the relative bias due to inclination and projection effects in the estimation of V_z and V_ϕ for different values of θ and θ_v . In the conical outflow, where $\theta_v = \theta \leq 17^\circ$, the inclination bias is expected to be $\leq 10\%$ in V_z and Z , $\leq 1\%$ in j and R .

Appendix D.2: multiple layers for the tomography

In the previous section, we estimated the bias in the estimation of V_z , V_ϕ due to projection effects for one single conical layer. However, the DG Tau B transverse PV diagrams shows a clear shear-like velocity structure suggesting a stacking of layers.

We model this effect directly in the transverse PV diagrams by stacking the elliptical projections for conical layers of increasing radii at origin R_0 with the same opening angle θ . The velocity shear in V_z of the conical layers is defined by a shearing parameter $f_{sh} = \frac{\partial V_z}{\partial R}$. The specific angular momentum of each layer, j , is assumed constant with Z and vary between 20 and 90 au km s⁻¹, increasing with increasing radius, such as $j \times V_p$ is constant to mimic the DG Tau B observations.

Due to the stacking, the maximal velocity at $\pm R$ does not perfectly describe the velocity of the ellipse of radius R . This effect is larger when f_{sh} is small. Using a similar procedure as before, we derived the relative difference between the estimation of V_z and j with the tomographic method and the input theoretical values. This was achieved for a range of f_{sh} values between 0.2 to 20 km s⁻¹ au⁻¹ and with the three (θ , θ_v) configurations studied in the previous sub-section.

In order to study efficiently this bias we define the adimensional parameter $x = \frac{[V_{los}(\pm R)]}{R} \times \left(\frac{\partial [V_{los}(\pm R)]}{\partial R} \right)^{-1}$, where we define $[V_{los}(\pm R)] = 1/2(V_{los}(R) + V_{los}(-R))$. This adimensional parameter can be derived from the observations. We show in Figure D.2 the predicted relative biases in V_z and j as a function of this parameter x . Biases increase with increasing x values illustrating the effect of the velocity shear. We also show the distribution of observed x values computed at each (R, Z) position in the conical outflow. The x values are concentrated around ≈ 0.5 , suggesting moderate biases in both V_z and j for the conical outflow where $\theta_v = \theta \leq 17^\circ$.

However, this modeling doesn't include the effect of beam smearing nor the impact of our polynomial fitting method to describe the shape of the PV diagram. In order to study these effects, we directly applied our tomographic method to the synthetic datacube presented in Sect. 10 and determined the relative differences between the computed and the input V_z and j values at each (R, Z) position along the conical flow. We show in Fig. D.2 the derived relative biases in V_z and j as a function of the

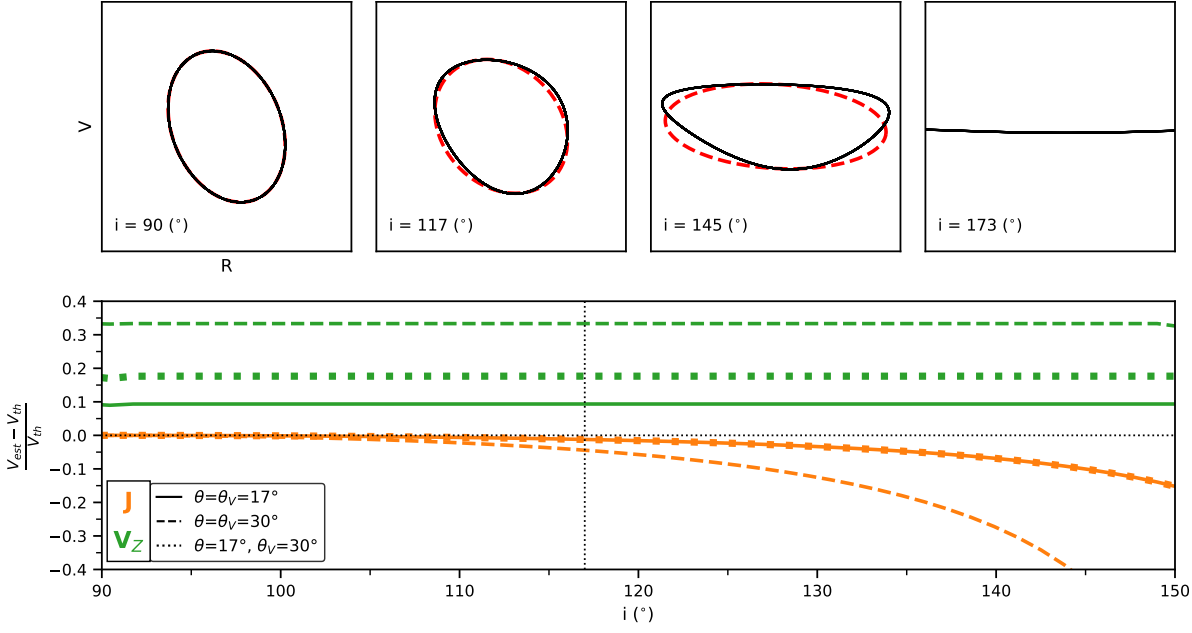


Fig. D.1: *Top panels*: Black curves show computed transverse PV diagrams for one conical layer with constant V_Z , V_R , and j seen at different inclinations i and with $\theta_v = \theta = 17^\circ$. The red dashed curve traces an elliptical fit. *Bottom Panel*: Computed relative bias in V_Z (green curves) and j (orange curves) for one conical layer as a function of the inclination and for different combinations of θ and θ_v : solid curves: $\theta = \theta_v = 17^\circ$, dotted curves: $\theta = 17^\circ$ & $\theta_v = 30^\circ$, and dashed curves: $\theta = \theta_v = 30^\circ$.

x parameter. Their distributions are broader and flatter than predicted, especially in j , likely due to the combination of velocity shear and beam smearing effects.

From this study, we estimate that in the conical part of the outflow (at $(V - V_{\text{sys}}) \geq 2 \text{ km s}^{-1}$), the tomographic method suffers from a relative bias $\leq 15\%$ in the estimation of V_Z and $\leq 20\%$ in the estimation of j .

The X values extend up to ≈ 1.3 in the pedestal region. With an opening angle θ , $\theta_v > 30^\circ$, a tomographic study of the low velocity component would suffer from a relative bias larger than 60% and 30% in the estimation of V_Z and j respectively.

Appendix E: Wind-Driven shell analytical solutions

In this section, using Eqs. 1, 2,3 and 11, we derive an analytical solution for predicted channel maps in the case of the generalized wind-driven shell model introduced in Sect. 4. The WDS model is defined by three parameters: C , τ and η , see Eqs. 11.

The projection on the plane of the sky (δx , δz) for the emissivity map at $(V - V_{\text{sys}}) = V_{\text{CM}}$ could be recovered by solving Eq. 3 with $V_{\text{los}} = V_{\text{CM}}$ and using Eqs. 11 for V_Z and V_R :

$$\zeta = \frac{4V_{\text{CM}}\tau C \cos i}{\eta^2 \sin^2 i} \quad (\text{E.1})$$

$$R = -\eta \frac{\tan i}{2C} (\sin \phi \pm \sqrt{\sin^2 \phi - \zeta}) \quad (\text{E.2})$$

$$\delta x = R \cos \phi \quad (\text{E.3})$$

$$\delta z = CR^2 \sin i - R \sin \phi \cos i \quad (\text{E.4})$$

$$(\text{E.5})$$

Equation. E.2 has no solution in the case $\zeta > 1$ ($V_{\text{CM}} \cos i > \frac{\eta^2 \sin^2 i}{4\tau C}$). This corresponds to the case where no emission is predicted at $V_{\text{los}} = V_{\text{CM}}$. Similarly, in the situation $0 \geq \zeta \geq 1$, only a fraction of ϕ will be projected such as $\sin^2 \phi > \zeta$.

developing equation E.4 we obtain :

$$\delta z = \eta \frac{\sin^2 \phi \sin i}{2C} (\eta \tan^2 i + 1) - V_{\text{CM}} \tau \tan i \quad (\text{E.6})$$

$$\pm \eta \frac{\sin \phi \sin i}{2C} (\eta \tan^2 i + 1) \sqrt{\sin^2 \phi - \zeta} \quad (\text{E.7})$$

we reformulate δz as $z_0 + \Delta Z \sin \beta$ with:

