



HAL
open science

L'origine des jets protostellaires à l'ère d'ALMA : de la modélisation aux observations

Benoît Tabone

► **To cite this version:**

Benoît Tabone. L'origine des jets protostellaires à l'ère d'ALMA : de la modélisation aux observations. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2018. Français. NNT : 2018PSLEO024 . tel-02132458

HAL Id: tel-02132458

<https://theses.hal.science/tel-02132458>

Submitted on 17 May 2019

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 DE DOCTORAT

de l'Université de recherche Paris Sciences et Lettres
PSL Research University

Préparée à l'Observatoire de Paris, LERMA

L'origine des jets protostellaires à l'ère d'ALMA De la modélisation aux observations

Ecole doctorale n°127

Ecole doctorale Astronomie et Astrophysique d'Ile de France

Spécialité ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

**Soutenue par Benoît Tabone
le 4 octobre 2018**

**Dirigée par Sylvie Cabrit et
Guillaume Pineau des Forêts**

COMPOSITION DU JURY :

Thierry Fouchet
LESIA, Président du jury

Fabien Casse
APC, Rapporteur

Stéphane Guilloteau
LAB, Rapporteur

Francesca Bacciotti
INAF, Examinatrice

Sylvain Bontemps
LAB, Examineur

Alejandro Raga
UNAM, Invité

Sylvie Cabrit
LERMA, Directrice de thèse

Guillaume Pineau des Forêts
IAS, Directeur de thèse

Remerciements

La thèse est un chemin sinueux où les montées cachent parfois des précipices. Le travail que j'ai réalisé au cours de ces trois années n'aurait jamais pu être mené à bien sans la bienveillance et les encouragements de mes directeurs et collaborateurs, et sans le soutien indéfectible de mes proches.

Je tiens tout d'abord à remercier Sylvie et Guillaume. Leur patience et leur bienveillance exemplaires tout au long de ma thèse m'ont toujours encouragé à poursuivre le travail en m'offrant progressivement une autonomie minutieusement encadrée par leur sagesse. Leur enseignement au quotidien, déjeuner après déjeuner, café après café a été pour moi infiniment précieux. Il me faudra certainement encore plus de temps pour prendre la mesure de la valeur de cet enseignement.

Je remercie également Alex qui a été pour moi un vrai professeur, un troisième directeur de thèse. Il a su me montrer que même dans le contexte de l'astrophysique moderne, usant d'algorithmes de plus en plus sophistiqués, la simplicité d'un raisonnement juste, l'élégance de modèles simples à toujours pleinement sa place. Sa bienveillance, sa sympathie légendaire et son efficacité m'ont très souvent redonné foi en ce que je faisais.

Je remercie également Benjamin, pour l'exemple qu'il m'a donné ; passionné, pédagogue et efficace. Je n'oublie pas tous mes collaborateurs-professeurs qui m'ont également toujours encouragé dans mon travail ; Jonathan, pour ses explications passionnées sur la MHD, Claudio, pour sa sérénité et son pragmatisme, Antoine pour sa bienveillance inébranlable.

Merci également à M. Lièvre et M. Moynot pour m'avoir donné goût aux sciences.

Aucune thèse ne pourrait se faire sans une équipe administrative à la hauteur. Je remercie tout particulièrement le personnel administratif du LERMA et de l'Observatoire.

Je remercie les rapporteurs, pour leur lecture attentive de ce manuscrit et les membres du jury pour avoir pris le temps venir à l'IAP.

Un immense merci à Etienne, pour m'avoir parlé dans cette sombre salle de Meudon une année de master. Il est rare de trouver de vrais amis. Il est encore plus rare de pouvoir réaliser avec ces mêmes amis un projet de recherche. Merci Etienne de m'avoir fait confiance et de nous avoir lancé, avec Melaine, sur ce beau projet cométaire. On continue !

Trois ans de thèse, c'est avant tout trois ans dans un bureau. Pour ma part, j'ai eu l'immense chance de passer ces années en compagnie d'Anelise et Isadora. Aujourd'hui, Anelise nous a remplacé par de nouveaux doctorants. J'espère tout de même qu'elle se souvient des heures si agréables que l'on a passées tous les trois à boire du maté et à essayer tant bien que mal de se concentrer sur notre travail ! Merci à Melaine, pour nos discussions passionnées ; tu as été un modèle de modestie pour moi. Merci également à

Julien, Evan, Clément, Lucas, Charlotte, Tabatha, Paola, Brisa, Fiorella, Fernando pour avoir embelli mon quotidien.

Merci à mes amis non astrophysiciens qui ont parfois écouté avec patience, souvent avec sarcasme mes déboires de thèse. Merci à Marie et Carl-Loris avec j'ai pu vivre les plus grands moments de l'équipe de France, Floriane et Charles pour ces Montagnes si apaisantes, Marie-Auxille pour m'avoir toujours rappelé « le monde réel » quand je le perdais.

Si j'ai pu trouver un équilibre dans mon travail de thèse, c'est également grâce à la confiance d'Ariane et de la compagnie des Xylophages qui m'ont fait confiance aux cours de ces années mouvementées et m'ont donné l'immense opportunité de faire partie du rêve théâtral des mangeurs de bois. Merci à Thomas, avec lequel chaque réplique est un abîme et à tous les Xylophages.

Merci également à mes parents qui m'ont toujours encouragé dans ce que j'entreprenais.

Enfin, merci à Marjorie qui m'a toujours soutenue et a donnée un sens à ces trois années.

Leiden, 14 décembre 2018

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	
0.1 La formation d'une étoile de type solaire	3
0.1.1 Phase préstellaire	3
0.1.2 Phase protostellaire	4
Classe 0	4
Classe I	7
0.1.3 Phase pré-séquence principale (PMS)	8
Classe II	8
Classe III	9
0.2 L'universalité des jets au cours de la formation stellaire	9
0.2.1 Propriétés de collimation	9
0.2.2 Connexion accrétion-éjection	11
Flot de Classe 0 et I	11
Jets optiques de Classe I et II	12
La nécessité d'un lancement MHD	13
0.3 Questions ouvertes	13
0.3.1 Problème du moment cinétique	13
Le transport du moment cinétique dans les disques d'accrétion	16
Les vents de disque, un nouveau souffle pour la "zone morte"	17
Bilan	18
0.3.2 L'origine des jets	19
Les trois types d'éjections magnétisées	19
La rotation des jets, un rasoir d'Ockham?	21
Contraintes observationnelles sur la rotation des jets de Classe II, un rasoir d'Ockham bien émoussé	23
0.3.3 L'origine de la richesse moléculaire des jets de Classe 0	24
0.4 Problématique abordée et plan de travail	28
Partie I : test des modèles de vents de disque MHD dans la phase de Classe 0 avec ALMA	29
Partie II : étude de l'influence de la variabilité d'un jet haute vitesse sur un vent de disque	30

Partie III : formation des molécules dans les jets internes irradiés sans poussière	30
--	----

I Les vents de disque MHD 33

1 Construction de solutions de vents de disque MHD 35

1.1 Cadre théorique des vents MHD	35
1.1.1 Préliminaires aux vents de disque : la roue de Barlow	35
1.1.2 Equations de la MHD résistive	37
1.1.3 Équations des vents de disque stationnaires, axisymétriques	38
Hypothèses	38
Equations MHD résistives stationnaires en symétrie cylindrique	40
1.2 Jets MHD idéaux	43
1.2.1 Équations de la MHD en régime idéal et lois de conservation	44
1.2.2 "L'équation d'Anderson"	46
1.2.3 Points critiques	47
1.3 Approche auto-similaire des structures d'accrétion-éjection	48
1.3.1 L'hypothèse d'auto-similarité	48
1.3.2 Paramètres du disque résistif	48
1.3.3 Exposants radiaux des grandeurs physiques	50
1.3.4 Points critiques et méthode de résolution	51
Points critiques en configuration auto-similaire	52
Méthode de recherche d'une solution auto-similaire	52
1.4 Solutions calculées pendant la thèse	53
1.4.1 Paramètres utilisés et propriétés de jet émergents	53
Champ magnétique dans le plan du disque	54
Remarque importante sur la pertinence des paramètres de disque utilisés	55
1.4.2 Dynamique des solutions calculées	56
Transition entre accrétion et éjection	56
Dynamique du jet	57

2 Prédictions synthétiques pour ALMA : signatures de rotation 61

2.1 Construction de prédictions synthétiques	61
2.1.1 Préliminaires à la spectro-imagerie	61
Unités des cubes de données	62
2.1.2 Construction des cubes synthétiques	63
2.1.3 Diagrammes position-vitesse	65
2.1.4 Préliminaires aux diagrammes PV : le cas d'un anneau unique	66
Effet de la résolution spatiale et spectrale	68
Point de vue de l'observateur	69
2.2 Diagrammes PV de vents de disque proches du plan du ciel	70
2.2.1 Revue des paramètres libres du modèle	70
2.2.2 Modèle de référence et effet de l'inclinaison	73
2.2.3 Effet des paramètres sur les diagrammes PV synthétiques et sur la mesure du moment cinétique spécifique	75

2.2.4	Biais dans l'estimation du rayon d'ancrage r_{out}	79
2.2.5	Biais sur la mesure du bras de levier magnétique	80
3	HH 212, un laboratoire d'exception	83
3.1	HH 212 à l'ère pré-ALMA	84
	Observations millimétriques de HH 212 avant ALMA	84
	Les premières observations ALMA (Cycle 0)	86
3.2	Premiers tests des vents de disque au Cycle 0/1	88
3.2.1	Origine de la cavité C ³⁴ S en rotation	89
	Résultats	89
	Forme et moment cinétique spécifique le long de la cavité	93
	Origine de la cavité en rotation ; vent de disque ou enveloppe ?	94
3.2.2	"Sauver les phénomènes", le flot SO/C ³⁴ S à vitesse intermédiaire	97
	Identification d'un candidat de vent de disque stationnaire en SO/C ³⁴ S	97
	Premières contraintes sur les modèles de vents de disque MHD	98
3.2.3	Limites du Cycle 0/1 et proposal ALMA Cycle 4	103
3.3	Un flot SO/SO ₂ en rotation au cœur de HH212	104
3.3.1	Preuve d'un flot en rotation en SO/SO ₂	104
3.3.2	Tests des modèles de vents de disque	107
3.3.3	Cohérence avec les résultats du Cycle 0/1	109
3.4	Observations ALMA de C-F. Lee à très haute résolution angulaire	111
3.4.1	Signatures de rotation dans les nœuds SiO	111
	Comparaison avec le modèle de vent de disque MHD	113
3.4.2	Confirmation d'un flot SO/SO ₂ en rotation	113
3.5	L'origine de molécules organiques complexes dans HH212	116
3.5.1	iCOMs et barrière centrifuge	116
3.5.2	Les iCOMs peuvent-elles tracer une éjection?	120
3.6	Résumé	121
II	Interaction entre un jet pulsant et un vent de disque	125
4	Coyotl, un nouveau code hydrodynamique	127
4.1	Introduction à la méthode de Godunov et aux solveurs de Riemann	128
4.1.1	Principe de base de la méthode de Godunov	128
	Les équations d'Euler, un système d'EDP non-linéaires	128
	Approche de Godunov d'un système d'EDP non-linéaires	129
	Calcul des flux inter-cellules	130
4.1.2	Le problème de Riemann : des EDP linéaires aux EDP non-linéaires	131
	EDP linéaire scalaire	131
	Système linéaire d'EDP	132
	EDP non-linéaires et formation de discontinuités : l'exemple de l'équation de Burgers	133
4.1.3	Solveur de Riemann HLLC pour l'équation d'Euler	135
	Structure générique de la solution aux problèmes de Riemann	135
	Solveurs de Riemann HLL et HLLC	136
4.2	La méthode de Godunov dans <i>Coyotl</i>	137

4.2.1	Schéma de Godunov en coordonnées cylindriques	137
4.2.2	Du premier ordre au second ordre	139
	Calcul des gradients	139
	Calcul des flux et des termes sources	140
4.3	Calcul de l'abondance hors équilibre de HII	141
4.4	Bilan thermique du gaz dans <i>Coyotl</i>	143
4.4.1	Schéma utilisé pour le refroidissement du gaz	144
4.4.2	Refroidissement radiatif	144
	Refroidissement atomique à très haute température ($T_K > 20\,000\,K$)	145
	Refroidissement entre $500 - 2 \cdot 10^4\,K$:	146
4.5	Test en symétrie sphérique	147
5	Interaction entre un vent de disque et un jet variable	151
5.1	Modèles de "coquilles minces" choquées	152
5.1.1	Surface de travail 1D	152
5.1.2	"Momentum driven shell"	153
5.1.3	"Jet-driven shell"	155
	Cas d'une surface de travail séparant un milieu ambiant d'un jet	155
	Cas d'une surface de travail interne au jet	156
	Simulation numérique d'un choc d'étrave à la tête d'un jet	156
	Conditions initiales.	157
	Surface de travail.	157
	Choc d'étrave et cocon.	158
	Modèle analytique de choc d'étrave	158
5.2	Propagation d'un choc d'étrave dans un vent de disque	161
5.2.1	Approche analytique	161
	Équations de base	161
	Forme de la surface du choc d'étrave	163
	La cavité post-choc	165
5.2.2	Remplissage de la cavité par le vent de disque	165
	Cinématique le long de la surface du choc d'étrave	166
	Un exemple dimensionné	167
	Chocs d'étrave successifs	169
5.2.3	Simulations numériques	170
	Conditions aux limites et paramètres de la simulations	170
	Propagation d'un choc d'étrave unique	172
	La forme du choc d'étrave	172
	Re-remplissage de la cavité	175
	Cinématique	177
	Évolution à long terme	179
5.3	Conclusion	181
III	Formation des molécules dans un jet sans poussière	183
6	Le modèle	185
6.1	Formation des molécules sans champ UV	186

6.1.1	Les types de réactions en phase gazeuse	187
	Réactions bi-moléculaires	187
	Ionisation par les rayons cosmiques et rayonnement X :	189
6.1.2	Le cas de H_2	190
6.2	Traitement de la photochimie	191
6.2.1	Les photoréactions	192
	Atténuation du rayonnement	195
6.2.2	Photodissociation dans le continuum	195
	Paramétrisation du champ incident	195
	Calcul des taux de photodissociation par un champ atténué dans le continu	197
6.2.3	Photodissociation dans les raies (H_2 , CO)	200
6.3	Excitation rovibrationnelle de H_2	203
6.4	Résumé	205
7	Résultats	207
7.1	L'environnement	207
7.1.1	Champ de rayonnement	207
7.1.2	Densité du jet	209
	Température	209
	Temps caractéristiques	210
7.2	Formation de H_2 sans poussière	211
7.2.1	Les voies de formation de H_2	212
7.2.2	Résultats à l'équilibre	214
	Abondances des intermédiaires réactionnels H^- et H_2^+	214
	Destruction de H_2	215
	Abondances à l'équilibre de H_2	215
	Le rapport n_H/G_0 est-t-il pertinent ?	217
	Retour sur le temps de formation de H_2	218
	Bilan	218
7.3	Formation des molécules simples	218
7.3.1	OH	218
	Formation de OH	219
	Voies de destruction de OH	220
7.3.2	Formation et destruction de CO	220
7.3.3	Formation et destruction de SiO	222
	Destruction de SiO	225
7.4	Effet des X	225
7.5	Influence de la quantité de poussière	226
7.5.1	Le modèle de grain	226
7.5.2	Formation de H_2	227
7.5.3	Autres molécules	229
	OH	229
	CO	230
	SiO	230
7.6	Discussion	231

Perspectives

Appendices	241
A Vents de disque	241
A.1 Dérivation des équations monofluides de la MHD	241
A.1.1 Dynamique du fluide	241
A.1.2 Dynamique du champ électromagnétique	242
A.2 Champs magnétiques des nouvelles solutions MHD	244
B Chimie	245
B.1 Approche collisionnelle de la cinétique chimique en phase gazeuse	245
B.2 Définitions utiles relatives à la poussière	247
B.3 Définitions des grandeurs relatives au champ de rayonnement	249
B.4 Niveaux de H ₂	250
B.5 Abondances élémentaires en fonction du rapport grain-gaz	251
B.6 Réseau chimique utilisé	251
C Proposal ALMA	265
C.1 Proposal Cycle 4 : les jets moléculaires de Classe 0 sont-ils vraiment moléculaires ?	265
C.2 Proposal Cycle 6 : IRAS-2A, un candidat de vent de disque prometteur	273
C.2.1 Rapport du TAC d'ALMA	273
C.2.2 Proposal	273
D Articles publiés	283
D.1 Articles publiés ou soumis en premier auteur	284
D.2 Articles publiés en coauteur	305
D.3 Articles sur l'interaction entre une comète de faible activité et le vent solaire	311
	349

Introduction

Introduction

0.1 La formation d'une étoile de type solaire

La Fig. 1 présente les différents stades de la formation d'une étoile de faible masse. Les différentes composantes présentes dans chaque phase y sont schématisées, ainsi que la distribution spectrale d'énergie émergente et les durées de vie. Dans cette section, je présente chaque étape de la formation stellaire en insistant sur le phénomène universel d'éjection, profondément lié à l'accrétion, qui traverse cette séquence évolutive.

0.1.1 Phase préstellaire

Les cœurs préstellaires constituent les précurseurs des étoiles. Ce sont des structures marginalement stables de densité typique $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et de taille $\sim 0.05 \text{ pc}$ (voir André et al. 2000, pour une revue). Du fait de leur forte densité, de leur extinction élevée et de l'absence d'un objet central accrétant, ces objets sont très froids ($\sim 10 - 20 \text{ K}$). Comme le schématise la Fig. 1, la distribution spectrale d'énergie (SED) des cœurs préstellaires est donc proche de celle d'un corps noir de température $T \simeq 10 - 20 \text{ K}$. La chimie de ces régions est dominée par des réactions sur les grains sur lesquels l'essentiel des espèces chimiques sont présentes sous forme de glace (voir la revue de Ceccarelli et al. 2014). L'étude des cœurs préstellaires est fondamentale pour comprendre non seulement les conditions physiques initiales de l'effondrement (morphologie, énergie centrifuge, flux magnétique) mais aussi l'héritage chimique des systèmes planétaires.

L'effondrement d'un cœur préstellaire a été étudié pour la première fois par Larson (1969) en supposant un effondrement hydrodynamique sphérique à partir d'un nuage de densité constante. Malgré la grande influence du champ magnétique, de la rotation, de la turbulence ou encore de l'écart à l'axisymétrie dans l'écoulement (e.g. Masson et al. 2016; Marchand et al. 2016), le schéma de base de Larson reste pertinent. L'effondrement suit en premier lieu une phase isotherme assurée par un refroidissement efficace du gaz. Lorsque la région centrale du cœur atteint $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, le gaz devient optiquement épais au rayonnement infrarouge, l'évolution thermique devient adiabatique et la température s'élève. L'effondrement de la partie centrale est alors plus lent. Lorsque la densité atteint $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ un premier cœur hydrostatique (FHSC) de rayon $\sim 5 \text{ au}$ et de masse

$\sim 10^{-2}M_{\odot}$ se forme. Le FHSC, entouré d'une enveloppe en effondrement marque la transition entre la phase préstellaire et la phase protostellaire. La durée de vie du premier cœur hydrostatique est estimée à 10^3 ans, ce qui rend son observation statistiquement défavorable (voir cependant Gerin et al. 2015, pour une éventuelle détection de FHSC). En effet, à mesure que le FHSC accrète depuis l'enveloppe en effondrement, sa température s'élève jusqu'à 2000K. À cette température, la dissociation collisionnelle endothermique de H_2 conduit à une seconde phase d'effondrement aboutissant à la formation du **second cœur hydrostatique de Larson** de taille $\sim 1 - 3R_{\odot}$ et de masse qq $10^{-3} M_{\odot}$ appelé **protoétoile**. L'âge d'un objet protostellaire est par convention compté à partir de la formation du second cœur de Larson.

0.1.2 Phase protostellaire

La phase protostellaire est la phase enfouie au cours de laquelle l'enveloppe en effondrement alimente la croissance de l'objet central. Le moment cinétique non nul du cœur protostellaire conduit la matière à être accrétée non pas directement sur la protoétoile mais sur un disque d'accrétion (voir Terebey et al. 1984; Stahler et al. 1994, pour les modèles hydrodynamiques de formation de disque). Par conséquent, un système protostellaire typique contient, de manière très schématique, une composante d'enveloppe, de disque et d'objet central. La distribution spectrale d'énergie (SED), schématisée dans la Fig. 1, dépend de l'opacité de l'enveloppe et du poids relatif des différentes composantes. Elle reflète donc le stade évolutif du système. La phase protostellaire est divisée en deux classes qui sont distinguées schématiquement par le rapport entre la masse de l'enveloppe et la masse de l'objet central.

Classe 0

La phase protostellaire de Classe 0 correspond à la phase principale d'accrétion pendant laquelle l'enveloppe est plus massive que le cœur de Larson ($M_{env} > M_*$). La présence d'une enveloppe massive, et donc d'une forte extinction, rend ces objets invisibles en infrarouge proche et moyen ($\lambda < 30 \mu m$). La SED des objets de Classe 0 (schématisée Fig. 1, deuxième ligne) se présente sous la forme d'un corps noir approché (corps "gris") piquant autour de $100\mu m$ et correspondant à l'émission de la poussière de l'enveloppe chauffée par la luminosité d'accrétion L_{acc} . La température bolométrique, T_{bol} définie comme la température du corps noir dont la fréquence moyenne correspond à celle de la SED (Myers & Ladd 1993) est de $T_{bol} < 70$ K. C'est ce qui explique pourquoi cette phase n'a été identifiée observationnellement que tardivement par André et al. (1993) dans le domaine submillimétrique, bien que la détection de flots moléculaires issus de sources non détectées à $\lambda < 30 \mu m$ ait conduit à en inférer l'existence dès 1990 (voir Bachiller et al. 1990). Le rapport entre la masse de l'enveloppe et la masse de l'objet central peut être caractérisé par le rapport entre la luminosité submillimétrique L_{subm} et la luminosité bolométrique de la source L_{bol} . Pour une Classe 0, ce rapport est supérieur à 0.5% (André et al. 2000). Les études statistiques des objets de Classe 0 ainsi que les

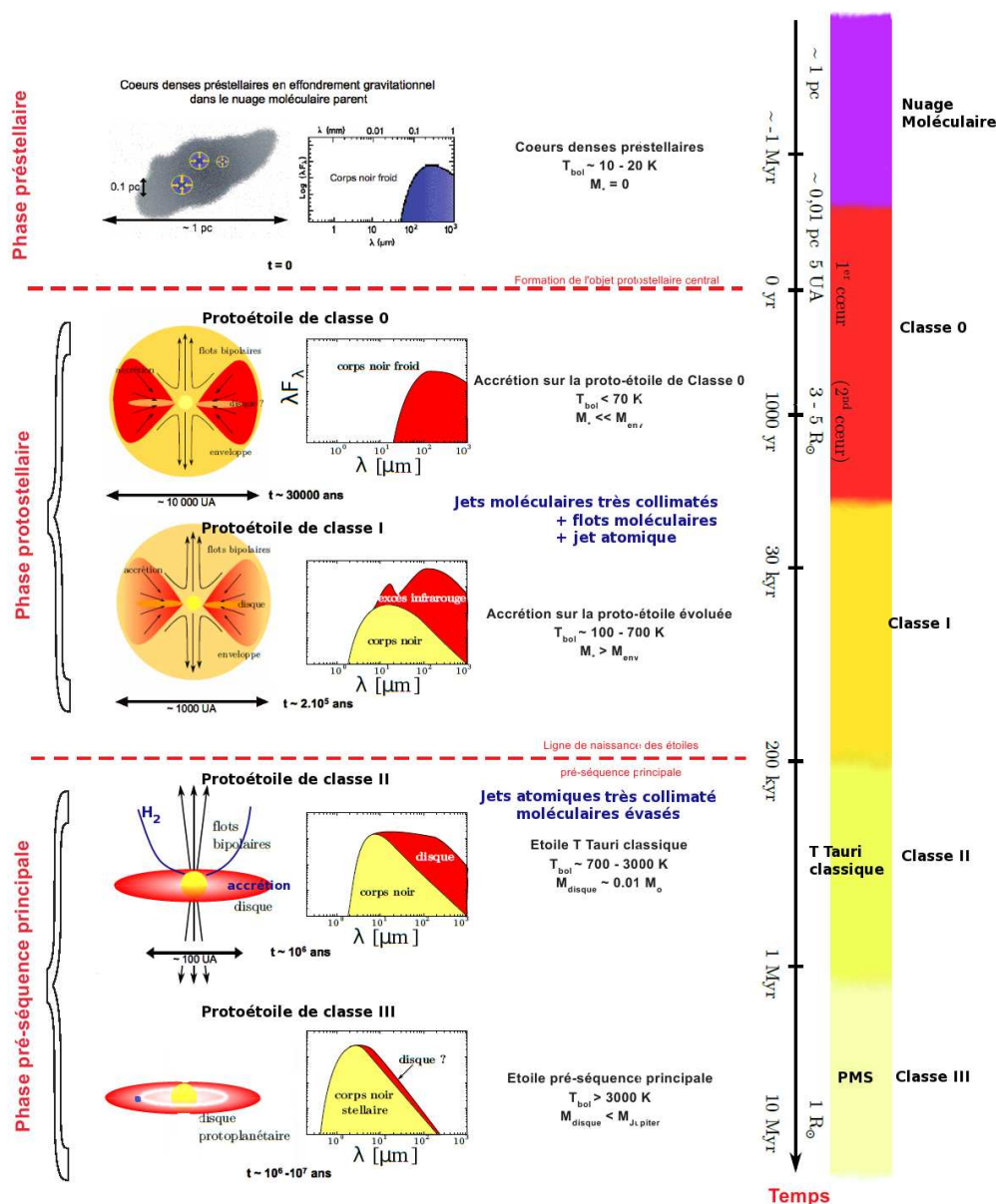


Figure 1 – Séquence évolutive de la formation d'une étoile de faible masse à partir de la phase prestellaire jusqu'à la phase de Classe III. Sont représentées : l'architecture des systèmes et les distributions spectrales d'énergie (SED) correspondantes. Adapté de la thèse de Marc Joos, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00766166/>.

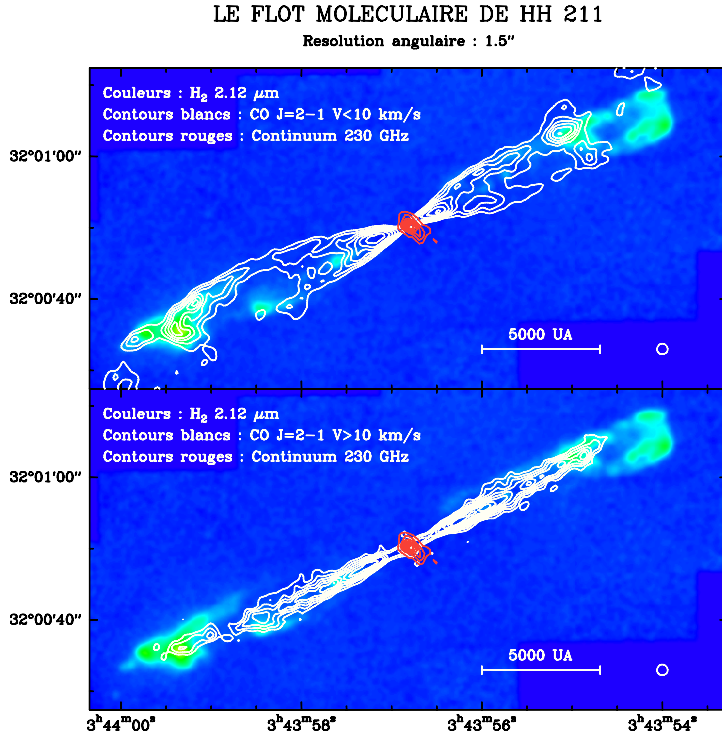


Figure 2 – *Flot moléculaire à basse vitesse (haut) et jet à haute vitesse (bas) de HH211 observés en CO (contours blancs). Les chocs d'étrave H₂ observés dans la raie à 2.12 μm sont représentés en couleur. Tiré de : Gueth & Guilloteau (1999).*

taux d'accrétion estimés indiquent une durée de vie de $\sim 10^4$ yr et des taux d'accrétion de $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}/yr$ (Bontemps et al. 1996; André et al. 2000).

Les observations submillimétriques à haute résolution angulaire suggèrent que des disques d'une taille de quelques dizaines d'unités astronomiques sont déjà présents à ce stade évolutif comme le montrent les observations dans le continuum sub-millimétrique du disque de $r \sim 100$ au de L1527 (Sakai et al. 2014a, 2017). La distribution en taille des disques de Classe 0 reste cependant très débattue (Maury et al. 2010; Tobin et al. 2015).

L'émission moléculaire révèle un phénomène de perte de masse puissant comme le montre l'émission CO de HH211 présentée en Fig. 2. Les observations interférométriques en ondes millimétriques et submillimétriques (Plateau de Bure, SMA) ont révélé au début du XXI^{ème} siècle des jets moléculaires à haute vitesse ($\sim 50 - 200$ km s⁻¹ déprojetées) en CO et SiO (Bachiller et al. 1991; Guilloteau et al. 1992; Gueth & Guilloteau 1999). L'émission haute vitesse est très collimatée et souvent résolue sous forme de nœuds. Ces nœuds sont interprétés comme des chocs produits par une variabilité de la vitesse d'éjection au cours du temps (Raga et al. 1990). À très petite échelle < 100 au les masers H₂O observés en VLBI centimétrique révèlent également la présence de chocs moléculaires dans un jet dense ($n_H \sim 10^7 - 10^8$ cm⁻³) (Claussen et al. 1998; Furuya et al. 2001; Kang et al. 2013). Une contrepartie centimétrique, associée au rayonnement free-free est souvent détectée (voir revue de Anglada 1996; Tychoniec et al. 2018, pour des observations récentes au VLA). L'enveloppe massive ne permet pas d'observer la base de jets en raies infrarouges (IR) ou optiques. Cependant, l'émission infrarouge proche et moyen des raies telles que H₂ et [Fe II] à 1.64 μm révèle des nœuds le long du jet plus loin de la source, à ~ 1000 au (voir l'émission H₂, Fig. 2).

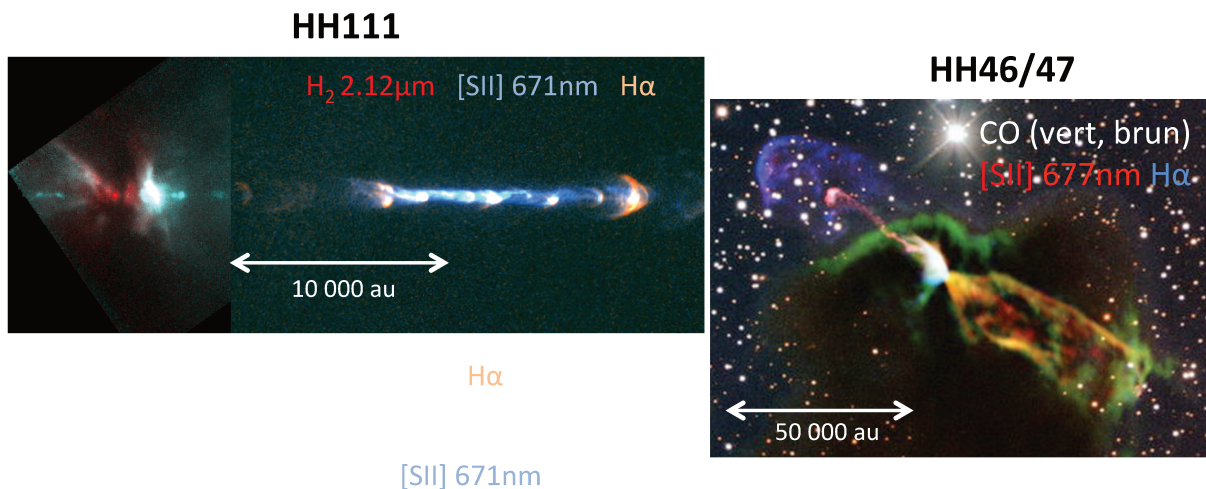


Figure 3 – Exemples de jets de Classe I. Gauche : image composite du jet de HH111 vu en optique en H α et [SII] à 671nm et en infrarouge proche en H₂. Notez que, bien que l'enveloppe soit opaque au rayonnement visible, la transparence en infrarouge est suffisante pour voir la source compacte. Le diagramme position-vitesse des raies optiques est également donné. Les vitesses radiales sont de l'ordre de 80 km s⁻¹ (Reipurth et al. 1997). Droite : flot et jet de HH46/47 à l'échelle de son cœur natal (globule de Bok). Le jet optique est clairement visible au nord-est où il s'extrait du nuage, et moins visible dans le lobe opposé enfoui. L'émission moléculaire (ALMA) révèle un flot CO à basse vitesse (Arce et al. 2013).

Les "flots bipolaires" CO, moins collimatés et de plus basse vitesse ($V \leq 10 \text{ km s}^{-1}$), entourent les jets à haute vitesse. Ces flots massifs et lents sont généralement interprétés comme du matériau de l'enveloppe entraîné par la propagation du jet (Raga & Cabrit 1993) ou par un vent invisible de forte ouverture (voir Arce et al. 2007, pour une revue).

Classe I

A mesure que la masse de l'objet central augmente, l'enveloppe devient de plus en plus ténue et atteint finalement une masse inférieure à celle de l'étoile ($M_{env} < M_*$). L'objet appartient alors à la Classe I (André & Montmerle 1994). La SED est dominée par l'enveloppe mais l'émission du disque d'accrétion et de la composante stellaire devient détectable en infrarouge moyen (troisième ligne, Fig. 1). La température bolométrique est comprise entre 70–700 K. La durée de vie est estimée à $\sim 10^5 \text{ yr}$ et les taux d'accrétion sont $\dot{M}_{acc} \leq 10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$ (e.g. Antonucci et al. 2008).