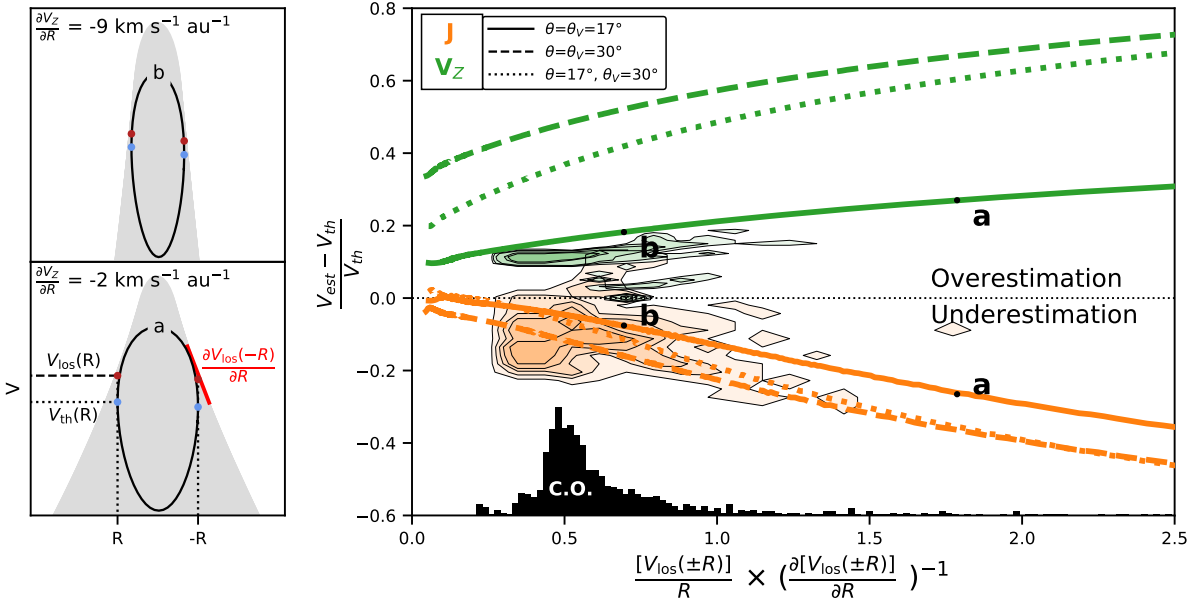


Fig. D.2: *Left panels*: The grey area shows the limits of the transverse PV diagram predicted for a stacking of conical shells with a shearing factor f_{sh} (see text). In black is shown the ellipse corresponding to a single layer of maximal radius R . The blue and red dots correspond respectively to the velocity of the ellipse at $\pm R$ and the maximal velocity of the PV diagram at $\pm R$. The red dots are the ones used in our method, while the blue dots correspond to the true measurements. The differences in velocities will lead to a bias in our j and V_Z estimation. The red line shows the slope of the PV diagram $\frac{\partial V_{los}(\pm R)}{\partial R}$, see text for more details. *Right panel*: Plot of the relative bias in V_Z (green curves) and j (orange curves) due to the shearing aspect of the PV diagram as a function of the x parameter (see text). The solid, dashed, and dotted lines correspond to different configurations of θ and θ_v . The black histogram, labelled C.O., shows the distribution of the x parameter derived at different heights Z and radii R in the conical outflow. The relative biases corresponding to the a and b ellipses shown in the left panels are represented. The orange (resp. green) colored contours trace the relative biases derived from applying the tomographic method to the synthetic datacube. Contours outline 30 to 90 % of the distributions in step of 15 %. See text for more details.

$$z_0 = \eta \frac{\sin i}{2C} (\eta \tan^2 i + 1) - V_{CM} \tau \tan i \quad (\text{E.8})$$

$$\Delta Z = \eta \frac{\sin i}{2C} (\eta \tan^2 i + 1) \sqrt{1 - \zeta} \quad (\text{E.9})$$

$$\sin \beta = \frac{-1 + \sin^2 \phi \pm \sin \phi \sqrt{\sin^2 \phi - \zeta}}{\sqrt{1 - \zeta}} \quad (\text{E.10})$$

Similarly, manipulating Eq. E.3 δx could be reformulated as $\delta x = \Delta X \cos \beta$, with:

$$\Delta X = \mp \eta \frac{\tan i}{2C} \sqrt{1 - \zeta} \quad (\text{E.11})$$

Hence $(\delta x, \delta z)$ trace an ellipse of center $(0, z_0)$ and aspect ratio :

$$\left| \frac{\Delta Z}{\Delta X} \right| = (\eta \tan^2 i + 1) |\cos i| \quad (\text{E.12})$$

Therefore, in the classical wind driven shell models with radial velocity vectors ($\eta = 1$), the aspect ratio of the ellipse on the channel maps only depends on the inclination. We represent on the channel maps the two limiting ellipses computed at $V - \delta V/2$ and $V + \delta V/2$ to take into account the width of the channel map.

Appendix F: Global model

In order to comprehend the impact of projection or convolution effects on the observations, we develop a locally axisymmetric code that allows us to simulate optically thin observations of simple outflow models.

We take advantage of the axisymmetric hypothesis that permits to reduce the complexity of the model by defining at each height the radius $R(Z)$ and the cylindrical velocities V_z , V_r and V_ϕ (See the schematic view of Fig. 2). The dependency between the height and the radius or the velocities will vary with the model used. We then create at each height an emitting ring with azimuth parametrized with ϕ . As the morphology is axisymmetric, neither the radius nor velocities depend on ϕ . Under the assumption of optically thin emission, the emissivity at position (Z, ϕ) is proportional to the elementary volume $dV = R(Z) d\phi dR dZ$. We have added an additional variation of the emissivity with the height and radius as a power-law with parameters α and β respectively. Proper modeling of the emissivity would require to solve for temperature and chemistry, which is well beyond the scope of this model.

The positions of the outflow emission on the datacube $(\delta x, \delta y, V_{proj})$ is then defined by Eqs. 1,2,3.

We then create a datacube with the same spectral and spatial resolution than our observations, and place on each point $(\delta x, \delta y, V_{proj})$ the emissivity I . As we suppose that the emission is optically thin, we sum each emissivity corresponding to the same positions on the datacube. The step size of Z and ϕ need to be relatively small in order to efficiently fill the datacube, we set a step size of 1° for ϕ and a fraction of the spatial pixel for Z .

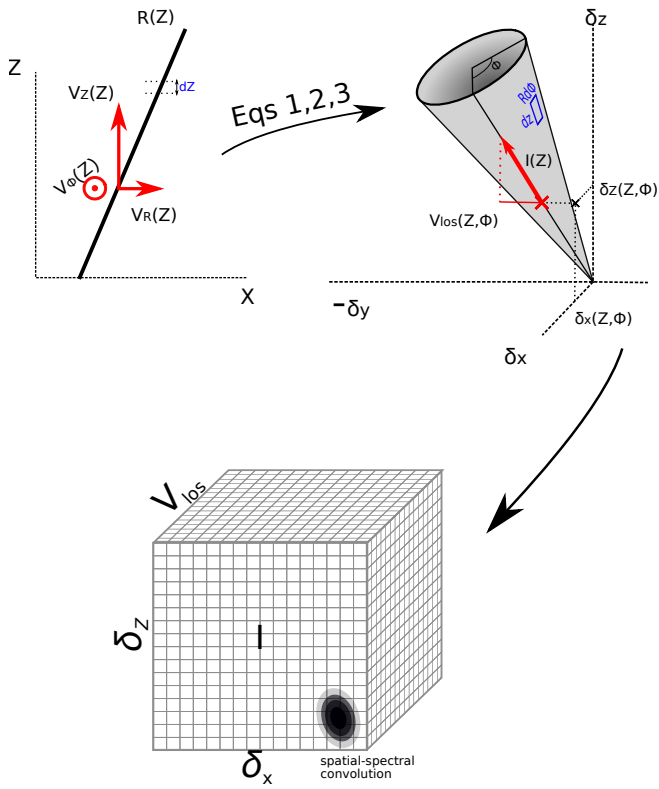


Fig. F.1: Schematic representation of the method used to create synthetic datacube

We then convolve the datacube by a 2D Gaussian matching the spatial beam characteristics in order to fully simulate the ALMA observations.

Appendix G: channel maps of disk wind models

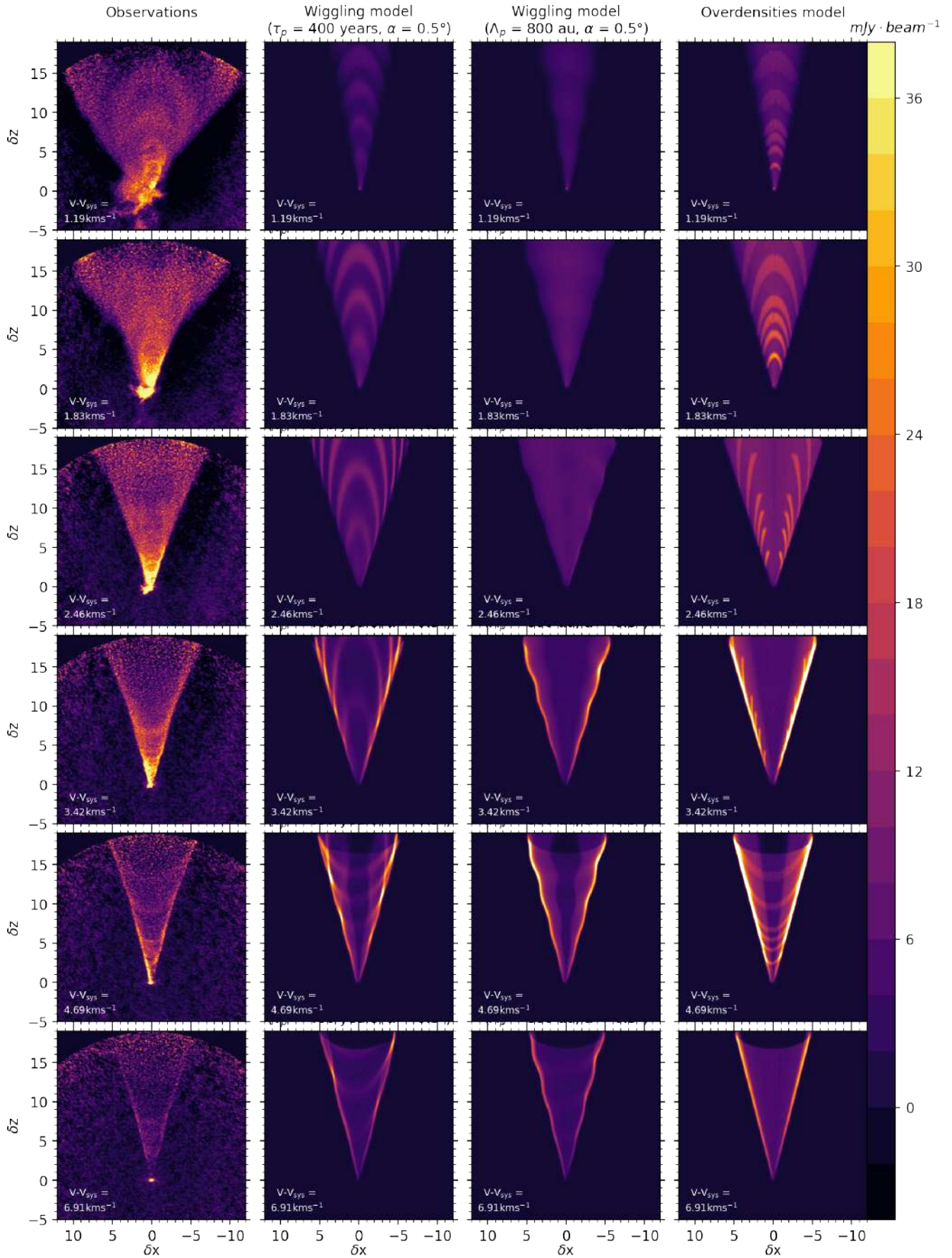


Fig. G.1: ^{12}CO observed (first column) and synthetic channel maps at selected line-of-sight velocities. The second and third columns correspond to the generic models with axis precession presented in Sect. 5.2. The last column corresponds to a disk wind model with density enhancement, as presented in Sect. 5.3