A mesure que l'enveloppe se dissipe, le jet proche de la source devient observable en infrarouge (voir HH111 Fig. 3). Des jets collimatés sont observés dans des raies atomiques (H α , [OI], [SII], [NII]) traçant des chocs internes associés à des objets de Herbig-Haro de vitesse de 20 – 150 km s⁻¹ (voir Fig. 3). Au delà de $\sim 0.1 \text{ pc}$, le jet collimaté devient

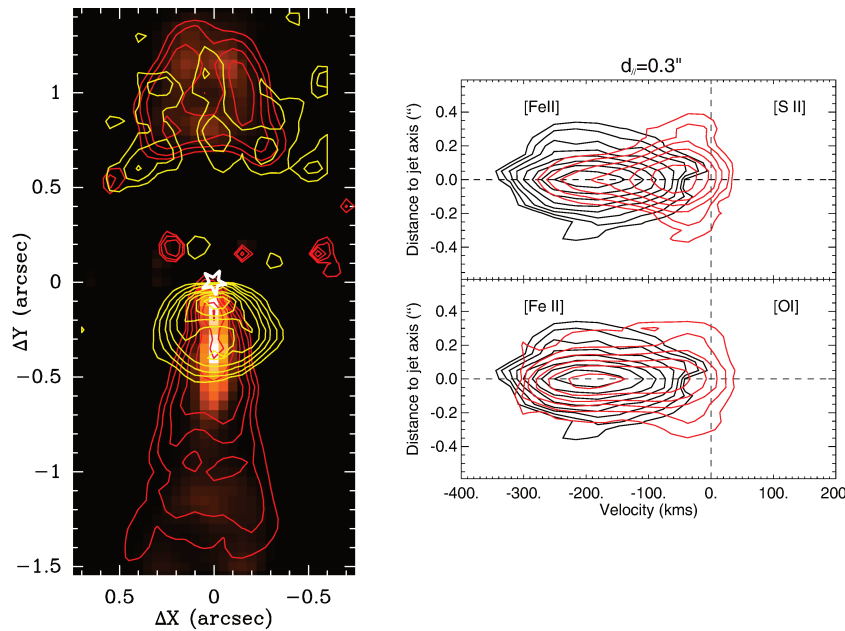


Figure 4 – Le jet de DG Tau (Classe II). Gauche : image du jet de DG Tau dans la raie de [FeII] à haute vitesse (dégradé orange) sur laquelle est superposée l'émission de la même raie à plus basse vitesse (contours rouges) et l'émission de H_2 1-0 S(1) (contours jaunes). Droite : diagramme position-vitesse transverse au jet pris à $0.3''$ de la source dans le lobe sud. (Tiré de Agra-Amboage et al. 2011, 2014).

plus faible mais de larges coquilles de choc d'étrave sont visibles en H_2 et dans les raies optiques jusqu'à une échelle de plusieurs parsec. Peu de molécules sont détectées dans les jets de Classe I, à part H_2 .

Les flots moléculaires de Classe I, sont nettement moins brillants que les flots de Classe 0 (Bontemps et al. 1996) mais toujours détectables sous forme de cavités moléculaires larges (voir HH46/47 Fig. 3).

0.1.3 Phase pré-séquence principale (PMS)

La phase pré-séquence principale regroupe les objets ayant totalement dispersé leurs enveloppes. La photosphère de l'objet central devient alors observable en optique et la SED est dominée par l'émission stellaire à $T > 3000 K$ et par le disque, s'il est présent (voir Fig. 1).

Classe II

Dans la phase Classe II (aussi appelée "T Tauri classique") le disque d'accrétion domine la SED en infrarouge. L'excès UV par rapport à la photosphère révèle des taux d'accrétion typiques de $\dot{M}_{acc} \leq 10^{-7} M_{\odot}/yr$. La durée de vie de la phase Classe II est de quelque 10^6 yr et correspond au temps de dissipation du disque d'accrétion.

L'absence d'enveloppe dans les Classe II permet de tracer le jet jusqu'à sa base dans les raies optiques. Les observations à haute résolution angulaire ($\sim 0.15''$) réalisées grâce

au HST ou depuis le sol en optique adaptative ont montré des jets optiques compacts (< 1000 au) de vitesses déprojetées de $100\text{-}400$ km s $^{-1}$ que l'on nomme "micro-jets" (Burrows et al. 1996; Lavalley et al. 1997; Dougados et al. 2000; Bacciotti et al. 2000). Ces observations permettent de résoudre la structure transverse du jet à petite échelle. Nous montrons en Fig. 4 les observations du jet particulièrement rapide de DG Tau (Agra-Amboage et al. 2011, 2014). Les observations révèlent une structure en pelure d'oignons : les parties les plus rapides sont très collimatées et associées au jet à haute vitesse. Les parties plus lentes ($V \leq 100$ km s $^{-1}$, Fig. 4) sont plus ouvertes et tracent un "vent" conique entourant le jet.

Les jets de Classe II à haute vitesse apparaissent extrêmement pauvres en molécules. Seules des cavités CO et H $_2$ à basse vitesse peuvent encore être observées autour de la base de certains jets comme DG Tau (voir Fig 4) ou HH30 (Louvet et al. 2018).

Classe III

Dans la phase Classe III, l'accrétion cesse et le disque d'accrétion devient optiquement mince, voir absent. L'étoile centrale reste cependant très similaire à une étoile de Classe II en termes d'activité stellaire. L'absence de jet au cours de cette phase est donc une preuve directe que le phénomène d'éjection est lié à l'accrétion.

0.2 L'universalité des jets au cours de la formation stellaire

La formation des étoiles suit donc une séquence évolutive qui s'étend de l'effondrement d'un coeur préstellaire à fort taux d'accrétion jusqu'à la formation d'une étoile qui n'accrète plus. En même temps que ce phénomène d'accrétion se déroule, un phénomène d'éjection est également observé. Du fait des conditions physiques dans les jets (densité, température, irradiation) et des conditions circumstellaires (enveloppes ou disques opaques) variant au cours de la formation stellaire, les jets sont observés à travers des traceurs très différents. Cependant malgré cette diversité des traceurs de jets dans les différents stades évolutifs, les propriétés morphologiques et cinématiques des jets apparaissent universelles.

0.2.1 Propriétés de collimation

Les propriétés de collimation des jets sont étonnamment similaires entre les différents stades évolutifs (voir revue de Cabrit 2002). Nous présentons Fig. 5 les largeurs mesurées en fonction de la distance à la source pour des jets de différentes classes. L'angle d'ouverture est indépendant du stade évolutif et égal à quelques degrés à une échelle de 50 au. Plusieurs scénarios ont été proposés pour rendre compte de cette collimation (voir Cabrit 2007a, pour une discussion approfondie).

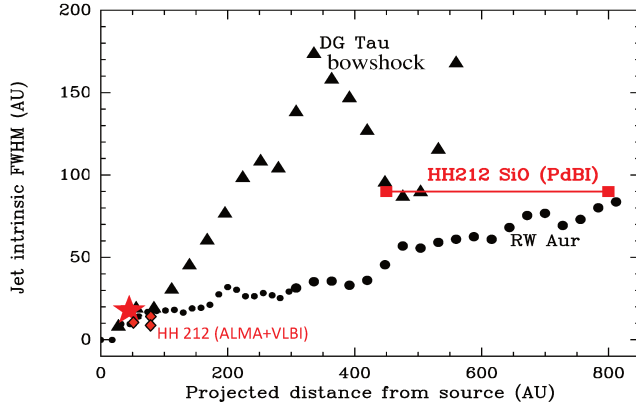


Figure 5 – Largeurs déconvoluées de jets de Classe 0 à II mesurées à petite échelle. Les mesures toutes récentes du jet de HH212 (voir chapitre 3) déduites des données ALMA SiO à très haute résolution angulaire (Lee et al. 2017a) sont ajoutées (losanges rouges) à la figure originale de Cabrit (2007b). Notons que la largeur du jet de DG Tau étant contaminée par des chocs d'étrave (voir Fig. 4), la largeur mesurée est une limite supérieure à la largeur réelle du jet. RW Aur est plus représentatif des jets de Classe II.

1. **Confinement par pression thermique externe** : premier scénario invoqué notamment par Snell et al. 1980, il propose que la focalisation externe d'un vent isotrope soit assurée par la pression thermique d'un matériau circumstellaire. L'indépendance de la collimation au stade évolutif exclut une collimation par l'enveloppe. Une collimation par le disque d'accrétion, présent au cours de toute la formation stellaire, bien que produisant des largeurs de flot à la base réduites, ne peut pas expliquer l'angle d'ouverture réduit des jets (Cabrit 2007a).
2. **Confinement par pression magnétique externe** : de manière analogue, une pression magnétique externe produite par un champ magnétique poloidal peut aussi être invoquée pour focaliser un vent sphérique (Konigl 1982; Stone & Norman 1992; Kwan & Tademaru 1988; Ciardi et al. 2013). En écrivant l'équilibre entre la pression dynamique du vent $\dot{M}_w V_w / 4\pi Z_{coll}^2$ et la pression magnétique $B_{coll}^2 / 8\pi$ le champ magnétique requis pour collimater un jet à une distance de Z_{coll} est de (Cabrit 2007a)

$$B_{coll} \simeq 100 \left(\frac{\dot{M}_w}{10^{-6} M_\odot / yr} \right)^{1/2} \left(\frac{V_w}{300 \text{ km s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{Z_{coll}}{50 \text{ au}} \right)^{-1} \text{ mG}. \quad (1)$$

Pour un jet de Classe 0, le champ magnétique requis est donc de ~ 100 mG. Cette valeur est compatible avec les champs magnétiques prédits par les simulations d'effondrement de nuage magnétisés avec diffusion ambipolaire (e.g. Masson et al. 2016).

3. **Auto-collimation MHD** : comme l'ont montré Blandford & Payne (1982), un vent magnétocentrifuge est naturellement autocollimaté par la force de constriction magnétique liée au champ magnétique toroidal. Les prédictions synthétiques pour des modèles de vents de disque MHD (Cabrit et al. 1999; Garcia et al. 2001; Shang et al. 1998) sont effectivement capables de reproduire les propriétés de collimation des jets observés.

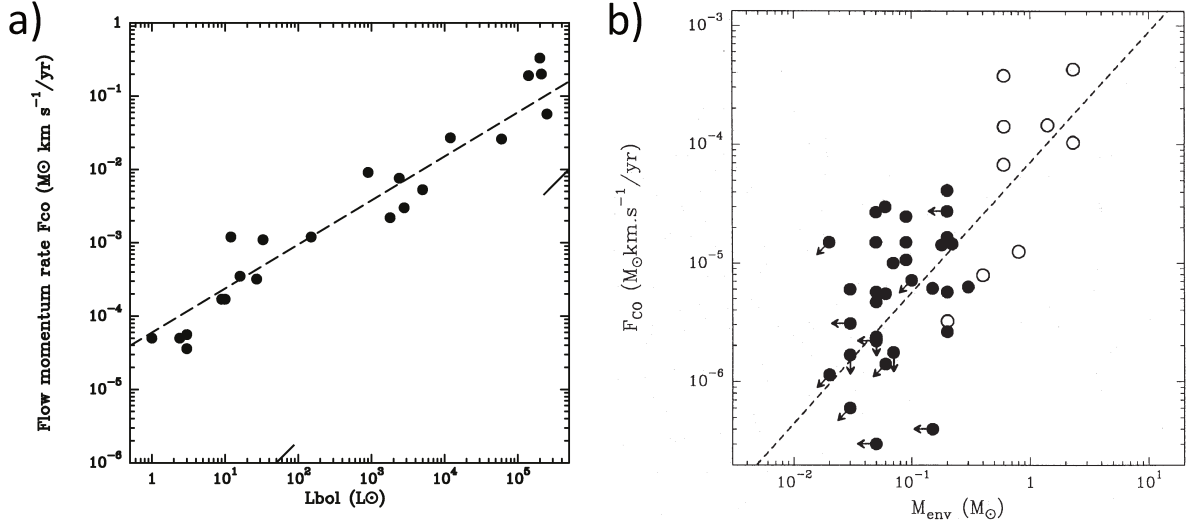


Figure 6 – *Corrélacion accrétion-éjection au cours de la phase enfouie.* a) *Corrélacion entre la force des flots CO F_{CO} et la luminosité bolométrique $L_{bol} \sim L_{acc}$ pour des sources de Classe 0 (tiré de Cabrit 2002).* b) *Corrélacion entre F_{CO} et la masse de l’enveloppe M_{env} pour des sources de Classe 0 (cercles vides) et de Classe I (cercles pleins). La masse de l’enveloppe est interprétée comme un traceur du taux d’accrétion selon $\dot{M}_{acc} \sim M_{env}/t_{env}$ où $t_{env} \sim 10^5 \text{ yr}$ (Bontemps et al. 1996).*

Le faible angle ouverture des jets observés à travers toute la séquence évolutive nécessite donc un processus universel de collimation d’origine magnétique opérant à l’échelle du disque ($\leq 50 - 100 \text{ au}$).

0.2.2 Connexion accrétion-éjection

De nombreuses méthodes ont été utilisées pour mesurer la corrélation entre accrétion et éjection dans chaque classe d’objet (et dans chaque domaine spectral). Nous renvoyons le lecteur à la revue de Cabrit (2002) pour une discussion approfondie des biais et incertitudes de chaque méthode.

Flot de Classe 0 et I

La brève phase de Classe 0 ($\sim 10^4 \text{ yr}$) constitue la phase principale d’accrétion. Par conséquent, les taux d’accrétion sont extrêmes ($\dot{M}_{acc} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot} / \text{yr}$). La luminosité bolométrique $L_{bol} = L_{acc} + L_{*}$ donne alors un accès direct à la luminosité d’accrétion $L_{bol} \simeq L_{acc}$. Les flots bipolaires sont également très intenses et bien définis. La mesure de propriétés énergétiques des flots donne alors une information indirecte sur les propriétés énergétiques du jet ou du vent sous-jacent, responsable de leur entraînement.

Une connexion entre l’accrétion et l’éjection au stade de Classe 0 est démontrée par la forte corrélation entre le flux d’impulsion du flot CO ($F_{CO} = M_{CO}V_{CO}/t_{dyn}$) et L_{bol} sur 5

ordres de grandeurs (voir Fig. 6-a, Cabrit & Bertout 1992; Richer et al. 2000; Wu et al. 2004). Cabrit & Bertout (1992) établissent notamment la relation empirique :

$$cF_{CO}/L_{bol} \sim 250(L_{bol}/1000L_{\odot})^{-0.3}. \quad (2)$$

Ce lien entre la force des flots CO et la puissance d'accrétion est également retrouvé entre les flots de Classe 0 et I sous la forme d'une corrélation entre F_{CO} et la masse de l'enveloppe M_{env} en supposant que la masse de l'enveloppe est corrélée au taux d'accrétion selon $M_{env} \sim \dot{M}_{acc}t_{env}$ avec $t_{env} \sim 10^5$ yr (Fig. 6-b, Bontemps et al. 1996).

Les observations ISO, confirmées par Herschel, de traceurs moléculaires (H_2 , H_2O , CO) et atomiques ([OI]) montrent que le choc accélérant le flot CO et le choc retour se propageant dans le jet/vent sont tous deux fortement radiatifs (e.g. Liseau et al. 1997; Giannini et al. 2001; Benedettini et al. 2012). L'impulsion est donc conservée dans les chocs ($F_{CO} \sim F_j$ pour $V_{CO} \ll V_j$), mais pas la luminosité mécanique ($L_{CO} \equiv \frac{1}{2}\dot{M}_{CO}V_{CO}^2 \ll L_j \equiv \frac{1}{2}\dot{M}_jV_j^2$). Nous n'avons donc pas un accès direct à la puissance mécanique du jet/vent entraînant le flot. Cependant, la relation $L_j = \frac{1}{2}V_jF_j \sim \frac{1}{2}V_jF_{CO}$ permet, en supposant une vitesse du jet/vent $V_j \sim 300$ km s $^{-1}$, de remonter à L_j à partir la corrélation $F_{CO} - L_{bol}$ (éq. 2, Cabrit & Bertout 1992) :

$$\frac{L_j}{L_{bol}} \sim 0.12 \left(\frac{L_{bol}}{1000L_{\odot}} \right)^{-0.3} \left(\frac{V_j}{300 \text{ km s}^{-1}} \right). \quad (3)$$

Pour des objets de $L_{bol} \lesssim 10L_{\odot}$ au moins 50% de la puissance d'accrétion disponible est convertie en énergie cinétique du jet/vent sous-jacent.

En écrivant $\dot{M}_j = F_j/V_j \sim F_{CO}/V_j$ et moyennant des hypothèses raisonnables pour relier L_{bol} et M_{env} à \dot{M}_{acc} , on en déduit également des taux de perte de masse $\dot{M}_j/\dot{M}_{acc} \simeq 0.05 - 0.5$ (Bontemps et al. 1996; Richer et al. 2000).

Jets optiques de Classe I et II

La dissipation de l'enveloppe au stade Classe II permet d'avoir accès directement à la luminosité d'accrétion L_{acc} et au taux d'accrétion \dot{M}_{acc} par l'observation de la photosphère stellaire ("veiling") ou de l'excès UV issu du choc d'accrétion sur l'étoile. Les taux d'accrétion au stade Classe I peuvent être estimés par la raie infrarouge Br γ (Antoniucci et al. 2008). De plus, la mesure directe des propriétés énergétiques des jets optiques à partir des raies atomiques, bien que souffrant de grandes incertitudes, devient possible à petite échelle.

La corrélation entre accrétion et éjection dans les Classe II a tout d'abord été suggérée par la corrélation entre la luminosité de la raie de [OI] à 6300 Å (issue du jet à haute vitesse) et l'excès infrarouge (Cohen et al. 1989; Cabrit et al. 1990). La quantification du rapport entre accrétion et éjection a été faite pour la première fois par Hartigan et al. (1995). Des mesures récentes dans les Classes II (Nisini et al. 2018, et références) estiment ce rapport à $\dot{M}_j/\dot{M}_{acc} \sim 0.1$, semblable à celui estimé à partir des flots CO (voir Fig. 7 et Ellerbroek et al. 2013).

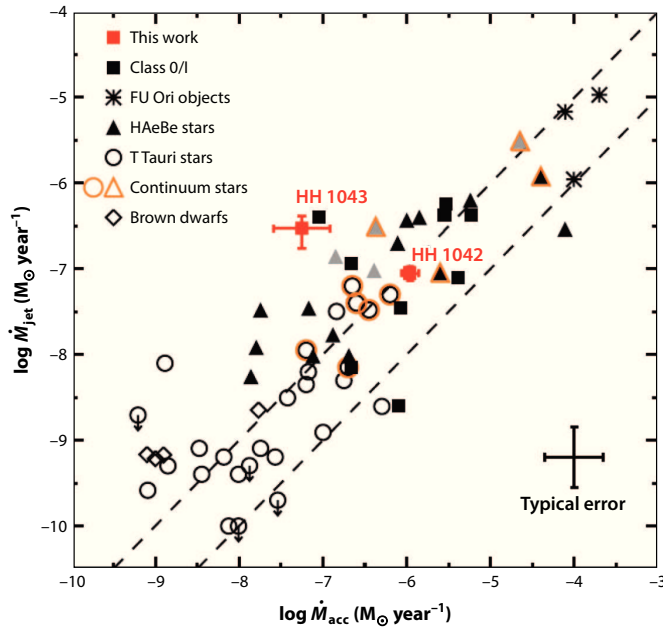


Figure 7 – Relation entre le taux de perte de masse dans le jet et le taux d'accrétion. Les lignes pointillées représentent les rapports $\dot{M}_j/\dot{M}_{acc} = 0.1$ et 0.01 . Tiré de *Ellerbroek et al. (2013)*.

La nécessité d'un lancement MHD

Le phénomène d'éjection semble donc bien corrélé au phénomène d'accrétion à travers des relations qui sont indépendantes du stade évolutif, à savoir :

$$\begin{aligned} \frac{\dot{M}_j}{\dot{M}_{acc}} &\sim 10 - 20\% \\ L_j/L_{acc} &\sim 10 - 50\% \end{aligned} \quad (4)$$

Un processus universel doit donc réguler la formation des jets. Les processus d'éjection faisant intervenir la pression de radiation sont incapables de produire des éjections d'une telle puissance. Les processus magnétiques semblent les plus prometteurs pour convertir sans perte énergétique une fraction aussi élevée de l'énergie d'accrétion en énergie cinétique (Cabrit 2007a).

0.3 Questions ouvertes

0.3.1 Problème du moment cinétique

Le moment cinétique est une quantité conservée au cours de l'évolution d'un système protostellaire isolé¹. Il joue un rôle fondamental dans l'effondrement d'un cœur dense et dans la formation d'un disque d'accrétion, lieu de naissance des planètes. Les cœurs

¹Notons tout de même que pour être conservé, le moment cinétique doit être évalué dans un référentiel galiléen. Pour un système isolé, le seul point définissant un repère galiléen est le centre de masse du système.

préstellaires de rayon > 0.03 pc, qui représentent l'état initial à partir duquel se forment les étoiles, ont une vitesse angulaire qui semble constante et de l'ordre de $\Omega_0 \simeq 4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ ² (Belloche 2013).

Lorsqu'un cœur supercritique de moment cinétique spécifique $j_0 = \Omega_0 R_0$ s'effondre, le rapport entre la force centrifuge $F_{rot} = j_0^2/R^3$ et la force gravitationnelle $E_{gr} = MG/R^2$,

$$\frac{F_{rot}}{F_{gr}} = \frac{j_0^2}{GM R} \quad (5)$$

s'accroît au fur et à mesure que diminue le rayon R . Au rayon centrifuge $r_C = \frac{j_0^2}{GM}$, la force centrifuge est égale à la force gravitationnelle. C'est à ce rayon qu'un disque est attendu (Cassen & Moosman 1981).

Pour pouvoir accréter à la surface du corps central, le moment cinétique j_0 doit être extrait. Nous pouvons identifier trois régions dans lesquelles le moment cinétique peut être perdu par la matière : 1) l'enveloppe magnétisée en effondrement (entre ~ 0.03 pc et le rayon du disque) ; 2) à la transition entre l'enveloppe et le disque ; 3) au sein du disque d'accrétion lui-même. Nous quantifions ici la quantité de moment cinétique perdue dans ces trois régions afin de montrer que c'est dans le disque que le problème du transport du moment cinétique se pose avec le plus de radicalité.

a) De l'enveloppe protostellaire au bord externe du disque

Les modèles hydrodynamiques d'effondrement d'un cœur de rayon initial R_0 , de densité constante ρ_0 et de rotation solide initiale Ω_0 prédisent la formation de larges disques de la taille du rayon centrifuge (Cassen & Moosman 1981) :

$$r_{d,hydro} = 140 \text{ au} \left(\frac{M}{0.1 M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho}{10^{-18} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-4/3} \left(\frac{\Omega_0}{4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}} \right)^2 \quad (6)$$

où $M = \frac{4\pi\rho_0}{3R_0^3}$ est la masse du cœur accumulée au centre au temps considéré et $j_0 = \Omega_0 R_0$. Les observations des disques de Classe 0 sont rendues difficiles par la présence d'enveloppes. Les travaux récents suggèrent que bien que certaines sources comme L1527 aient des disques de ~ 100 au, la plupart de disques sont petits, de taille médiane $\simeq 40$ au (Maury et al. 2010; Tobin et al. 2015; Segura-Cox et al. 2018, Maury et al. soumis). Cette contrainte nécessite en moyenne une perte de moment cinétique entre l'échelle du cœur préstellaire et l'échelle du bord externe du disque d'un facteur ~ 2 .

Les simulations MHD d'effondrement de cœurs magnétisés rendent compte de cette perte de moment cinétique et de la formation de disques de taille réduite. Les simulations MHD idéales avec le champ magnétique aligné avec l'axe de rotation montrent que la formation des disques est totalement inhibée par l'effet du fort freinage magnétique

²Cette valeur donne un rapport entre l'énergie de rotation et l'énergie gravitationnelle de $\beta \equiv \frac{\Omega_0^2}{4\pi\rho_0 G} \simeq 0.02$ pour un cœur préstellaire de densité uniforme $\rho \simeq 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$

accompagné de fortes instabilités MHD dues à l'amplification du champ magnétique (Hennebelle 2012, et références). La prise en compte de la turbulence (Joos et al. 2013), du non-alignement entre le champ magnétique et l'axe de rotation (Joos et al. 2012) et d'effets de MHD non-idéale (e.g. Masson et al. 2016; Zhao et al. 2018) a relativisé ce résultat en montrant que des disques de taille $\simeq 20$ au pouvaient effectivement se former (e.g. Masson et al. 2016; Zhao et al. 2016).

b) Bord externe du disque (barrière centrifuge).

Les observations ALMA de L1527 (Sakai et al. 2014b, 2017), résolvant à la fois l'enveloppe aplatie à petite échelle et le disque, montrent que dans cette source, le disque képlérien se forme non pas à r_C mais à un rayon deux fois plus petit. Ce rayon correspond à la barrière centrifuge

$$r_{CB} = \frac{r_C}{2} = \frac{j_0^2}{2GM}, \quad (7)$$

où j_0 est le moment cinétique spécifique à petite échelle de l'enveloppe. La formation du disque képlérien à un tel rayon est prédite pour un effondrement balistique 2D selon le plan médian de l'enveloppe, où la matière en chute libre peut atteindre son périégée en r_{CB} . À la barrière centrifuge r_{CB} , la vitesse d'effondrement de la matière s'annule mais sa vitesse de rotation est super-képlérienne $V_\phi = \sqrt{2}V_K(r_{CB})$. Afin d'entrer dans le disque képlérien, la matière doit perdre $\sqrt{2}$ de son moment cinétique. Notons que dans le cas d'un nuage en effondrement balistique 3D, la matière se circularise à un rayon encore plus petit mais la matière y arrive aussi avec une rotation superképlérienne de $V_\phi = 1.33V_K(r_{CB})$ (Stahler et al. 1994).

c) Du bord externe du disque képlérien à la protoétoile.

Quelle que soit la taille précise des disques, une fois que la matière de l'enveloppe en effondrement est incorporée au disque, un processus d'extraction du moment cinétique doit être présent au sein des disques pour pouvoir rendre compte de l'accrétion du gaz et de la croissance du second cœur de Larson jusqu'à des masses stellaires. Les observations de disque de Classe I et II en raies moléculaires à haute résolution spatiale et spectrale ont montré que les disques sont effectivement en rotation képlérienne (voir par exemple Pinte et al. 2018). Dans un disque képlérien, le moment cinétique dépend de la distance r_0 à la source centrale de masse M_* selon

$$j_K(r_0) = \sqrt{GM_*r_0}. \quad (8)$$

Ainsi, pour que la matière accrète vers l'intérieur du disque, elle doit perdre une partie de son moment cinétique. En accrétant, la matière doit également perdre de l'énergie (son énergie potentielle gravitationnelle négative se réduit). Ce transport de moment cinétique est donc nécessairement accompagné de la conversion de l'énergie gravitationnelle en une énergie mécanique, thermique ou en rayonnement. Les observations de traceur d'accrétion magnétosphérique dans les Classe II suggèrent une troncation du disque à une distance de quelques rayons stellaires (~ 0.05 au) (Hartmann et al. 2016). Suivant l'équation (8), le gaz entrant dans un disque de rayon ~ 40 au doit donc diviser son moment cinétique d'un facteur ~ 30 pour pouvoir alimenter l'accrétion sur l'objet central.

La perte de moment cinétique (comptée fraction relative) nécessaire pour que la protoétoile puisse atteindre une masse stellaire est essentiellement réalisée au sein du disque d'accrétion et non au cours de l'effondrement de l'enveloppe protostellaire. Cela suppose un processus d'extraction du moment cinétique efficace à l'échelle du disque, en particulier pendant la phase principale d'accrétion (Classe 0) où le taux d'accrétion au sein du disque est $\sim 10^{-5} M_{\odot}/yr$.

Le transport du moment cinétique dans les disques d'accrétion

La question du transport du moment cinétique, si elle est intéressante à étudier dans l'enveloppe, se pose réellement au sein des disques dans lesquels la matière perd l'essentiel de son support centrifuge. Voyons en quoi les jets peuvent jouer un rôle dans ce problème incontournable.

Deux processus de transport du moment cinétique ont été proposés pour expliquer l'accrétion autour d'objets compacts dans les années 1970 avant même que la présence des disques d'accrétion autour des étoiles jeunes soit établie de façon définitive.

1. **Transport radial par viscosité turbulente (Shakura & Sunyaev 1973) :** sous l'effet d'une viscosité, la rotation différentielle du gaz conduit à un transport radial du moment cinétique. Le moment cinétique est alors advecté radialement vers l'extérieur par étalement visqueux du disque alors que l'essentiel de la masse du disque est advectée vers l'objet central. La viscosité collisionnelle du gaz requise pour rendre compte des taux d'accrétion dans les disques astrophysiques dépasse largement la viscosité du gaz en écoulement laminaire, suggérant un rôle déterminant de la turbulence. La découverte de l'instabilité magnéto-rotationnelle dans les disques par Balbus & Hawley (1991) montre qu'en présence d'un faible champ magnétique ($\beta_P \equiv \frac{P_{th}}{P_{mag}} \gg 1$, où P_{th} et P_{mag} sont l'énergie thermique et magnétique) couplé au plasma, un couple MHD turbulent suffisant pouvait être obtenu.
2. **Transport vertical par lancement d'un vent de disque MHD (Blandford & Payne 1982) :** le moment cinétique est emporté verticalement par un jet. La matière en rotation képlérienne à la surface du disque peut être éjectée par effet magnétocentrifuge à la manière d'une "perle sur un fil" si le champ magnétique est incliné de plus 30° par rapport à la verticale. L'extraction du moment cinétique est assurée par la torsion du champ magnétique à la surface du disque. Ce moment cinétique est ensuite transmis à la matière au cours de l'accélération du jet. Un des paramètres importants est le paramètre de bras de levier magnétique $\lambda \simeq (r_A/r_0)^2$ où r_0 est le rayon de lancement du jet et r_A est le rayon auquel le jet devient super Alfvénique. Le moment cinétique spécifique de la matière loin du point de lancement tend alors vers

$$j_{jet}^{\infty} \simeq \lambda_{BP} j_K(r_0) \quad (9)$$

où $j_K(r_0)$ est le moment cinétique du disque képlérien en r_0 . Il quantifie l'efficacité du freinage magnétique par unité de masse emportée. Les travaux semi-analytiques

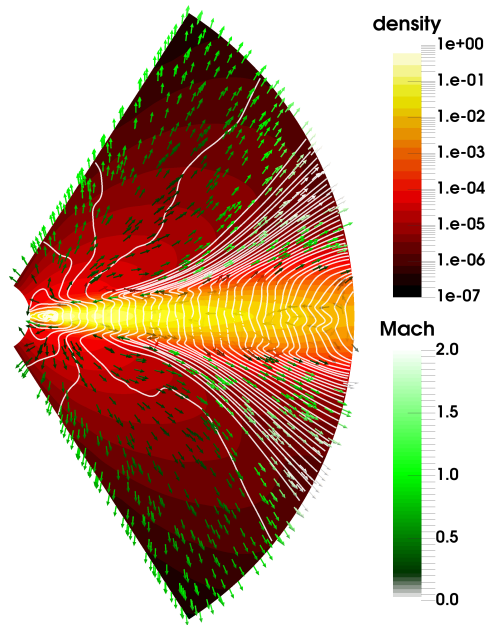


Figure 8 – Exemple d'une simulation MHD globale de disque d'accrétion incluant les trois effets non-idéaux. Un champ magnétique (dont les lignes de champ sont représentées en lignes blanches) de flux non nul conduit au lancement d'un vent de disque régulant le transport du moment cinétique. Les vitesses du fluide sont représentées par des flèches vertes. (Béthune et al. 2017)

(Pudritz & Norman 1983; Ferreira & Pelletier 1993; Wardle & Koenigl 1993; Ferreira 1997; Casse & Ferreira 2000a,b) ainsi que numériques (e.g. Casse & Keppens 2002; Zanni et al. 2007) ont confirmé la possibilité de lancer des vents de disque MHD stationnaires à partir d'un disque d'accrétion képlérien soumis à la MHD non idéale (ohmique ou ambipolaire).

Bien que ce mécanisme couplant accrétion et éjection puisse rendre compte à la fois de la présence des jets observés et des taux d'accrétion observés, le transport radial a bénéficié de plus d'attention grâce aux travaux de Balbus & Hawley (1991). Le transport radial par MRI, qui requiert de faibles magnétisations, est tout d'abord apparu comme antagoniste aux modèles de vent de disque qui eux nécessitent un champ magnétique ordonné proche de l'équipartition ($\beta_P \sim 1$, Ferreira & Pelletier 1995). Les simulations de Murphy et al. (2010) ont montré qu'un disque dominé par une forte viscosité turbulente dans son plan médian avec $\beta_P \gg 1$, pouvait tout de même lancer un vent de disque à partir de ses couches superficielles là où $\beta_P \sim 1$. Dans ces circonstances, le transport de moment cinétique était dominé par la turbulence. La MRI restait le paradigme dominant dans les simulations numériques.

Les vents de disque, un nouveau souffle pour la "zone morte"

La première faille dans le scénario de la MRI vint de la modélisation plus réaliste de disques d'accrétion stratifiés autour des étoiles jeunes qui a montré que les plans médians situés entre 1-10 au de la source n'étaient pas assez ionisés pour être sujets à la MRI, et donc incapables de transporter radialement le moment cinétique (Gammie 1996). La notion de **zone morte** ("dead zone") était née. Afin d'assurer une accrétion à travers la zone morte, Gammie propose alors la présence de "couches actives" turbulentes en MRI,

situées à quelques échelles de hauteur du plan médian mort et donc suffisamment ionisées par le rayonnement X et FUV.

L'étude de l'influence de la diffusion ambipolaire en "shearing box" porta finalement un coup fatal à ce scénario en montrant que cet effet non-idéal amortissait l'instabilité MRI, même dans ces couches de surface ionisées (Bai & Stone 2013; Simon et al. 2013). Reprenant les idées de Blandford et Payne, ces mêmes auteurs ont remis en avant le scénario du vent de disque MHD, capable d'extraire très efficacement le moment cinétique à partir des couches ionisées de surface si le champ magnétique est assez fort.

Les simulations globales de disque, traitant de la manière la plus réaliste possible l'ionisation du disque et prenant en compte les différents effets non-idéaux, sont complexes à mettre en place et nécessitent de puissants moyens de calcul. Je présente notamment en Fig. 8 un aperçu du résultat d'une simulation de disque stratifié magnétisé incluant pour la première fois les trois effets non-idéaux (Béthune et al. 2017). Un vent de disque est lancé à partir d'un champ magnétique très courbé à la surface du disque. Il apparaît que même lorsque la magnétisation dans le plan médian mort est faible ($\beta_P \gg 1$), un vent MHD peut être lancé depuis l'atmosphère du disque où $\beta_P \sim 1$. Les vents de disque MHD peuvent ainsi être le mécanisme principal de transport du moment cinétique contrôlant l'accrétion de la matière à la surface du disque. En imposant que le couple magnétique du vent de disque domine le transport du moment cinétique, la valeur du champ magnétique requise pour maintenir un taux d'accrétion \dot{M}_{acc} à un rayon de r_0 est de (Hasegawa et al. 2017)

$$\begin{aligned} B_{z,0} &\simeq \left(\frac{\dot{M}_{acc} \Omega_0}{r_0} \right)^{1/2} \\ &\simeq 500 \left(\frac{M_*}{0.1 M_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{\dot{M}_{acc}}{10^{-6} M_\odot / yr} \right)^{1/2} \left(\frac{r_0}{1 \text{ au}} \right)^{-5/4} mG \end{aligned} \quad (10)$$

Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les champs magnétiques du disque de $\sim 100 mG$ trouvés dans les simulations d'effondrement magnétisé sujet à la diffusion ambipolaire pour des magnétisations typiques de cœur préstellaire (Masson et al. 2016). Des vents de disque pourraient donc naturellement être lancés à partir du champ magnétique advecté dans le disque pendant l'effondrement.

Bilan

Le support centrifuge hérité de la rotation des cœurs préstellaires doit être évacué pour que le second cœur de Larson puisse grossir. L'étude de l'effondrement des cœurs préstellaires magnétisés, combinée aux contraintes observationnelles des disques de Classe 0, suggère une perte de moment cinétique d'un facteur 2 à 3 dans les parties internes de l'enveloppe en effondrement. En fraction relative, l'essentiel du moment cinétique à évacuer l'est au sein des disques d'accrétion (facteur ~ 30). La présence de "zones mortes" étendues dans les disques fait du transport du moment cinétique par un vent de disque MHD le candidat

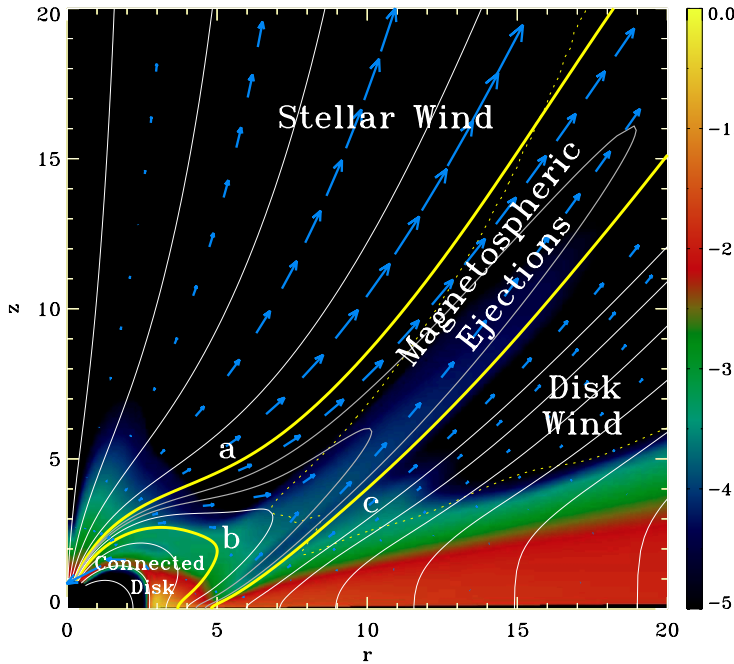


Figure 9 – Les différents processus de lancement MHD de jets dans un système d'accrétion-éjection. Instantané d'une simulation MHD résistive et visqueuse de Zanni & Ferreira (2013). Les lignes de champ magnétique sont représentées par des lignes blanches alors que les vitesses du fluide sont représentées par des flèches bleues. La densité est représentée en code couleur (unités logarithmiques arbitraires).

idéal pour rendre compte de l'accrétion à travers les disques. Les conditions de lancement des vents de disque sont tout à fait compatibles avec les scénarios d'advection du champ magnétique initial. Les vents de disque ne sont cependant pas le seul scénario. L'effet Hall (Lesur et al. 2014), les ondes spirales, en particulier celles entretenues par l'accrétion sur le disque (Lesur et al. 2015) ou encore les instabilités gravitationnelles (Vorobyov & Basu 2015) peuvent aussi contribuer au transport du moment cinétique, en particulier au cours de la phase de Classe 0.

La phase de Classe 0 étant la phase principale d'accrétion et donc d'extraction du moment cinétique, elle offre une opportunité unique de tester le scénario de transport de moment cinétique par les vents de disque et d'évaluer son impact sur la formation stellaire et planétaire.

0.3.2 L'origine des jets

Les vents de disque MHD se nourrissant de la puissance d'accrétion apparaissent comme un scénario séduisant non seulement pour rendre compte du transport du moment cinétique à travers les disques d'accrétion, mais aussi pour rendre compte du lien universel entre accrétion et éjection au cours de la séquence évolutive des objets jeunes (Konigl 1989; Cabrit 2007a). Cependant, le vent de disque MHD n'est pas non plus le seul modèle susceptible d'expliquer la génération d'un jet magnétisé.

Les trois types d'éjections magnétisées

Nous présentons Fig. 9 une simulation numérique d'un système d'accrétion-éjection à petite échelle résolvant non seulement le disque d'accrétion magnétisé (en rouge entre des

rayons adimensionnés de 5 et de 20) mais également la magnétosphère de la protoétoile. Dans cet instantané, nous observons trois types de vent.

1. **Vent stellaire** (Sauty et al. 2002; Sauty 2007; Matt & Pudritz 2005) :

Les lignes de champ magnétique de la magnétosphère stellaire ouvertes au pôle lancent également un vent stellaire qui peut emporter du moment cinétique et permettre de freiner l'étoile centrale. Les vitesses prédites sont de l'ordre de $100 - 400 \text{ km s}^{-1}$. Le vent stellaire pourrait donc rendre compte des vitesses les plus élevées observées dans les jets.

2. **Éjections épisodiques magnéto-sphériques** :

Il existe deux types d'éjection magnéto-sphérique. Elles sont toutes deux intrinsèquement non-stationnaires et pourraient donc rendre compte des nœuds de haute vitesse observés le long des jets.

1) Lorsque le moment magnétique de l'étoile est parallèle au champ magnétique du disque, une reconnexion entre la magnétosphère et le champ magnétique du disque peut produire un "Re-X-wind" (Ferreira et al. 2000). Après la reconnexion, la ligne de courant est ancrée à la surface de l'étoile et le vent peut freiner très efficacement l'étoile. Ce vent rapide peut être collimaté par la pression magnétique du disque.

2) Lorsque le moment magnétique de l'étoile est anti-parallèle au champ magnétique du disque (cas de la Fig. 9), l'accrétion de la matière sur l'étoile crée un cisaillement puissant de la magnétosphère et une inflation de lignes de champs magnéto-sphériques qui aboutit finalement à leur ouverture et à l'émission de plasmoides. Cette éjection est du type CME ("coronal mass ejection"). Le champ magnétique du disque peut confiner ce vent. Cette éjection freine également l'étoile.

3. **Vent de disque MHD** :

Dans la simulation Fig. 9, un vent est effectivement lancé et accéléré le long des lignes de champ magnétique (lignes blanches) à partir du disque d'accrétion selon le mécanisme de (Blandford & Payne 1982). Les vents de disque peuvent rendre compte de la structure en pelure d'oignon observée autour de certains jets (e.g. DG Tau). Les parties internes du jet, lancées depuis du rayon proche du rayon de troncation ($R_{tr} \sim 5R_*$) produiraient des vitesses de $\sim 100 - 200 \text{ km s}^{-1}$ et les parties plus externes du vent produiraient des vitesses plus réduites. Comme nous l'avons précisé, les vents de disque MHD peuvent extraire le moment cinétique requis pour l'accrétion de la matière à travers le disque. Ils peuvent être intrinsèquement autocollimatés.

Le vent de disque MHD n'est donc pas le seul scénario qui rende compte de la formation des jets et des vents. Les trois composantes de jet peuvent co-exister et interagir entre-elles de manière complexe. Les corrélations entre accrétion et éjection vues en section 0.2.2 nous apportent des premières contraintes sur les types d'éjection à l'œuvre dans les étoiles jeunes.

Comme nous l'avons montré en section 0.2.2, le taux d'éjection $2\dot{M}_j$ correspond à 10 à 20% du taux d'accrétion \dot{M}_a sur l'étoile centrale. La vitesse angulaire de la matière à la surface de l'étoile étant très inférieure à Ω_K , le lancement d'un vent stellaire nécessite un fort gradient de pression généré par le chauffage dû aux colonnes d'accrétion ou à des ondes d'Alfvén (Matt & Pudritz 2005). L'efficacité de ce processus est trop faible pour rendre compte du rapport \dot{M}_j/\dot{M}_{acc} observé (Cranmer 2009; Zanni & Ferreira 2011). Le flux de masse des éjections magnétosphériques est difficile à prédire mais des taux de perte de masse de $\sim 0.2 \dot{M}_{acc}$ sont trouvés dans les simulations numériques (Zanni & Ferreira 2013). Lorsque λ_{BP} est grand ($\lambda_{BP} \gtrsim 10$), le taux de perte de masse d'un vent de disque dépend de λ_{BP} et de son extension dans le disque selon (voir Ferreira et al. 2006)

$$2\dot{M}_{DW}/\dot{M}_{acc} \simeq \frac{\ln(r_{out}/r_{in})}{2(\lambda_{BP} - 1)}. \quad (11)$$

Pour un $\lambda_{BP} \sim 10$, un vent de disque lancé sur une plage de rayon de $r_{out}/r_{in} \sim 100$ permet de reproduire les taux élevés de perte de masse déduits des observations.

Nous avons aussi montré en section 0.2.2 que au moins 20 à 50% de la puissance d'accrétion disponible ($L_{acc} = G\dot{M}_{acc}M_*/R_*$) est convertie en énergie cinétique dans les jets. En considérant une accrétion magnétosphérique à partir d'un rayon de troncation R_t typiquement égal à $\sim 5R_*$, la puissance d'accrétion disponible pour une éjection magnétosphérique est de $L_{acc,mgs} = \frac{R_*}{R_t}L_{acc}$ et de $L_{acc,DW} = L_{acc,mgs}(1 - r_{out}/R_t) \leq \frac{R_*}{R_t}L_{acc}$ pour un vent de disque étendu. Les puissances disponibles pour ces deux types d'éjection sont donc comparables et peuvent rendre compte de l'efficacité énergétique des jets d'étoiles jeunes.

La corrélation accrétion-éjection discutée dans la section 0.2.2 ne nous permet donc pas d'exclure une composante provenant de l'interaction entre la magnétosphère stellaire et le disque. Un critère observationnel plus fin que les simples propriétés énergétiques doit être utilisé pour contraindre l'origine des jets.

La rotation des jets, un rasoir d'Ockham?

La détermination du rayon d'ancrage des jets peut cependant être faite en étudiant plus en détail la dynamique d'un jet MHD et en particulier le moment cinétique d'un jet (lié au transport de moment cinétique vertical) et la vitesse poloïdale du jet (liée à la conversion de la puissance d'accrétion). Pour cela, un retour à la théorie des vents MHD est nécessaire.

Anderson et al. (2003) a été le premier à proposer aux observateurs une formule applicable aux vents de disque MHD stationnaires, axisymétriques et froids (i.e. dont l'enthalpie est négligeable devant l'énergie cinétique du jet) reliant le point de lancement r_0 du vent au moment cinétique et à la vitesse poloïdale mesurable dans le jet. Comme nous l'avons montré, le moment cinétique spécifique d'un jet MHD dépend non seulement du rayon d'ancrage mais également du paramètre de bras de levier magnétique λ_{BP} (équation

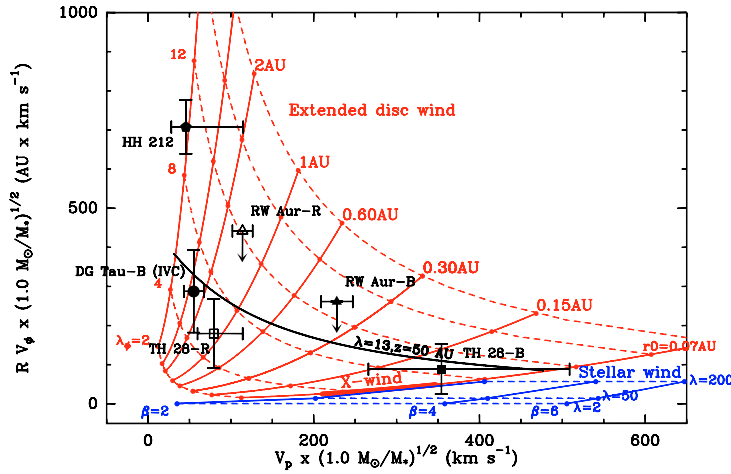


Figure 10 – Relation entre le moment cinétique et la vitesse poloïdale dans le régime asymptotique pour des modèles de vents de disque de λ_{BP} différents ancrés à des rayons r_0 différents (réseau de courbes rouges). Les prédictions pour des vents stellaires lancés par la pression thermique sont également représentées en bleu. Les points noirs correspondent à des points de mesure dans des jets de Classe II (compilés par Ferreira et al. 2006).

(9)). La mesure du moment cinétique ne suffit donc pas à déterminer r_0 . En combinant la conservation du moment cinétique et de l'énergie sous sa forme MHD, le rayon d'ancrage du vent r_0 de disque est donné par (Anderson et al. 2003)

$$2(\mathbf{V}_\phi \mathbf{r}) \Omega_K(r_0) = \mathbf{V}_p^2 + \mathbf{V}_\phi^2 + 3\Omega_K^2(r_0)r_0^2 \quad ; \quad \Omega_K(r_0) = \sqrt{GM_*/r_0^3}. \quad (12)$$

Nous notons en gras les paramètres pouvant être mesurés par l'observateur dans le jet. Cette équation permet donc bien de déterminer un rayon d'ancrage à partir de la mesure de (rV_ϕ) et V_p dans le jet. Cette équation est applicable le long d'un jet MHD froid stationnaire et axisymétrique dès que le potentiel gravitationnel est négligeable.

Nous pouvons également déterminer un paramètre local de bras de levier λ_ϕ selon (Ferreira et al. 2006)

$$rV_\phi = \lambda_\phi r_0 v_K(r_0), \quad (13)$$

où r_0 est déduit de l'équation (12). Contrairement à r_0 donné par la formule (12), λ_ϕ dépend de la position du point courant le long de la ligne d'écoulement. En effet, le moment cinétique de la matière, extrait de la surface du disque par le champ magnétique est progressivement retransmis à la matière. Le moment cinétique de la matière (rV_ϕ) n'est donc initialement pas le moment cinétique total emporté par le vent de disque. Dans le régime asymptotique, lorsque l'essentiel du moment cinétique stocké sous forme magnétique est retransmis à la matière, $\lambda_\phi \simeq \lambda_{BP}$. Les solutions des équations (12)-(13) peuvent être représentées à profit dans un espace $\{(rV_\phi)/\sqrt{M_*} - V_p/\sqrt{M_*}\}$ comme illustré en Fig. 10.

Comme nous l'avons noté à la section précédente, un vent stellaire MHD transporte également du moment cinétique de manière stationnaire. Il est donc possible de placer les signatures observationnelles d'un vent stellaire dans le diagramme $\{(rV_\phi)/\sqrt{M_*} - V_p/\sqrt{M_*}\}$. Comme noté plus haut, une source de pression thermique ou turbulente conséquente est requise pour qu'un vent puissent être lancé de la surface de l'étoile (en rotation lente). Les vents stellaires seraient donc "pressure-driven" et non "magnetically-driven". L'équation (12) doit donc être adaptée en considérant l'enthalpie effective du

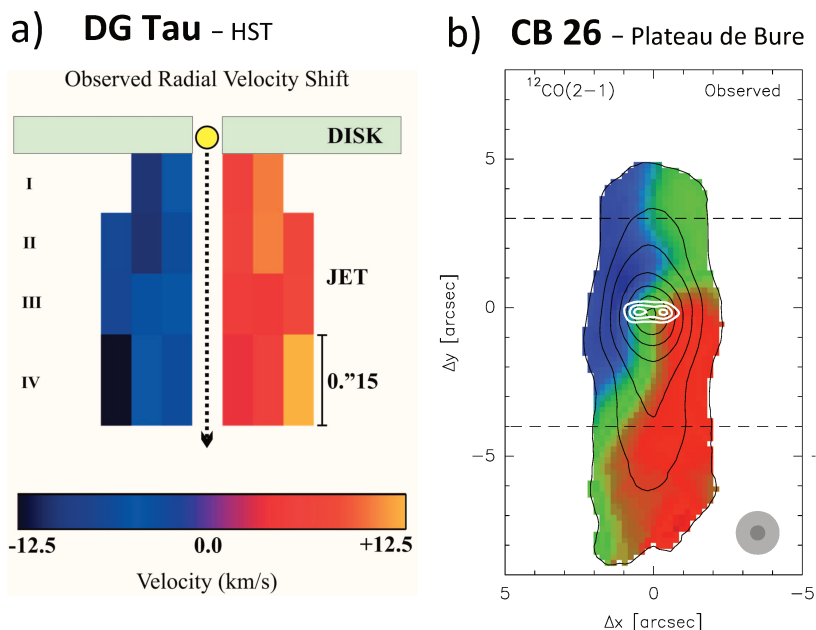


Figure 11 – Exemples de signatures de rotation avant ALMA. a) résultats des mesures de gradients transverses de vitesse du jet de DG Tau réalisées grâce au HST/STIS (Bacciotti et al. 2002). b) carte des vitesses centroïdes du flot de CB 26 observé au Plateau de Bure en CO (Launhardt et al. 2009).

flot à la base comme source d'énergie. Les paramètres libres déterminant (V_p, rV_ϕ) ne sont donc plus r_0, λ_ϕ mais λ_ϕ, β , où β est le rapport entre l'enthalpie à la base du flot et l'énergie gravitationnelle à la surface de l'étoile. Les solutions pour différents λ_ϕ, β (et $r_0 = R_*$) sont représentées en bleu Fig. 10. Nous voyons que ces solutions ne recoupent pas les solutions de vent de disque MHD. Ainsi, la mesure de (rV_ϕ, V_p) permet bien de discriminer les modèles de vents de disque et de vents stellaires.

Contraintes observationnelles sur la rotation des jets de Classe II, un rasoir d'Ockham bien émoussé

La méthode proposée par les modèles MHD stationnaires permettant de déduire le rayon de lancement des jets fait appel à la détection de rotation dans les jets. La détection de la rotation dans les jets et les vents nécessite la combinaison d'une haute résolution angulaire ($\sim 0.1''$) pour résoudre les jets transversalement et une résolution spectrale suffisante pour mesurer des gradients de vitesse transverses aux jets inférieurs à $\simeq 10 \text{ km s}^{-1}$. Avant l'arrivée d'ALMA, les meilleures résolutions spatiales étaient atteintes en optique/proche UV, notamment par le HST (Hubble Space Telescope), à partir des années 2000, et depuis le sol en optique adaptative. C'est donc dans un jet de Classe II que la première signature possible de rotation a été détectée, dans le jet de DG Tau (voir Fig 11-a et section précédente Fig. 5) grâce au spectromètre STIS à bord du HST par Bacciotti et al. (2002). Les signatures de rotation, combinées à la vitesse poloïdale du jet suggèrent un rayon de lancement compris entre 0.3 et 3 au (Anderson et al. 2003) indiquant que le jet serait un vent de disque magnéto-centrifuge. Une modélisation plus détaillée de Pesenti et al. (2004), basée sur des modèles semi-analytiques de vents de disque MHD de Casse & Ferreira (2000b) montre que les observations sont compatibles avec un vent de disque de $\lambda \sim 13$ avec $r_{out} \sim 3$ au. Ces recherches dans le domaine optique marquèrent un pas décisif dans la compréhension des jets. À la suite de Bacciotti et al. (2002), d'autres

signatures possible de rotation de moindre amplitude furent détectées dans quatre autres jets atomiques (voir revues de Ray et al. 2007; Frank et al. 2014).

Une des vérifications les plus élémentaires qui puisse être faite sur l'interprétation en termes de rotation du jet est la mesure du sens de rotation du disque. Si les disques de DG Tau et de CW Tau tournent bien dans le même sens que les gradients transverses de vitesse dans le jet, les disques de RW Aur et de Th 28 présentent des contre-rotations (Cabrit et al. 2006; Louvet et al. 2016). Il faut noter que les observations de rotation dans les jets au HST souffrent d'une résolution spectrale très faible $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$, alors que les gradients de vitesse rapportés sont de l'ordre de $\leq 10 \text{ km s}^{-1}$. Les gradients transverses pourraient aisément être produits par une simple asymétrie générée par des chocs dans un jet non-stationnaire (De Colle et al. 2016).

Grâce à la technologie de détection hétérodyne, la résolution spectrale atteignable dans le domaine (sub)millimétrique est bien supérieure ($< 0.1 \text{ km s}^{-1}$) à celle de l'optique. Avant l'arrivée d'ALMA, la résolution angulaire maximale des interféromètres tels que le Plateau de Bure ou le SMA ($\simeq 0.5''$) était cependant plus faible que les observations optiques. Cette résolution limitée a cependant permis de détecter des signatures de rotation convaincantes dans quelques flots moléculaires de Classe 0 et I (Launhardt et al. 2009; Pech et al. 2012; Zapata et al. 2015, voir Fig.11-b). Des tentatives de détection ont également été suggérées dans les nœuds de jets moléculaires à haute vitesse (e.g. Lee et al. 2008).

ALMA nous fournit désormais une résolution angulaire courante de $\sim 0.1''$ (et maximale de $\sim 0.02''$) supérieure aux observations HST ou du sol, combinée à une grande résolution spectrale ($< 0.1 \text{ km s}^{-1}$). Des tests très contraignants des vents de disque sont donc à mener dans le domaine sub-millimétrique.

0.3.3 L'origine de la richesse moléculaire des jets de Classe 0

Étudier l'origine des jets avec ALMA suppose bien entendu que le jet à petite échelle soit moléculaire. Cette condition doit être vue comme occasion unique de contraindre les modèles avec une précision accrue plutôt que comme une contrainte.

Comme nous l'avons vu au cours de notre tour d'horizon des jets et flots (section 0.2), le contenu chimique des jets évolue de manière radicale entre les jets de Classe 0 (moléculaires) et les jets de Classe II (purements atomiques). La richesse chimique des jets de Classe 0 a été étudiée plus en détail par Tafalla et al. (2010). Ces auteurs montrent une grande richesse chimique de la partie à haute vitesse ($V > 50 \text{ km s}^{-1}$), particulièrement riche en SiO mais contenant aussi du H_2CO , SO, CH_3OH (méthanol), HCO^+ , ainsi qu'une chimie différentes entre ces parties à haute vitesse, les parties de vitesse intermédiaire ($10 < V < 50 \text{ km s}^{-1}$) et les parties de basse vitesse ($V < 10 \text{ km s}^{-1}$).

Historiquement, deux types de scénarios ont été proposés pour expliquer la richesse moléculaire des jets et flots de Classe 0. Le premier regroupe des scénarios d'entraînement

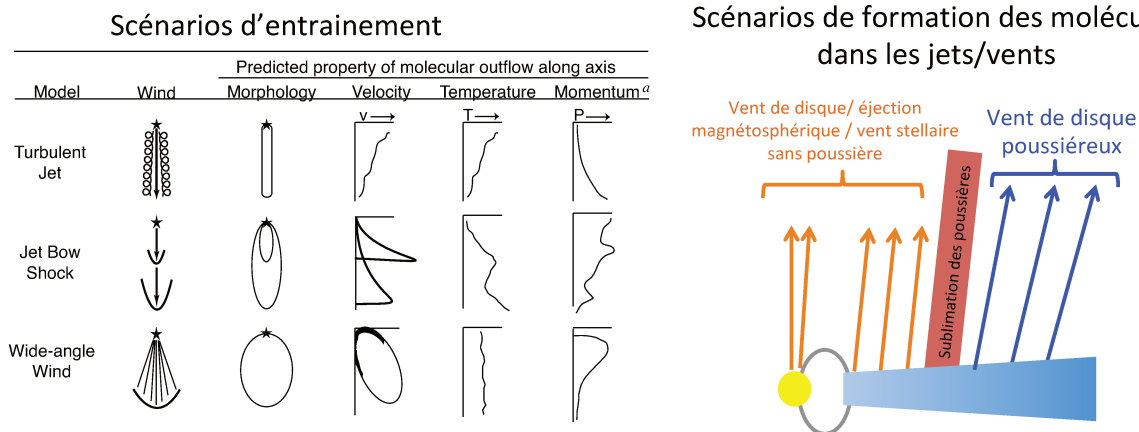


Figure 12 – Scénarios de formation de flots/jets moléculaires. Gauche : scénarios d'entraînement par un jet ou par un vent conique supposés atomiques (Arce et al. 2007). Droite : scénarios de formation ou de survie des molécules dans le jet. En fonction du rayon de lancement du jet, le matériau peut être ou non poussiéreux, conduisant à des chimies différentes.

d'un matériau moléculaire par un jet rapide atomique (voir Fig. 12). Si le scénario de l'entraînement par un jet collimaté via une couche turbulente ne peut expliquer les densités de colonne observées de H_2 (Taylor & Raga 1995), un entraînement par des chocs d'étrave produits par des pulsations du jet est possible bien que nécessitant un re-remplissage efficace du cocon du choc d'étrave par le matériau ambiant (Raga & Cabrit 1993). La présence d'un "vent-X" de grand angle d'ouverture et rapide ($V \sim 100 \text{ km s}^{-1}$) a également été avancée pour rendre compte de la morphologie et de la cinématique des cavités moléculaires de basse vitesse (Lee et al. 2001; Arce et al. 2007). Ce dernier scénario prédit cependant des âges de cavité de l'ordre de 1000 ans, bien inférieurs aux âges des étoiles jeunes. Dans tous les cas, le scénario de l'entraînement n'explique en rien la présence de jets moléculaires de haute vitesse ($20 - 100 \text{ km s}^{-1}$) et collimatés, observés à des échelles de 20-500 au.

Une autre classe de modèles repose sur la formation ou la survie des molécules dans le jet lui-même. Le gaz des jets est soumis à un puissant champ de rayonnement FUV et X qui chauffe les poussières et photodissocie les molécules. Lorsque l'on s'intéresse à la chimie des jets, un rayon de lancement dans le disque d'accrétion apparaît naturellement : le rayon de sublimation des poussières qui correspond à la distance à la source où les poussières sont sublimées par le champ de rayonnement du corps central (voir Fig 12). Ce rayon est de l'ordre de $R_{sub} \sim 0.1 - 0.3 \text{ au}$ et dépend de la luminosité de l'étoile centrale et de la densité du vent (Yvart et al. 2016). En deçà de R_{sub} , le vent est sans poussière et fortement irradié par le champ FUV et X de l'étoile accrétante. Au delà de R_{sub} , le champ FUV peut être efficacement atténué par la poussière. Les vents stellaires, les éjections magnétosphériques et les vents de disque internes ($r_0 < R_{sub}$) sont donc sans poussière (Fig. 12). La chimie dans ces deux régions de lancement des jets est très différente et est encore peu étudiée.

- Vents sans poussière.

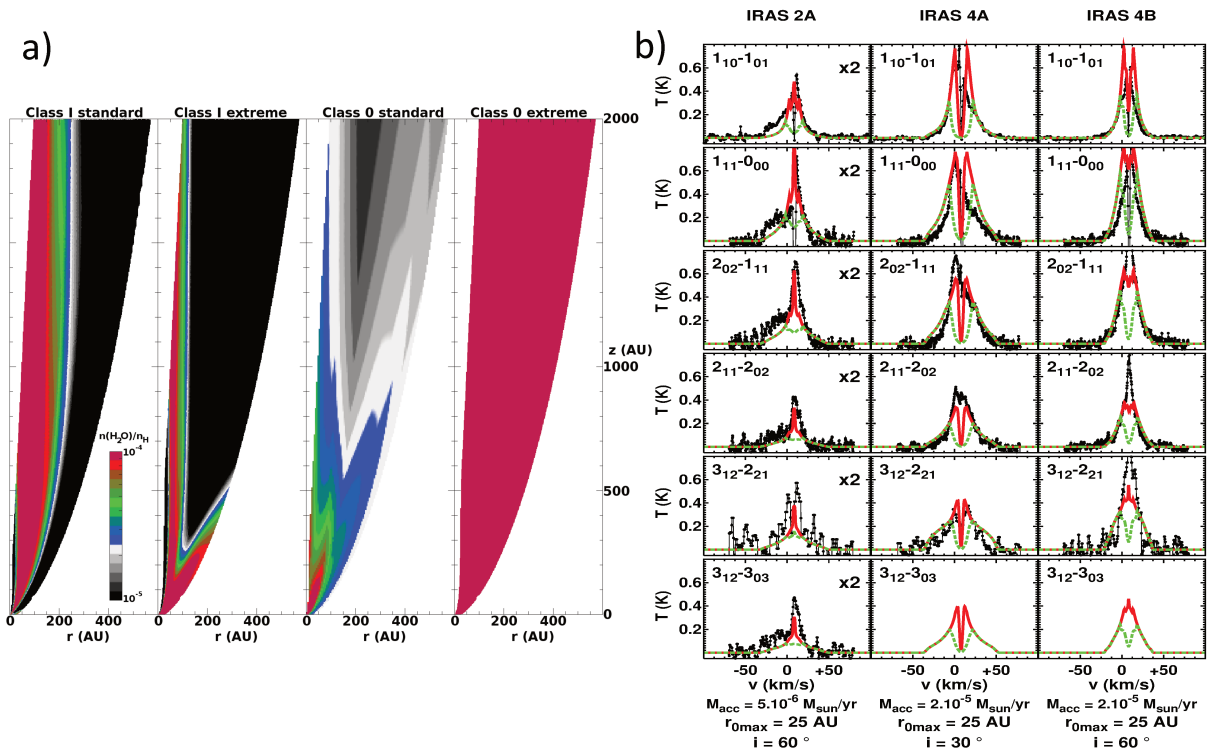


Figure 13 – Résultats de modèles thermo-chimiques de vents de disque MHD poussiéreux de Yvart et al. (2016). Gauche : cartes d’abondances de H_2O dans des modèles de Classe I et de Classe 0 montrant une forte dépendance de H_2O aux conditions physiques. Droite : comparaison entre les raies de H_2O observées par Herschel/HIFI en direction de trois sources de Classe 0 (Kristensen et al. 2012) avec les prédictions de modèles thermo-chimiques de vents de disque de Yvart et al. (2016). En rouge, prédictions pour un rayon maximal de lancement de 25 au, en vert, prédictions pour un rayon maximal de lancement de 6.4 au.

Dans un modèle sans UV, Ruden et al. (1990) montrent qu'en l'absence de poussière, H_2 peut se former efficacement à la base d'un vent stationnaire s'il est suffisamment dense et froid. Glassgold et al. (1991) trouvent que CO, SiO, H_2O se forment également efficacement mais qu'en présence d'un fort flux FUV, l'abondance de H_2 et d'autres molécules comme SiO chute dramatiquement bien que CO reste abondant. Les simulations numériques de jet variables par Raga et al. (2005) suggèrent que H_2 peut aussi se former efficacement dans des chocs denses ($n_H \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$) de vitesse inférieure à 15 km s^{-1} en l'absence de champ UV et de champ magnétique.

- **Vent de disque MHD poussiéreux.**

Dans son travail séminal, Safier (1993) montre que H_2 peut survivre à la dissociation collisionnelle dans les régions poussiéreuses des vents de disque MHD sans pour autant prendre en compte la formation d'autres molécules et surtout sans prendre en compte l'effet destructif du champ FUV et X. En prenant en compte un calcul auto-cohérent et détaillé des processus physico-chimiques (photoprocessus, écrantage, réseaux chimie complet), Panoglou et al. (2012) démontrent pour la première fois que les molécules survivent au champ de rayonnement FUV et X de la protoétoile et au chauffage par friction ions-neutres causé par l'accélération MHD. De plus, la diminution de la fraction moléculaire de la Classe 0 à la Classe II est naturellement expliquée par une décroissance de la densité des vents à mesure que le taux d'accrétion décroît. Ces modèles thermo-chimiques permettent également de reproduire avec une précision remarquable les raies à haute vitesse ($10 \text{ km s}^{-1} < v < 60 \text{ km s}^{-1}$) de raies de H_2O observées par Herschel (Kristensen et al. 2012) en direction d'objets de Classe 0 et I (Yvart et al. 2016, voir Fig. 13). Le succès de ce modèle montre que les vents de disque poussiéreux sont capables de reproduire non seulement le profil des raies (donc la cinématique) mais également les conditions d'excitation (densité, température) et les abondances d'une molécule traçant typiquement des régions chaudes $T > 200 \text{ K}$.

La chimie des jets est donc très sensible aux puissants champs de rayonnement FUV et X provenant de la source centrale. Le chauffage des poussières fait apparaître naturellement un rayon caractéristique : le rayon de sublimation des poussières. En deçà de ce rayon, les modèles chimiques suggèrent que des chocs denses pourraient être un site privilégié de formation des molécules à très haute vitesse ($V \gtrsim 80 \text{ km s}^{-1}$). Au delà de ce rayon les modèles thermo-chimiques de vent de disque MHD développés par Sylvie Cabrit et Guillaume Pineau des Forêts montrent que les vents de disque de Classe 0 sont riches en molécules et qu'ils sont en accord avec les observations spatialement non résolues de H_2O .

La chimie est donc un outil extrêmement puissant qui permet de contraindre l'origine des jets dans les objets de Classe 0/I. Ces recherches doivent s'appuyer sur des modèles thermo-chimiques détaillés prenant notamment en compte le champ de rayonnement UV et X de l'objet central.

0.4 Problématique abordée et plan de travail

Au cours de cette introduction, nous avons montré que les jets étaient un processus universel profondément lié au phénomène d'accrétion. Les propriétés générales de collimation et de cinématique suggèrent un processus de lancement des jets d'origine magnétique. Loin d'apparaître comme un épiphénomène de la formation stellaire, les simulations numériques contemporaines de disque d'accrétion tendent à montrer que les vents de disque MHD pourraient constituer un ingrédient fondamental régulant l'accrétion et donc la masse finale de l'étoile centrale. Si les vents de disque MHD sont effectivement présents, ils peuvent modifier la structure des disques formant des planètes en contrôlant la structure verticale des disques, et en atténuant en partie le rayonnement puissant de l'étoile jeune (Frank et al. 2014). Enfin, le champ magnétique associé pourrait considérablement modifier la migration planétaire (Baruteau et al. 2014).

Pour tester le scénario de transport de moment cinétique régulé par un vent MHD au sein des disques, encore faut-il pouvoir déterminer le point de lancement des jets. Les modèles de jet MHD fournissent une méthode de calcul de ce point de lancement, à condition de pouvoir mesurer le moment cinétique et la vitesse polaire des jets et d'être dans un jet axisymétrique et stationnaire. Jusqu'à très récemment, les observations en optique et proche UV ont été les seules à avoir la résolution angulaire suffisante pour résoudre des signatures de rotation dans les jets à petite échelle (< 100 au). Les observations de contre-rotation dans 50% des candidats entre les disques d'accrétion et les jets jettent cependant le doute sur la confiance à accorder à ces mesures, entachées d'une résolution spectrale très limitée.

Aujourd'hui, ALMA nous donne l'opportunité unique de tracer la base des jets avec une résolution inégalée en sub-millimétrique et en optique. La résolution spectrale immense permet de dépasser les limitations spectrales propres à l'optique. **Conduire une étude en submillimétrique analogue aux travaux réalisés en optique sur les jets atomiques, tel est le premier objectif de ce travail.** De plus, le domaine submillimétrique nous permet d'observer les jets des étoiles jeunes au cours de leur stade le plus primitif (Classe 0). Les deux avantages de taille à observer des objets de Classe 0 sont : a) le fait que cette phase corresponde à la phase d'accrétion principale de la matière sur le cœur central au cours de laquelle le problème du transport du moment cinétique se pose avec le plus de gravité, et d'autre part b) le fait que le jet soit moléculaire. L'observation du contenu moléculaire, extrêmement sensible aux conditions d'irradiation, de densité et de température nous ouvre la voie à un deuxième diagnostic puissant des jets et de leur point de lancement. **Combiner l'information spatiale, spectrale et chimique fournie par ALMA pour contraindre l'influence des jets sur le transport un moment cinétique dans la phase d'accrétion principale, telle est la tâche à laquelle ALMA nous invite.**

La tâche est cependant ardue. L'information cinématique et morphologique de plus en plus précise fournie par ALMA demande d'utiliser des modèles (magnéto-)hydrodynamiques de plus en plus précis. L'information chimique, fournie notamment par la sensibilité accrue d'ALMA, ouvre la voie à une modélisation chimique de plus en plus réaliste. La

modélisation et la théorie doivent donc engager une course avec les observations toujours plus précises d'ALMA. Le combat est certainement perdu d'avance et la modélisation doit trouver un point d'équilibre fécond entre sophistication des modèles et comparaison avec les observations. Afin de contraindre les processus de lancement dans les jets de Classe 0, j'ai adopté trois approches complémentaires, basées sur la modélisation mais toujours motivées par les observations fourmillantes d'ALMA qui, au cours de ma thèse, n'ont cessé de remettre chaque avancée en question. Ce manuscrit se divise en trois grandes parties, correspondant à ces trois approches.