B.2 Articles en co-auteur

Astronomy & Astrophysics manuscript no. output
July 12, 2021

©ESO 2021

The GRAVITY Young Stellar Object survey

VII. Gas and dust faint inner rings in the hybrid disk of HD141569

GRAVITY Collaboration*: V. Ganci^{1,2}, L. Labadie¹, L. Klarmann³, A. de Valon⁴, K. Perraut⁴, M. Benisty^{4,5}, W. Brandner³, A. Caratti o Garatti^{3,6,7}, C. Dougados⁴, F. Eupen¹, R. Garcia Lopez^{3,6,7}, R. Grellmann¹, J. Sanchez-Bermudez^{3,8}, A. Wojtczak¹, P. Garcia^{9,10}, A. Amorim^{9,11}, M. Bauböck¹², J.-P. Berger⁴, P. Caselli¹², Y. Clénet¹³, V. Coudé du Foresto¹³, P.T. de Zeeuw^{12,14}, A. Drescher¹², G. Duvert⁴, A. Eckart^{1,2}, F. Eisenhauer¹², M. Filho^{9,10}, F. Gao¹², E. Gendron¹³, R. Genzel¹², S. Gillessen¹², G. Heissel¹³, T. Henning³, S. Hippler³, M. Horrobin¹, Z. Hubert⁴, A. Jiménez-Rosales¹², L. Jocou⁴, P. Kervella¹³, S. Lacour¹³, V. Lapeyrère¹³, J.-B. Le Bouquin⁴, P. Léna¹³, T. Ott¹², T. Paumard¹³, G. Perrin¹³, O. Pfuhl¹⁵, **G. Heißel**¹³, G. Rousset¹³, S. Scheithauer³, J. Shanguan¹², T. Shimizu¹², J. Stadler¹², O. Straub¹², C. Straubmeier¹, E. Sturm¹², E. van Dishoeck^{12,14}, F. Vincent¹³, S.D. von Fellenberg¹², F. Widmann¹², and J. Woillez¹⁵

(Affiliations can be found after the references)

Received xx, xxxx; accepted xx, xxxx

ABSTRACT

Context. The formation and evolution of planetary systems impact the evolution of the primordial accretion disk in its dust and gas content. HD 141569 is a peculiar object in this context as it is the only known pre-main sequence star characterized by a so-called hybrid disk. Observations with 8-m class telescopes probed the outer-disk structure showing a complex system of multiple rings and outer spirals. Furthermore, interferometric observations attempted to characterise its inner 5 au region, but derived limited constraints.

Aims. The goal of this work is to explore with new high-resolution interferometric observations the geometry, properties and dynamics of the dust and gas in the internal regions of HD 141569.

Methods. We observed HD 141569 at milliarcsecond-scales with GRAVITY/VLTI in the near-IR at low ($R \sim 20$) and high ($R \sim 4000$) spectral resolution. We interpreted the interferometric visibilities and spectral energy distribution with geometrical models and through radiative transfer techniques using the code MCMax to constrain the dust emission. We analysed the high spectral resolution quantities (visibilities and differential phases) to investigate the properties of the Bry-line emitting region.

Results. Thanks to the combination of three different epochs, GRAVITY resolves the inner dusty disk in the K band with squared visibilities down to $V^2 \sim 0.8$. A differential phase signal is also detected in the region of the Bry line along most of the six baselines. Data modeling shows that an infrared excess of about 6% is spatially resolved and that the origin of this emission is confined in a ring of material located at a radius between 0.8 and 2 au with a width ≤ 0.3 au. The MCMax modeling suggests that this emission could originate from a small amount ($1.4 \times 10^{-8} M_{\oplus}$) of quantum-heated particles, while large silicate grains models cannot reproduce at the same time the observational constraints on the properties of near-IR and mid-IR fluxes. The high spectral resolution differential phases in the Bry line clearly show an S-shape that can be best reproduced with a gaseous disk in Keplerian rotation, confined within **0.09 au** (or **12.9 R_{\oplus}**). This is also hinted by the double-peaked Bry emission line shape, known from previous observations and confirmed by GRAVITY. The modeling of the continuum and gas emission shows that the inclination and position angle of these two components are consistent with a system showing relatively coplanar rings at all scales.

Conclusions. With a new and unique observational dataset on HD 141569, we show that the complex disk of this source is composed of a multitude of rings at all scales. This aspect makes HD 141569 a potentially unique source to investigate planet-formation and disk evolution in intermediate-mass pre-main sequence stars.

Key words. Proto-planetary disk – interferometry – near infra-red – stars: individual (HD 141569)

Fig. B.1.: Première page de l'article Ganci et al. (2021), en préparation.

La figure B.1 est la première page d'un papier auquel j'ai participé pendant ma thèse. Mon objectif a été d'ajuster le spectre GRAVITY dans la raie de H β de l'objet HD 141569 par un modèle simple de disque Képlérien. Dans ce but, j'ai créé 2600 spectres synthétiques en utilisant le code Axoproj et en faisant varier le rayon interne de 0.008 à 0.03 au, le rayon externe de 0.033 à 0.8 au, et le paramètre α fixant la variation d'intensité (voir Sect. 4.1) de 0 à 4. Le facteur ϵ n'a aucun impact sur le spectre final, il a donc été fixé à 0.1. L'inclinaison a aussi été fixée à 58.47°. J'ai aussi modifié le code AxoProj pour prendre en compte une émission optiquement épaisse. La meilleure solution est trouvée pour les paramètres $r_{in} = 0.011$ au, $r_{out} = 0.09$ au et $\alpha = 0.5$. Le spectre correspondant (en supposant une émission optiquement mince et épaisse) est présenté en Fig. B.2.

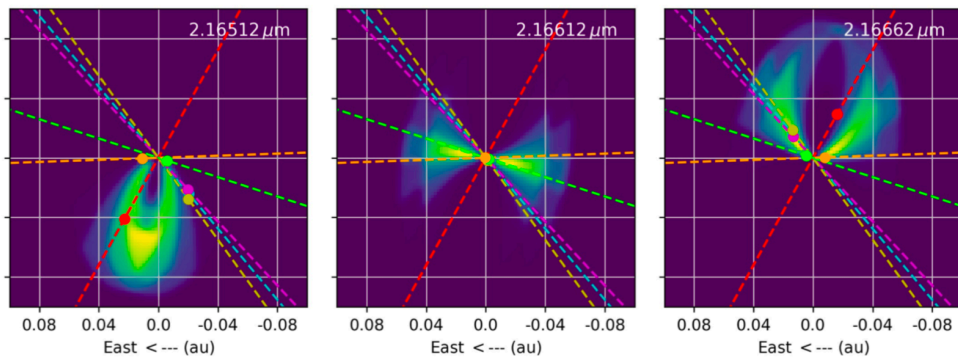
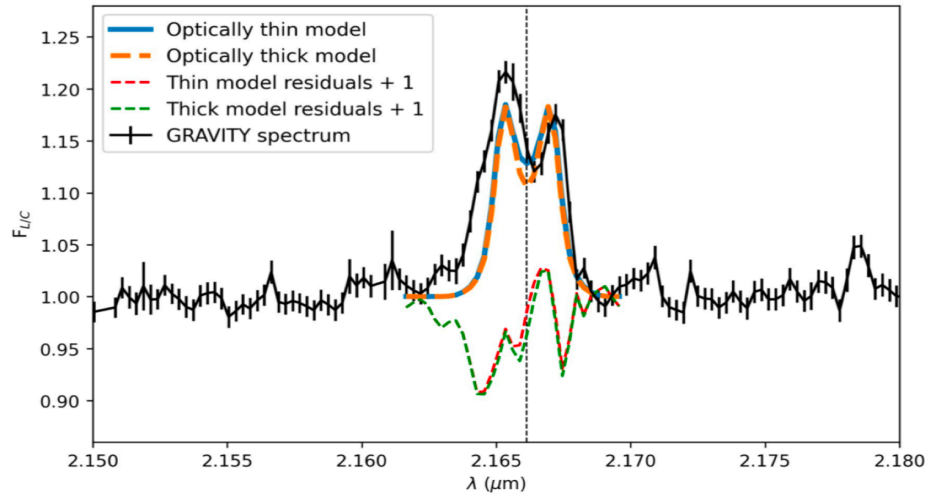


Fig. B.2.: Images tirées de Ganci et al. (2021), en préparation. Haut : Spectre GRAVITY de HD 141569 avec modèle de disque Képlérien ($r_{in} = 0.011$ au, $r_{out} = 0.09$ au et $\alpha = 0.5$) en supposant une émission optiquement mince ou optiquement épaisse. Bas : Cartes par canaux du modèle de disque Képlérien. Les lignes en tirets représentent les différentes lignes de base de GRAVITY. Les points colorés indiquent les différents décalages du photo-centre pour chaque ligne de base.

A partir de ce modèle, j'ai créé un cube de données dans la raie de H β qui a pu être comparé avec les décalages du photo-centre avec la longueur d'onde des différentes lignes de base (voir Fig. B.2).