Partie I : test des modèles de vents de disque MHD dans la phase de Classe 0 avec ALMA

Cet objectif fut le premier de ma thèse et trouve son origine dans le travail de Sylvie Cabrit et Guillaume Pineau des Forêts sur la modélisation des vents de disque poussiéreux (Panoglou et al. 2012; Yvart et al. 2016). Ce travail prend comme modèle les recherches conduites dans le domaine optique à partir des années 2000 à haute résolution angulaire dans les jets de Classe II.

Comme nous l'avons vu, les modèles MHD demandent de résoudre une signature de rotation pour dériver le rayon de lancement précis du jet et son efficacité (Anderson et al. 2003; Ferreira et al. 2006). Bien que ce critère soit souvent appliqué, la comparaison précise avec des modèles cohérents de vent de disque est nettement plus rigoureuse car elle permet de prendre en compte les biais de mesure difficiles à prévoir à partir de la simple formule d'Anderson et al. (2003). Les modèles de vents de disque MHD cohérents nous sont fournis par le travail de Jonathan Ferreira et de Fabien Casse qui ont calculé des solutions de vents de disque MHD stationnaires, axisymétriques et auto-similaires. Ces solutions, bien qu'idéalisées sont auto-cohérentes dans le sens où la physique liant le processus d'accrétion au processus éjection est résolue par le calcul du lancement du jet à partir d'un disque d'accrétion résistif. Nous les préférons : a) aux solutions semi-analytiques très simplifiées qui, bien que plus faciles à calculer, peuvent conduire à des modèles non-physiques (e.g. Bai & Stone 2013) b) aux solutions numériques pour lesquelles une exploration du domaine de paramètre est impossible. Les premières contraintes que j'ai obtenues à partir des premières observations ALMA ont montré que les solutions MHD utilisées jusqu'à maintenant pour reproduire les observations (Pesenti et al. 2004; Yvart et al. 2016) étaient trop rapides (λ_{BP} trop grand). J'ai donc été amené à calculer de nouvelles solutions de vents de disque MHD en collaboration avec Jonathan Ferreira. Le premier chapitre présente le modèle auto-similaire et les nouvelles solutions calculées. À partir de ces solutions, une question fondamentale se pose : lorsque l'on applique les relations d'Anderson et al. (2003) et de Ferreira et al. (2006) à un vent de disque étendu, quel rayon d'ancrage et quel λ_{BP} dérivons nous ? Pour répondre à cette question, j'ai calculé des prédictions synthétiques que j'ai construites sur le modèle des données ALMA ("cube de données"). Les résultats de cette étude, soumis à *Astronomy & Astrophysics*, sont présentés au chapitre 2. Il constitue un pont entre les modèles MHD et les observations ALMA. Enfin, le chapitre 3 présente une comparaison détaillée des observations ALMA du jet de Classe 0 particulièrement brillant de HH212 obtenues ces

quatre dernières années par un effort observationnel soutenu de la part de l'équipe de S. Cabrit et C. Codella d'une part et de C.-F. Lee d'autre part. Je retracerai l'évolution saisissante des observations ALMA qui ont vu leur résolution angulaire divisée par 25 en 3 ans, ainsi que mon travail pour contraindre avec toujours plus de précision les modèles de vents de disque. Si une partie importante de mon énergie a été placée dans la modélisation des observations ALMA toujours plus contraignantes, j'ai également participé à la réduction des données ALMA et à la rédaction d'un proposal Cycle 4 avec S. Cabrit classé A ("high priority project") qui a fourni la matière de mon premier article (Tabone et al. 2017).

Partie II : étude de l'influence de la variabilité d'un jet haute vitesse sur un vent de disque

Si les modèles de vents de disque se sont montrés puissants pour reproduire les observations de jets à petite échelle, les observations révèlent néanmoins l'omniprésence de chocs à toutes les échelles le long des jets, indiquant des variations de vitesse d'éjection dans les parties les plus rapides des jets ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$) sur des échelles de 1 à 1000 ans. Les chocs d'étrave ont été avancés pour expliquer les vitesses intermédiaires des émissions moléculaires. De plus, ces chocs peuvent interagir avec un vent de disque en ouvrant des cavités. Il est donc important d'étudier l'influence de ce choc d'étrave pour : a) montrer dans quelle mesure un choc d'étrave peut perturber le vent de disque et donc empêcher l'observateur de le caractériser, b) montrer dans quelle mesure l'étude de la morphologie et de la cinématique de ces coquilles choquées peuvent nous renseigner sur la présence ou non d'un vent de disque de plus basse vitesse entourant la partie centrale des jets, c) étudier la possibilité d'un entraînement dans le choc d'étrave du matériau d'un vent de disque poussiéreux potentiellement riche en molécules.

Pour répondre à ces questions, j'ai écrit un code hydrodynamique à symétrie cylindrique pouvant traiter de manière précise le moment cinétique. Ce code est appelé *Coyotl*, en référence au quartier de Coyoacán à Mexico où j'ai écrit une grande partie de ce code sous la direction de A. Raga. Je présente les méthodes numériques et les ingrédients de ce code au chapitre 4. L'étude analytique et numérique de l'interaction entre un choc d'étrave et un vent de disque est présentée au chapitre 5. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans A&A (Tabone et al. 2018).

Partie III : formation des molécules dans les jets internes irradiés sans poussière

Mon travail de thèse sur les observations ALMA de HH 212 (cf. partie I) a montré que le jet SiO traçait certainement du matériau provenant des parties les plus internes du jet, lancées à l'intérieur du rayon de sublimation des poussières. Les observations ALMA nous ont donc poussé à ré-examiner les scénarios de formation des molécules dans les régions internes des jets pour étudier précisément l'effet du rayonnement X et FUV sur la formation des molécules. Dans une dernière partie, je présente le travail préliminaire

que j'ai réalisé pour comprendre les conditions de densité et d'irradiation requises pour former des molécules dans un gaz irradié sans poussière. Cette étude s'appuie sur le code de choc polyvalent de G. Pineau des Forêts et D. Flower (Flower & Pineau des Forêts 2003, 2015). Les derniers développements de ce code (Lesaffre et al. 2013, , Godard in prep.) incluent l'effet d'un champ UV. Dans chapitre 6, je présente les processus physiques et chimiques pertinents pour modéliser un gaz irradié sans poussière en insistant sur les processus que j'ai été amené à ajouter au code existant. Le dernier chapitre expose les résultats préliminaires obtenus sur la chimie sans poussière. Le changement de régime chimique entre un gaz riche en poussière et un gaz pauvre en poussière est également étudié.

Ces trois parties contiennent la majeure partie de mon travail de thèse. J'ai également eu l'opportunité de participer à d'autres projets qui ne sont pas présentés dans ces trois parties.

- *Collaboration CALYPSO.*

Ce "large program" du Plateau de Bure (IRAM), issu d'une collaboration entre le CEA, l'Observatoire de Paris, l'IPAG, Arcetri et d'autres instituts, est consacré à l'observation d'objets de Classe 0 proches ("Continuum And Lines in Young ProtoStellar Objects survey"). Il se donne pour objectif scientifique de résoudre le problème du moment cinétique au cours de cette phase. Dans le cadre du groupe "jets et flots", j'ai :

- effectué des mesures de collimation du jet de haute vitesse de L1157, résolu pour la première fois par CALYPSO. Le résumé de l'article présentant cette découverte (Podio et al. 2016) est donné en annexe.
- participé à l'analyse de la dynamique du système de jets multiples de SVS13-A en construisant des diagrammes position-vitesse. Le résumé de l'article présentant cette analyse (Lefèvre et al. 2017) est donné en annexe.

- *Collaboration ALMA sur HH30.*

Des observations du flot conique de HH30 (Classe II) ont été obtenues par C. Dougados et F. Louvet. Un article présentant la découverte d'une signature de rotation et analysant en détail les propriétés de cette cavité est accepté dans A&A (Louvet et al. 2018). Mon rôle a été de participer à la discussion sur l'origine de la cavité.

- *Collaboration sur l'interaction du vent solaire avec une comète de faible activité.*

J'ai eu également l'opportunité de me rapprocher du système solaire et de travailler avec Étienne Behar, doctorant au Swedish Institute of Space Physics à Kiruna et Melaine Saillenfest, postdoctorant à l'IMCCE (Observatoire de Paris). E. Behar est en charge de l'analyse des données de l'instrument "RPC-ICA" à bord de Rosetta qui mesure la vitesse, la masse et la charge des ions dans le voisinage de la comète Tchourioumov-Guérassimenko/67P. Mon rôle dans cette collaboration a été de développer avec E. Behar un modèle analytique de la dynamique du vent solaire lorsque celui-ci interagit de manière non-collisionnelle avec la partie ionisée

et très diffuse de la coma. Ce modèle cinétique a été validé par des simulations hybrides modélisant l'interaction du vent solaire avec une comète de basse activité. La comparaison avec les observations s'est avérée très fructueuse. Deux articles présentant le modèle et sa comparaison aux observations ont été acceptés dans *A&A* (Behar et al. 2018b; Saillenfest et al. 2018) et un autre article révélant l'influence de la spirale de Parker sur la dynamique du vent solaire est publié dans *MNRAS* (Behar et al. 2018a). Ces trois articles, dont je suis second auteur, sont reproduits en annexe.

Partie I

Les vents de disque MHD

CHAPITRE 1

Construction de solutions de vents de disque MHD

Mes premières analyses des observations ALMA de HH212 ont montré que les solutions de vents de disque MHD utilisées jusqu'alors pour reproduire les signatures de rotation dans les jets de Classe II (Pesenti et al. 2004) et les ailes de raies H₂O observées en direction flots de Classe 0 et I (Yvart et al. 2016) avaient des bras de levier trop importants pour reproduire les observations moléculaires à haute résolution angulaire (voir Chapitre 3 section 3.2.2). Au cours de ma thèse, j'ai eu l'occasion de faire deux courts séjours à Grenoble pour travailler avec Jonathan Ferreira. Le but de ces visites était de prendre en main un code permettant de calculer des solutions stationnaires auto-similaires de vents de disque MHD afin d'étendre les tests observationnels des modèles à des solutions plus lentes ($\lambda_{BP} < 12$). Dans ce chapitre, je propose un bref aperçu de la physique des vents de disque MHD - et en particulier du modèle construit par Jonathan Ferreira et développé plus tard par Fabien Casse - afin de donner une compréhension la plus simple possible des solutions calculées. Dans une première partie, les équations MHD mono-fluides résistives et idéales qui constituent le fondement de la majorité des modèles de vents de disque sont exposées. Dans une seconde partie, je présente le cadre théorique des solutions auto-similaires stationnaires de vents de disque MHD ainsi que les solutions particulières que j'ai calculées pendant ma thèse. Ces solutions sont l'occasion d'illustrer le lien profond entre accréation et éjection, en détaillant le mécanisme de lancement magnéto-centrifuge des vents à partir des disques d'accréation. Elles forment le point de départ d'un article soumis à A&A (Tabone et al. subm.). Le lecteur pressé pourra se concentrer sur la section 1.4 dans laquelle sont présentées les nouvelles solutions MHD.

1.1 Cadre théorique des vents MHD

1.1.1 Préliminaires aux vents de disque : la roue de Barlow

La roue de Barlow est une expérience de magnétostatique bien connue qui permet de mettre en lumière certaines caractéristiques fondamentales du processus d'accréation et

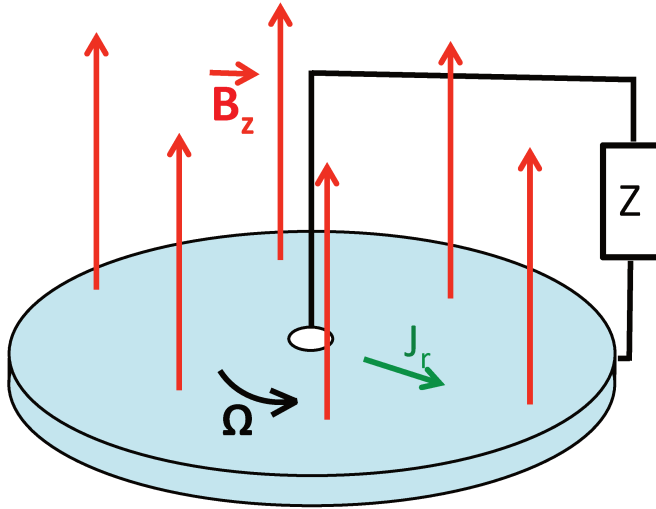


Figure 1.1 – Représentation schématique de l'expérience de la roue de Barlow. Lorsqu'un disque conducteur en rotation est placé dans un champ magnétique axial et qu'un fil relie son bord externe à son bord interne, un courant radial J_r induit se développe. Une force de Laplace exerce alors un couple freinant le disque.

d'éjection. Supposons un disque conducteur en rotation à vitesse Ω selon un axe ($0z$) placé dans un champ magnétique $\vec{B} = B_0\vec{e}_z$ imposé par un électro-aimant comme indiqué en Fig. 1.1. Le mouvement du disque conducteur dans le champ magnétique induit un champ électromoteur noté \vec{E}_m tel que

$$\vec{E}_m = \vec{v} \wedge \vec{B} \sim \Omega r B_0 \vec{e}_r. \quad (1.1)$$

Lorsque un fil électrique relie l'axe du disque au bord externe, un courant radial induit I se développe au sein du disque. En accord avec la loi de Lenz, la force de Laplace $\vec{F} = \int I d\vec{r} \wedge \vec{B}$, dirigée selon la direction azimutale, freine alors le disque. Si aucune source d'énergie n'alimente le dispositif, le disque fini par s'arrêter. Dans ce cas, l'énergie mécanique initiale est convertie en énergie thermique (dissipation ohmique). Le champ magnétique ne sert que de médiateur entre l'énergie mécanique et une autre forme d'énergie, l'énergie thermique.

Dans le cas d'un disque d'accrétion, le couple magnétique permet à la matière de chuter vers l'objet central, libérant ainsi de l'énergie gravitationnelle. En notant Z_{eq} l'impédance du circuit (pour l'instant non connue), la puissance libérée par le circuit électrique est

$$P = \Omega^2 r^4 B_0^2 / Z_{eq}. \quad (1.2)$$

Si l'on suppose que la puissance fournie l'est par accrétion ($P_{acc} = \frac{GM\dot{M}_{acc}}{2r}$ où M est la masse de l'objet central et \dot{M}_{acc} le taux d'accrétion), il est possible d'estimer l'impédance du système comme

$$Z_{eq} = \frac{2r_i^2 B_i^2}{\dot{M}_{acc}}. \quad (1.3)$$

Le courant I qui circule selon l'axe de rotation du disque pour refermer le circuit électrique génère un champ toroïdal $B_\phi(r) = -\mu I / 2\pi r$ qui assure un confinement magnétique (constriction magnétique).

En suivant Ferreira (2002), cette expérience, mise en parallèle avec un disque d'accrétion magnétisé met en lumière plusieurs points importants dans le processus d'accrétion-éjection.

- **Extraction du moment cinétique via le champ magnétique** : un disque conducteur en rotation dans un champ magnétique axial B_{z0} induit un courant électrique J_{r0} au sein du disque. La force de Lorentz exerce alors un couple qui freine la matière du disque. Dans le cas d'un disque d'accrétion, la matière va pouvoir être accrétée vers l'objet central.
- **Bilan énergétique** : dans l'expérience de la roue de Barlow, le champ magnétique convertit l'énergie mécanique initiale en énergie thermique. Dans le cas d'un jet MHD, le champ magnétique sert de médium entre l'énergie mécanique et d'autres réservoirs ; à savoir l'énergie thermique (chauffage ohmique) et l'énergie cinétique (accélération de la matière le long du jet).
- **Collimation d'un jet** : les courants électriques assurent le développement d'un champ magnétique toroïdal et une constriction magnétique efficace.

L'expérience de la roue de Barlow a un intérêt essentiellement heuristique. Le champ magnétique dans un jet astrophysique n'est pas imposé par un électroaimant mais résulte d'une interdépendance entre le champ électromagnétique et les propriétés de l'écoulement du fluide conducteur. Afin de décrire rigoureusement le lancement et la propagation d'un jet, une approche fluide, couplant le champ électromagnétique et le fluide initialement en rotation quasi-képlérienne dans le plan de disque, est nécessaire.

1.1.2 Equations de la MHD résistive

La magnétohydrodynamique décrit dans une approche fluide l'évolution d'un gaz ionisé soumis à la force électromagnétique. Le couplage entre le champ magnétique qui, via la force de Lorentz dicte la dynamique du fluide et le fluide porteur de charge qui détermine en retour le champ électromagnétique, produit une très forte non linéarité à l'origine de la richesse de la MHD. Pour une introduction aux équations de la MHD non idéale pertinentes pour décrire les systèmes protostellaires, nous invitons le lecteur à se reporter à l'appendice A.1. Nous donnons ici un résumé qualitatif de cet appendice.

Un plasma astrophysique est composé de nombreuses espèces, de charge et de masse différente (électrons, ions moléculaires, atomes ionisés, espèces neutres, grains chargés négativement et positivement). Chaque espèce réagit différemment à la force de Lorentz. Par conséquent, dans un problème couplant l'hydrodynamique et l'électromagnétisme, une équation par fluide est a priori nécessaire pour décrire le comportement du système. Une approximation généralement faite pour décrire les disques d'accrétion et les jets est celle d'un couplage dynamique parfait entre les différents fluides via les collisions. Dans ce cas, en négligeant les vitesses relatives entre les fluides, il est possible d'écrire une seule

équation sur la vitesse moyenne des fluides. L'approche est alors dite mono-fluide. Le fluide aura une température unique déterminée par le bilan thermique du gaz.

L'évolution dynamique du fluide impose une distribution de courant qui détermine les champs $(\vec{B}, \vec{E}, \vec{J})$ via les quatre équations de Maxwell, deux vectorielles, deux scalaires. Bien que le nombre total d'équations scalaires soit de 8, ces équations ne sont pas indépendantes puisque l'évolution des champs \vec{B}, \vec{E} sous les équations de Faraday et Ampère préservent les équations de Maxwell-flux et de Gauss. Aussi une équation vectorielle est-elle nécessaire pour fermer le système d'équations. Cette dernière équation est la loi d'Ohm qui correspond à l'équation de la dynamique du fluide d'électrons pour laquelle on suppose une mobilité des électrons infiniment plus grande que celle des autres espèces ($m_e/m_\alpha \ll 1$ où m_α est la masse des espèces autres que les électrons). Cette équation contient la force de Lorentz et les termes de Hall (mouvements différents des ions et des électrons), de résistivité (collision électrons-ions), de diffusion ambipolaire (collisions électrons-neutres) et de gradient de pression électronique¹.

1.1.3 Équations des vents de disque stationnaires, axisymétriques

Les équations de la MHD en géométrie quelconque sont données en Appendice A.1. Afin de rendre ce système d'équation exploitable, plusieurs hypothèses simplificatrices peuvent naturellement être faites pour décrire un système d'accrétion-éjection.

Hypothèses

1. **MHD mono-fluide résistive** : le système est traité comme un fluide avec l'ajout d'une loi d'Ohm. Dans la loi d'Ohm, la diffusion ambipolaire, l'effet Hall et la pression électronique sont négligés. Ferreira (1997) justifie cette approximation en évoquant la nécessité d'un processus universel de lancement de jet qui ne dépendrait pas de l'état d'ionisation du disque. Cette approximation est aujourd'hui remise en cause pour les vents provenant d'une région située à une distance $\gtrsim 1$ au, sujette à une diffusion ambipolaire et à un effet de Hall importants (e.g. Armitage 2011). Cependant, cette approximation est raisonnable pour décrire les parties ionisées des disques internes. Le terme de résistivité permet à la matière d'accréter à travers les lignes de champ magnétique. La loi d'Ohm s'écrit alors

$$\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B} = \eta \vec{J} \quad (1.4)$$

et la loi d'induction

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge (\vec{u} \wedge \vec{B}) - \vec{\nabla} \wedge (\nu \vec{\nabla} \wedge \vec{B}) \quad (1.5)$$

¹La loi d'Ohm étant une équation de la dynamique sur les électrons, elle semble contredire notre hypothèse mono-fluide. Du fait de la faible masse des électrons $m_e/m_\alpha \ll 1$, le fluide d'électrons n'a en réalité qu'une influence négligeable sur l'impulsion totale du système, ce qui autorise une telle procédure dans une approche dite "monofluide".

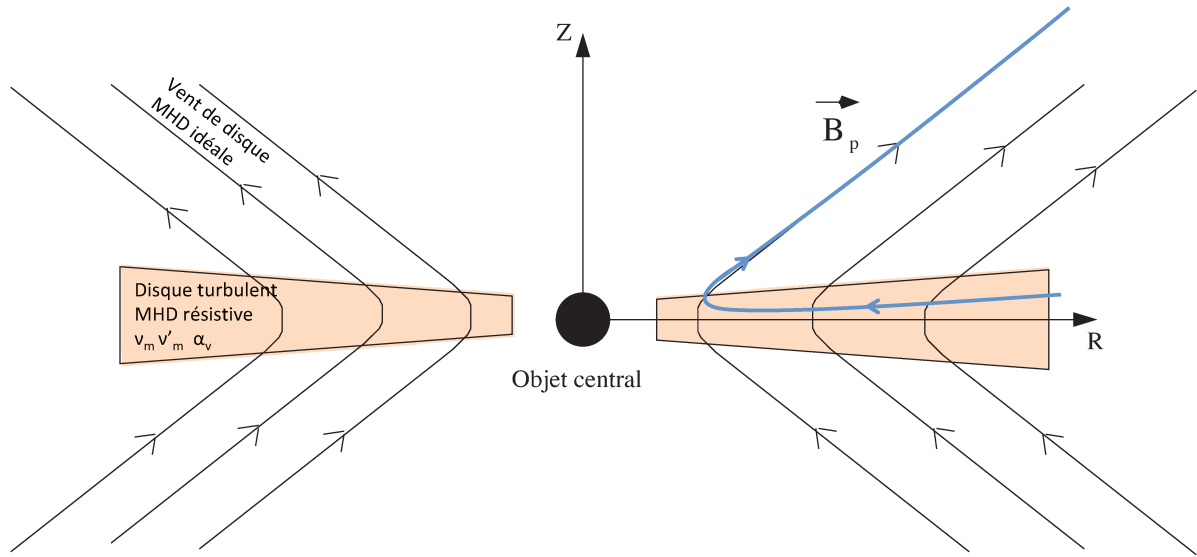


Figure 1.2 – Représentation schématique d'une structure d'accrétion-éjection MHD dans le plan poloidal. Le disque résistif est représenté en orange, le champ magnétique bipolaire en ligne noire. Nous représentons également une ligne de flot typique (bleue) permettant d'identifier le mouvement d'accrétion à travers les lignes de champ magnétique puis la transition entre l'accrétion et l'éjection pour finalement suivre la direction du champ magnétique dans le jet soumis à la MHD idéale. Adapté de la thèse de F. Casse (<http://www.apc.univ-paris7.fr/~fcasse/Thesis.html>).

où $\nu = \frac{\eta}{\mu_0}$ est la diffusivité magnétique due à la dissipation ohmique et μ_0 et la perméabilité du vide μ_0 .

2. **Écoulement stationnaire** : tout jet astrophysique, qu'il soit émis par des sources compactes (micro-quasar, AGN) ou par des étoiles jeunes présente des chocs le long du jet. Ces chocs trahissent la variabilité temporelle de la vitesse d'éjection (Raga et al. 1990). Cependant, dans la majorité des cas, le temps de variabilité est long par rapport au temps orbital à la base du jet. Cela permet de travailler en régime quasi-stationnaire et de supposer $\partial_t = 0$ dans toutes les équations écrites précédemment. L'effet de la variabilité des jets sur leur propagation sera étudiée dans le cadre hydrodynamique dans la seconde partie de cette thèse (chapitres 4 et 5).
3. **Vent bipolaire axisymétrique** : nous supposons que le flot est à symétrie cylindrique ($\partial_\phi = 0$) et nous travaillerons dans le repère cylindrique ($\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_z$). L'équation de Maxwell-Gauss donne alors $E_\phi = 0$ et les champs sont décomposés en une composante poloidale et une composante toroïdale (ou azimutale):

$$\begin{aligned} \vec{u} &= \vec{u}_p + u_\phi \vec{e}_\phi = \vec{u}_p + \Omega r \vec{e}_\phi, \\ \vec{B} &= \vec{B}_p + B_\phi \vec{e}_\phi = \frac{1}{r} \vec{\nabla} a(r, z) \times \vec{e}_\phi + \frac{b(r, z)}{r} \vec{e}_\phi. \end{aligned} \quad (1.6)$$

La deuxième égalité de la seconde équation s'appuie sur l'équation de Maxwell-flux ($\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$). La fonction $a(r, z)$ est la **fonction flux** qui décrit les surfaces de flux magnétique constant ($\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} = 2\pi a(r, z)$). En MHD idéale, la matière coule le

long de cette surface alors que la MHD résistive autorise un écoulement transverse à cette surface. La fonction $b(r, z)$ est quant à elle reliée au courant électrique poloïdal via

$$\vec{J}_p = \frac{1}{\mu_0 r} \vec{\nabla} b \times \vec{e}_\phi. \quad (1.7)$$

$b(r, z)$ est le **flux du courant électrique** à travers une surface de rayon r à une altitude z ($\int_S \vec{J} d\vec{S} = 2\pi b(r, z)/\mu_0$).

De plus, nous supposons une configuration bipolaire avec une symétrie selon le plan $z = 0$. Cette configuration impose d'avoir un champ magnétique qui respecte les relations $\vec{B}_p(r, z) = \vec{B}_p(r, -z)$ et $\vec{B}_\phi(r, z) = -\vec{B}_\phi(r, -z)$ (le champ magnétique est un pseudo-vecteur). Par conséquent le champ magnétique toroïdal est nul dans le plan du disque.

Les solutions de vents de disque peuvent alors être vues comme un ensemble de surfaces magnétiques enchâssées les unes dans les autres et ancrées dans le disque d'accrétion comme nous le figurons en Fig. 1.2.

4. **Coefficients de transport anormaux:** en supposant des coefficients de transports normaux calculés à partir des taux de collisions entre espèces on obtient un milieu très peu diffusif. Dans le cas de la résistivité, le nombre de Reynolds magnétique défini comme $R_m \sim LU/\nu$ (où U est la vitesse caractéristique du fluide et L l'échelle spatiale de sa variation) est toujours bien plus grand que 1. Cela nous inviterait à travailler dans le cadre de la MHD idéale en négligeant la résistivité. Pourtant, l'advection des lignes de champ aboutirait à une amplification du champ magnétique favorisant le développement d'instabilité et donc de turbulence. La turbulence conduit à amplifier l'ensemble des coefficients de transport. Dans un modèle stationnaire, l'effet de la turbulence est alors décrit par des coefficients de transport anormaux (ou turbulents) à la manière de Shakura & Sunyaev (1973). Les coefficients pertinents pour nos modèles sont ici la viscosité ν_v (associée au transport d'impulsion) et la résistivité du plasma η_m à laquelle est associée une diffusivité magnétique $\nu_m = \eta_m/\mu_0$. En raison de la forte anisotropie du champ de vitesse entre la direction azimutale et la direction poloïdale, il est naturel de supposer des diffusivités turbulentes différentes selon les deux directions. Nous noterons η_m la résistivité poloïdale et η'_m la résistivité toroïdale. Dans cette approche, tous les champs considérés sont donc à prendre comme des champs moyens dans un écoulement turbulent.

Equations MHD résistives stationnaires en symétrie cylindrique

Ces dernières hypothèses permettent de simplifier grandement les équations de la MHD présentées en Appendice A.1. En régime résistif, on obtient alors:

- **Conservation de la masse :** en régime stationnaire ($\partial_t = 0$) et en symétrie cylindrique ($\partial_\phi = 0$), l'équation de conservation de la masse est

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}_p) = 0. \quad (1.8)$$

La composante toroïdale de la vitesse n'advection aucune matière ainsi, seule la vitesse poloïdale du fluide intervient dans cette équation.

- **L'équation de conservation de l'impulsion** en régime stationnaire est

$$\rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} = -\vec{\nabla}P - \rho\vec{\nabla}\phi_G + (\vec{J} \wedge \vec{B}) + \vec{\nabla}\bar{T} \quad (1.9)$$

où \bar{T} est le tenseur contrainte qui rend compte du transport turbulent de l'impulsion. Cette équation vectorielle peut être projetée à profit sur les trois directions de l'espace. Les projections selon les directions verticale et radiale sont pertinentes essentiellement pour comprendre l'équilibre stationnaire au sein du disque d'accrétion.

Selon la direction azimutale, l'équation de conservation de l'impulsion peut s'écrire sous la forme d'une conservation du moment cinétique. En coordonnées cylindriques on a

$$\vec{\nabla} \left[\rho\Omega r^2 \vec{u}_p - \frac{rB_\phi \vec{B}_p}{\mu_0} - r\vec{\tau} \right] = 0 \quad (1.10)$$

où $\vec{\tau}$ est relié au tenseur de viscosité selon $(\vec{\nabla}\bar{T}) \cdot \vec{e}_\phi = \frac{1}{r}\vec{\nabla}(r\vec{\tau})$. Dans le disque d'accrétion, le moment cinétique peut donc être transporté par viscosité ou être stocké par le champ magnétique sous la forme d'une torsion magnétique (composante toroïdale non nulle). Dans un modèle de disque non magnétisé, le transport du moment cinétique se fait par la viscosité seule. Le transport est alors radial. En présence qu'un champ magnétique, le moment cinétique peut être extrait du disque via la production d'un champ toroïdal au niveau du disque et être transféré à la matière dans le jet.

La composante verticale de la conservation de l'impulsion s'écrit

$$\rho(\vec{u}_p \cdot \vec{\nabla})\vec{u}_z = -\rho \frac{GMz}{(r^2 + z^2)^{3/2}} - \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} (B_r^2 + B_\phi^2) + \frac{B_r}{\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (1.11)$$

L'équilibre vertical stationnaire fait intervenir la force gravitationnelle de marée qui comprime le disque, le gradient de pression qui agit contre cette compression, et les forces de tension magnétique. Dans le disque d'accrétion, les composantes radiales et toroïdales du champ magnétique croissent en fonction de z . Ainsi, ces forces tendent à comprimer le disque. Au sein du disque, seul le gradient de pression thermique peut pousser la matière vers son point de lancement. Une première condition nécessaire pour obtenir un vent de disque est donc d'avoir une énergie thermique au sein du disque qui est comparable à, si ce n'est dominante par rapport à l'énergie magnétique et donc un paramètre plasma $\beta_P = 2\mu_0 P_0 / B_0^2 \geq 1$. Remarquons également que, comme l'ont montré Balbus & Hawley (1991), un plasma de très grand β_P est instable vis-à-vis de l'instabilité de cisaillement non-locale. Ainsi il est nécessaire d'avoir β_P proche de l'unité pour avoir un vent de disque stationnaire (Ferreira 1997).

L'équilibre radial est assuré par l'équation

$$\rho(\vec{u}_p \cdot \vec{\nabla})\vec{u}_r = \rho\Omega r^2 - \frac{\partial P}{\partial r} - \rho \frac{GMr}{(r^2 + z^2)^{3/2}} + J_\phi B_z - J_z B_\phi. \quad (1.12)$$

Cette équation fait intervenir la force centrifuge, la force de gravité et les forces magnétiques radiales. Le quasi-équilibre entre la force centrifuge et la gravité assure une rotation quasi-képlérienne de la matière dans le plan du disque. La vitesse d'accrétion peut être calculée en couplant cette équation à la conservation du moment cinétique (1.10). A mesure que la matière s'élève dans le disque, la densité diminue et la force magnétique devient dominante.

- **Torsion des lignes de champ magnétique :** l'équation d'induction magnétique (1.5) combinée à l'écriture du champ magnétique en terme de fonction de flux $a(r, z)$ et du flux du courant électrique $b(r, z)$ devient selon la direction poloïdale

$$\vec{\nabla}\left(\frac{\nu'_m}{r^2}\vec{\nabla}(rB_\phi)\right) = \vec{\nabla}\left\{\frac{1}{r}(B_\phi\vec{u}_p - \vec{B}_p u_\phi)\right\} \quad (1.13)$$

où ν'_m est la diffusivité magnétique azimutale qui, du fait de la grande anisotropie des vitesses proches du disque, n'a aucune raison d'être égale à la diffusivité poloïdale. Cette équation régit la génération du champ magnétique toroïdal qui permet de stocker le moment cinétique à la base du vent (cf. l'équation du moment cinétique (1.10)).

- **Déformation des surfaces magnétiques :** selon la direction azimutale, l'équation d'induction peut s'écrire

$$\begin{aligned} \eta_m J_\phi &= (\vec{u}_p \wedge \vec{B}_p) \cdot \vec{e}_\phi \\ \Leftrightarrow \nu_m \Delta' a &= u_r \frac{\partial a}{\partial r} + u_z \frac{\partial a}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

où ν_m est la diffusion poloïdale et $\Delta' a$ est le Laplacien modifié défini par $\Delta' a = r^2 \vec{\nabla} \cdot \frac{1}{r^2} \vec{\nabla} = r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Elle régit la déformation des surfaces magnétiques.

- **Équation d'état et bilan thermique :** dans les équations précédentes, la pression et la densité interviennent de manière indépendante. Pour les relier entre elles, nous avons besoin d'une équation d'état reliant P et ρ via la température T et d'un bilan thermique permettant de calculer la température T . Une équation d'état de gaz parfait est adoptée avec

$$P = \rho \frac{k_B}{\bar{\mu}} T \quad (1.15)$$

où $\bar{\mu}$ est la masse moyenne des particules².

La température du gaz peut jouer un grand rôle dans l'équilibre vertical des jets. En toute rigueur, la détermination de la température doit s'appuyer sur un bilan thermique complexe prenant en compte le chauffage par le champ de rayonnement issu de l'objet central accrétant, le refroidissement radiatif du gaz, la diffusion ambipolaire, le chauffage ohmique etc... Face à cette complexité, il est illusoire

²La masse moyenne des particules, communément symbolisée par μ , ne doit pas être confondue avec la magnétisation du plan médian du disque μ définie en éq. 1.38. La masse moyenne des particules est notée ici $\bar{\mu}$ pour éviter toute confusion.

de chercher une équation précise du chauffage du vent. Avant les travaux de (Casse & Ferreira 2000b), une simple équation polytropicque était adoptée avec

$$P = K\rho^\Gamma \quad (1.16)$$

où $\Gamma = 1$ correspond au cas isotherme et $\Gamma = 5/3$ correspond au cas adiabatique pour un gaz atomique.