Liste des figures

- 1.1 Séquence évolutive de la formation d'une étoile de type solaire du cœur pré-stellaire jusqu'à la Classe III. À gauche est représentée la distribution spectrale d'énergie (SED) avec la contribution de la proto-étoile centrale (jaune) et du disque/enveloppe (gris). Un schéma de l'environnement est représenté pour chaque Classe sur la colonne du centre. 3
- 1.2 Gauche : Première observation de flot moléculaire tirée de Snell et al. (1980). L'image représente l'émission CO(1-0) dans le nuage moléculaire L1551. Droite : Première observation de jet tirée de Mundt and Fried (1983). 5 jets ont été observés en émission optique dans cet article, ici est représenté le jet de DG Tau B. 5
- 1.3 Observations de jets et de flots moléculaires pour différents stades évolutifs. a) Émission moléculaire ^{12}CO (2-1) (rouge) et H2 (vert) de la Classe 0 HH212 (Lee et al., 2015). Les différents canaux correspondent à différentes vitesses projetées pour le CO. b) Flux intégré de l'émission ^{12}CO (2-1) (rouge) et émission infrarouge (HST, filtre F814w en bleu et F675 en vert) de la Classe I DG Tau B (Zapata et al., 2015). c) En rouge est représentée l'émission ^{12}CO (2-1) à une vitesse intermédiaire (2-11 km/s, Louvet et al., 2018) de la Classe II HH30. En vert est représentée l'observation HST du jet (Burrows et al., 1996). 6
- 1.4 Vision schématique d'un disque d'accrétion magnétisé. La zone grise du disque indique la région où la MRI est possible. Les courbes noires représentent le champ magnétique poloidal ancré dans le disque d'accrétion. Les flèches rouges symbolisent les mouvements du gaz qui peut être soit accréte soit éjecté via un vent MHD. L'accrétion dans la "Dead Zone" est très subsonique. 7
- 1.5 Gauche : Image tirée de (Lee, 2020) comparant les largeurs déconvoluées de différents jets de Classe 0 (HH212) et Classe II (RW Aur, DG Tau) à petite échelle. La zone grisée et la courbe bleue guident l'œil et indiquent que l'origine des jets peut provenir des régions très internes (< 1 au) du disque. Droite : Relation entre le taux de perte de masse du jet et le taux d'accrétion sur l'étoile pour différents types de proto-étoiles. Les rapports $\dot{M}_W/\dot{M}_{acc} = 0.1 - 0.01$ sont représentés en pointillés. Image tirée de Ellerbroek et al. (2013). 10

1.6	Gauche : Mesure des gradients de vitesse dans la direction transverse à l'axe du jet observés sur la composante basse vitesse du micro-jet de DG Tau avec le HTS/STIS (Bacciotti et al., 2002). Droite : Représentation de l'émission blueshiftée (bleu) et redshiftée (rose) du jet SIO de HH 212 observé avec ALMA (Lee et al., 2017). L'émission continue du disque en rotation est indiqué en orange, les flèches rouges et bleues indiquent le sens de rotation du disque, en accord avec le sens de rotation du jet en SiO.	11
1.7	Représentations schématiques de différents modèles de jets stationnaires (première ligne) et non-stationnaires (deuxième ligne). Image provenant de Ferreira et al. (2006).	13
1.8	Premières représentations schématiques représentant les flots moléculaires par une interaction entre un vent stellaire et l'enveloppe (a), Snell et al., 1980) ou par un vent de disque MHD (b), Pudritz and Norman, 1983).	15
1.9	Dans l'image principale : Représentation de l'émission CO haute vitesse ($V - V_{sys} > 9$ km/s et $V - V_{sys} < -11.4$ km/s) en gris superposée avec le flot moléculaire basse vitesse ($V - V_{sys} > 9 - 11.4$ km/s) en contours noirs. Les contours en gras indiquent l'émission continue du disque d'accrétion et de l'enveloppe. Sur les deux panneaux secondaires, les contours indiquent l'émission haute et basse vitesse. Les niveaux de gris représentent l'émission H ₂ . Image tirée de Richer et al. (2000).	17
1.10	a): Estimation du flux d'impulsion du flot moléculaire en fonction de la masse de l'enveloppe. Les points blancs indiquent les Classes 0, les points noirs les Classes I. Image tirée de Bontemps et al. (1996) b) : Estimation de l'angle d'ouverture des flots en fonction de l'âge de la source. Image tirée de Arce and Sargent (2006)	18
1.11	Différents candidats de vent de disques : a) CB 26 (Launhardt et al., 2009), avec un schéma du modèle utilisé pour reproduire l'émission CO. b) Orion Source I (Hirota et al., 2017),c) HH30 (Louvet et al., 2018), l'image est tirée de Dougados et al. (2017). d) TMC1A (Bjerkeli et al., 2016). e) NGC 133 IRAC 4C (Zhang et al., 2018).	19
1.12	Gauche : Carte du moment 1 de HH 212 en SO. Droite : Schéma du modèle utilisé pour expliquer les observations de la Fig. de gauche. Images tirées de Lee et al. (2021).	21

2.1	Gauche : Représentation d’une solution auto-similaire de vent photo-évaporé (rouge) par rapport à une simulation hydrodynamique (noir). Les courbes représentent les différentes trajectoires. Les points supersoniques sont indiqués par des points noirs pour la simulation et par la courbe rouge en pointillés pour le modèle auto-similaire. L’image est tirée de Clarke and Alexander (2016). Milieu et droite : Représentation des profils de vitesse de deux simulations de vents photo-évaporés (milieu : Picogna et al., 2019, droite : Wang and Goodman, 2017).	28
2.2	a) Flux de masse par unité de surface $\dot{\Sigma} = \rho v$ normalisés pour différents modèles de photo-évaporation autour d’une étoile d’une masse solaire. Les trois courbes correspondent à différents types d’irradiations : émission X en rouge (Owen et al., 2012), émission EUV en noir (Font et al., 2004) et FUV en bleu (Gorti and Hollenbach, 2009). Image tirée de Alexander et al. (2014). b) Flux de masse par unité logarithmique de rayon ($2\pi R^2 \dot{\Sigma}$) les couleurs représentent les mêmes irradiations.	29
2.3	Gauche : Profil de vitesse de la simulation de référence de vent photo-évaporé de Wang and Goodman (2017). Plusieurs simulations ont été effectuées pour différentes configurations d’irradiation X, FUV et EUV. À droite sont représentés le flux de masse \dot{M}_W et la vitesse moyenne $\langle V_r \rangle$ pour différentes irradiations EUV et X.	30
2.4	Représentation schématique de l’éjection magnéto-centrifuge créée par une ligne de champ magnétique déformée par le disque. Schéma tiré de la Thèse de Nicolas Scepi (https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02444294).	32
2.5	Représentation du moment cinétique spécifique en fonction de la vitesse poloïdale pour les deux modèles de vent de disque. En noir est indiqué le modèle de vent de disque (Sect. 2.2.3) pour des λ_ϕ variant de 2 à 50 et des rayons d’éjection r_0 compris entre 2 et 0.07 au. Le domaine des X-winds ($r_0 = 0.07, \lambda_\phi \sim 5$, voir Sect. 2.2.2) est aussi représenté. Modification de l’image de Ferreira et al. (2006).	34
2.6	Gauche : deux solutions de X-wind (haut/bas) pour différentes échelles (10 au et 100 au). Les courbes noires représentent les trajectoires, les flèches représentent les vitesses. Les profils d’iso-densité sont représentés en gris. L’image est tirée de Shang et al. (2007). Droite : Image synthétique d’un modèle de X-wind dans la raie [OI] (Shang et al., 2002).	35
2.7	Gauche : Représentation du facteur λ en fonction de ξ (voir section suivante et Eq. 2.12) et μ des solutions de Jacquemin-Ide et al. (2019). Les courbes bleues correspondent à la loi $\lambda(\xi)$ pour $\frac{\Lambda}{\Lambda+1} = 1 - 0.6$ (c.f Eq. 2.12). Gauche : Représentation des valeurs de λ des solutions de Lesur (2021) en fonction du paramètre κ . Le facteur β ici correspond à $\frac{2}{\mu}$	37

2.8	Représentation du rapport entre flux de masse éjectée par le vent MHD et flux de masse accrétée au rayon interne en fonction du rapport entre rayon externe et interne dans le cas où l'extraction verticale de moment cinétique domine l'accrétion ($\Lambda \gg 1$). Les différentes courbes correspondent à plusieurs valeurs de λ . La ligne en noir représente un rapport éjection/accrétion de 0.1 qui est la valeur observée sur les jets atomiques.	39
2.9	Présentation des surfaces d'écoulement de solutions auto-similaires déterminées par Ferreira (1997) (gauche) et Jacquemin-Ide et al. (2019) (droite). Chaque solution correspond à un jeu de paramètres différent, j'ai ici indiqué le paramètre de bras de levier magnétique.	40
2.10	Représentation des rayons d'éjection $r_0(\beta)$ et bras de leviers magnétiques $\lambda(\beta)$ correspondant à un facteur β et une même paire de valeurs de V_p et rv_ϕ . La barre rouge correspond au cas où r_0 et λ sont estimés en supposant $\beta = 0$	42
2.11	Représentation des valeurs asymptotiques du moment cinétique spécifique en fonction de la vitesse poloïdale pour une solution MHD stationnaire froide. Les points correspondent aux 5 candidats de vent de disques présentés dans la Sect. 1.4.3 : CB26 (Launhardt et al., 2009), HH30 (Louvét et al., 2018), Source 1 (Hirota et al., 2017), NGC 1333 IRAS 4C (Zhang et al., 2018) et TMC1A (Bjerkeli et al., 2016).	43
2.12	a) : Vision schématique de l'interaction entre une enveloppe statique et un vent radial, en supposant un mélange instantané (Shu et al., 1991). b). Haut : Forme analytique de la couche résultante de l'interaction entre un vent de vitesse uniforme v_w et de densité $\rho_w \propto (r \sin \theta)^{-2}$ avec une enveloppe de densité $\rho_a \propto (\sin \theta/r)^2$ (Li and Shu, 1996). b) Bas : Variation de masse en fonction de la vitesse $\frac{dm}{dv}$ de cette même solution pour différentes inclinaisons. La ligne rouge représente une pente à $\gamma = 2$, pour comparaison. c) Cartes de $V_R(Z)$ (haut) et $V_Z(Z)$ (bas) des simulations numériques de l'interaction entre un vent de vitesse non-uniforme $v_w \cos \theta$ et de densité $\rho_w \propto r^{-2}(\sin \theta)^{-2}$ avec une enveloppe de densité $\rho_a \propto (\sin \theta/r)^2$ (Lee et al., 2001).	44
2.13	Gauche : Simulations de Shang et al. (2006) d'une interaction entre un X-wind de vitesse $v_0 = 50 km/s$ et une enveloppe statique aplatie avec un profil de densité $\rho_a \propto \sin^4 \theta/r^2$. Les images montrent les cartes de densité (haut, en échelles logarithmiques) et vitesses (bas, en km/s) pour différentes époques (30,100,300,1000 ans). Il n'est pas expliqué dans le papier quelle est la composante de la vitesse représentée. La solution correspondant au profil de densité utilisé dans Li and Shu (1996) et Lee et al. (2001) est présentée à droite ($\rho_a \propto \sin^2 \theta/r^2$).	49