Il est cependant possible de reproduire l'effet d'un chauffage le long d'un ligne de courant de manière paramétrée par

$$\rho\vec{u}_p\vec{\nabla}\cdot S = Q \quad (1.17)$$

où Q est la différence entre les termes de chauffage et de refroidissement que l'on peut décomposer sous la forme

$$Q = \Gamma_{eff} + \Gamma_{ext} + \Gamma_{turb} - \Lambda_{turb} - \Lambda_{rad} \quad (1.18)$$

où $\Gamma_{eff} = \eta_m J_\phi^2 + \eta'_m J_p^2 + \eta_v |r\vec{\nabla}\Omega|$ est le taux de chauffage effectif dû à l'effet Joule et à la viscosité imposée ; Γ_{ext} est l'ensemble des sources externes de chauffage comme le chauffage X et UV provenant de la source centrale ; $\Gamma_{turb} - \Lambda_{turb}$ est le bilan thermique dû à la turbulence non décrite par les coefficients anormaux de transport et enfin Λ_{rad} est le refroidissement radiatif du gaz. Parmi ces termes, seul Γ_{eff} peut être calculé de manière cohérente puisqu'il fait intervenir explicitement les termes dynamiques. Dans une approche simplifiée, (Casse & Ferreira 2000b) supposent qu'une fraction f de l'entropie produite par les effets dissipatifs du terme Γ_{eff} sert effectivement au chauffage. Ce facteur f est défini en intégrant le chauffage total Q et terme de dissipation Γ_{eff} sur le volume du disque (défini par $u_s r \leq 0$)

$$f = \frac{\int_V Q dV}{\int_V \Gamma_{eff} dV}. \quad (1.19)$$

$f = 0$ correspond alors à une situation où toute la puissance dissipée par dissipation ohmique et visqueuse dans le disque est réémise sous forme de rayonnement (Λ_{rad}).

1.2 Jets MHD idéaux

Suffisamment loin du point de lancement, la résistivité du plasma se réduit fortement et l'approximation de la MHD idéale devient pertinente. La matière coule alors le long des surfaces magnétiques de flux constant ($a(r, z) = cste$) comme schématisé Fig. 1.2. La plupart des équations de la MHD écrites plus haut peuvent être reformulées sous une forme conservative. Les principales caractéristiques du jet sont alors contenues dans ces quantités conservées le long des surfaces magnétiques.

1.2.1 Équations de la MHD en régime idéal et lois de conservation

- **Conservation du flux magnétique et de la masse :**

La loi d'Ohm (1.13) dans le régime de MHD idéale ($\eta_m = \nu_m = 0$) impose

$$\vec{u}_p \wedge \vec{B}_p = 0. \quad (1.20)$$

Les lignes de courant sont donc tangentes aux surfaces magnétiques ($a(r, z) = cste$) et $\vec{u}_p = C(r, z)\vec{B}_p$. Le champ magnétique est gelé dans la matière. Remarquons cependant que $B_\phi \neq C(r, z)v_\phi$ de sorte que la vitesse du fluide n'est pas colinéaire au champ magnétique. La rotation différentielle entre les surfaces magnétiques et la matière a une importance capitale que l'on verra plus bas. En combinant l'équation précédente aux équations de conservation du flux magnétique ($\nabla \vec{B} = 0$) et de masse (1.8), nous obtenons une première quantité conservée notée $\eta(a)$ telle que

$$\vec{u}_p = \frac{\eta(a)}{\mu_0 \rho} \vec{B}_p \quad (1.21)$$

en évaluant cette constante au point d'Alfvén, où la vitesse poloïdale est égale à la vitesse d'Alfvén poloïdale ($\vec{u}_p = \frac{\vec{B}_p}{\sqrt{\mu_0 \rho_A}}$), on peut écrire $\eta(a) = \sqrt{\mu_0 \rho_A}$.

- **Équation d'induction et torsion des lignes de champ :**

En utilisant l'équation (1.21), l'équation d'induction (1.13) en MHD idéale donne une seconde quantité conservée notée $\Omega_*(a)$:

$$\Omega_*(a) = \Omega - \frac{B_\phi}{\mu_0 \rho r} \eta(a). \quad (1.22)$$

$\Omega_*(a)$ correspond à la rotation des surfaces magnétiques. La "vitesse" du champ magnétique est définie comme la vitesse du référentiel dans lequel le champ électrique s'annule. La loi d'Ohm permet de montrer que le champ électrique s'annule bien dans le référentiel en rotation de fréquence $\Omega_*(a)$. Dans le plan du disque, la rotation de la matière Ω est quasi-képlérienne (équilibre radial dominé par la gravité) alors que $B_{\phi 0} = 0$ (par symétrie). Ainsi, la rotation des surfaces magnétiques est quasi-képlérienne et $\Omega_*(a) \simeq \Omega_K(r_0)$.

- **Équation du moment cinétique :**

La conservation de moment cinétique (équation (1.9) selon la direction toroïdale) permet de définir un invariant correspondant au moment cinétique généralisé $L(a)$ tel que:

$$L(a) = \Omega_*(a)r_A^2 = \Omega r^2 - r \frac{B_\phi}{\eta(a)}. \quad (1.23)$$

où r_A est le rayon d'Alfvén. Le moment cinétique du jet est donc la somme du moment cinétique dans la matière et du moment cinétique stocké par le champ magnétique sous forme d'un champ toroïdal (au delà de la surface du disque, aucun

couple turbulent n'agit sur la matière). A la surface du disque, le fort champ toroïdal ($B_\phi < 0$) assure une extraction du moment cinétique par le champ magnétique. A mesure que le jet est accéléré, le moment cinétique est transféré à la matière. Écrite sous cette forme, l'équation (1.23) montre que le rayon d'Alfvén peut être vu comme un bras de levier magnétique freinant la matière du disque. En suivant Blandford & Payne (1982), nous définissons un paramètre de bras de levier noté λ_{BP} tel que

$$\lambda_{BP} = \frac{\Omega_* r_A^2}{\Omega_0 r_0^2} \simeq \frac{r_A^2}{r_0^2} \quad (1.24)$$

qui n'est qu'une réécriture de la conservation du moment cinétique sous une forme adimensionnelle. Ce paramètre sera utilisé de manière intensive lors des tests observationnels des modèles de vents de disque (voir chapitres 2 et 3). En supposant que tout le moment cinétique stocké dans le champ magnétique à la surface du disque est transféré à la matière, la vitesse de rotation de la matière en régime asymptotique est directement reliée à λ_{BP} selon

$$r_\infty v_{\phi\infty} = \lambda_{BP} r_0 v_K(r_0) \quad (1.25)$$

où $v_K(r_0)$ est la vitesse képlerienne au rayon d'ancrage de la surface magnétique et r_∞ est le rayon du jet en régime asymptotique.

- **Équation de Bernoulli :**

Plutôt que d'utiliser les équations de l'impulsion selon les directions \vec{e}_r et \vec{e}_z , il est plus pratique de projeter cette équation selon les directions colinéaires à \vec{v}_p et normales \vec{v}_p pour obtenir une équation de Bernoulli et une équation d'équilibre transverse de la surface magnétique. L'équation de Bernoulli permet de définir, l'énergie notée $E(a)$ telle que:

$$E(a) = \frac{u^2}{2} + H + \Phi_G - \Omega_* r \frac{B_\phi}{\eta(a)} + \int_{s_0}^s \frac{Q}{\rho v_p}, \quad (1.26)$$

où H est l'enthalpie et Φ_G l'énergie potentielle de gravité. Pour un jet froid où l'enthalpie et l'énergie déposée par chauffage sont négligeables, l'intégrale de Bernoulli s'écrit

$$E(a) = \frac{v_K(r_0)^2}{2} (2\lambda_{BP} - 3). \quad (1.27)$$

Par conséquent, un jet froid a un paramètre de bras de levier tel que $\lambda > 3/2$. Si toute l'énergie est convertie en vitesse poloïdale, sa limite asymptotique est alors

$$u_{p,\infty} = v_K(r_0) \sqrt{2\lambda_{BP} - 3} \quad (1.28)$$

L'équation de Bernoulli permet aussi de retrouver une condition requise pour lancer du jet (froid) de la surface d'un disque énoncée pour la première fois par Blandford & Payne (1982). Cette condition porte sur l'inclinaison des lignes de champ magnétique. Supposons que le chauffage Q est négligeable et que la rotation des surfaces magnétiques corresponde à la rotation de la matière dans le plan du disque Ω_K , et suivons un élément de fluide allant de $(r = r_0, z = 0)$ à $(r + \delta r, \delta z)$. En faisant un

développement limité de $E(a)$ à la surface du disque ($\delta r, \delta z \ll r$), le jet est lancé si la vitesse poloïdale en $(r + \delta r, \delta z)$ est bien positive. Cette condition se traduit par $v_p^2 \sim H_0 - H + \frac{\Omega_K^2}{2}(3\delta r_0^2 - \delta z^2) > 0$ ou encore (voir Ferreira 2007) :

$$\tan \theta = \frac{z}{\delta r_0} < \sqrt{3} \left(1 + \frac{2H_0 - H}{3\Omega_K^2 \delta r_0^2} \right)^{1/2}. \quad (1.29)$$

Dans le cas d'un jet froid (enthalpie négligeable), les lignes de champ magnétique doivent être inclinées de plus de 30° (par rapport à la verticale) pour que le jet puisse être lancé (Blandford & Payne 1982). En présence d'une entropie importante, un jet peut cependant être lancé à partir de lignes de champ moins inclinées.

- **Équation de Grad-Shafranov**

L'équilibre transverse du jet est donné par l'équation très complexe de Grad-Shafranov (voir revue de Ferreira 2007).

1.2.2 "L'équation d'Anderson"

L'écriture des quantités conservées, valables dans le cas d'un jet MHD stationnaire permettent d'écrire le rayon de lancement dans le disque d'une ligne de courant en fonction de u_p , u_ϕ et du moment cinétique contenu dans la matière $r \times u_\phi$. L'équation de la conservation du moment cinétique (équation 1.23) ainsi que l'équation de Bernoulli (équation 1.26) ont toutes les deux une composante magnétique de la même forme (rB_ϕ/η). En supposant un jet froid, peut alors construire une nouvelle constante (Pelletier & Pudritz 1992)

$$J(a) \equiv E(a) - \Omega_*(a)L(a) = \frac{u^2}{2} + \Phi_G - \Omega_*\Omega r^2 \quad (1.30)$$

qui ne dépend pas explicitement du champ magnétique. En considérant $\Omega_*(a) \sim \Omega_K(r_0)$ et en évaluant cette équation dans le plan du disque et à une certaine distance à laquelle le potentiel de gravité est négligeable, on obtient l'équation

$$\frac{u_p^2 + u_\phi^2}{2} - (r \times u_\phi)\Omega_K(r_0) + \frac{3}{2}(GM)^{2/3}\Omega_K(r_0)^{2/3} = 0. \quad (1.31)$$

où $\Omega_K(r_0) = \sqrt{\frac{GM}{r_0^3}}$ est la fréquence de rotation képlérienne en r_0 .

Cette équation peut être vue comme une équation polynomiale de degré 3 portant sur $\Omega_K^{1/3}(r_0)$. En supposant que l'on puisse mesurer les vitesses u_p , u_ϕ et le moment cinétique $r \times u_\phi$ dans le jet à une distance quelconque de la source, il est possible, avec l'équation (1.31) de déterminer $\Omega_K(r_0)$. En connaissant la masse M de l'étoile, le rayon de lancement du jet r_0 peut alors être déterminé. En supposant un jet rapide (grand λ_{BP}) et en remarquant que loin du point de lancement $V_\phi \ll V_p$, on obtient la relation simple proposée par Anderson et al. (2003):

$$\begin{aligned} r_0 &= (4GM)^{1/3} u_p^{-4/3} (r \times u_\phi)^{2/3} \\ &= 0.7au \left(r \times u_\phi / 100au \text{ km s}^{-1} \right)^{2/3} \left(u_p / 100 \text{ km s}^{-1} \right)^{-4/3} (M/M_\odot)^{1/3}. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Comme je l'ai précisé en introduction de ma thèse (section 0.3.2), cette équation dépend uniquement du moment cinétique spécifique de la matière $r \times u_\phi$, de la vitesse poloïdale u_p et de la masse de l'objet central M . Elle est largement utilisée par les observateurs pour déterminer le rayon de lancement des jets et flots où une signature de rotation est détectée. Je montre au chapitre 2 que lorsque le vent de disque est étendu, cette formule doit s'appliquer avec beaucoup de précaution et que seules des prédictions synthétiques peuvent déterminer la région de lancement du jet (voir Fig. 2.10 du chapitre 2).

1.2.3 Points critiques

Un jet est décrit par 8 variables indépendantes, à savoir la densité ρ , les 3 composantes de \vec{u} , le champ magnétique \vec{B} et la température T . Nous possédons 8 équations pour résoudre le problème. Il semble à ce stade qu'un jet puisse être lancé à partir de n'importe quelle condition initiale à sa base.

Cependant, des conditions de causalité doivent être ajoutées pour assurer la propagation stationnaire d'un jet. Dans un problème dépendant du temps, de la matière peut être éjectée sans avoir assez d'énergie pour s'échapper du système. La matière va alors retomber sur le disque et modifier ses conditions de lancement jusqu'à finalement atteindre des conditions à la base qui autorisent un lancement stationnaire. Cet état transitoire peut être vu comme un ajustement d'impédance du système d'accrétion-éjection. Ce régime transitoire s'arrête lorsque toute information portant sur le jet ne peut voyager jusqu'à la base pour en modifier les conditions aux limites. Dans un modèle stationnaire la matière doit ultimement voyager plus vite que n'importe quelle vitesse de propagation des ondes. Une situation analogue se produit dans le problème du vent de Parker sphérique: afin d'atteindre une solution stationnaire, l'écoulement doit devenir supersonique. Il apparaît alors naturellement un point critique dans l'écoulement lorsque la vitesse du fluide devient supersonique. Ce point critique impose des conditions aux paramètres du modèle (dans le cas du vent de Parker, il s'agit du rayon sphérique où le vent devient supersonique).

Dans le cas de la MHD idéale, il existe trois ondes pouvant transporter de l'information : les ondes d'Alfvén (torsion des lignes de champ magnétique le long du champ magnétique sans compression) se propageant à une vitesse

$$V_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho}}, \quad (1.33)$$

et les ondes magnéto-soniques lentes et rapides (compression des lignes de champ magnétique et de la matière) se propageant à des vitesses de

$$V_{\{SM,FM\}}^2 = \frac{1}{2} \left(V_A^2 + C_S^2 \mp \sqrt{(V_A^2 + C_S^2)^2 - 4V_A^2 C_S^2 \cos^2 \theta} \right), \quad (1.34)$$

où θ est l'angle entre le champ magnétique et la direction de propagation de l'onde et c_s la vitesse du son.

Afin d'assurer une solution stationnaire, le jet doit traverser trois points critiques correspondant au point magnéto-sonique lent, au point d'Alfvén et au point magnéto-sonique rapide. La traversée de ces 3 points critiques impose 3 contraintes sur les paramètres de jet possibles. Par conséquent, il faut soustraire 3 contraintes aux 8 degrés de liberté initiaux.

1.3 Approche auto-similaire des structures d'accrétion-éjection

1.3.1 L'hypothèse d'auto-similarité

Les solutions auto-similaires de vents de disque MHD que j'ai calculées pendant ma thèse, et dont les bases ont été posées par Ferreira & Pelletier (1993), traitent à la fois la physique du disque d'accrétion et la propagation du jet de manière cohérente en imposant uniquement des conditions physiques dans le plan du disque ainsi que des paramètres de turbulence et chauffage dans l'atmosphère du disque. Il s'agit donc de solutions de structures d'accrétion et éjection (appelées en anglais "Magnetized accretion-ejection structures" et abrégées en "MAES").

La grande complexité des équations (1.8)-(1.16) est notamment liée au fait que ce sont des équations différentielles aux dérivées partielles à deux dimensions. Face à cette complexité mathématique, l'hypothèse d'auto-similarité des grandeurs physiques permet de ramener ce système à un système d'équations non linéaires aux dérivées partielles. Cette hypothèse n'est pas seulement pragmatique. Elle se base sur les propriétés du système. La seule force qui est imposée a priori est la force de gravité qui s'écrit en coordonnées cylindriques

$$-\vec{\nabla}\Phi_G = -\frac{GM}{r^2} \left((1+X^2)^{-3/2} \vec{e}_r + X(1+X^2)^{-3/2} \vec{e}_z \right), \quad (1.35)$$

où $X = r/z$. Cette force s'écrit donc sous la forme d'un produit d'une puissance de r et d'une fonction de X . Les grandeurs physiques sont donc décomposées sous la forme

$$A(r, z) = A_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha_A} f_A(X) \quad (1.36)$$

où r_0 est le rayon d'ancrage des surfaces magnétiques dans le disque, A_0 une constante, α_A l'indice de la loi de puissance de la grandeur A et f_A une fonction de la variable auto-similaire X .

1.3.2 Paramètres du disque résistif

Les solutions de MAES sont calculées à partir du plan du disque de manière cohérente en résolvant les équations de la MHD résistive. Les paramètres du modèle sont donc des paramètres du disque d'accrétion.

- La hauteur h du disque est définie comme $P_0 = \rho_0 \Omega_K^2 h^2$ ³. Le rapport d'aspect du disque ϵ est supposé constant, ce qui implique une dépendance radiale de la hauteur de disque selon

$$h(r) = \epsilon r. \quad (1.37)$$

Le disque est supposé géométriquement mince de sorte que $\epsilon \ll 1$.

- La magnétisation dans le plan du disque, notée μ ⁴, est définie comme le rapport entre la pression thermique et la pression magnétique

$$\mu = \frac{B^2}{\mu_0 P} \Big|_{z=0}. \quad (1.38)$$

Comme nous l'avons précisé précédemment, afin que le disque ne soit ni sujet à l'instabilité MRI et ni écrasé par la pression magnétique, μ doit être proche de l'unité (Ferreira & Pelletier 1995) (e.g. $\beta_P \sim 1$).

- L'indice d'éjection noté ξ est défini comme

$$\xi \equiv \frac{d \ln \dot{M}_a}{d \ln r}, \quad (1.39)$$

où $\dot{M}_a(r_0)$ est le taux d'accrétion à un rayon r_0 . Il est lié à la distribution radiale du flux magnétique $a(r, X)$. En notant β l'exposant radial du flux magnétique $a(r, X)$, on a $\beta = 3/4 + \xi/2$ (Ferreira 1997).

- Le nombre de Reynolds magnétique noté R_m

$$\mathcal{R}_m \equiv \frac{r u_r}{\nu_m} \Big|_{z=0}. \quad (1.40)$$

En appliquant l'équation d'induction azimuthale (1.14) dans le plan du disque et en notant l la courbure des surfaces magnétiques dans le plan du disque ($\frac{\partial a}{\partial^2 z^2} \Big|_{z=0} = \frac{a(r, z=0)}{l^2}$) on en déduit

$$\mathcal{R}_m = 2 - \beta + \frac{r^2}{\beta l^2} \quad \text{où} \quad \beta = 3/4 + \xi/2. \quad (1.41)$$

Le nombre de Reynolds magnétique décrit donc la courbure des surfaces magnétiques. Notons notamment que plus la vitesse d'accrétion est grande, plus la diffusivité magnétique poloidale est réduite et plus les lignes de champ sont courbées. Cette courbure est également quantifiée par un paramètre noté p tel que

$$p \equiv \mathcal{R}_m \epsilon, \quad (1.42)$$

où ϵ est défini en éq. 1.37.

³Il s'agit d'une hauteur de disque hydrodynamique. Cependant la contrainte précédemment évoquée $\beta_P \sim 1$ suppose que l'échelle de hauteur effective du disque reste proche de cette valeur.

⁴ μ est également utilisé communément pour symboliser la masse moléculaire moyenne d'un gaz. Je note ici cette dernière $\bar{\mu}$ pour prévenir toute confusion de la part du lecteur. Dans ce chapitre, je suis les notations adoptées par la communauté MHD, et en particulier par J. Ferreira et F. Casse. Remarquons également que la magnétisation μ est l'inverse du paramètre plasma $\beta_P = \frac{1}{\mu}$.

- Les paramètres de turbulence doivent aussi être spécifiés non seulement dans le plan du disque mais également dans l'épaisseur du disque. Une dépendance gaussienne de largeur typique égale à l'épaisseur du disque est adoptée à travers la hauteur du disque. Nous rappelons que 3 coefficients de transports doivent être imposés. Ils sont définis par le paramètre de diffusivité poloïdale α_m , l'indice d'anisotropie de la turbulence χ_m et le nombre de Prandlt magnétique \mathcal{P}_m :

$$\alpha_m \equiv \frac{\nu_m}{V_A h} \Big|_{z=0} \quad (1.43)$$

$$\chi_m \equiv \frac{\nu_m}{\nu'_m} \Big|_{z=0} \quad (1.44)$$

$$\mathcal{P}_m \equiv \frac{\nu_v}{\nu_m} \Big|_{z=0} . \quad (1.45)$$

Le nombre de Prandlt est important puisqu'avec le nombre de Reynolds magnétique, il permet d'évaluer le rapport, noté Λ , entre le couple magnétique et le couple visqueux et défini par

$$\Lambda \equiv \frac{(\vec{J} \wedge \vec{B})_\phi}{(\nabla \cdot \vec{T})_\phi} \Big|_{z=0} \quad (1.46)$$

Dans le plan du disque, l'équation du moment cinétique 1.10 donne la relation

$$\mathcal{P}_m(1 + \Lambda) = \mathcal{R}_m. \quad (1.47)$$

Les études de la turbulence suggèrent que $\mathcal{P}_m \sim 1$ (Casse & Ferreira 2000a, et références). Comme \mathcal{R}_m est une mesure de la courbure des surfaces magnétiques, la relation (1.47) indique que de fortes courbures du champ magnétique dans le disque ($l \sim \epsilon r$ ou encore $\mathcal{R}_m \sim \epsilon^{-1}$) sont atteintes pour une MAES dont le moment cinétique est extrait majoritairement par le jet et non par viscosité ($\Lambda \gg 1$). Au contraire, un disque dominé par un transport visqueux aura des lignes de champ raides dans le plan du disque (Casse & Ferreira 2000a).

- Chauffage coronal : lorsque l'équation d'énergie est résolue, l'intensité et la forme du chauffage Q doivent être précisées. Comme nous l'avons vu précédemment, le chauffage total peut être quantifié par le ratio du chauffage total sur le chauffage dissipatif noté f (équation 1.19). La forme auto-similaire des quantités physiques impose une variation de Q selon (Casse & Ferreira 2000b)

$$Q(r_0, X) = Q_e (r_0/r_e)^{\xi-4} F_Q(X) \quad (1.48)$$

où $Q_e = \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} + \xi - \frac{5}{2} \right) \frac{P_0 u_p 0}{r}.$

1.3.3 Exposants radiaux des grandeurs physiques

Le système d'équation à résoudre est de dimension 8 (en MHD résistive) et 6 en MHD idéale (Ferreira & Pelletier 1995). L'hypothèse d'auto-similarité permet de séparer la

dépendance strictement radiale des grandeurs physiques de la dépendance en la variable autosimilaire X . La première dépendance se résume en un système d'équations algébriques portant sur les exposants des quantités physiques. Par exemple, l'équation de conservation de la masse se résume à $\alpha_{ur} = \alpha_{uz}$. De proche en proche, les exposants peuvent être reliés entre eux. Afin de fermer le système, il est nécessaire d'imposer une dépendance radiale au taux d'accrétion.

L'indice d'éjection ξ défini plus haut permet d'écrire le bilan global de masse de la MAES comme

$$\dot{M}_a(r) = \dot{M}_a(r_e) + 2\dot{M}_j(r). \quad (1.49)$$

où r_e est le rayon externe du vent de disque et $\dot{M}_j(r)$ le taux d'éjection entre les rayon r et r_e . Le taux d'accrétion s'écrivant $\dot{M}_a(r) = \int_{-h}^h 2\pi r \rho u_r dz \simeq 4\pi \rho_0 u_{r0} r h$, on en déduit la relation de fermeture du système algébrique. Après un peu d'algèbre les exposants sont alors (voir revue de Ferreira 2002)

$$\begin{aligned} \alpha_{ur} &= \alpha_{uz} = \alpha_{u\phi} = -1/2 \\ \alpha_\rho &= \xi - 3/2 \\ \alpha_T &= -1 \\ \alpha_P &= \xi - 5/2 \\ \alpha_a &= \beta = \xi/2 + 3/4 \\ \alpha_{\nu_m} &= \alpha_{\nu'_m} = 1/2. \end{aligned} \quad (1.50)$$

Les vitesses ont la même dépendance radiale que la vitesse képlérienne, la loi de densité est proche d'une loi d'effondrement en chute libre d'un nuage sphérique. La dépendance radiale du couple visqueux $\bar{\tau}$ est égale à celle de la pression (voir la thèse de F. Casse⁵ pour une discussion précise sur la prise en compte de la viscosité en géométrie cylindrique).

1.3.4 Points critiques et méthode de résolution

Les fonctions auto-similaires $f_i(X)$ de chaque quantité physique i (autres que les coefficients de transport et le chauffage coronal prescrits) sont calculées par la résolution d'un système de 8 équations différentielles ordinaires de premier ordre en MHD résistive (6 en MHD idéale). Le système peut donc se mettre sous la forme

$$M_{ij} \frac{df_i}{dX} = P_j, \quad (1.51)$$

où la matrice $M_{i,j}$ et le vecteur P_j ne dépendent que des f_i (voir Ferreira & Pelletier 1995).

⁵<http://www.apc.univ-paris7.fr/~fcasse/Thesis.html>

Points critiques en configuration auto-similaire

Le système est soluble tant que le déterminant de $M_{i,j}$ est non nul. Les points critiques de l'écoulement apparaissent alors comme des valeurs d'annulation du déterminant $\det(M)$. En régime résistif, le déterminant s'annule pour

$$V^2(V^2 - C_S^2) = 0, \quad (1.52)$$

où C_S est la vitesse du son et V la vitesse auto-similaire définie comme $V = \vec{u} \cdot \vec{n}$, où le vecteur $\vec{n} = \frac{1}{1+X^2\epsilon^2}(\vec{e}_z - X\epsilon\vec{e}_r)$ est le vecteur orthoradial qui indique la direction de propagation des ondes en géométrie auto-similaire. En régime résistif, il apparait donc bien un point critique (sonique) qui doit imposer une contrainte sur les paramètres du disque. Cependant, si ce point n'est pas atteint avant le passage de la MHD résistive à la MHD idéale, ce point n'est jamais atteint et n'impose donc pas de contrainte. C'est le cas dans toutes les solutions de vents de disque MHD que j'ai calculées. En régime idéal, le déterminant s'annule pour

$$(V^2 - V_{SM}^2)(V^2 - V_{An}^2)(V^2 - V_{FM}^2) = 0, \quad (1.53)$$

où $V_{An} = \vec{V}_{Ap} \cdot \vec{n}$ est la vitesse d'Alfvén selon la direction autosimilaire et V_{SM} et V_{FM} sont les vitesses magnéto-soniques lentes et rapides données en configuration autosimilaire par

$$V_{\{SM,FM\}}^2 = \frac{1}{2} \left(V_{At}^2 + C_S^2 \mp \sqrt{(V_{At}^2 + C_S^2)^2 - 4V_{An}^2 C_S^2} \right) \quad (1.54)$$

avec V_{At} la vitesse d'Alfvén totale. Insistons sur le fait que bien que le point critique sonique ne soit pas atteint en régime résistif, les vitesses du flot, et notamment u_r peuvent être supersoniques. Cela est dû au fait que l'auto-similarité ne prend en compte que les ondes se propageant dans la direction orthoradiale. Je montrerai notamment que les solutions calculées dans ce travail présentent des vitesses d'accrétion supersoniques.

Méthode de recherche d'une solution auto-similaire

Le franchissement des points critiques est fait par des "sauts de mouton" (*leapfrog*). Lorsque la vitesse autosimilaire de la solution calculée est suffisamment proche de la vitesse critique (typiquement de quelques %), un saut dans les quantités physiques est fait. Les quantités conservées du jet sont maintenues constantes au cours du saut. Le passage des trois points critiques contraint en principe trois paramètres du disque. Cependant, un phénomène de recollimation de la solution sur l'axe se produit dans toutes les solutions autosimilaires (voir Ferreira 1997, pour une discussion plus détaillée). Cette recollimation sur l'axe implique une direction de propagation des ondes MHD $\vec{n} = \frac{1}{1+X^2\epsilon^2}(\vec{e}_z - X\epsilon\vec{e}_r)$ qui tend vers $\sim \vec{e}_r$ alors que la vitesse du jet est proche de u_z . Par conséquent, le point critique magnéto-sonique n'est que rarement franchi bien que les solutions soient superalféniques au sens classique ($V_p > V_{p,FM}$). Notons que Ferreira & Casse (2004) obtiennent des solutions franchissant le point magnéto-sonique rapide en utilisant un chauffage important. Seuls deux paramètres de disque sont donc ajustés pour franchir le point magnéto-sonique lent et le point d'Alfvén.

Une question subsiste à ce point : quels sont les deux paramètres de disque pertinents à faire varier pour traverser les deux points critiques ? Le passage du point magnéto-sonique lent est principalement assuré par un équilibre vertical entre le gradient de pression qui permet à la matière de s'élever dans l'atmosphère du disque ⁶ et la force magnétique qui accélère la matière depuis la surface du disque. Le paramètre pertinent est donc μ . Si le gradient de pression thermique est trop important ($\mu < \mu_C$ où μ_C correspond à la valeur de μ assurant une traversée du point magnéto-sonique lent), trop de matière est présente à la surface du disque pour être accélérée. Le vent retombe sur le disque et la densité croît. Si le champ magnétique est trop important par rapport à la masse présente à la surface du disque $\mu > \mu_C$ la compression magnétique écrase le disque et la densité s'effondre. Ces comportements permettent, à partir d'un premier essai motivé par des considérations physiques, de converger vers des valeurs de μ suffisamment proches de μ_C pour pouvoir faire un saut dans les quantités physiques et traverser le point magnéto-sonique lent.

Le passage du point d'Alfvén dépend du rapport entre la force centrifuge de la matière qui pousse les surfaces magnétiques vers l'extérieur, et la tension magnétique qui tend à refermer le jet. Le franchissement de la surface d'Alfvén est recherché en faisant varier le paramètre p qui gère l'ouverture des surfaces magnétiques à la surface du disque.

1.4 Solutions calculées pendant la thèse

Dans cette section, je présente les nouvelles solutions que j'ai calculées pendant ma thèse et que j'ai utilisées pour modéliser les jets protostellaires moléculaires. Le code fourni par Jonathan Ferreria implémente la méthode numérique détaillée plus haut pour calculer des solutions stationnaires auto-similaires de vents de disque avec chauffage (Casse & Ferreira 2000b).

1.4.1 Paramètres utilisés et propriétés de jet émergents

J'ai calculé quatre solutions que j'ai par la suite intensivement utilisé pour contraindre les modèles de vents de disque à partir des observations ALMA. Après une première analyse des données ALMA à résolution angulaire moyenne (~ 250 au), il est apparu que les solutions jusqu'alors utilisées pour reproduire les observations de jets de Classe 0 à II (Pesenti et al. 2004; Yvart et al. 2016) présentaient des paramètres de bras de levier magnétique trop importants. J'ai donc cherché des solutions de paramètre de bras de levier magnétique inférieur à $\lambda_{BP} \sim 12$. De plus, comme je le montre au chapitre 2, l'ouverture du jet joue un rôle fondamental dans les observations synthétiques de vents de disque. Ainsi, j'ai également calculé des solutions d'ouvertures maximales différentes.

⁶Comme nous l'avons montré section 1.1.3, seule la pression thermique peut agir contre la pression magnétique et la force gravitationnelle de marée pour pousser verticalement la matière à partir du plan du disque.

Table 1.1 – Paramètres de disque et de jet pour les 4 solutions de vents de disque MHD calculées.

	ξ	ϵ	α_v	α_m	χ_m	f	μ	p	λ_{BP}	\mathcal{W}	q
L13W36	3.8×10^{-2}	3.2×10^{-2}	1.2	2	1.42	9.10^{-4}	0.35	1.1	13.7	36	1.8
L13W130	4×10^{-2}	5×10^{-2}	0.9	1.9	1.38	7.10^{-3}	0.21	1.2	12.9	134	2.3
L5W30	0.11	1×10^{-2}	1.1	2.3	4.2	0.16	0.22	2	5.5	30	4.9
L5W17	0.11	1×10^{-2}	1.2	2.35	4.1	0.14	0.25	1.85	5.5	17	4.33

Les solutions sont nommées sous la forme LxWy où x désigne la valeur approximative de λ_{BP} et y est le rayon maximal du jet défini comme

$$\mathcal{W} = \frac{r_{max}}{r_0} \quad (1.55)$$

où r_{max} est le rayon maximal atteint par une surface magnétique ancrée dans le disque en un rayon r_0 . Nous présentons Table 1.1 les paramètres de disque utilisés pour calculer les solutions en séparant les paramètres fixés et les paramètres ajustés pour traverser les points magnéto-soniques lents et d'Alfvén (respectivement μ et p), ainsi que les paramètres de jet émergeant de la solution calculée. Les fonctions de chauffage $F_Q(X)$ utilisées pour chaque solution sont représentées Fig. 1.3.

Les quatre solutions sont :

1. la solution L13W36, de $\lambda_{BP} = 13.7$ et $\mathcal{W} = 36$, est la solution utilisée pour reproduire les signatures de rotation à travers la base du jet atomique de DG tau (Pesenti et al. 2004). Cette solution a également été utilisée par Panoglou et al. (2012) pour étudier la survie des molécules dans les vents de disque MHD poussiéreux et par Yvart et al. (2016) pour reproduire le profil de raie de H_2O observées par Herschel en direction de sources enfouies de Classe 0 et I.
2. La solution L13W130, de $\lambda_{BP} = 12.9$ et $\mathcal{W} = 134$ est une nouvelle solution avec une ouverture de jet beaucoup plus grande mais de λ_{BP} similaire à la précédente.
3. La solution L5W30 est une nouvelle solution plus lente de $\lambda_{BP} = 5.5$ et de facteur d'évasement de $\mathcal{W} = 30$ comparable à L13W36.
4. La solution L5W17 est une autre solution nouvelle lente avec $\lambda_{BP} = 5.5$ et une ouverture encore plus petite $\mathcal{W} = 17$. Cette solution est notre modèle de référence pour étudier les prédictions synthétiques de vents de disque adaptées aux observations ALMA au chapitre 3.

Champ magnétique dans le plan du disque

Le champ magnétique dans le plan du disque est un paramètre important des disques d'accrétion. Il s'écrit (Ferreira 2002)

$$B_{z,0} = 0.5 \sqrt{\frac{\mu}{m_S}} \left(\frac{\dot{M}_{acc}(r_0)}{10^{-6} M_\odot / yr} \right)^{1/2} \left(\frac{M_*}{0.1 M_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{r_0}{1 au} \right)^{-5/4} G \quad (1.56)$$

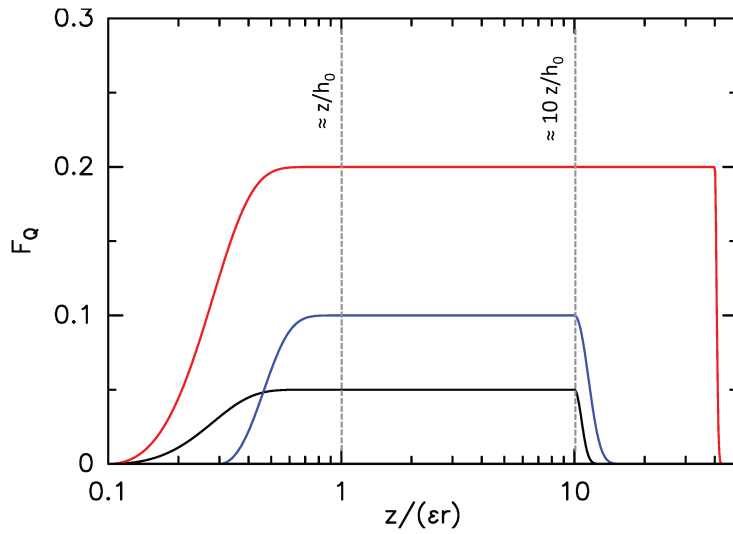


Figure 1.3 – Profil vertical des fonctions de chauffage normalisées utilisées pour calculer les 4 solutions de vents de disque MHD. En bleu L13W36, en noir L13W120 et en rouge les fonctions pour L5W17 and L5W30. Voir Eq. 1.48 pour la définition de F_Q .

Solution	m_S	μ	$B_{z,0}$ (mG)
L13W36	1.31	0.35	260
L13W130	1.05	0.21	220
L5W30	2.16	0.22	160
L5W17	2.17	0.25	170

Table 1.2 – Champ magnétique dans le plan du disque des 4 nouvelles solutions de vents de disque pour des paramètres typiques de Classe 0 à $r_0 = 1$ au ($\dot{M}_{acc}(1 \text{ au}) = 1 \times 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$, $M_* = 0.1 M_\odot$).

où $\dot{M}_{acc}(r_0)$ est le taux d'accrétion local au rayon r_0 , M_* est la masse de l'étoile et $m_S = u_{r,0}/C_{S,0}$ est le nombre de Mach sonique dans le disque. Comme nous l'avons vu, le lancement d'un vent de disque nécessite une magnétisation dans le plan du disque de $\mu \sim 1$. De plus, l'accrétion induite par un vent de disque est supersonique $m_S \sim 1$. Les champs magnétiques nécessaires pour lancer des vents de disque MHD sont donc de l'ordre de quelques centaines de mG pour des paramètres de $\dot{M}_{acc}(1 \text{ au}) = 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$, $M_* = 0.1 M_\odot$, typiques de Classe 0. Ces valeurs sont une prédiction forte qui dépend peu des solutions particulières de vents de disque.

Je donne en Table 1.2 les valeurs des champs magnétiques des 4 solutions calculées au cours de ma thèse. Les valeurs sont de ~ 200 mG à 1 au pour des paramètres typiques d'objets de Classe 0. Comme précisé dans l'introduction de cette thèse, des valeurs de quelques centaines de mG sont prédites par les simulations d'effondrement de nuage magnétisé (e.g. Masson et al. 2016). Les valeurs de ces solutions sont donc tout à fait en accord avec un scénario dans lequel le champ magnétique du disque proviendrait de l'advection du champ du nuage bien qu'un effet dynamo dans le disque puisse entretenir les niveaux de champ magnétique requis.

Les champs poloïdaux et toroïdaux le long des surfaces magnétiques sont donnés en appendice A.2 pour les 4 solutions calculées.

Remarque importante sur la pertinence des paramètres de disque utilisés

Pour l'ensemble des solutions présentées ici, le disque est très mince ($\epsilon \sim 10^{-2}$). Le couple magnétique est toujours dominant sur le couple visqueux ($23 < \Lambda < 200$) ce

qui traduit un transport de moment cinétique dominé par le vent de disque. La courbure des lignes de champ dans le disque est grande. Dans la mesure où les propriétés cinématiques et morphologiques du jet dépendent des propriétés du disque, nous pourrions avoir l'ambition de contraindre les paramètres du disque d'accrétion ($\epsilon, \alpha_v, \alpha_{nu} \dots$) par l'observation du jet. Nous avons vu que la valeur des champs magnétiques est une prédiction robuste des modèles, assez peu dépendante des solutions particulières. Cependant, il n'existe pas de bijection entre les paramètres du disque et les paramètres du jet ! Comme l'ont montré Casse & Ferreira (2000a), il existe une forte dégénérescence entre les paramètres physiques des disques et les paramètres physiques des jets (collimation, emport de masse, vitesse). Leur Fig. 4 présente notamment deux solutions ayant une dynamique du jet très proches mais avec des paramètres de disque très différents. Par conséquent, les paramètres physiques du disque utilisés ne sont choisis ici que pour obtenir des solutions lentes ($\lambda_{BP} < 10$). L'ajustement des observations par les solutions calculées ici ne signifie par que le disque soit très mince ($\epsilon \simeq 0.01$) ou que le couple magnétique domine fortement sur le couple visqueux ($\Lambda \gg 1$) Une exploration de l'espace des paramètres de disque donnant les paramètres de jet obtenus ici est bien au-delà de mon travail.

1.4.2 Dynamique des solutions calculées

Dans cette section je donne une analyse succincte de la dynamique des solutions calculées à la transition entre l'accrétion et l'éjection en rappelant certaines conditions d'éjection étudiées plus en détail dans les articles de Jonathan Ferreira et Fabien Casse. La dynamique du jet est ensuite étudiée.

Transition entre accrétion et éjection

Je représente Fig. 1.4 les quantités physiques pertinentes permettant de comprendre la transition entre accrétion et éjection dans une structure MAES. Je me concentre uniquement sur la solution de référence L5W17. Les autres solutions présentent des propriétés dynamiques similaires.

Dans le disque ($z/h < 1$), la vitesse radiale traduit un mouvement d'accrétion. Le champ magnétique axial B_z est quasi-constant dans le disque alors qu'un courant non nul J_r est présent dans le disque. Cela produit une force magnétique F_ϕ qui freine le disque. La force magnétique azimuthale est effectivement négative dans le disque tout comme dans l'expérience de la roue de Barlow. Notons également que le champ magnétique toroïdal, nul dans le plan du disque pour des raisons de symétrie, décroît, stockant ainsi sous forme magnétique du moment cinétique en vertu de l'équation 1.10.

Toujours dans le disque ($z/h < 1$), la vitesse axiale u_z est négative traduisant un mouvement lent de convergence vers le plan du disque. Comme nous l'avons évoqué à la section 1.1.3, dans le plan du disque, la force magnétique s'allie à la force de marée pour comprimer le disque. Nous retrouvons bien une importante force magnétique axiale F_z négative pour $z/h < 1$.

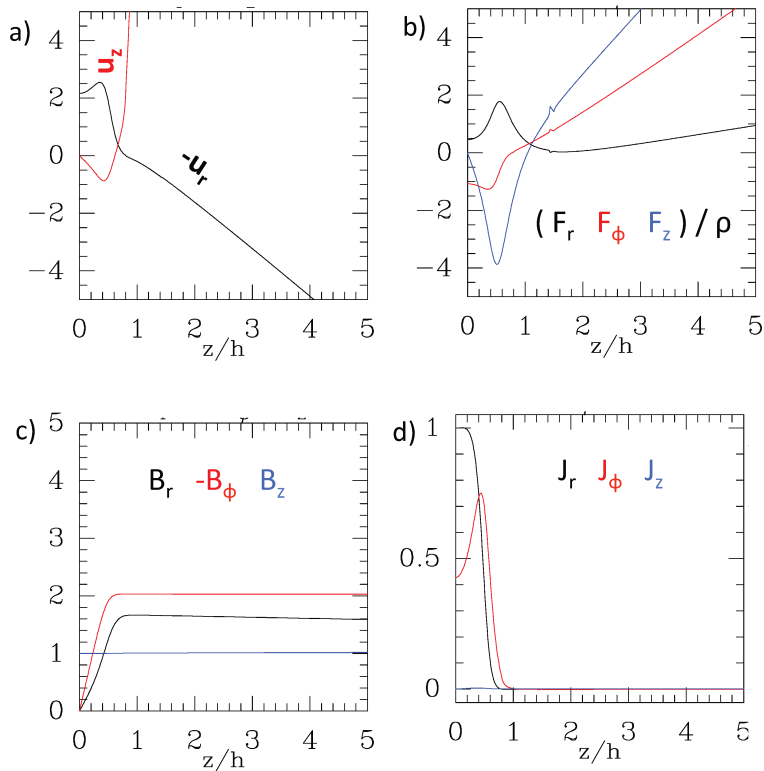


Figure 1.4 – Évolution des quantités physiques à la transition entre accréation et éjection proche du plan du disque le long d’une surface magnétique pour la solution de référence L5W17. a) vitesse radiale et axiale b) composantes radiale, azimuthale et axiale de la force de Lorentz c) composantes de champs magnétique d) densité de courant radiale, azimuthale et axiale.

A partir de la surface du disque $z \sim h$, les vitesses radiale et axiale changent de signe et croissent fortement. Le jet est alors lancé. Afin d’assurer une éjection MHD stationnaire à partir d’un disque, le couple magnétique ainsi que la compression magnétique présents au sein du disque doivent s’inverser. L’inversion de la force azimuthale est assurée par une décroissance du courant radial à la surface du disque due à la rotation différentielle de la matière. Une fois que le courant radial a suffisamment décru, à une altitude de $z \sim h$, le couple magnétique s’inverse et accélère la matière azimuthalement. Simultanément, la force magnétique poloidale accélère également la matière. Le point magnéto-sonique lent est traversé à $z/h \simeq 1.5$.

Dynamique du jet

La Fig. 1.5 compare les formes (auto-similaires) et les vitesses le long des surfaces magnétiques pour les quatre solutions de vents de disque calculées. La figure 1.5-a montre que le rayon maximal (i.e. la plus grande valeur de z/r_0) est atteint à des distances d’autant plus grandes que le facteur d’évasement \mathcal{W} est grand. Après une ouverture maximale du flot, les surfaces magnétiques se referment vers l’axe jusqu’à ce que la solution prenne fin. Ce comportement est une conséquence de la constriction magnétique dominante d’un jet (voir Ferreira 1997, pour une discussion approfondie).

Concernant la cinématique, 4 stades peuvent être distingués le long de la propagation du jet (Fig. 1.5-a-b-c-d). En dessous du point d’Alfvén, la vitesse est dominée par la

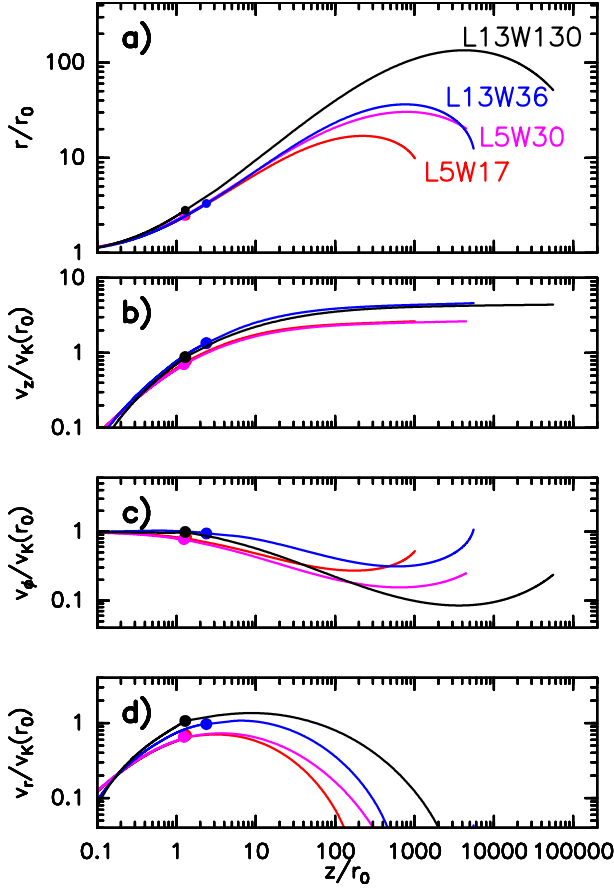


Figure 1.5 – *Forme et dynamique des solutions le long des surfaces magnétiques en fonction de la distance à la source pour les quatre solutions listées Table 2.1. a: rayon cylindrique, b: vitesse axiale V_z , c: vitesse de rotation V_ϕ , d: vitesse d'expansion radiale V_r . Les points figurent la position du point critique d'Alfvén. Les distances sont normalisées par le rayon d'ancrage des surfaces magnétiques dans le disque r_0 et les vitesses par la vitesse képlérienne $V_K(r_0)$. Les différentes solutions sont notées $LxWy$ avec $x = \lambda_{BP}$ et $y = \mathcal{W} \equiv r_{max}/r_0$.*

rotation avec des vitesses quasi-képlériennes. Au niveau de la surface d'Alfvén, les vitesses axiales, radiales et toroidales sont toutes comparables et proches de la vitesse képlérienne du point de lancement. Au delà de ce point, la vitesse du jet est dominée par u_z alors que u_ϕ et u_r décroissent. Enfin dans la zone de recollimation où les surfaces se referment, u_r devient négatif et u_ϕ croît du fait de la conservation du moment cinétique alors que u_z maintient sa valeur asymptotique constante.

La figure Fig.1.5-b montre que la variation de u_z le long des surfaces magnétiques dépend principalement du paramètre de bras de levier λ_{BP} et peu de \mathcal{W} . u_z est d'autant plus grande que λ_{BP} est grand. La vitesse asymptotique est proche de la vitesse prévue par l'équation 1.28.

Contrairement à la vitesse axiale u_z , les vitesses radiales et de rotation dépendent à la fois de λ_{BP} et de \mathcal{W} . u_r est globalement plus importante pour des solutions de grand évasement (\mathcal{W} grand) et/ou de fort λ_{BP} . u_ϕ croît également avec λ_{BP} mais décroît avec \mathcal{W} . La raison en est simple. En supposant que tout le moment cinétique est porté par la matière dans régime asymptotique, l'équation de conservation du moment cinétique eq. (1.23) donne

$$u_\phi^{min} \equiv V_K(r_0) \frac{\lambda_{BP}}{\mathcal{W}}. \quad (1.57)$$

Par conséquent, la vitesse de rotation minimale atteinte par une ligne de courant est plus petite pour des solutions évasées.

La dépendance forte du champ de vitesse au paramètre de bras de levier magnétique λ_{BP} et à l'évasement \mathcal{W} va nous permettre tester ces paramètres à partir des observations.

CHAPITRE 2

Prédictions synthétiques pour ALMA : signatures de rotation

Nous avons vu au chapitre précédent que la physique des disques d'accrétion permettait, sous certaines conditions, de lancer un vent de disque MHD. Un vent de disque MHD peut être caractérisé par plusieurs paramètres dont le plus important est le paramètre de bras de levier magnétique λ_{BP} qui quantifie l'efficacité du freinage magnétique exercé par le vent sur le disque d'accrétion. Dans ce chapitre, je détermine dans quelle mesure les observations moléculaires en spectro-imagerie telles que celles fournies par ALMA ou NOEMA peuvent contraindre le rayon d'ancrage dans le disque et le paramètre de bras de levier magnétique λ_{BP} d'un vent de disque. Ce travail s'appuie sur le code *JetMap* que j'ai développé à partir d'une version écrite par Sylvie Cabrit pour produire des observations synthétiques à partir de solutions de vents de disque. Ce chapitre se structure en deux sections : dans la première, je donne un aperçu technique sur observations en spectro-imagerie pertinent pour ALMA en me focalisant sur l'information que peuvent apporter ces observations quant à la dynamique d'un flot axisymétrique. Dans une seconde section, je présente une étude détaillée des biais que l'observateur doit prendre en compte lorsqu'il désire contraindre le rayon de lancement et le λ_{BP} d'un vent de disque éventuel. Le contenu de ce chapitre, et en particulier la seconde section, constitue le résultat principal de mon article soumis à A&A.

2.1 Construction de prédictions synthétiques

2.1.1 Préliminaires à la spectro-imagerie

Le produit de base des observations interférométriques des raies moléculaires est un cube de données, fournissant une image pour chaque intervalle de vitesse (ou de manière équivalente pour chaque intervalle de fréquence). Je représente un tel cube en Fig. 2.1. Un point dans cet espace est repéré par les coordonnées $(r_{obs}, z_{obs}, V_{rad})$. Un cube est nécessairement

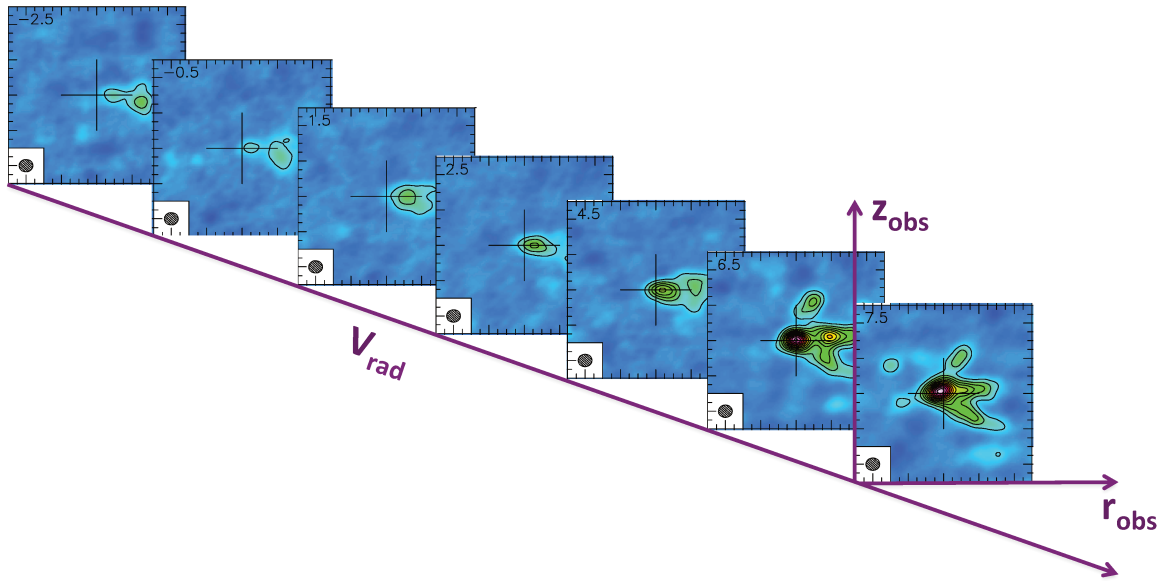


Figure 2.1 – Représentation d'un cube de données à trois dimensions. Les plans successifs correspondent à des images 2D dans le plan repéré par les coordonnées $(r_{\text{obs}}, z_{\text{obs}})$. Chaque plan correspond à l'émission millimétrique intégrée sur des canaux de vitesse de largeur Δv . La vitesse moyenne de chaque canal est notée en noir sur chaque plan en km s^{-1} . Cette figure est construite à partir des données de la raie de $\text{SO}(6_5 - 5_4)$ acquise au Plateau de Bure vers la proto-étoile NGC1333-IRAS2A dans le cadre du "large program" CALYPSO. L'axe du jet étant horizontal, nous pouvons reconnaître la structure d'un flot évasé.

échantillonné. Nous notons $\Delta r, \Delta z$ l'échantillonnage spatial et Δv l'échantillonnage en vitesse. La technologie hétérodyne permet d'avoir accès à une résolution spectrale très grande ($< 0.1 \text{ km s}^{-1}$). L'échantillonnage du cube en vitesse correspond en général à la résolution spectrale et les canaux de vitesse peuvent être considérés, en première approximation, comme indépendants. Ces cubes sont l'équivalent radio des cubes IFU en optique et en infrarouge proche.

Unités des cubes de données

L'intensité de chaque pixel dans un cube de données est un flux d'énergie par unité de fréquence et d'angle solide (intensité spécifique). Si en cgs une densité spectrale de flux se compte en $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}]$, le Jansky est l'unité couramment utilisée en radioastronomie avec

$$1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}. \quad (2.1)$$

En écrivant l'intensité spécifique d'un corps noir de température T dans le régime de Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll k_B T_K$)

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/k_B T} - 1)^{-1} \simeq \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T, \quad (2.2)$$

nous pouvons définir par convention une *température de brillance* notée T_b telle que

$$T_b = \frac{\lambda^2}{2k_B} I_\nu. \quad (2.3)$$

Un des avantages de cette unité est que lorsqu'une raie est 1) à l'ETL (niveau d'énergie peuplés selon une distribution de Boltzmann), 2) optiquement épaisse et 3) de fréquence $h \ll k_B T_K / \nu$, sa température de brillance est égale à la température cinétique du gaz. Cette propriété est notamment utilisée pour mesurer la température du gaz à partir des raies de ^{12}CO .

2.1.2 Construction des cubes synthétiques

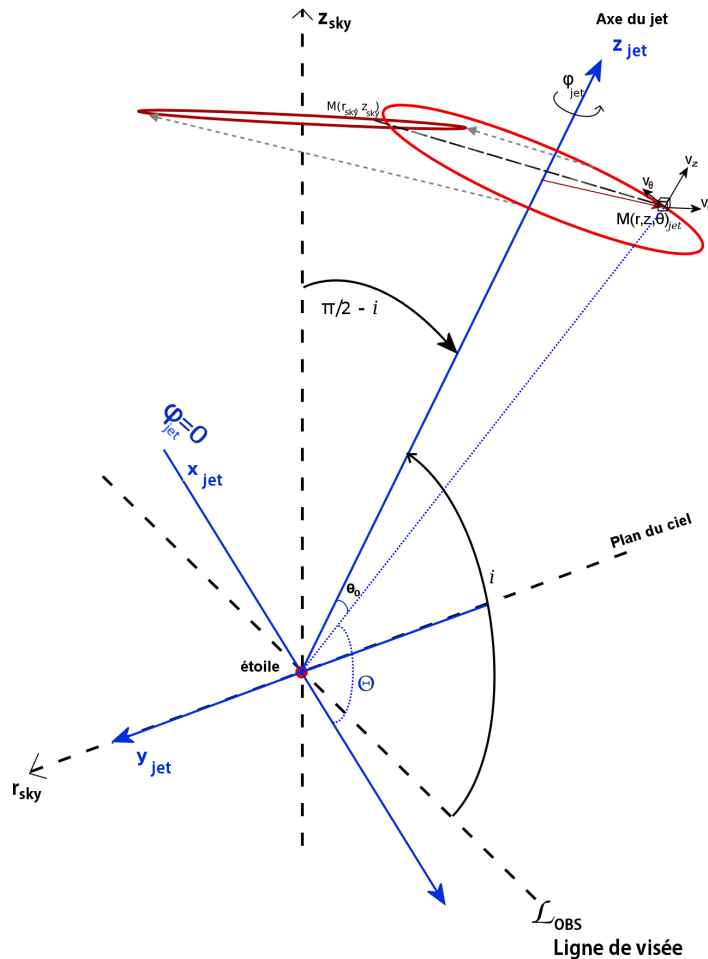


Figure 2.2 – Définition du repère et des angles utilisés pour projeter un élément de fluide dM_{jet} émetteur dans un cube de données contenant 2 dimensions spatiales (plan du ciel) et une dimension de vitesse (projection de la vitesse du fluide sur la ligne de visée).

La construction d'un cube d'observation synthétique d'un flot doit prendre en compte la fois la projection de chaque élément de fluide sur le plan du ciel (morphologie) et la

projection selon l'axe des vitesses. En symétrie cylindrique, le cube synthétique dépend uniquement de l'angle d'inclinaison que l'on note i (à une rotation spatiale près du flot dans le plan du ciel). Le plan du ciel est repéré par les coordonnées (r_{obs}, z_{obs}) comme indiqué en Fig. 2.2. La projection des vitesses par rapport à la ligne de visée est notée V_{rad} . Considérons un volume élémentaire $d^3M(r, z, \phi) = r dr d\phi dz$. Sa projection dans le plan du ciel est

$$\begin{aligned} r_{obs} &= r \sin(\phi), \\ z_{obs} &= z \sin(i) + r \cos(i) \cos \phi, \end{aligned} \quad (2.4)$$

et sa vitesse projetée est

$$V_{rad}(\phi) = -\cos i V_z - \sin i \sin \phi V_r - \sin i \cos \phi V_\phi. \quad (2.5)$$

Ces relations permettent de localiser la position du volume élémentaire d^3M dans le cube de données 3D $(r_{obs}, z_{obs}, V_{rad})$. Afin d'attribuer une contribution de cet élément de volume à l'intensité spécifique en ce point, il est nécessaire de formuler une hypothèse importante. Dans un gaz, un photon émis en un point peut être absorbé ou diffusé en un autre point de l'écoulement. La manière dont un photon émis en un point est absorbé ou diffusé est décrite par l'équation du transfert de rayonnement. La complexité de cette équation est qu'elle est non locale. Ici, nous supposons qu'un photon n'est ni diffusé, ni absorbé. Nous supposons donc que la raie est optiquement mince. En notant $\epsilon(r, z)$ (comptée en [*cgs* : $erg s^{-1} cm^{-3}$]) l'émissivité de la raie, la contribution à l'intensité spécifique du volume d^3M du cube de données est

$$dI = \epsilon \frac{d\phi r dr dz}{4\pi \Delta r \Delta z \Delta \nu} \quad (2.6)$$

Remarquons également que le cube synthétique d'une raie optiquement épaisse peut être construit selon cette méthode à condition que le photon soit absorbé localement. L'équation (2.6) est alors valable dans l'approximation "LVG" ("large velocity gradient") de Sobolev en pondérant la fonction d'émissivité ϵ par la probabilité d'échappement dans la direction de l'observateur (couramment notée β) (Surdej 1977).

Dans un code calculant des cubes synthétiques à partir de solutions de flots axisymétriques, un échantillonnage de la solution $(dr, dz, d\phi)$ est requis. Le choix de cet échantillonnage doit être optimal. Une adéquation doit alors être faite entre l'échantillonnage de la solution et l'échantillonnage du cube de données. Dans le cas d'une solution numérique résolue sur une grille spatiale (voir chapitre 4), l'échantillonnage de la solution est naturellement donné par l'échantillonnage de la grille. L'échantillonnage spatial du cube de données sera au maximum égal à celui de la solution. Dans le cas des solutions semi-analytiques, un nombre limité de lignes de courant est pris en compte. Nous nous appuyons alors sur une reconstruction de la structure spatiale et cinématique du flot en interpolant les valeurs connues en un nombre de point discrets. Cette procédure est suivie par le code *JetMap* qui

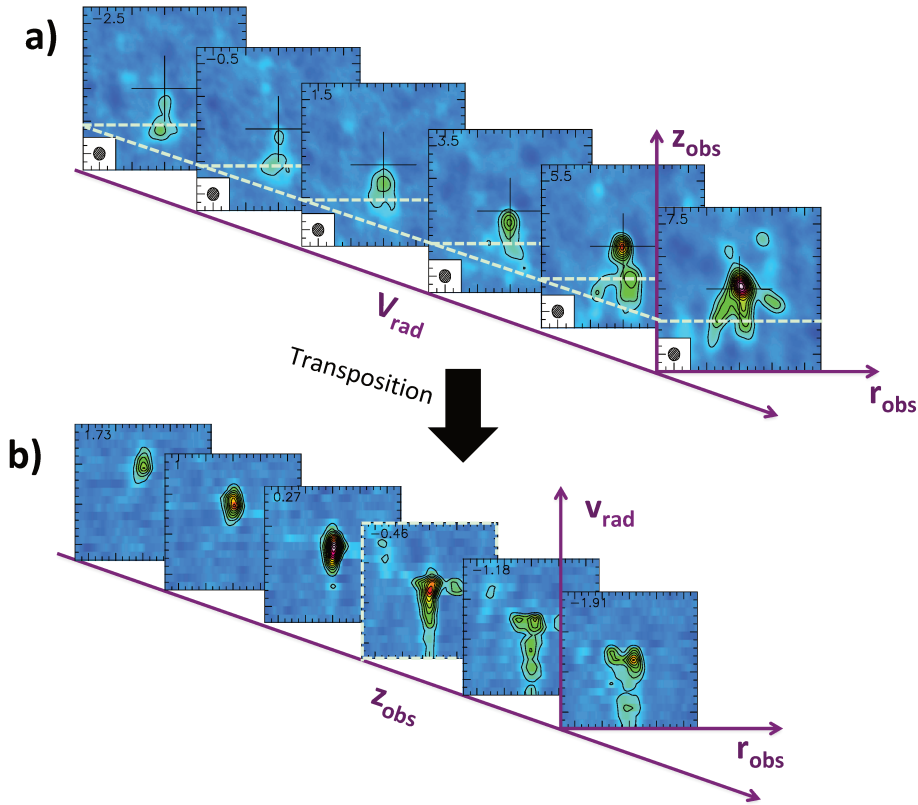


Figure 2.3 – Principe de construction de diagrammes position-vitesse (PV) à partir d'un cube de données. Les lignes interrompues blanches dans le cube ($r_{obs}, z_{obs}, v_{rad}$) localisent un plan de z_{obs} constant du cube transposé ($r_{obs}, v_{rad}, z_{obs}$).

exploite les propriétés auto-similaires des solutions¹. Ce code a été initialement écrit par Sylvie Cabrit pour prédire les cartes d'émission de raies H_2 et développé par Walter Yvart pour construire des diagrammes position-vitesse et des cartes synthétiques. J'ai repris ce code afin de le rendre plus versatile. Dans sa nouvelle version, ce code produit des cubes de données synthétiques entiers à partir de n'importe quelle solution autosimilaire de vents de disque dont l'émissivité est soit paramétrée, soit tabulée le long des lignes de courant.

2.1.3 Diagrammes position-vitesse

La structure tridimensionnelle des cubes de données ne facilite pas leur analyse. La visualisation de l'ensemble des cartes (r_{obs}, z_{obs}) pour chaque intervalle de vitesse $v_{rad} \pm \Delta v/2$ peut être instructive (voir Fig. 2.1-a). Cependant, une analyse plus poussée de la structure spatio-cinématique du flot demande de combiner en un seul diagramme à la fois une information spatiale et une information cinématique. Au lieu d'inspecter des cartes (r_{obs}, z_{obs}), il est plus judicieux d'inspecter des diagrammes position-vitesse (diagrammes

¹On rappelle que, bien que la forme des lignes de courant et la vitesse du flot soient auto-similaires, l'émissivité, qu'elle soit prescrite ou calculée à partir d'un transfert de rayonnement, n'a aucune raison d'être auto-similaire

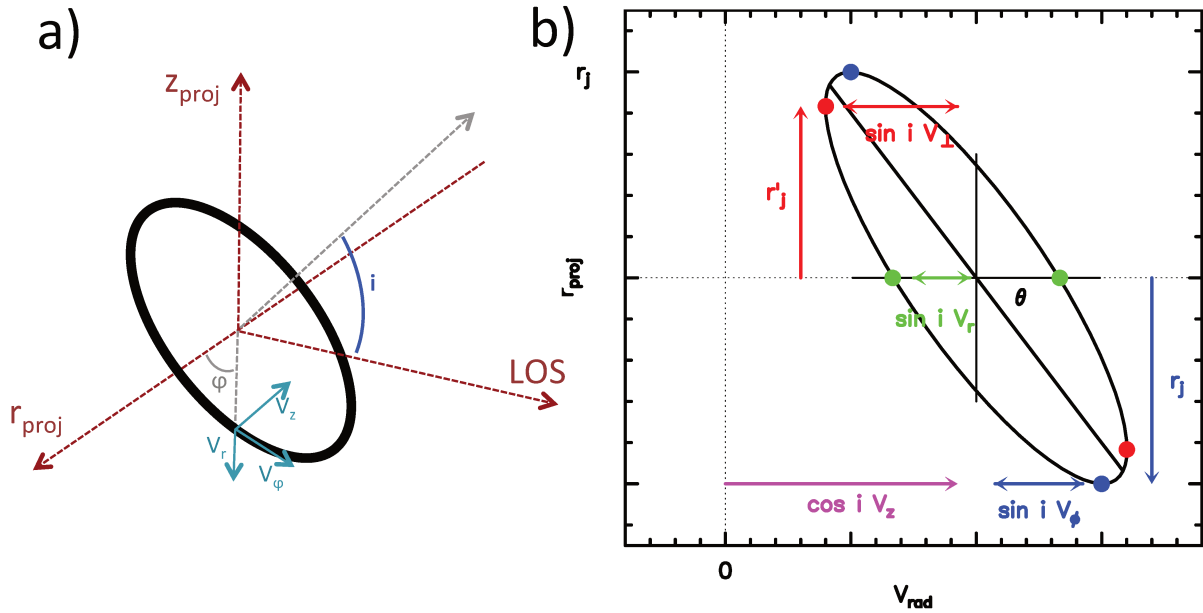


Figure 2.4 – a) vue schématique d'un anneau fin possédant une vitesse de composantes V_r , V_ϕ et V_z . L'anneau est incliné d'un angle i par rapport à la ligne de visée de l'observateur ("LOS"). Un point sur l'anneau est repéré par son angle azimutal ϕ . b) diagramme PV typique produit par un tel anneau. Les unités du diagramme sont $\tilde{V} = \sin i V_{phi}$ et $\tilde{r} = r_j$. Le diagramme correspond à une ellipse (tracée en noir) dont le grand axe, le petit axe et l'angle d'inclinaison sont donnés par les équations 2.12 and 2.13. Les trois couples de points significatifs sont : 1) les points sur l'axe $r_{proj} = 0$ donnés par la vitesse d'expansion de l'anneau (point verts), 2) les points de rayon maximal donnés par le rayon de l'anneau et la vitesse de rotation projetée (points bleus) et 3) les points de vitesse maximale donnés par la vitesse méridionale (points rouges). L'ellipse est décalée d'une vitesse égale à la projection de la vitesse axiale V_z .

PV). Pour construire un diagramme PV, une direction dans le plan du ciel (r_{obs}, z_{obs}), définie par un angle Θ (compté dans le sens anti-horaire en partant de l'axe $(0z_{obs})$), est choisie. Pour les besoins de l'explication, je choisis ici la direction parallèle à l'axe $(0r_{obs})$ (horizontale sur la Fig. 2.3-a). Des coupes successives pour chaque position $z_{obs} \pm \Delta z/2$ sont alors faites dans le cube de données. Une coupe PV à un z_{obs} donné revient à représenter un spectre à chaque position r_{obs} .

La collection de cartes (Fig. 2.1-a) est ainsi transformée en une collection de diagrammes position-vitesse (v_{obs}, r_{obs}) pour différents $z_{obs} \pm \Delta z/2$ (Fig. 2.1-b) par une simple transposition du cube.