2.14	Haut : Morphologie de la solution de (López-Vázquez et al., 2019) à différentes époques. Bas : Profils des vitesses dans le repère sphérique, exprimés en fonction de l'angle θ . Les couleurs correspondent aux mêmes ages que dans le panneau du haut. La ligne rouge correspond à la vitesse de rotation dans l'enveloppe du modèle d'Ulrich (1976) à la surface de la cavité à $t = 500$ yr.	51
2.15	Représentation schématique d'un choc d'étrave dans son repère local. .	52
2.16	Gauche : Solutions analytiques de la morphologie du choc d'étrave pour plusieurs valeurs de β , l'indice de loi de puissance de la densité avec Z (Raga and Cabrit, 1993). Droite : Comparaison de la solution $\beta = -2$ à la cavité du flot moléculaire HH211 (Gueth and Guilloteau, 1999). . .	54
2.17	Représentation des vitesses adimensionnées dans le repère sphérique. Les lignes blanches sur l'image de droite représentent les trajectoires des particules définies par un θ_0 qui varie de 75° à 15° par saut de 15°	56
3.1	Diagrammes P.V transverses de différents flots moléculaires. a) HH30 (Louvét et al., 2018), b) HH46/47 (Zhang et al., 2016), d) HH212 (Tabone et al., 2017), c) et e) DG Tau B (Zapata et al., 2015; de Valon et al., 2020).	57
3.2	Représentation d'un cube de données et des trois possibles coupes selon différents axes.	59
3.3	Représentation 3D des deux repères utilisés : le repère du flot moléculaire (X,Y,Z) en noir et le repère du plan du ciel ($\delta x, \delta y, \delta z$) en jaune. Les cercles bleus, verts et rouges représentent des anneaux d'émission définis par les 5 paramètres R, Z, V_R, V_Z et V_ϕ . Les points colorés représentent la position $\phi = 0, \pi$ Les deux images correspondent à la même situation sous deux angles de vue différents.	61
3.4	Image inspirée de la Fig. 11 de Louvét et al. (2018). À gauche sont représentés les deux repères (similaires à la Fig. 3.3) dans le cas $i = 90^\circ$. À droite est représenté le diagramme P.V de ce cercle d'émission. Les points verts indiquent sur les deux figures les paramètres $\phi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, -\frac{\pi}{2}$. Sur la figure de droite est aussi indiquée la vitesse projetée correspondante pour chaque point.	63

3.5	La première ligne représente les modèles utilisés dans la résolution analytique des diagrammes PV : un cône avec vitesse poloidale et moment cinétique constant, et une parabole avec loi de Hubble. Sur cette ligne sont indiquées les équations des modèles. Les courbes rouges et vertes représentent respectivement des diagrammes transverses et longitudinaux pour les deux différents modèles. La hauteur (rayon) de coupe des diagrammes P.V transverses (longitudinaux) est indiquée sur la première ligne. Les points noirs indiquent le centroïde des ellipses dans les diagrammes transverses. Ce centroïde est reporté sur les diagrammes longitudinaux.	66
3.6	Représentation 3D d'un modèle analytique dans la représentation $(\delta x, \delta z, V_{los})$ d'un cube de données pour le modèle d'un cône à vitesse constante (gauche) et d'une parabole avec accélération apparente (droite). Les courbes rouges, vertes et bleues représentent respectivement un diagramme P.V transverse, un diagramme P.V longitudinal, et une carte par canaux.	68
3.7	Représentation similaire à la Fig. 3.6, pour différentes valeurs d'inclinaison i	69
3.8	Représentation de diagrammes P.V transverses selon le modèle d'un vent de disque (première ligne) et couche d'entraînement (seconde ligne). Les différentes colonnes correspondent à plusieurs valeurs d'inclinaison. 70	70
3.9	Les deux images représentent le même diagramme P.V du flot moléculaire de DG Tau B. À gauche sont représentées différentes ellipses sensées caractériser le diagramme P.V. À droite est indiqué la limite radiale du diagramme P.V.	70
3.10	Représentation synthétique de la méthode de tomographie. À gauche est représenté le flux intégré du flot moléculaire de DG Tau B. La colonne du milieu représente 3 diagrammes transverses déterminés à partir des coupes $\delta z_{1,2,3}$ indiquées sur l'image de gauche. Le contour des diagrammes P.V est représenté en rouge. La caractérisation de ces contours permet de déterminer les lois $RV_\phi(R, \delta Z_{1,2,3})$ et $V_Z(R, \delta Z_{1,2,3})$ représentées dans la colonne de droite. Les cartes de j et V_Z sont tirées de la tomographie de DG Tau B (voir Sect. 5.5.4), les valeurs de j et V_Z colorées représentent les valeurs déterminées par les 3 diagrammes P.V représentés.	72
3.11	Représentation du biais relatif de V_Z et j en fonction de l'inclinaison selon différentes valeurs de θ et θ_v . La droite verticale en pointillés fixe $i = 117^\circ$, l'inclinaison de DG Tau B.	74

3.12	Diagramme P.V transverse créé par un empilement d'anneaux pour une inclinaison de 117° . En noir est représenté la solution C_0 d'une couche de rayon R . Les points bleus représentent les extrémités radiales de la solution. En rouge est indiquée la vitesse maximale V_{max} à $\delta x = \pm R$. Ce point appartient à la solution C_1 . L'image de droite est une version zoomée de l'image de gauche. Sur cette image est représentée en pointillé la solution C_1	75
3.13	Images de gauche : PV diagrammes synthétiques créés à partir d'un empilement de solutions analytiques (similairement à la Fig. 3.12) pour différentes valeurs de $\frac{\partial V_Z}{\partial R}$. En noir est représentée une ellipse de rayon R . Les points rouges et bleus représentent respectivement la vitesse maximale à $\delta x = R$ et la vitesse à l'extension maximale de l'ellipse. Image de gauche : Représentation du biais relatif sur l'estimation de V_Z (vert) et $j = RV_\phi$ (orange) pour une inclinaison $i = 117^\circ$ en fonction du paramètre défini par l'équation 3.25. Les pointillés, tirets et lignes continues correspondent à différentes configurations de θ et θ_v	77
3.14	Représentation similaire à la Fig.3.12, pour différentes valeurs d'inclinaison i	77
3.15	Diagrammes PV transverses créés à partir de solutions analytiques. Les 3 images correspondent à 3 différents gradients de V_ϕ	78
3.16	Représentation 3D de deux repères utilisés : Le repère local du flot moléculaire ($\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z}$) en noir, et le repère de précession ($\vec{X}_p, \vec{Y}_p, \vec{Z}_p$) en bleu. Les deux images correspondent à des époques différentes ($t = t_0$ et $t = t_0 + \tau_p/2$).	79
4.1	Représentation schématique de la méthode utilisée par le code AxOProj pour créer des cubes de données synthétiques.	84
4.2	Estimation du temps de calcul du code AxOProj en fonction de la taille du modèle donné en entrée.	85
4.3	Présentation des lignes de code nécessaires pour créer des cubes de données synthétiques de différents modèles simples. L'image à droite de chaque ligne de code présente une carte par canaux typique du modèle créé.	86
4.4	Lignes de code utilisées pour créer un modèle de vent de disque simple. Ici, la précession du disque ainsi que l'effet d'un beam spatial et spectral sont aussi modélisés.	88

5.1	Différentes observations du flot moléculaire de DG Tau B. a) Première observation en radio millimétrique du flot (Mitchell et al., 1994) L'émission CO (2-1) est montrée en contours. La partie interne du jet est aussi représentée (Mundt et al., 1987). b) Image Infrarouge HST/NICMOS de DG Tau B (1.1 μm Padgett et al., 1999). c) Flux intégré de l'émission CO (rouge) et émission infrarouge (à 6.7 μm avec l'HST, vert) de la Classe I DG Tau B (image tirée de Zapata et al. (2015)). c) Émission CO (3-2) du flot redshifté et blueshifté (Mottram et al., 2017).	94
5.2	Diagrammes P.V transverses du flot redshifté de DG Tau B. Les coupes C1 et C2 correspondent à des hauteurs le long de l'axe du flot à $\delta z = 1500$ et 1900 au (voir Fig. 5.1c).	95
5.3	Couverture u,v des trois configurations ALMA utilisées dans les observations de DG Tau B.	98
5.4	Flux en Bande 3,6 et 7 des calibrateurs de flux utilisés dans les observations : J023+1636 (gauche) et J0510+1800 (droite).	98
5.5	Flux en Bande 3,6 et 7 des calibrateurs de flux utilisés dans les observations. Chaque image est centrée sur une la date d'observation de chaque configuration. La date est indiquée par la ligne en pointillés. La croix rouge indique la valeur de flux utilisée pour la calibration de flux en bande 6.	99
5.6	Présentation du bruit (orange) et de la résolution angulaire moyenne (verte) obtenue en imageant les données du Cycle 5 sous différentes valeurs de Robust.	101
5.7	Haut : Présentation des différentes composantes de DG Tau B. Le flux intégré (entre $V - V_{sys} = 2$ km/s et 8 km/s) est indiqué en violet. Les deux cartes par canaux à $V - V_{sys} = 1.19$ km/s et -1.03 km/s sont montrées en rouge et bleu. Les cartes par canaux de l'émission ^{13}CO à $V - V_{sys} = 1.45$ km/s et -1.55 km/s sont indiquées à l'intérieur des contours blancs en rouge et bleu. Ces émissions présentent l'émission du disque d'accrétion. L'élément de résolution angulaire du CO ($0.13'' \times 0.18''$) est indiquée dans le carré blanc en bas à gauche. Bas : Présentation de trois diagrammes P.V transverses (première ligne) et longitudinaux (deuxième ligne) à différentes valeurs de δz et δx . Les altitudes et rayons de coupes sont indiqués sur la figure du haut.	102
5.8	Présentation des différentes cartes par canaux de l'émission CO. En bas à droite est indiquée l'émission intégrée entre $V - V_{sys} = 7.54$ km/s et $V - V_{sys} = 9.13$ km/s. Les deux lignes en pointillées montrent les cônes interne et externe (voir la définition dans la Sect. 5.5.1).	103

5.9	Gauche : carte de l'émission continue en échelle logarithmique (voir Tab. 5.2). Les pointillés blancs indiquent les contours à 5,10,30 et 200 σ . La ligne blanche en tirets montre le grand axe du disque, correspondant à un P.A de 25.7°. Droite : profil d'intensité estimé sur le grand axe du disque en noir, ou moyenné azimuthalement en rouge. Les composantes de la solution utilisée pour modéliser le profil sont représentées en bleu. Le résidu de l'ajustement est indiqué sur le panneau du bas.	104
5.10	Cartes par canaux du ^{13}CO et du C^{18}O . Les lignes vertes présentes sur les cartes par canaux représentent le contour d'un modèle de disque Képlérien. Ce modèle est défini par une surface ($H/R = 0.3$) en rotation Képlérienne avec une masse centrale $1.1M_{\odot}$, de rayon externe $r_{out} = 700$ au et d'inclinaison $i = 63^{\circ}$	106
5.11	Diagramme P.V de l'émission ^{13}CO (gauche) et C^{18}O (droite) moyennée sur la région $-2 < \delta z < 2$. Le domaine rouge indique un profil Képlérien avec une masse de $0.9 - 1.3 M_{\odot}$ pour une inclinaison de 63° . La courbe bleue correspond à un profil de rotation avec conservation du moment cinétique spécifique ($V \propto 1/r$). Les contours noirs dans les deux images correspondent au contour à 5σ	107
5.12	Données de DG Tau B présentées par Garufi et al. (2020). Haut : Émission continue du disque. L'émission est présentée en échelle logarithmique à gauche, après application de l'Unsharp Masking au milieu et avec une description schématique à droite. Bas : Profil radial du continu et de l'émission spectrale. L'émission continue et H_2CO provient du disque tandis que l'émission CS et CN proviennent aussi du flot. Seulement l'émission supérieure à 3σ est montrée ici.	108
5.13	Gauche : diagramme P.V de l'émission ^{13}CO moyennée sur la région $-2 < \delta z < 2$. La courbe rouge correspond à une rotation Képlérienne avec une masse centrale de $1.1 M_{\odot}$, La courbe bleue correspond à un profil de rotation avec conservation du moment cinétique spécifique $v \propto 1/r$. Le contour vert correspond à un modèle axisymétrique d'une couche en effondrement dans les régions équatoriales ($R_d = 200$ au, $\theta_0 = 60^{\circ}$, voir Sect. 2.4.2). Droite : carte par canaux de l'émission ^{13}CO à la vitesse $V - V_{sys} = 0.85$ km/s. La flèche rouge indique la même région du cube de données que dans le diagramme P.V.	110
5.14	Cartes par canaux de l'émission CO à différentes vitesses projetées. Les contours blancs tracent l'émission attendue d'une couche en effondrement suivant les équations de Ulrich (1976) (voir Sect. 2.4.2.) avec $R_d = 700$ au et $\theta_0 = 30, 50, 70^{\circ}$	110

- 5.15 Gauche : cartes par canaux du cube de données à différentes vitesses projetées. Les lignes en pointillés représentés sur toutes les cartes correspondent à la limite externe du flot conique ($\theta = 17^\circ$). Les lignes tracées sur la carte à $V - V_{sys} = 5.96$ km/s correspondent à un angle de 11° , donnant la limite du cône interne. Droite : diagrammes P.V transverses moyennés sur des tranches de $\Delta Z = 0.2''$ pour des hauteurs de $4''$ et $9''$. Les lignes noires représentent la délimitation externe du flot conique à la hauteur du diagramme P.V. Les flèches noires indiquent le piédestal du flot externe. 111
- 5.16 Gauche : cartes par canaux du cube de données à différentes vitesses projetées. Les lignes en pointillées représentées sur toutes les cartes correspondent à la limite externe du flot conique ($\theta = 17^\circ$). Droite : diagrammes P.V transverses moyennés sur des tranches de $\Delta Z = 0.2''$. Les lignes noires indiquent la limite externe du flot conique à la hauteur du diagramme P.V. Les point a,b,c,d représentent différentes positions sur le cube de données, indiqué sur les cartes par canaux et diagrammes P.V. 114
- 5.17 Gauche : cartes par canaux du cube de données à différentes vitesses projetées. Les points verts indiquent les positions des cusps U1,2,3,4,5. Les lignes en pointillés permettent de suivre la variation des cusps avec la vitesse projetée. Droite : diagramme P.V longitudinal estimé à $\delta x = 0$ sur une tranche de largeur $0.2''$. Les points rouges indiquent les positions des cusps pour différentes vitesses projetées. 115
- 5.18 Gauche : diagrammes P.V estimés par une coupe horizontale du cube de données. Les traits rouges en tirets indiquent les régions utilisées pour intégrer le flux. Le profil radial correspondant est présenté en dessous du diagramme P.V. Les courbes rouges indiquent les solutions Gaussiennes ajustées sur les deux pics. Les traits noirs verticaux indiquent la position des pics. La valeur moyenne des valeurs de rayon donne le centre de la couche. Droite : Détermination du déplacement radial de la composante haute-vitesse en fonction de la hauteur pour différentes rotations du cube de données. 117
- 5.19 Panneaux du haut : image de la dérivée du diagramme PV transverse. La dérivée a été effectuée sur l'axe des vitesses. Les régions rouges et bleues indiquent les régions où la dérivée est respectivement positive et négative. Les points verts représentent les positions où la dérivée est maximale. Bas : Diagrammes P.V dont la dérivée est montrée plus haut. Les points rouges sont identiques aux points verts représentés sur les panneaux du haut. La courbe rouge correspond à un ajustement polynomial de ces points. 118

- 5.20 Cartes tomographiques de V_Z (gauche) et du moment cinétique spécifique j (droite) dans le référentiel du flot. La ligne noire en pointillé représente un ajustement de la région $V_Z = 10 - 11$ km/s par une droite conique. Les deux lignes en pointillés dans la carte de j indiquent les hauteurs des deux extrema en moment cinétique spécifique. Les contours blancs (gauche) et noirs (droite) indiquent les contours de V_Z constants. 120
- 5.21 Gauche : Carte d'émission à la vitesse $V - V_{sys} = 4.37$ km/s, les deux flèches sont placées à des hauteurs $\delta x = 4.5''$ et $6.5''$ et pointent les deux bosses visibles sur la carte. Droite : moment cinétique spécifique j le long d'une ligne de V_Z constant. La gamme de V_Z correspondante est indiquée dans la légende. L'incertitude sur j est propagée à partir de l'erreur sur V_{los} . La ligne rouge représente la valeur médiane de chaque courbe. 121
- 5.22 Représentation du biais relatif sur l'estimation de V_Z (vert) et $j = RV_\phi$ (orange) pour une inclinaison $i = 117^\circ$ en fonction du paramètre x (voir Sect. 3.4.3). Les pointillés, tirets et lignes continues correspondent à différentes configurations de θ et θ_v . L'histogramme noir indique le domaine de x du flot conique. Les surfaces oranges et vertes indiquent le biais relatif en appliquant la méthode de tomographie sur un modèle synthétique. Les contours représentent différentes proportions de la distribution : de 30% à 90% par saut de 15%. 121
- 5.23 Rapport T_{12CO}/T_{13CO} moyenné radialement sur différentes régions du cube de données :a) En fonction de la vitesse pour deux tranches de largeur $\Delta Z = 0.7''$ à $\delta z = 2.2''$ et $4.2''$. b) En fonction de la hauteur pour des vitesses projetées de $V - V_{sys} = 2.1$ km/s et 3.1 km/s. Les flèches indiquent les régions où aucun ^{13}CO n'est détecté, dans ce cas précis, la valeur est remplacée par $5\sigma_{T_{13CO}}$. Le trait rouge en tirets correspond au rapport d'abondance $X_{12,13}$ entre le CO et le ^{13}CO , défini à 65 (Goldsmith et al., 2008). c) Flux de masse sous différentes considérations : Hypothèse optiquement mince (rouge), en appliquant le paramètre d'opacité seulement dans les régions où le ^{13}CO est détecté (noir continu), ou en utilisant la valeur $5\sigma_{T_{13CO}}$ lorsque le ^{13}CO n'est pas détecté (noir, en tirets). 123
- 5.24 Haut : données CO(2-1) des données ALMA (gauche) et SMA (droite). La région rouge correspond à un domaine de dimension $12'' \times 18''$. Bas : Flux intégré des deux observations sur ce domaine rouge en fonction de la vitesse projetée. En haut de la figure, sont indiqués le flux intégré sur les vitesses $\int S dv$ ainsi que la masse résultante dans la région rouge. 124