2.1.4 Préliminaires aux diagrammes PV : le cas d'un anneau unique

Je fournis ici certains éléments importants pour reconstruire la dynamique d'un flot axisymétrique à partir de diagrammes PV. Cette sous-section s'inspire de l'appendice

B de mon article soumis à A&A. Plaçons-nous dans le cas élémentaire où le flot en z_{cut} se résume en un anneau fin de rayon r_j animé d'une vitesse d'expansion V_r , d'une vitesse axiale V_z et d'une vitesse de rotation V_ϕ . Je représente en Fig. 2.4-a une vue schématique de cet anneau ainsi que le système de coordonnées adopté. La position projetée dans le plan du ciel $r_{obs}(\phi)$ et la vitesse radiale $V_{rad}(\phi)$ d'un segment élémentaire repéré par l'angle azimutal ϕ est donnée par

$$r_{proj}(\phi) = \cos \phi r_j, \quad (2.7)$$

$$V_{rad}(\phi) = -(\cos i V_z + \sin i \sin \phi V_r + \sin i \cos \phi V_\phi). \quad (2.8)$$

En définissant la vitesse méridionale

$$V_\perp = \sqrt{V_\phi^2 + V_r^2}, \quad (2.9)$$

et en faisant le changement de variable $V = (V_{rad} + \cos i V_z)/\sin i$, on obtient l'équation quadratique sur V et r_{proj}

$$V^2 + 2VV_\phi \left(\frac{r_{proj}}{r_j} \right) + V_\perp^2 \left(\frac{r_{proj}}{r_j} \right)^2 = V_r^2. \quad (2.10)$$

Soit \bar{V} et \bar{r} les valeurs numériques (sans dimension) des vitesses et des positions dans les unités du diagramme PV. L'équation 2.10 s'écrit alors en fonction de ces variables exprimées dans les unités du graphe comme :

$$\bar{V}^2 + 2\bar{V}\bar{V}_\phi \left(\frac{\bar{r}_{proj}}{\bar{r}_j} \right) + \bar{V}_\perp^2 \left(\frac{\bar{r}_{proj}}{\bar{r}_j} \right)^2 = \bar{V}_r^2. \quad (2.11)$$

Cette équation définit dans le diagramme PV une ellipse centrée en $\bar{r}_{proj} = 0$ et $\bar{V}_{rad} = -\cos i \bar{V}_z$. Nous représentons cette ellipse Fig. 2.4-b (panneau de droite) pour un cas où $\bar{V}_z > 0$ ("lobe rouge" dans le cas d'un jet). Trois couples de points le long de cette ellipse sont particulièrement intéressants. Sur l'axe du jet en $\bar{r}_{proj} = 0$ (i.e. pour les segments élémentaires situés en $\phi = \pm\pi/2$), la projection de la composante azimutale de la vitesse est nulle et $\bar{V}_{rad} = -\bar{V}_z \cos i \pm \bar{V}_r \sin i$ (points verts Fig. 2.4-b). Inversement, en $\bar{r}_{proj} = \pm\bar{r}_j$ (i.e. pour les segments élémentaires situés en $\phi = \pm\pi$ où la ligne de visée est tangente à l'anneau), la projection de la vitesse d'expansion \bar{V}_r est nulle et $\bar{V}_{rad} = -\bar{V}_z \cos i \pm \bar{V}_\phi \sin i$ (points bleus Fig. 2.4-b). Enfin, les points où l'ellipse atteint sa vitesse projetée maximale (points rouges Fig. 2.4) sont localisés en $\bar{r}_{proj} = \pm(\bar{V}_\phi/\bar{V}_\perp)\bar{r}_j$ et $\bar{V}_{rad} = -\bar{V}_z \cos i \pm \bar{V}_\perp \sin i$.

Dans la suite de la démonstration, je suppose une configuration "edge-on" ($i = 90^\circ$). Les expressions générales peuvent être reconstruites en remplaçant \bar{V}_r par $\bar{V}_r \sin i$ et \bar{V}_ϕ

par $\bar{V}_\phi \sin i$. En diagonalisant l'équation (2.10), on peut montrer que l'ellipse a un grand axe \bar{a} et un petit axe \bar{b} (dans les unités du graphe) donnés par :

$$\begin{aligned}\bar{a}^2 &= \frac{K}{1 - \sqrt{\Delta}}, \\ \bar{b}^2 &= \frac{K}{1 + \sqrt{\Delta}}, \\ K &= \frac{2\bar{r}_j^2 \bar{V}_r^2}{\bar{r}_j^2 + \bar{V}_\perp^2} \\ \Delta &= 1 - \frac{2K}{\bar{r}_j^2 + \bar{V}_\perp^2} = \left(\frac{\bar{r}_j^2 - \bar{V}_\perp^2}{\bar{r}_j^2 + \bar{V}_\perp^2} \right)^2\end{aligned}\tag{2.12}$$

L'angle d'inclinaison de l'ellipse dans de diagramme PV noté Θ (voir Fig.2.4) s'écrit

$$\tan \Theta = \frac{1}{2\bar{r}_j \bar{V}_\phi} \left(\bar{r}_j^2 + \sqrt{(\bar{r}_j^2 + \bar{V}_\perp^2)^2 - 4\bar{r}_j^2 \bar{V}_r^2} - \bar{V}_\perp^2 \right).\tag{2.13}$$

Ces paramètres peuvent être utilisés pour tracer l'ellipse dans le diagramme PV avec les unités choisies ; par exemple avec la commande GILDAS > `ellipse` $\bar{a}/2$ $\bar{b}/2$ Θ .

Effet de la résolution spatiale et spectrale

La forme du diagramme PV peut donc être directement déterminée. Cependant, l'intensité spécifique le long de cette ellipse est déterminée par la résolution spatiale et par l'élargissement de la raie. Je présente en Fig. 2.5 le diagramme PV de la Fig. 2.4 convolué par un lobe gaussien de FWHM notée θ_b selon l'axe des positions représentant la résolution spatiale de l'observation, et par une gaussienne de FWHM notée δV selon l'axe des vitesses représentant un élargissement turbulent ou thermique. La Fig. 2.5 montre que, quelque soit la valeur de θ_b et δV , le diagramme PV présente un double pic. La position des doubles pics dépend cependant de la valeur de θ_b et δV ainsi que du rapport $\theta_b/\delta V$.

1. $\theta_b/r_j \gg \delta V/V_\perp$ (Fig. 2.5-a): lorsque l'anneau est mieux résolu spectralement (ou que la dispersion de vitesse est faible) que spatialement, les doubles pics correspondent aux points de vitesse maximale (points rouges, Fig. 2.4-b et 2.5). Les écarts spectral et spatial notés respectivement Δr_{th} et ΔV_{th} entre les deux pics sont alors

$$\begin{aligned}\Delta V_{th} &= 2 \sin i V_\perp \\ \Delta r_{th} &= \frac{2r_j V_\phi}{V_\perp}\end{aligned}\tag{2.14}$$

2. $\theta_b/r_j \ll \delta V/V_\perp$ (Fig. 2.5-b): lorsque l'anneau est mieux résolu spatialement que spectralement (ou que la dispersion de vitesse est grande), les doubles pics sont localisés au point de rayon maximal (points bleus, Fig.2.4-b et 2.5) et l'espacement des pics est

$$\begin{aligned}\Delta V_{th} &= 2 \sin i V_\phi \\ \Delta r_{th} &= 2r_j\end{aligned}\tag{2.15}$$

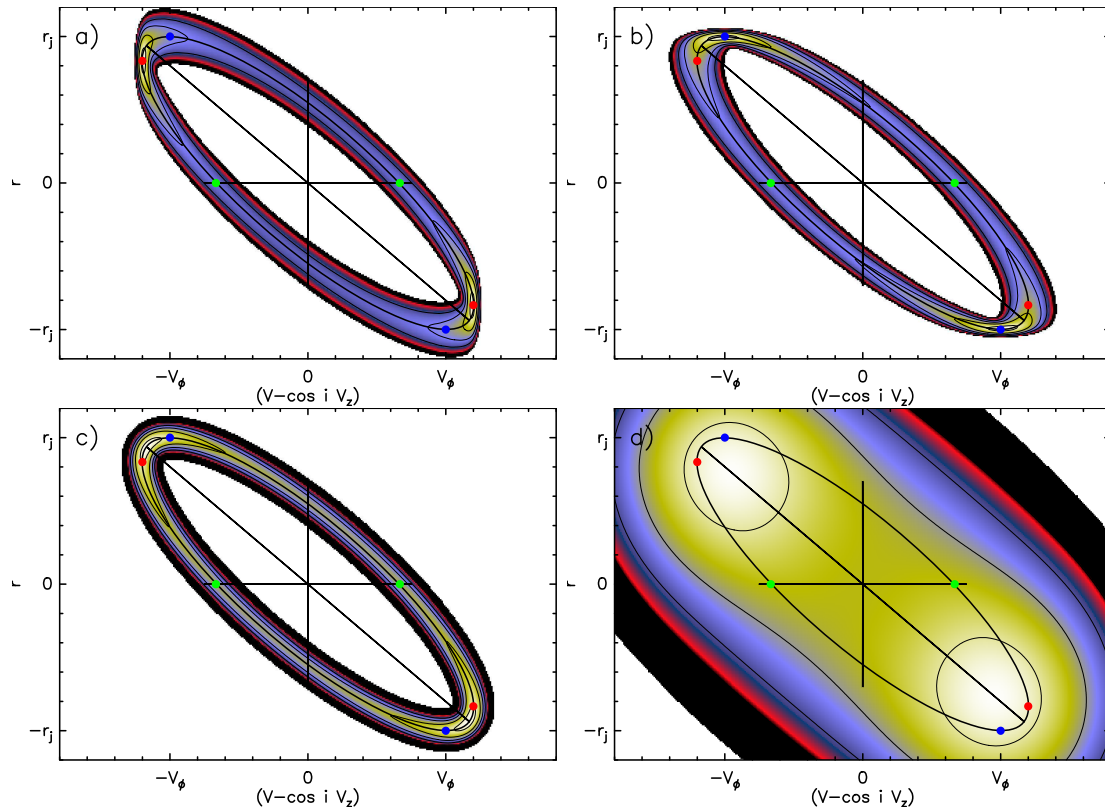


Figure 2.5 – *Effet de la résolution spatiale (θ_b) et de la résolution spectrale (δV) sur la séparation des pics dans les diagrammes PV synthétiques d'un anneau en rotation et expansion de rayon r_j et de vitesse $V_\phi = 3 \times V_r$. **a)** dilution par le lobe notable $\theta_b = 0.2 \times r_j$ mais avec une dispersion de vitesse négligeable $\delta V \ll V_r$. **b)** élargissement spectral notable $\delta V = 0.2 \times V_\phi$ mais une dilution du lobe négligeable $\theta_b \ll r_j$. **c)** dilution par le lobe et élargissement spectral de même amplitude ($\theta_b = 0.1 \times r_j$, $\delta V = 0.1 \times V_\phi$) **d)** lobe important et forte dispersion de vitesse ($\theta_b/r_j = \delta V/V_\phi = 1$)*

3. $\theta_b/r_j \sim \delta V/V_\perp \ll 1$ (Fig. 2.5-c) dans le cas intermédiaire, le double pic se trouve toujours sur l'ellipse mais entre le point de rayon maximal (point bleu) et le point de vitesse maximale (point rouge).
4. Enfin, lorsque le jet est mal résolu et que la dispersion de vitesse est significative (Fig. 2.5-d), les doubles pics sont localisés à l'intérieur de l'ellipse.

Point de vue de l'observateur

Les considérations précédentes permettent de comprendre la forme des diagrammes PV synthétiques construits à partir de modèles d'écoulement à symétrie cylindrique. J'exploite ces propriétés dans la section suivante (sec 2.2).

Du point de vue de l'observateur, lorsqu'une raie émet selon une fine coquille de gaz sans gradient de vitesse, il est possible de dériver aisément les vitesses V_z, V_ϕ, V_r ainsi

Table 2.1 – Paramètres de vents de disque des quatre solutions MHD calculées pendant ma thèse et utilisées dans ce travail.

Solution	$\lambda_{BP} \simeq (r_A/r_0)^2$	$\mathcal{W} \equiv r_{max}/r_0$	i_{crit}
L13W36	13.7	36	86°
L13W130	12.9	134	< 80deg
L5W30	5.5	30	86°
L5W17	5.5	17	84°

que r_j . L'émission des cavités autour des jets d'étoiles jeunes présentent parfois ces caractéristiques. C'est notamment le cas de la cavité observée en C³⁴S / C¹⁷O de HH212 que j'étudierai au chapitre suivant (voir chapitre 3) ou encore de la cavité conique CO entourant le jet de l'étoile de Classe II HH30 (Pety et al. 2006).

À partir d'une ellipse, les paramètres dynamiques du flot peuvent être déduits soit en repérant les couples points caractéristiques le long de l'ellipse (points bleus, rouges, verts Fig. 2.4-b) soit en inversant le système (Louvét et al. 2018) :

$$\begin{aligned}
 V_z &= -V_c / \cos i \\
 r_j V_r &= ab \\
 r_j^2 + V_\perp^2 &= a^2 + b^2 \\
 r_j^2 &= \tan \Theta(r_j V_\phi) + b^2.
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

2.2 Diagrammes PV de vents de disque proches du plan du ciel

Nous avons vu que lorsque une seule couche de gaz émet, l'analyse des diagrammes PV est aisée. Cependant, dans le cas d'un vent de disque étendu, le flot est constitué d'une continuité de surfaces de vitesses et d'émissivités différentes enchâssées les unes dans les autres. Cela rend l'analyse des diagrammes PV très complexe. La modélisation du flot doit alors passer par la construction de prédictions synthétiques.

2.2.1 Revue des paramètres libres du modèle

Je rappelle en Fig. 2.6 le principe de construction de prédiction de vents de disque auto-similaire selon la nouvelle version de *JetMap* que j'ai implémentée. Le modèle MHD de vents de disque prescrit la forme des lignes d'écoulement et un champ de vitesse normalisé par $V_K(r_0)$ (voir chapitre 1 pour plus de détails sur les quatre solutions MHD calculées). Afin de produire des diagrammes PV comparables aux observations, plusieurs paramètres supplémentaires doivent être fixés.

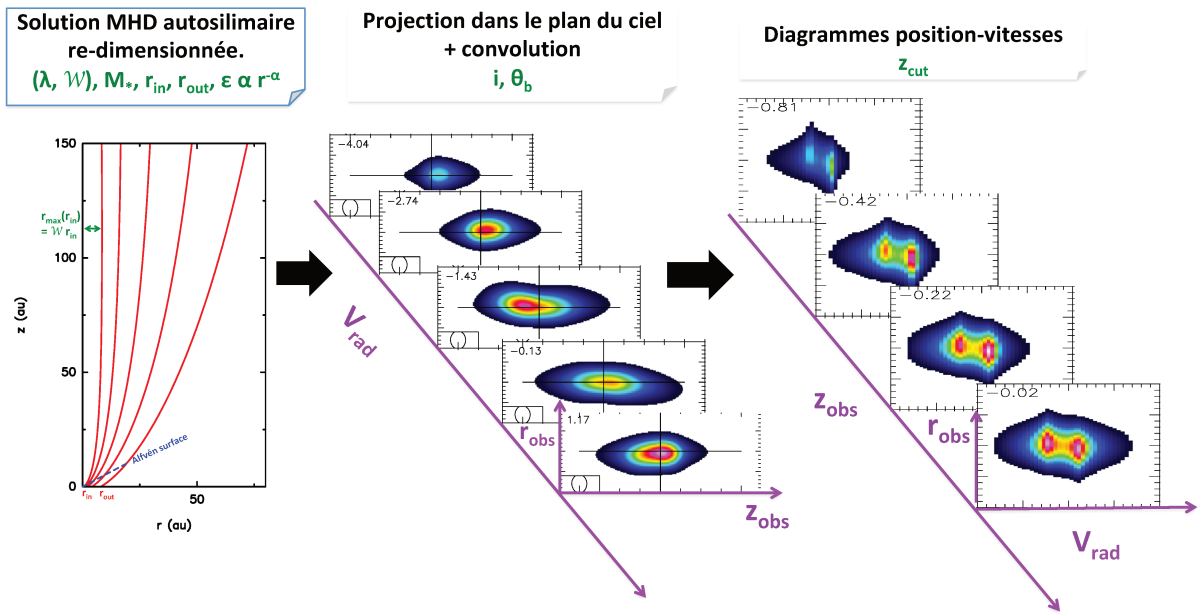


Figure 2.6 – Vue schématique de la procédure de calcul des prédictions synthétiques de vents de disque à partir d'une solution MHD adimensionnée. Les étapes ainsi que les paramètres du modèle qui doivent être fixés sont indiqués dans les panneaux supérieurs. Gauche: un exemple de solution MHD constituée de plusieurs lignes de courant. La solution adimensionnée, caractérisée par λ_{BP} et \mathcal{W} est dimensionnée par la masse M_* de l'étoile et les rayons intérieur r_{in} et extérieur r_{out} d'ancrage. Centre: construction d'un cube de données par projection sur le plan du ciel et sur l'axe spectral de chaque élément de fluide de la solution MHD. La fonction d'émissivité ϵ de la raie, l'inclinaison du jet i ainsi que la résolution spatiale θ_b doivent être données. Droite: construction de diagrammes PV et visualisation éventuelle d'un unique diagramme PV à une distance z_{cut} de la source.

1. *La masse de l'objet central M_** doit être fixée pour dimensionnaliser les vitesses autosimilaires par la vitesse képlérienne à la base des lignes d'écoulement. La variation de la masse M_* étire ou comprime l'axe de vitesse des diagrammes position-vitesse d'un facteur $\sqrt{M_*}$. Dans ce travail, une masse de référence de $M_* = 0.1 M_\odot$ est adoptée. Elle correspond au modèle de référence de Classe 0 de (Yvart et al. 2016)
2. *Le rayon externe d'ancrage r_{out}* : les solutions MHD décrivent un vent de disque étendu. Une large plage de rayons de lancement $[r_{in} : r_{out}]$ avec $r_{out} \gg r_{in}$ est adoptée pour construire les prédictions synthétiques. Dans la mesure où mon étude se concentre sur les raies moléculaires, les lignes de courant sont supposées être ancrées au delà de la sphère de sublimation des poussières. Je suppose avec Panoglou et al. (2012); Yvart et al. (2016) un rayon d'ancrage interne de $r_{in} = 0.25$ au dans toutes nos prédictions, correspondant à un rayon de sublimation autour d'une protoétoile de $L_{bol} \sim 10L_\odot$. Le rayon externe d'ancrage du vent r_{out} est laissé libre et je choisis $r_{out} = 8$ au comme valeur de référence. J'explore des rayons externes compris dans un intervalle de $r_{out} = 0.5 - 32$ au.
3. *L'inclinaison du jet i par rapport à la ligne de visée de l'observateur*. J'explore des angles d'inclinaison de $i = 90^\circ, 87^\circ, 85^\circ, 80^\circ$ avec $i = 87^\circ$ pour le modèle de référence. Dans ce travail, je présente uniquement le lobe "redshifté". Les diagrammes PV du lobe bleu peuvent aisément être reconstitués par la transformation $V_{proj} \rightarrow -V_{proj}$ et $r \rightarrow -r$.
4. *$\epsilon(r, z)$, la variation de l'émission de la raie considérée*. En principe, la connaissance de l'émissivité requiert un calcul thermochimique couplé à un calcul de l'excitation hors ETL de raies comme l'ont fait Yvart et al. (2016) pour construire des prédictions synthétiques de raies de H_2O . Dans ce travail, mon but est de présenter des prédictions synthétiques les plus générales avec une exploration la plus complète possible de l'espace des paramètres et des solutions de vents de disque présentées au chapitre 1. Par conséquent, je suppose une fonction d'émissivité paramétrisée. La variation radiale de l'émissivité est

$$\epsilon(r) \propto r^\alpha \quad (2.17)$$

où α est l'indice de puissance de l'émissivité à travers le jet. Tant que la variation ϵ le long du jet est continue sur l'échelle d'un lobe spatial, la dépendance de ϵ en z a très peu d'influence sur la structure des diagrammes PV. J'adopte une dépendance en $e^{-z/h}$ avec $h = 600$ au par commodité. J'explore également $\alpha = 0, -1, -2, -3$ et je choisis $\alpha = -2$ comme valeur de référence.

5. *La résolution spatiale θ_b* . Les cartes synthétiques (r_{obs}, z_{obs}) sont convoluées par un lobe gaussien de largeur à mi-hauteur (FWHM) noté θ_b . Dans la mesure où les gradients de vitesse sont importants, aucun effet de dispersion thermique n'est pris en compte. Un échantillonnage de base de $\Delta v = 0.44 \text{ km s}^{-1}$ est adopté. Je choisis une résolution spatiale de $\theta_b = 225$ au comme référence. Cette résolution correspond à un lobe spatial de $0.5''$ pour une source dans Orion (450pc). J'ai également exploré $\theta_b = 45 - 380$ au.

6. *La position du diagramme PV transverse z_{cut} .* Dans la nouvelle version que j'ai développée, le code *JetMap*, produit un cube de données qui permet de visualiser une coupe PV à toutes les positions le long du jet. Afin de comparer les prédictions synthétiques aux observations, il est nécessaire de sélectionner un nombre limité de diagrammes PV. Pour effectuer une comparaison pertinente entre les prédictions synthétiques et les observations, il est important de réaliser une coupe PV au plus proche de la source, dans une région où le flot a le moins de chance d'être perturbé par une variabilité du jet (voir chapitre 5 pour une étude approfondie de l'impact d'un jet pulsant sur un vent de disque). Cependant, dans le contexte des objets jeunes, l'émission venant de l'enveloppe ou du disque d'accrétion doit également être évitée pour ne pas biaiser les mesures de rotation d'un éventuel vent de disque. Par conséquent, un critère important pour choisir la position d'un diagramme PV est de se placer à une distance z_{cut} optimale égale à un lobe spatial du disque. Étant donné la valeur de référence du lobe spatial, je fixe $z_{cut} = 225$ au.

Je choisis donc la solution de vent de disque **L5W17** avec $M_* = 0.1 M_\odot$, $i = 87^\circ$, $\alpha = -2$, $r_{in} = 8$ au et $\theta_b = 225$ au comme modèle de référence et je présente les diagrammes PV transverses au jet pris à une distance de $z_{cut} = 225$ au de la source.

2.2.2 Modèle de référence et effet de l'inclinaison

Les spectres pris sur l'axe du jet ainsi que les diagrammes PV transverses au jet à une distance projetée de $z_{cut} = 225$ au dans le lobe redshifté sont présentés Fig. 2.7-a. Le spectre sur l'axe présente un double pic. Ce double pic se retrouve dans le diagramme PV avec un décalage spatial. On note ΔV le décalage spectral et Δr le décalage spatial entre les deux maxima d'intensité dans le diagramme PV.

La présence de doubles pics dans les spectres est une propriété bien connue des flots en rotation tels que les disques d'accrétion. Dans le cas d'un disque d'accrétion, les vitesses radiales V_r et V_z étant nulles, chaque anneau élémentaire de fluide émet dans un diagramme PV transverse selon une droite inclinée dont les extrémités sont données par $r_{obs} = \pm r_0 \sin i$ et $V_{rad} = \pm V_\phi(r_0) \sin i$ où r_0 est le rayon de chaque anneau de disque (les points verts Fig. 2.4 sont confondus à l'origine du diagramme PV). Le double pic est alors interprété comme la signature de rotation du bord externe du disque avec $\Delta V = 2V_\phi(r_{out})$. Un diagramme PV transverse de vent de disque est le fruit de la contribution d'anneaux élémentaires enchâssés les uns dans les autres correspondant aux lignes de courant ancrées dans le disque entre r_{in} et r_{out} . On peut alors naïvement penser que ΔV et Δr sont données par la ligne de courant la plus externe, ancrée en r_{out} dans le disque.

Cependant, les prédictions synthétiques de vents de disque diffèrent sous plusieurs points des disques en rotation.

- Le double pic est décalé vers des vitesses positives (il est "redshifté"). Cela est dû à la projection de la vitesse axiale V_z . De plus, le diagramme PV n'est pas symétrique

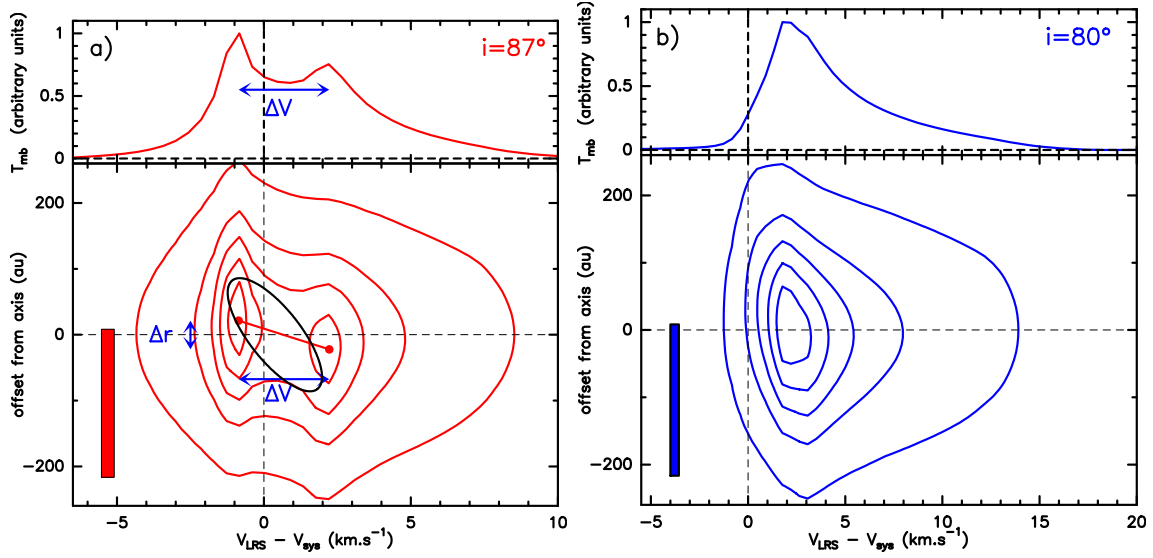


Figure 2.7 – Diagrammes position-vitesse (PV) perpendiculaires au jet et spectres sur l'axe du jet acquis à une distance projetée de $z_{cut} = 225$ au dans le lobe rouge. a) modèle de référence en rouge. Les deux points rouges indiquent la position des pics d'intensité dans le diagramme PV et la ligne rouge qui les relie figure le gradient observé dans le diagramme PV. Ce gradient définit un décalage spatial Δr et spectral ΔV . Le rectangle donne la résolution spectrale et spatiale. Nous traçons également le diagramme PV non-convolé de la ligne de courant la plus externe par une ellipse noire b) même modèle avec une inclinaison de $i=80^\circ$.

par rapport à la vitesse moyenne des doubles pics mais possède une aile "redshiftée" qui s'étend à des vitesses plus élevées. Cela est dû au fait que les lignes de courant plus internes ont des vitesses V_z plus élevées que les lignes de courant externes.

- ΔV est plus élevé que ce qui est attendu par la formule $\Delta V = 2V_\phi$ appliquée à la ligne de courant la plus externe. Cette caractéristique est due à la présence d'une vitesse expansion V_r . Comme nous l'avons montré précédemment (sous-section 2.1.4), un anneau animé à la fois d'un mouvement de rotation V_ϕ et d'expansion V_r dont l'effet de l'élargissement des raies est négligeable devant l'effet du lobe spatial de l'instrument, produit dans un diagramme PV une ellipse présentant un double pic de décalage spectral ΔV_{th} et spatial Δr_{th} donnée par

$$\Delta V_{th} = 2 \sin i V_\perp \quad (2.18)$$

$$\Delta r_{th} = \frac{2r_j V_\phi}{V_\perp}, \quad (2.19)$$

où $V_\perp \equiv \sqrt{V_\phi^2 + V_r^2}$ est la vitesse méridionale de l'élément de fluide considéré et r_j son rayon. Je trace en Fig. 2.7-a le diagramme produit par l'anneau externe du vent de disque. ΔV est cohérent avec le décalage spectral ΔV_{th} prédit. Cependant, le décalage spatial Δr_{th} prédit surestime fortement Δr observé. Cette caractéristique est due à la contribution sur l'axe de l'ensemble des autres lignes de courant, plus focalisées. Une étude large de l'influence des paramètres du modèle sur ΔV et Δr est faite à la section 2.2.3.

- Je présente en Fig. 2.7-b le diagramme et le spectre sur l'axe du même modèle de référence pour une inclinaison du jet de $i = 80^\circ$ (tous les autres paramètres du modèle de référence sont égaux aux modèle de référence). À plus faible inclinaison, le diagramme PV présente un seul pic alors que l'essentiel de l'émission est "red-shiftée". En suivant l'analyse des diagrammes PV produits par un seul anneau (voir sous-section 2.1.4), nous voyons que chaque ligne de courant produit un pic "blue-shifté" en $V_{proj} = \cos i V_z - \sin i V_\perp$ et un pic "red-shifté" en $V_{proj} = \cos i V_z + \sin i V_\perp$ (voir fig. 2.4). Lorsque l'inclinaison atteint l'angle critique défini par $\tan i_{crit} = \frac{V_z}{V_\perp}$, le pic "blue-shifté" est à $V_{proj} = 0$. Si les profils des vitesses en fonction de z/r_0 (voir fig. 1.5) est approximativement constant entre z_{cut}/r_{out} et z_{cut}/r_{in} , cet angle est le même pour toutes les lignes de courant et le pic "blue-shifté" correspond à $V_{proj} = 0$ pour toutes les lignes de courant. Au contraire, les pics "red-shiftés" produits par chaque ligne de courant sont localisés à des vitesses V_{proj} différentes. Par conséquent, aucun pic "red-shifté" n'apparait et les spectres synthétiques sont simplement piqués. Pour les solutions de vents de disque **L5W17** (référence), **L5W30** et **L13W36**, ce critère est valide. Nous reportons en table 2.1 l'angle critique i_{crit} pour chaque solution. Pour **L13W130** l'angle critique i_{crit} varie trop d'une ligne de courant à l'autre à la position z_{cut} choisie et pour l'intervalle de ligne de courant considéré pour définir un unique i_{crit} pour l'ensemble des lignes de courant.

J'ai donc montré que les modèles de vents de disque proches du plan du ciel présentent des diagrammes PV double-piqués qui permettent de définir aisément un décalage spatial Δr et spectral ΔV . ΔV est proche de ΔV_{th} prédit par les vitesses d'expansion et rotation de la ligne de courant la plus externe. Au contraire, Δr sous-estime fortement Δr_{th} . Dans ce travail, je me concentre sur des modèles proches du plan du ciel qui présentent des diagrammes PV doublement piqués. Cependant, cette étude peut être étendue à des angles d'inclinaison plus réduits en utilisant des méthodes appropriées pour mesurer des gradients dans les diagrammes PV.

2.2.3 Effet des paramètres sur les diagrammes PV synthétiques et sur la mesure du moment cinétique spécifique

Dans cette sous-section, j'explore sur un intervalle plus large de paramètres comment Δr , ΔV et le moment cinétique spécifique apparent $j_{obs} \equiv \Delta V/2 \times \Delta r/2$ se comparent à Δr_{th} , ΔV_{th} et au moment cinétique spécifique de la ligne de courant externe noté j_{out} . Je montre notamment que les gradients observés dans le diagramme PV transverse sous-estiment le moment cinétique de la ligne de courant externe.

Je présente en Fig. 2.8 les diagrammes PV à travers le jet à une distance projetée de $z = 225$ au de modèles choisis pour illustrer l'influence de chaque paramètre libre sur ΔV et Δr . Les spectres pris sur l'axe sont également donnés au dessus de chaque diagramme PV. La position des pics a été mesurée pour une grille de modèle plus large à partir des quatre solutions de vents de disque dont on rappelle les paramètres de jet en Table 2.1.

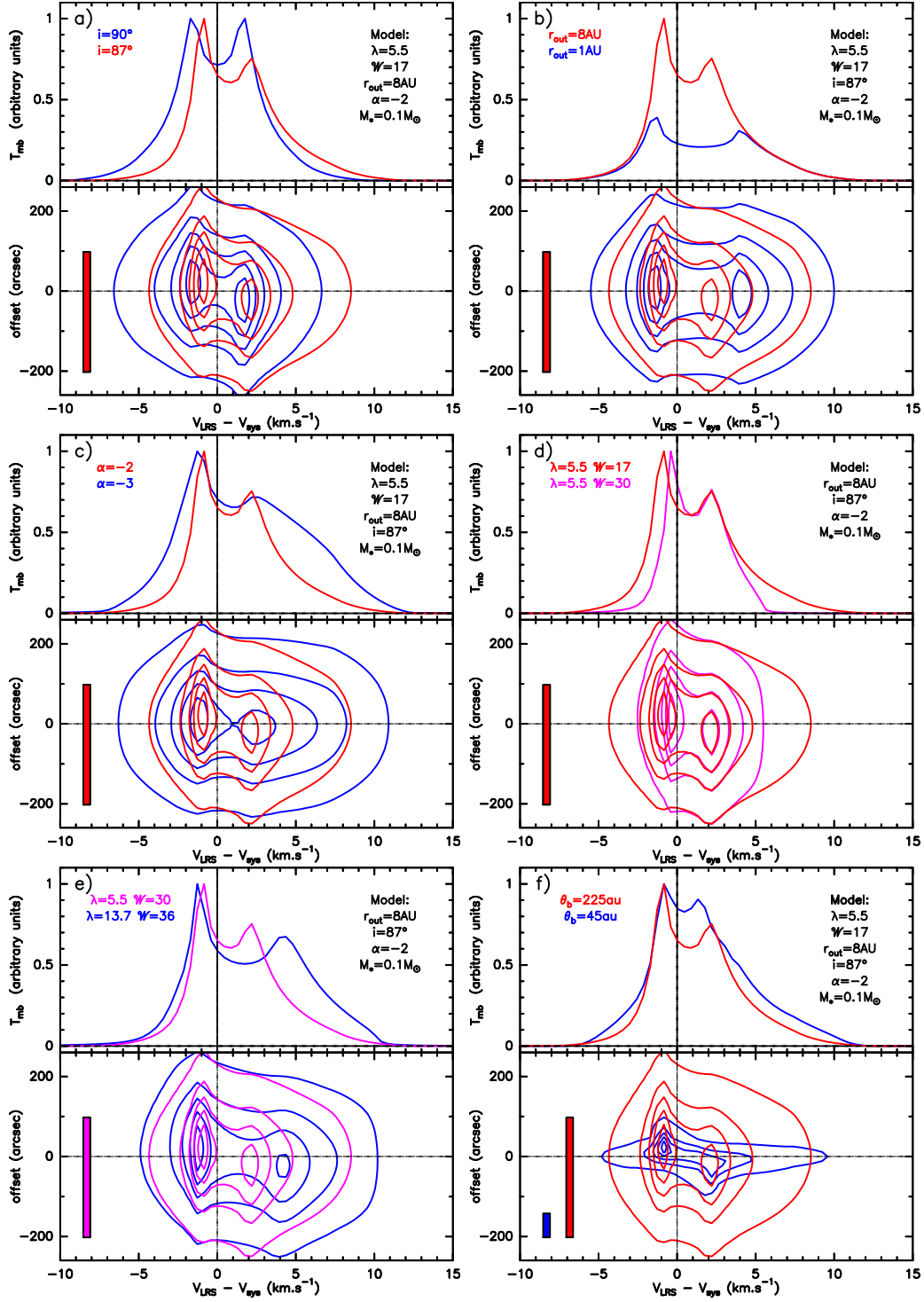


Figure 2.8 – Diagrammes position-vitesse (PV) perpendiculaires au jet et spectres sur l'axe du jet acquis à une distance projetée de $z_{cut} = 225$ au dans le lobe rouge pour différents modèles. En rouge, le modèle de référence avec $\lambda_{BP} = 5.5$, $\mathcal{W} = 17$, $M_* = 0.1 M_\odot$, $r_{out} = 8$ au et $i = 87^\circ$, convolué par un lobe spatial de 225 au. Les résolutions spectrales et spatiales sont représentées par des rectangles pleins. a) en bleu $i = 90^\circ$. b) en bleu $r_{out} = 1$ au. c) en bleu $\alpha = -3$. d) en magenta, une solution plus évasée avec le même λ_{BP} e) en magenta, un $\lambda_{BP} = 13.7$. f) en bleu, le modèle de référence convolué par un lobe spatial de $\theta_b = 45$ au.