- 6.1 En couleur est représenté l'âge dynamique $\tau = Z/V_Z$ déterminé à partir de la carte de V_Z . Les lignes blanches correspondent à des courbes paraboliques avec $1/C$ variant de 30 à 135 au, par sauts de 15 au. . . . 129
- 6.2 Panneaux de Gauche : cartes par canaux à différentes vitesses projetées. Le contour blanc indique le modèle d'une WDS caractérisée par les paramètres $C = 10^{-3}$ au $^{-1}$, $\tau = 6000$ ans et $j = 250 \pm 50$ au km/s, avec une inclinaison $i = 117^\circ$. Droite : Diagramme P.V à $\delta z = 7.5''$ obtenue sur une tranche de $\Delta Z = 0.2''$. Les contours rouges représentent le même modèle de WDS. 130
- 6.3 Gauche : schéma du modèle standard de WDS. Panneaux de droite : cartes par canaux à différentes vitesses projetées. Les contours blancs représentent les contours de la solution de WDS reproduisant l'extension radiale de l'arche A0. Les contours verts correspondent à une gamme de hauteur dans le référentiel du flot défini par $Z = 1150 - 1400$ au. . 131
- 6.4 Gauche : schéma du modèle modifié de WDS. Panneaux de droite : cartes par canaux à différentes vitesses projetées. La ligne du haut représente le modèle WDS-A0, la ligne du bas les modèles WDS-A2/A3 et WDS-U5 (voir Table 6.1). Similairement à la Fig. 6.3, les couleurs indiquent une gamme de hauteur spécifique dans le référentiel du flot (les hauteurs sont présentées à gauche). L'échelle de hauteur bleue permet de reproduire l'arche mais n'arrive pas à reproduire efficacement la cusp. L'échelle de hauteur verte reproduit la cusp mais pas l'arche. L'échelle de hauteur jaune reproduit une arche et un cusp mais dessine une ellipse complète aux vitesses intermédiaires. 132
- 6.5 a) Diagrammes P.V transverses moyennés sur une tranche de $\Delta Z = 0.2''$. Les contours rouges représentent les solutions WDS-A2/A3 et WDS-U5. b) La courbe noire indique la vitesse maximale d'émission du diagramme P.V en fonction de la hauteur. Les droites rouges indiquent les vitesses projetées des solutions représentées en a). c) La région grise indique le flot conique déterminé via la tomographie. Les courbes paraboliques représentent les différentes solutions de WDS. Les points rouges indiquent les régions où la vitesse projetée des solutions dépasse la vitesse maximale montrée en b). 134

- 6.6 En couleur est représenté le moment cinétique spécifique de la solution d'une enveloppe en effondrement (avec $R_d = 700$ au et $M_* = 1.1 M_\odot$). Le moment cinétique spécifique varie de 25 au km/s à 900 au km/s. Les régions verte (hachurée) et rouge représentent respectivement le domaine du flot conique estimé via la tomographie et la parabole de la WDS utilisée pour modéliser le flot externe. Les contours blancs et rouges indiquent les régions en effondrement avec un moment cinétique spécifique similaire au flot conique ($j = 40 - 100$ au km/s) et à la solution de flot externe ($j = 250 \pm 50$ au). La zone hachurée noire représente la solution d'une couche en effondrement avec $\theta_0 = 70 \pm 5^\circ$, montrée en Sect. 5.4.4. 136
- 6.7 Gauche : P.V diagrammes moyennés sur une bande $\Delta Z = 0.2''$. En rouge est montré un ajustement des structures elliptiques. Ici sont montrés cote-à-cote le diagramme P.V avec l'ajustement et sans pour plus de visibilité. Droite : Carte de V_Z du flot conique avec une extrapolation pour les $Z > 1200$ au. Les flèches rouges représentent la direction de la vitesse estimée par les ajustements des ellipses. La couleur des flèches indique la valeur de V_Z en suivant l'échelle de couleur de la tomographie. 139
- 6.8 Valeur du rayon d'ancrage $r_{0,con}$, angle d'ouverture θ et produit $V_p \times j$ le long d'une surface d'écoulement à V_p constant estimés à partir de l'ajustement de la tomographie. Les courbes rouges représentent des ajustements en fonction de la vitesse poloïdale V_p (voir Eqs 6.3, 6.4 et 6.5). Les courbes bleues indiquent les extrapolations effectuées jusqu'à 20 km/s afin de reproduire la région haute vitesse du flot. 140
- 6.9 Gauche : cartes par canaux à différentes vitesses projetées du modèle créé via AxoProj (ligne du haut) et comparées aux observations (ligne du bas). L'échelle de couleur est la même pour toutes les cartes. Droite : Diagrammes P.V estimés sur une tranche de $\Delta Z = 0.2''$. Les observations sont représentées en noir et blanc et le modèle est indiqué en contours rouges. 141
- 6.10 Estimation du rayon d'éjection en fonction de la vitesse poloïdale sous différentes hypothèses : extrapolation conique en vert, conservation du moment cinétique spécifique (vent photo-éaporé) en orange, et sous l'hypothèse d'un vent MHD froid en bleu. Les rayons d'éjection correspondant aux vitesses poloïdales plus importantes ne sont pas montrés à cause de l'incertitude importante. 143

6.11	Gauche : représentation du moment cinétique spécifique en fonction de la vitesse poloïdale. En rouge est représenté le domaine (r_0, λ) sous l'hypothèse d'un vent froid (similairement à la Sect. 2.2.5). Les symboles noirs représentent les valeurs de V_P et j du flot conique de DG Tau B, avec leurs incertitudes. Le point vert correspond à une solution chaude de Casse and Ferreira (2000) avec $r_0 = 1$ au et $\lambda = 1.9$. La flèche indique la direction suivie par la solution pour une augmentation de rayon d'éjection. le rectangle gris représente le domaine (V_P, j) du modèle de WDS utilisé pour modéliser le flot externe (Sect. 6.1), la vitesse poloïdale maximale correspond à une hauteur de $Z = 3300$ au dans le référentiel du flot. Panneaux de droite : représentation de la valeur de λ (haut) et de la gamme de rayon d'éjection (bas) pour différentes valeurs de β	146
6.12	Représentation des modèles de précession sous différentes hypothèses : en supposant un angle de précession de 0.2° (gauche) ou 0.5° (droite), et en supposant une période temporelle τ_p constante (ligne du haut) ou une période spatiale Λ_p constante (ligne du bas). Une carte représentée pour chaque modèle, ainsi que la carte de moment cinétique spécifique déterminée par la méthode de tomographie. L'échelle de couleur du moment cinétique spécifique de 0 à 140 au km/s est identique à l'échelle de couleur de la Fig. 5.20.	150
6.13	Représentation similaire à la Fig. 6.12 pour un modèle à $\tau_p = 400$ ans et $\alpha = 0.5^\circ$	151
6.14	Gauche : représentation de la vitesse projetée de la face avant (orange) et face arrière (vert) du flot conique (estimé à partir de la loi 6.4) en fonction de la vitesse poloïdale. En gris est indiqué le domaine de vitesse projetée où sont observés les arches et les cusps. Le domaine $V - V_{sys} > 5$ km/s indique le domaine où les cusps n'ont pas pu être caractérisés à cause du faible rapport signal sur bruit. Droite : représentation schématique de la méthode utilisée pour placer sur la tomographie un cusp caractérisé par les valeurs $(\delta z_u, V_{los;u})$. La droite rouge représente la solution $R(Z)$ caractérisée par la hauteur projetée δz_u . La courbe orange représente une ligne à V_Z constant, correspondant à une vitesse projetée $V_{los;u}$ constante. L'intersection de ces deux droites représente la localisation de la cusp dans la tomographie.	153

- 6.15 Carte de V_Z du flot conique avec une extrapolation pour les hauteurs supérieures à 1200 au. Les régions grises représentent les régions (SU0-5) où l'émissivité doit être augmentée afin d'expliquer les cusps aux vitesses projetées $V - V_{sys} = 3.73 - 5.32$ km/s (voir Fig. 5.17). Les points blancs indiquent la position pour reproduire la carte par canaux à $V - V_{sys} = 4.37$ km/s. Les lignes rouges indiquent les deux régions extrêmes de moment cinétique spécifique (similairement à la Fig. 5.20). Les points gris indiquent les positions des nœuds du jet atomique (observation de (Podio et al., 2011) faite en Février 1998). Les croix rouges indiquent la position dérivée des ajustements d'ellipse sur les diagrammes P.V transverse (voir Fig. 6.7). 154
- 6.16 Gauche : diagrammes P.V transverses (gauche) et cartes par canaux (droite) de l'émission CO du flot de DG Tau B. En rouge sur les cartes par canaux est représenté les ajustements des structures internes par des ellipses (similaire à la Fig. 6.7). Les symboles ronds et triangulaires indiquent le haut des ellipses ajustées. Cette position est aussi indiquée sur les cartes par canaux par les mêmes symboles. Droite : diagrammes P.V transverses sur quatre altitudes correspondant à la hauteur des cusps SU0/4 à la vitesse projetée $V - V_{sys} = 4.37$ km/s (voir Tab. 5.4). Le losange est positionné à $V - V_{sys} = 4.37$ km/s et indique donc la position du cusp dans le diagramme P.V transverse. 155
- 6.17 gauche : Estimation de l'âge dynamique $\tau = Z/V_Z$ des solutions SU0-5 en fonction de V_p . Les lignes rouges représentent la valeur moyenne. Droite : Différence d'âge entre deux cusps adjacentes ($\tau_i - \tau_{i+1}$). Les incertitudes sont déterminées en propageant les erreurs sur la position des cusps. 156
- 6.18 Cartes par canaux à différentes vitesses projetées. La première ligne représente les observations, et la deuxième ligne le modèle synthétique de vent de disque conique avec des augmentations d'émissivité. Les contours blancs indiquent la projection de la région SU0. L'échelle de couleur est identique sur toutes les cartes par canaux. 157
- 6.19 Représentation des âges dynamiques des solutions SU0-5 en fonction du rayon d'éjection r_0 dans l'hypothèse d'un vent MHD froid. Pour chaque cusp, la ligne rouge représente le meilleur ajustement par une fonction affine ainsi que la vitesse V_{prop} correspondante. Le domaine à 1σ est représenté en gris. Les incertitudes ou les valeurs minimales de la vitesse de propagation sont indiqués à droite. 159

- 6.20 Gauche : estimation de la valeur de τ pour la solution SU0 dans le cas où la perturbation provient d'une altitude Z_0 (tel que $\tau = (Z - Z_0)/V_Z$). Chaque couleur correspond à une valeur de Z_0 , indiqué dans la légende. Droite : Image similaire à la Fig. 6.15. Les points gris indiquent les positions des nœuds du jet atomique (observation de (Podio et al., 2011) faite en Février 1998). 161
- 6.21 Présentation des simulations de Tabone et al. (2018) à $\tau = 71, 95$ et 119 ans. Gauche : représentation du profil de densité, en échelle logarithmique. La couleur blanche correspond à la densité du flot externe. Une surdensité correspondant à l'interface entre choc d'étrave et vent externe peut être visible en rouge. Cette région est indiquée par les deux droites vertes en pointillées. Droite : représentation de la valeur de V_Z . Les droites vertes sont similaires à la carte de densité. Aucun cisaillement n'est observé dans cette région. 162
- 6.22 Vision schématique de deux scénarios pour expliquer le flot redshifté de DG Tau B. Dans le scénario A, la variabilité est expliquée par un vent variable (Sect. 6.2.6) et le flot externe par une interaction entre une enveloppe et un vent externe. Dans le scénario B, le vent s'étend jusqu'à $\simeq 50$ au et est perturbé par des chocs d'étrave (Sect. 6.2.7). 164
- 6.23 Représentation du moment cinétique spécifique en fonction de la vitesse poloïdale pour une solution MHD froide. Les points colorés correspondent aux 5 candidats de vent de disques présentés dans la Sect. 1.4.3 : CB26 (Launhardt et al., 2009), HH30 (Louvet et al., 2018), Source 1 (Hirota et al., 2017), NGC 1333 IRAS 4C (Zhang et al., 2018) et TMC1A (Bjerkeli et al., 2016). Les points noirs indiquent les estimations du flot conique de DG tau B effectuées en Sect. 6.2.3. 166
- 7.1 Le jet et le flot de HH30. a) : Image optique de HH30 (HST, voir Burrows et al., 1996). b) : Émission [SII] du jet de HH30 (Anglada et al., 2007). La courbe noire correspond à un ajustement de la morphologie du jet par un modèle de wiggling. L'ajustement a une période spatiale de 16" et un angle d'ouverture de 1.43°. c) Observations CO de HH30 avec le PdBI (Pety et al., 2006). En haut est représenté le moment 0 et à gauche un diagramme transverse correspondant à une coupe à 3.1". L'image de droite correspond au diagramme P.V transverse d'un modèle de flot conique ($\theta = 30^\circ$) avec une vitesse poloïdale de 11.5 km/s. . . . 171

7.2	Présentation des données de Louvet et al. (2018). Gauche : Moment 0 de l'émission ^{12}CO en niveau de gris, ainsi que l'émission du disque en C^{18}O (contours bleus et rouges) et en continu (vert). Droite : diagrammes P.V transverses à différentes altitudes y . Les points noirs représentent les maximums d'émissivité estimés par des ajustements Gaussiens. Des ellipses sont ajustées à partir de ces points. Bas : Caractéristiques de la morphologie et dynamique du flot en fonction de la hauteur déterminée à partir des ajustements d'ellipse.	172
7.3	Diagramme P.V transverse du flot de HH30 correspondant à une hauteur de 2.2". Similairement à la Fig. 7.2, la structure globale du diagramme P.V transverse est ajustée par une ellipse (représentée en rouge). Une seconde ellipse est cependant nécessaire pour expliquer les structures internes du diagramme P.V transverse.	173
7.4	Haut : cartes par canaux des données Cycle 6 pour différentes vitesses projetées. Les contours verts tracent les données présentées dans Louvet et al. (2018) (Premier contour à 5σ , voir leur figure 6). Bas : diagramme P.V longitudinal à $\delta x = 0$ sur une tranche de $\Delta x = 0.3''$. Les contours rouges tracent les données présentées dans Louvet et al. (2018) (voir leur Figure A.3). En blanc est indiqué le domaine de vitesse projetée de HH30 : $V - V_{sys} \in [-2, -6.4]$ km/s et $V - V_{sys} \in [3.4, 6.5]$ km/s, avec $V_{sys} = 6.9$ km/s.	175
7.5	Gauche : Diagrammes P.V transverses des données de Louvet et al. (2018). Droite : Quelques diagrammes transverses des nouvelles données Cycles 6, pour des altitudes comprises entre 3" et 11.7".	176
7.6	Présentation de 28 diagrammes transverses à différentes altitudes. Sur chaque diagramme transverse ont été ajusté à l'œil des ellipses. La figure à droite représente les différents ajustements effectués. Les ellipses dont la variation avec la hauteur est visible sont de la même couleur. Les diagrammes P.V à droite et à gauche sont similaires, afin de comparer les ajustements d'ellipse.	178
7.7	Présentation des valeurs de R , $V_R \sin i$ et $V_Z \cos i$ estimées à partir des ajustements d'ellipse en Fig. 7.7. En noir est représenté l'estimation à basse altitude effectuée par Louvet et al. (2018) (voir leur Figure 12). Aucun déplacement en vitesse du centroïde de l'ellipse ($V_Z \cos i$) n'est observé pour les ellipses violettes, jaunes et noires.	179
7.8	Présentation de 4 diagrammes P.V transverses à différentes altitudes. Les ellipses rouges et vertes sont représentées sur la ligne du bas. Les diagrammes P.V sur les deux lignes sont identiques. La ligne du haut est montrée pour une comparaison avec les ajustements d'ellipse. . . .	180

7.9	Les 4 panneaux représentent le même diagramme P.V transverse. b). Les surdensités observées dans le diagramme P.V. sont surlignées en noir c) Interpolation des surdensités dans la région absorbée en considérant une structure en spirales. d) Interpolation des surdensités dans la région absorbée en considérant un enchaînement d'ellipses.	181
7.10	Domaine de V_p , δi et i en fonction de l'angle d'ouverture de la vitesse θ_v pour que le flot en précession ait une vitesse projetée dans l'intervalle présenté dans la Fig. 7.4. Les trois panneaux sont des représentations différentes du même domaine 3D. Le point rouge indique les valeurs de V_p , δi et i estimées à partir des ajustements d'ellipses par Louvet et al. (2018), pour un θ_v estimé à 30°	184
7.11	Diagramme P.V longitudinal estimé en $\delta x = 0''$ (gauche) et transverse estimé à $\delta z = 10''$ (droite) du modèle de DG Tau B ($V_p = 15 - 5$ km/s, $\theta = 11 - 17^\circ$), avec une inclinaison de 90° et avec une précession avec un angle de précession de 1° et une période de 114 ans.	185
7.12	Diagrammes P.V longitudinaux estimés à $\delta x = 0''$. Les quatre cadres correspondent au même modèle, la seule différence est dans le nombre de couches, indiqué en titre du cadre.	186
7.13	Les deux colonnes correspondent à des modèles différents. Les valeurs de V_P et θ correspondant aux modèles sont indiquées en haut des deux colonnes. Les cartes de V_R et V_Z sont ensuite représentées, puis le diagramme longitudinal estimé à $\delta x = 0''$ et enfin, le diagramme P.V transverse estimé à $\delta x = 10''$	187
7.14	Diagrammes P.V transverses estimés à $\delta x = 12''$ du modèle de gauche dans la Fig. 7.13. Les quatre cadres correspondent au même modèle, la seule différence est dans le nombre de couches. Le nombre de couches est indiqué en titre du cadre.	188
7.15	Vision schématique de la région située entre le flot CO et le jet atomique : un vent de disque (gauche) ou des chocs d'étraves (droite).	194
7.16	Droite : Carte de moment 0 de l'émission redshiftée et blueshiftée du flot moléculaire de HL Tau et émission continue du disque de poussière (ALMA Partnership et al., 2015). Gauche : Carte par canaux de l'émission CO(1-0) du flot moléculaire à haute et faible vitesse.	195
A.1	Haut : Représentation 3D du modèle analytique d'une interaction entre un vent ouvert et une enveloppe dans la représentation $(\delta x, \delta z, V_{los})$. Les ellipses bleues et vertes correspondent à deux cartes par canaux dans le cas $\zeta < 0$ et $0 < \zeta < 1$. Bas : Présentation des deux solutions indiquées en Eq. A.6 dans le cas $\zeta < 0$ et $0 < \zeta < 1$	216
B.1	Première page de l'article Ganci et al. (2021), en préparation.	260

B.2 Images tirées de Ganci et al. (2021), en préparation. Haut : Spectre GRAVITY de HD 141569 avec modèle de disque Képlérien ($r_{in} = 0.011$ au, $r_{out} = 0.09$ au et $\alpha = 0.5$) en supposant une émission optiquement mince ou optiquement épaisse. Bas : Cartes par canaux du modèle de disque Képlérien. Les lignes en tirets représentent les différentes lignes de base de GRAVITY. Les points colorés indiquent les différents décalages du photo-centre pour chaque ligne de base. 261

Liste des tables

1.1	Caractéristiques des candidats de vent de disque.	20
5.1	Caractéristiques des observations.	97
5.2	Paramètres finaux des cubes reconstruits.	101
5.3	Paramètres de l'ajustement optimal du profil d'émissivité du disque. . .	105
5.4	Caractéristiques des arches et cusps.	116
6.1	Paramètre des modèles collimatés de WDS présentés en Fig. 6.4. . . .	133