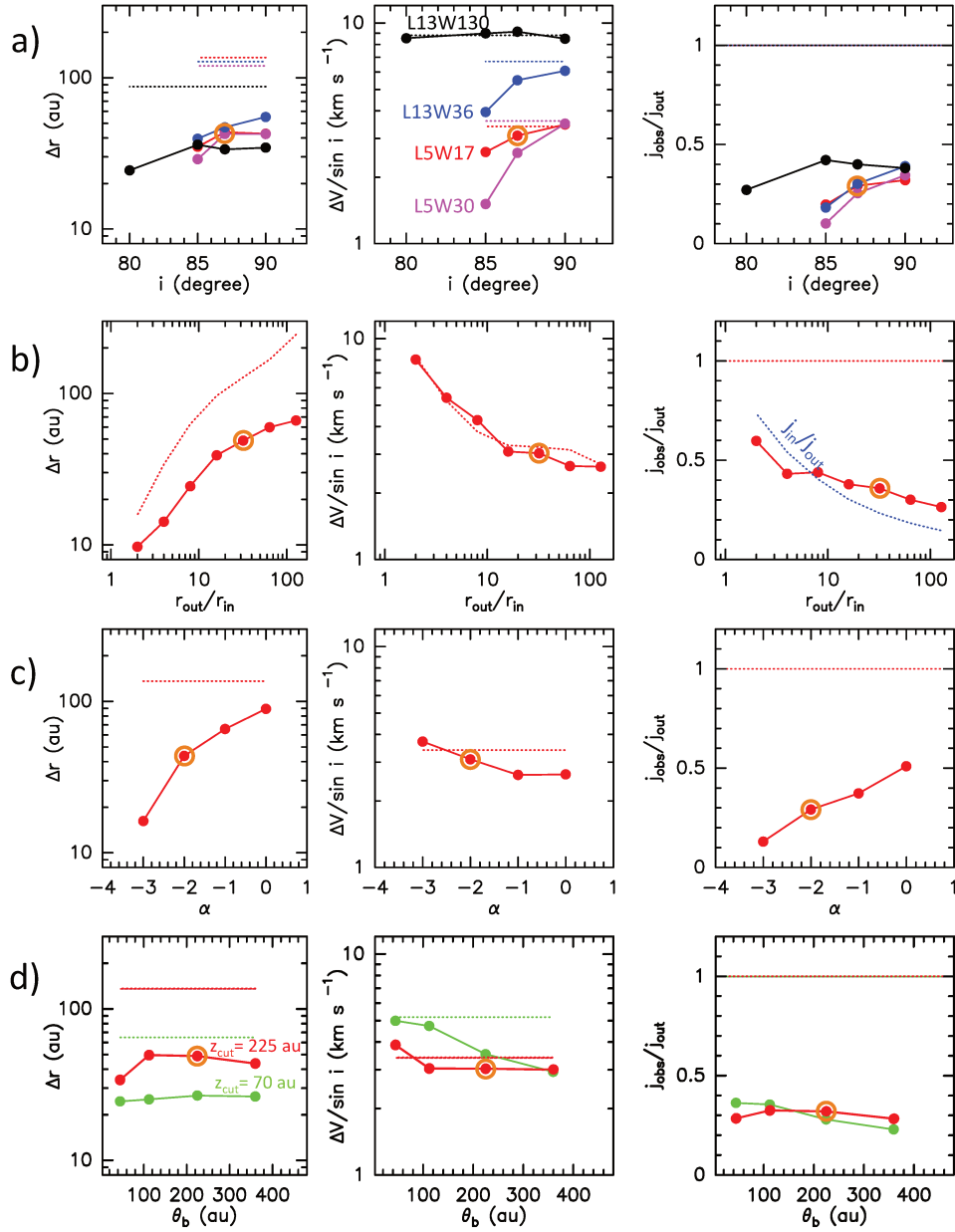


Figure 2.9 – Résultats des mesures de décalages spatiaux Δr (panneaux de gauche) et spectraux ΔV (panneaux centraux) entre les positions des pics dans les diagrammes PV synthétiques pris à $z_{cut} = 225$ au pour des modèles proches du plan du ciel ($i \geq 85^\circ$). Les valeurs mesurées sont comparées aux prédictions théoriques Δr_{th} et ΔV_{th} de la ligne de courant externe représentée en pointillées (equations (2.19) et (2.18)). À droite, les ratios entre le moment cinétique spécifique observé j_{obs} et le moment cinétique spécifique de la ligne de courant externe j_{out} . a) influence de l'angle d'inclinaison pour les quatre solutions MHD. Chaque solution MHD est identifiée par une couleur: en rouge, L5W17, en magenta, L5W30, en bleu, L13W36 et en noir, L13W130. Les autres paramètres sont maintenus constants et égaux à leur valeur de référence. b) influence du profil d'émissivité α pour le modèle de référence. c) influence de r_{out} pour le modèle de référence. d) influence de la résolution spatiale pour le modèle de référence.

En Fig. 2.9, je compare Δr au décalage spatial théorique des pics produits par la ligne de courant externe Δr_{th} (équation 2.19), et ΔV au décalage spectral théorique produit par la ligne de courant externe (équation 2.19). Je compare également le moment cinétique apparent j_{obs} , défini comme

$$j_{obs} = \frac{\Delta V}{2} \times \frac{\Delta r}{2}, \quad (2.20)$$

avec le moment cinétique réel de la ligne de courant externe notée j_{out} .

Les influences des paramètres libres du modèle sont :

1. *Effet de l'angle d'inclinaison i* : je montre en Fig. 2.8-a le modèle de référence ainsi que le même modèle incliné de $i = 90^\circ$. En diminuant l'angle d'inclinaison, la composante V_z projetée augmente et estompe la signature de rotation. La Fig. 2.9-a (voir le modèle de référence en rouge) indique que ΔV décroît de manière monotone plus rapidement que $\sin i$ à partir d'un décalage spectral correspondant à la rotation/expansion de la ligne de courant externe. Le décalage spatial Δr est toujours fortement sous-estimé d'un facteur entre 2 et 3 et décroît lorsque i décroît. Par conséquent, le moment cinétique apparent sous-estime d'un facteur 3 le moment cinétique de la ligne de courant externe pour $i = 90^\circ$ et le sous-estime d'autant plus que i est petit. Par exemple, pour $i = 84^\circ$ et pour la solution MHD **L5W30**, le moment cinétique réel de la ligne de courant externe est sous-estimée d'un facteur 10.
2. *Effet du rayon externe de lancement r_{out}* : la Fig. 2.8-b compare un modèle de $r_{out} = 1$ au au modèle de référence de $r_{out} = 8$ au. Comme Yvart et al. (2016) l'ont déjà remarqué, un accroissement du rayon maximal de lancement ajoute de l'émission à basse vitesse dans le profil de la raie synthétique. La ligne de courant externe contribue aux basses vitesses et aux grands rayons projetés. La Fig. 2.9-b confirme cette tendance sur un intervalle plus large de r_{out} . De plus, la sous-estimation du moment cinétique apparaît être d'autant plus grande que r_{out} est grand (i.e. que le vent de disque est étendu).
3. *Effet du profil radial de l'émissivité α* : la fig. 2.8-c montre qu'un profil radial d'émissivité raide (i.e. un α petit) produit un profil de raie moins profond. Cela est dû à la contribution amplifiée des lignes de courant internes rapides. La décroissance de α conduit à une migration des pics vers l'axe du jet dans le diagramme PV transverse. La Fig. 2.9-b montre qu'en faisant varier α sur un intervalle plus large, ΔV varie peu (moins de 20%) alors que le décalage spatial Δr s'effondre d'un facteur 5 entre $\alpha = 0$ et $\alpha = -3$. Le moment cinétique de la ligne de courant externe est alors sous-estimé d'un facteur 2 pour $\alpha = 0$ jusqu'à un facteur 10 pour $\alpha = -3$.
4. *Effet de l'évasement \mathcal{W}* : la Fig. 2.8-d présente les spectres et les diagrammes PV des deux solutions de même $\lambda_{BP} = 5.5$ mais d'évasements différents $\mathcal{W} = 17, 30$. Les deux modèles présentent des décalages Δr et ΔV semblables. Bien que $\mathcal{W} \equiv r_{max}/r_0$ soit plus important pour la solution **L5W30**, les lignes de courant externes ne sont

pas encore refocalisées et ont un rayon cylindrique et une vitesse de rotation V_ϕ proches à $z = 225$ au (voir Fig. 1.5-d, courbes roses et rouges). D'autre part, le spectre est plus étroit pour la solution **L5W30**. Les lignes de courant internes, au contraire, sont déjà refocalisées dans les deux solutions et ont par conséquent des vitesses de rotation plus réduites dans la solution **L5W30**. La Fig. 2.9-d montre que pour les deux solutions, l'estimation du moment cinétique en fonction de i chute plus rapidement en décroissant i pour la solution de faible évasement.

5. *Effet du paramètre de bras de levier λ_{BP}* : en augmentant λ_{BP} de 5.5 à 13 et en gardant $\mathcal{W} \sim 30$ constant (Fig. 2.8-e), nous produisons des spectres qui sont globalement plus "red-shiftés" et plus larges, en accord avec la cinématique des solutions donnée en Fig. 1.5. Δr est au contraire inchangé. La Fig. 2.8-a montre que le moment cinétique pour les deux solutions avec $\mathcal{W} \sim 30$ (ligne bleue et rouge) est sous-estimé du même facteur.
6. *Effet de la résolution spatiale*: lorsque le jet est résolu latéralement, le diagramme PV transverse a une structure plus complexe (Fig. 2.8-f). Cependant, la Fig. 2.9-d montre que le moment cinétique est toujours sous-estimé du même facteur (voir fig. 2.9).

Le moment cinétique apparent estimé à partir de diagrammes PV transverses au jet pour des configurations de jet proche du plan du ciel sous-estime le moment cinétique de la ligne de courant externe. Cet effet n'est pas le résultat de la résolution spatiale limitée de l'instrument mais dû à la contribution de l'ensemble des lignes de courant enchâssées les unes dans les autres et ancrées sur une large plage de rayons qui ont tous une projection non nulle sur l'axe. Nous insistons sur le fait que cet effet est décisif lorsque le vent de disque est lancé à partir d'une région très étendue dans le disque d'accrétion. Remarquons cependant que lorsque le vent de disque est bien résolu (i.e. lorsque le diamètre du jet est inférieur à environ $4\theta_b$), le diagramme PV présente une structure plus complexe qui nous donne la possibilité de contraindre plus précisément le rayon externe et la solution MHD. Dans ce cas, l'observation ne peut se passer de la modélisation.

2.2.4 Biais dans l'estimation du rayon d'ancrage r_{out}

A partir de la mesure du moment cinétique j_{obs} faite dans le diagramme PV (voir Sec.2.2.3), je déduis un "rayon de lancement observé" r_{obs} en utilisant la formule d'(Anderson et al. 2003) applicable à tout vent de disque MHD, stationnaire, axisymétrique et froid (enthalpie négligeable) que j'ai dérivée au chapitre précédent. Je montre notamment que la valeur déduite r_{obs} sous-estime toujours le vrai rayon externe d'ancrage du vent lorsque celui-ci est étendu.

Cette formule nécessite non seulement l'estimation du moment cinétique du jet, mais aussi de la vitesse poloidale V_p . Afin d'estimer V_p à partir des observations, la manière communément utilisée est de calculer la vitesse moyenne $\langle V \rangle$ entre les deux pics

d'intensité dans le diagramme PV, et de la dé-projeter d'un facteur $1/\cos i$. Je définis ainsi

$$V_{obs} = \langle V \rangle / \cos i. \quad (2.21)$$

En combinant les mesure de j_{obs} et de $\langle V \rangle$, j'obtiens le rayon de lancement observé r_{obs} en utilisant l'équation 1.31 avec $rV_\phi = j_{obs}$ et $V_p = \langle V \rangle / \cos i$

$$2j_{obs} \sqrt{GM_\star/r_0^3} = V_{obs}^2 + 3GM_\star/r_0. \quad (2.22)$$

En section 2.2.3, j'ai montré que le biais sur j_{obs} dépend peu de la solution MHD, de l'angle d'inclinaison ou encore de la résolution angulaire. Je me concentre donc ici sur le modèle de référence et je fais uniquement varier l'extension radiale du vent de disque (r_{out}/r_{in}).

La Fig. 2.10-a,b,c représente, les valeurs de j_{obs} , V_{obs} , et r_{obs} en fonction de l'extension radiale du vent de disque (r_{out}/r_{in}) pour le modèle de référence. Alors que j_{obs} sous-estime toujours le moment cinétique spécifique de la ligne de courant externe (voir Sec.2.2.3), je trouve que V_{obs} donne une bonne estimation de $V_z(r_{out})$ pour $(r_{out}/r_{in}) \leq 20$. Cette estimation surestime progressivement la vitesse axiale du vent de disque à (r_{out}/r_{in}) plus élevé.

La Fig. 2.10-c montre que r_{obs} sous-estime toujours le rayon externe de lancement du vent de disque r_{out} et que cette écart augmente avec l'extension du vent de disque. Plus quantitativement, pour notre modèle de référence avec $\alpha = -2$, je trouve que r_{out} correspond approximativement à la moyenne géométrique entre r_{in} et r_{out} . r_{out} sous-estime donc le rayon de lancement externe d'un facteur $\simeq \sqrt{r_{out}/r_{in}}$. Par exemple, pour un vent de disque ancré jusqu'à $r_{obs} = 32$ au (ie. $r_{out}/r_{in} = 128$), le rayon de lancement observé est sous-estimé d'un facteur 10.

2.2.5 Biais sur la mesure du bras de levier magnétique

Nous rappelons que le moment cinétique spécifique total L est conservé le long de chaque ligne de courant de vent de disque et qu'il permet de définir un paramètre de bras de levier magnétique λ_{BP} (voir chapitre 1 équation (1.24)). Ce moment cinétique spécifique contient deux composantes, une composante correspondant au moment cinétique spécifique de la matière et l'autre provenant à la torsion de ligne de champ magnétique (voir équation (1.23)). Les observations de signatures de rotation peuvent uniquement donner accès à la première composante. En suivant Ferreira et al. (2006), on définit un paramètre de bras de levier magnétique local effectif λ_ϕ quantifiant le moment cinétique spécifique contenu dans la matière le long des lignes de courant comme

$$\lambda_{phi}(r_0, z) \equiv \frac{rV_\phi}{r_0V_K(r_0)}, \quad (2.23)$$

où r_0 est le rayon de lancement de la ligne de courant, z l'altitude où rV_ϕ est calculée. Notons que contrairement à λ_{BP} , λ_ϕ n'est pas constant le long d'une ligne de courant. En

effet le moment cinétique extrait du disque et stocké à la base du disque dans le champ magnétique sous forme de torsion des lignes de champ est progressivement transféré à la matière. Ainsi λ_ϕ croît avec z/r_0 à partir d'une valeur de ~ 1 (rotation quasi-képlérienne à la surface du disque), jusqu'à environ λ_{BP} dans le régime "asymptotique" où le jet est totalement accéléré (Ferreira et al. 2006). Nous traçons sur la fig. 2.10-d en courbe rouge interrompue la valeur de $\lambda_\phi(r_{out}, z_{cut})$ à partir de l'équation (2.23) pour $z_{cut} = 225$ au et $r_0 = r_{out}$. Dans la mesure où nous préparons des coupes PV à des z constants à travers des solutions auto-similaires, une ligne de courant lancée d'une région plus proche de l'objet central (r_{out} plus petit) atteint un z/r_0 plus grand et donc un λ_ϕ plus grand et plus proche de λ_{BP} qu'une ligne de courant ancrée plus loin dans le disque.

Tout comme j'ai défini un "rayon de lancement observé" r_{obs} , je définis un "paramètre de bras de levier magnétique observé" noté λ_{obs} . Ce paramètre est calculé à partir de j_{obs} (voir Fig. 2.10-a) et de r_{obs} (voir Fig. 2.10c), comme

$$\lambda_{obs} \equiv \frac{j_{obs}}{r_{obs} V_K(r_{obs})}. \quad (2.24)$$

La Fig. 2.10-d compare les valeurs mesurées de λ_{obs} avec la vraie valeur $\lambda_\phi(r_{out})$ à la même position z_{cut} en fonction de l'extension radiale du vent. Il apparaît que λ_{obs} est légèrement inférieur à $\lambda_\phi(r_{out}, z_{cut})$ (d'au plus 30%) même lorsque j_{obs} et r_{obs} sous-estiment fortement j_{out} et r_{out} (voir Fig. 2.10-a-c). Ces deux quantités interviennent dans l'équation 2.24 respectivement au numérateur et au dénominateur et les erreurs sur chaque quantités s'annulent en partie. Il en ressort que λ_{obs} est plus petit que $\lambda_{BP} = 5.5$ d'un facteur $\sim 1.5 - 2$ sur deux décades d'extension de vent de disque. Ainsi, contrairement à r_{out} , le biais observationnel sur λ_{BP} ne dépend que peu de l'extension radiale du vent de disque.

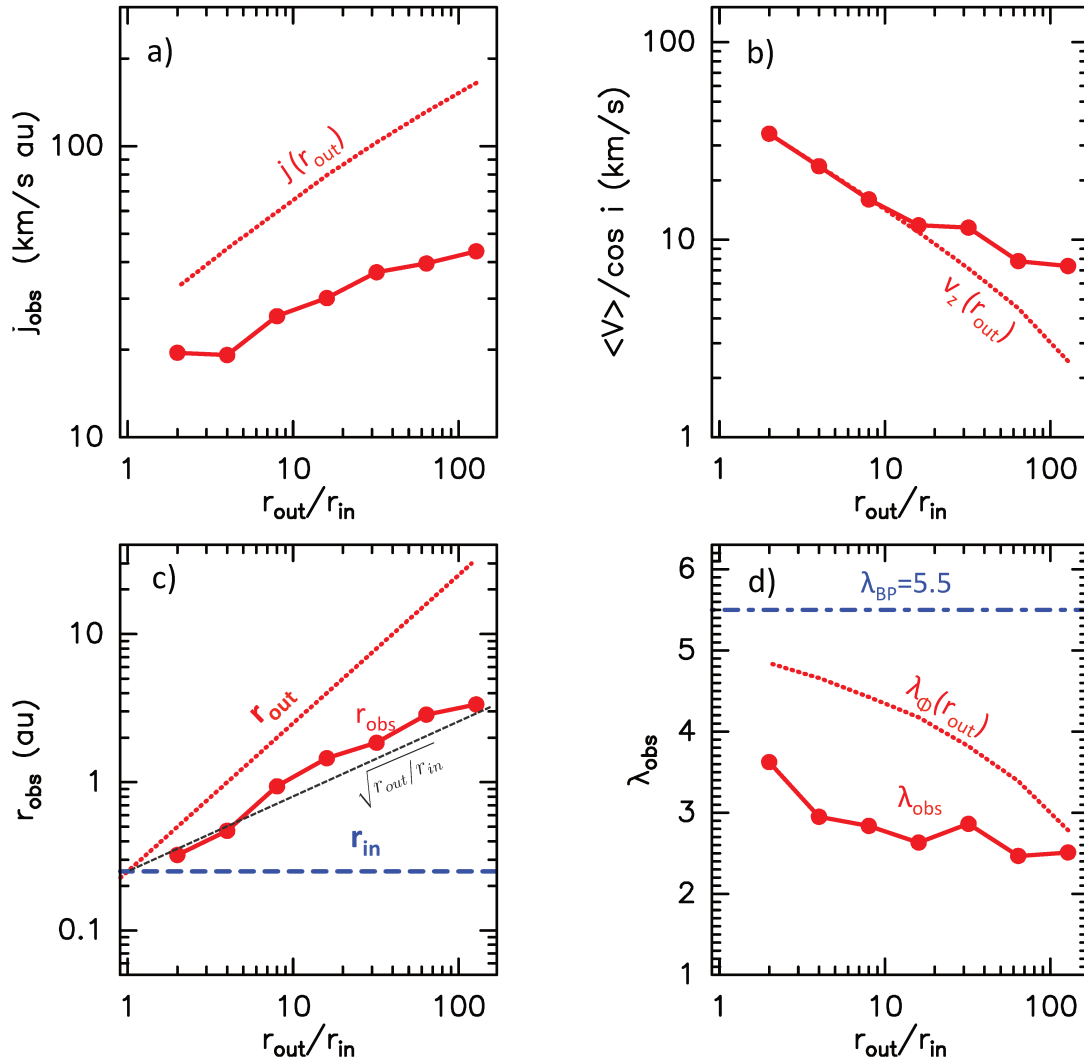


Figure 2.10 – Effet de l’extension radiale du vent de disque (r_{out}/r_{in}) sur la détermination observationnelle du rayon de lancement et du paramètre de bras de levier magnétique pour notre modèle de référence. **a-b)** le moment cinétique spécifique apparent j_{obs} et la vitesse axiale apparente $V_{obs} = \langle V \rangle / \cos i$ (points rouges connectés) sont comparés à leurs valeurs correspondantes au niveau de la ligne de courant externe de la solution MHD (courbes pointillées). **c)** le rayon de lancement r_{obs} dérivé à partir de j_{obs} (a) et V_{obs} (b) en utilisant l’Eq. 2.22 est comparé au rayon de lancement interne (ligne bleue pointillée) et externe (ligne rouge pointillée) du vent de disque. La droite $r_{obs} = \sqrt{r_{out} r_{in}}$ est également tracée en traits interrompus noirs. **d)** le paramètre de bras de levier λ_{obs} , estimé à partir de j_{obs} (a) et r_{obs} (c) en utilisant l’Eq. 2.24, est comparé à la valeur $\lambda_{\phi}(r_{out})$ de la ligne de courant externe (courbe rouge pointillée) déduite à partir de l’Eq. 2.23 ; par référence, le paramètre de bras de levier magnétique de la solution MHD, $\lambda_{BP} = 5.5$, est tracé en ligne bleu interrompue. Les autres paramètres du modèle de référence sont $W = 17$, $M_{\star} = 0.1M_{\odot}$, $r_{in} = 0.25$ au, $\alpha = -2$, $\theta_b = 225$ au, $z_{cut} = 225$ au.

CHAPITRE 3

HH 212, un laboratoire d'exception

Nous avons désormais toutes les armes théoriques pour affronter les observations ALMA. Pour tester les vents de disque, encore faut-il un concurrent à la hauteur. HH 212, le jet de Classe 0 le plus lumineux en raies moléculaires, très symétrique et proche du plan du ciel est l'objet de choix que j'ai disséqué pendant toute ma thèse. La course entre les modèles et les observations peut alors s'engager.

Mes années de thèse ont coïncidé avec le développement effréné d'ALMA au cours de sa phase d'"Early Science" qui a vu sa résolution angulaire être divisée par 25 en 3 ans (voir Table 3.1 et 3.2), remettant sans cesse à l'épreuve les modèles patiemment contraints par les observations précédentes. Ce chapitre représente le cœur de mon travail sur les tests observationnels des modèles de vents de disque MHD que j'ai effectués grâce aux différentes observations ALMA de HH 212 obtenues en collaboration avec l'équipe de Claudio Codella à Arcetri, ainsi qu'à celles collectées indépendamment par Chin-Fei Lee (Academia Sinica, Taiwan).

Je suis ici une reconstruction historique de mon travail. Dans une première partie, je montre en quoi HH 212 est un objet de choix pour tester les modèles de vents de disque en présentant les travaux observationnels faits avant le début de ma thèse. Une seconde partie est dédiée aux premières contraintes que j'ai dérivées à partir des premières

Table 3.1 – *Résumé des observations ALMA en Bande 7 analysées dans ce chapitre. Les observations notées "Cycle" ont été obtenues par notre collaboration avec l'équipe de Claudio Codella. L'écart quadratique du bruit (RMS) σ est donné pour des canaux de vitesse de 0.44km s^{-1} .*

Observations	Résolution	σ (mJy b ⁻¹)	σ (K)
Cycle 0	0.65" × 0.47"	3	0.06
Cycle 0+1	0.45" × 0.37"	1.1	0.07
Cycle 4	0.15" × 0.13"	1.5	0.8
Lee et al. (2017a) (SiO)	0.02" × 0.02"	2.3	57
Lee et al. (2018) (SO/SO ₂)	0.04" × 0.04"	2.6	18

observations ALMA (Cycle 0 et 1). Cette première étude a notamment servi de base à la rédaction d'un proposal du Cycle 4 dédié à l'observation de HH 212 et noté A ("high priority project"). Je présente ensuite le résultat principal de mon travail sur les tests de vents de disque : la détection à petite échelle (~ 100 au) d'un flot SO/SO₂ en rotation dont la cinématique est cohérente avec un vent de disque de $\lambda_{BP} \sim 5$ lancé depuis une région étendue du disque d'accrétion (0.1 – 40 au). Je confronte ensuite ce modèle aux observations faites simultanément par Chin-Fei Lee à une résolution angulaire encore plus élevée ($\sim 0.02'' - 0.04''$) dans les raies de SiO et SO/SO₂. Enfin, je propose une discussion sur le lien entre l'émission des molécules complexes (iCOMs) et la barrière centrifuge, et une possible éjection depuis cette barrière. Ce chapitre s'achève sur un bilan des résultats obtenus grâce à notre analyse de HH 212 et une mise en lumière des problèmes ouverts que ces résultats nous font apercevoir.

3.1 HH 212 à l'ère pré-ALMA

HH 212 est un objet de Herbig-Haro situé dans le nuage L1630 d'Orion ($d \sim 450$ pc) découvert par Hans Zinnecker lors d'un relevé en infrarouge dédié à la recherche d'étoiles binaires jeunes. HH 212 fut d'abord identifié à tort comme un système binaire lié à la source IRAS 05413-0104 (Zinnecker 1989), connue alors pour habiter une puissante source maser H₂O (Wouterloot & Walmsley 1986). Des observations plus sensibles dans la raie de H₂ à $2.12\mu m$ (image Fig. 3.1-a) ont permis de révéler que les deux sources infrarouges précédemment détectées traçaient en réalité la base d'une succession de chocs d'étrave moléculaires spectaculaires produits par un jet pulsant (Zinnecker et al. 1998) émanant d'une source très enfouie. Des observations VLBI des masers H₂O (Claussen et al. 1998) ont enfin permis de montrer que le jet était très proche du plan du ciel ($i = 86^{\circ}_{-3}^{+1}$), le rendant particulièrement propice à des mesures de rotation du jet dans les raies moléculaires. Le fort excès submillimétrique de IRAS 05413-0104 (Chini et al. 1997) ainsi que sa SED (Zinnecker et al. 1992) permettent d'identifier cette source comme une protoétoile de Classe 0 d'une luminosité bolométrique $L_{bol} \sim 10L_{\odot}$. Des observations au VLA d'IRAS 05413-0104 dans des raies de NH₃ (Wiseman et al. 2001) ont mis en évidence une enveloppe de 6000 au, de $\sim 0.2M_{\odot}$ et de moment cinétique $\sim 800\text{km s}^{-1} au$. Cette enveloppe est aplatie dans la direction perpendiculaire au jet (Fig. 3.1-a).

Le jet de HH 212 est donc un laboratoire d'exception pour tester les modèles de vents de disques en raison 1) de sa richesse moléculaire, 2) de sa configuration très proche du plan du ciel qui facilite la détection de signatures de rotation, 3) de sa grande symétrie qui permet des études cinématiques précises très peu biaisées par l'écart à l'axisymétrie, 4) de la présence d'un moment cinétique substantiel dans l'enveloppe qui doit être évacué pour que l'objet central puisse se former et croître.

Observations millimétriques de HH 212 avant ALMA

Dans les années 2000, les observations des interféromètres (sub)millimétriques dans les raies rotationnelles de SiO ou CO ont permis d'étudier le jet de HH 212 plus près

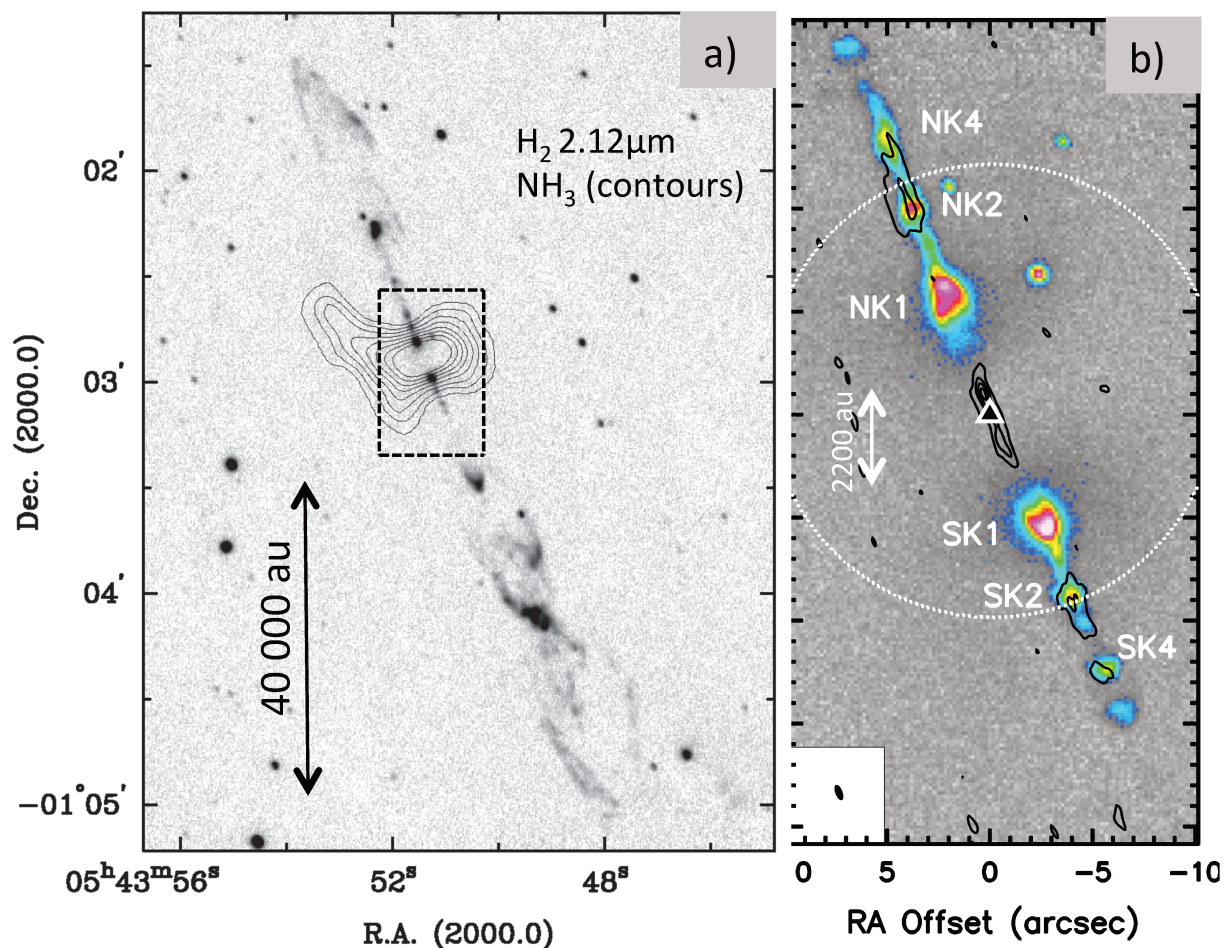


Figure 3.1 – HH 212 avant l'arrivée d'ALMA. a) : vue de HH 212 à grande échelle au seuil du XXI siècle. En dégradé noir, l'émission de la raie $H_2 v = 1 - 0S(1)$ à $2.12\mu m$ obtenue au télescope de 3.5m du Calar Alto par Zinnecker et al. (1998). En contour noir, l'émission de $NH_3(1,1)$ observée au VLA par Wiseman et al. (2001) à une résolution spatiale de 8.4×8.8 . De larges chocs d'étrave produits par un jet bipolaire sont visibles à grande échelle alors que la grande opacité de l'enveloppe froide ($T \sim 14K$) révélée en ammoniac obstrue l'émission de H_2 dans les 1000 au internes de la source centrale. b) : vue de HH 212 à une résolution de $0.98'' \times 0.34''$ par le Plateau de Bure dans la raie de $SiO(5-4)$ (contour noir) par Codella et al. (2007). La taille du cadre adopté dans ce panneau est indiquée par des lignes pointillées sur le panneau a). L'émission H_2 de Zinnecker et al. (1998) est également représentée en couleur. Un jet SiO de vitesse déprojetée $\sim 100 km s^{-1}$ est observé à une échelle de $\lesssim 500 au$.

de la source centrale, à des échelles de 500 – 1000 au (résolutions angulaires $\gtrsim 0.5''$). Deux collaborations se sont particulièrement illustrées par l'observation de HH 212. La première, européenne, est conduite par Sylvie Cabrit à Paris et Claudio Codella à Arcetri (Plateau de Bure), et l'autre, principalement taiwanaise, par Chin-Fei Lee (SMA). Parmi les nombreux résultats que l'on peut citer, Codella et al. (2007) ont révélé la présence d'un "micro-jet" SiO particulièrement brillant à une échelle de 500-1000 au (Fig. 3.1-b), de collimation et de vitesse analogues aux micro-jets optiques de Classe II (Cabrit et al. 2007). Confirmant le résultat pionnier de Gueth & Guilloteau (1999) sur HH211, SiO s'est alors révélé être un traceur puissant pour révéler les jets protostellaires, moins contaminé par le flot entraîné que CO. L'étude plus détaillée de SiO a suggéré de fortes abondances dans le jet (10% à 40% du silicium sous forme de SiO) impliquant une conversion efficace du silicium sous forme de SiO en un temps inférieur à 25 yr (Cabrit et al. 2007, 2012).

Les signatures de rotation du jet dans les raies de H₂ et SiO avant l'arrivée d'ALMA, parfois suggérées, se sont toujours montrées incertaines du fait de la présence de chocs pouvant produire des gradients transverses de vitesse à partir d'une simple asymétrie (Lee et al. 2008; Correia et al. 2009). Les observations de CO à grande échelle ont également montré que le flot CO à basse vitesse pouvait être mieux expliqué par de larges chocs d'étrave produits par un jet pulsant plutôt que par un vent rapide de grande ouverture (type "X-wind") balayant le milieu ambiant (Lee et al. 2001, et ma présentation des modèles de choc d'étrave au chapitre 5).

Parallèlement à ces observations du jet en SiO et en CO, d'autres traceurs comme C¹⁸O, HCO⁺ ou encore SO observés au SMA ont permis une première caractérisation de l'enveloppe en effondrement et de son interaction avec le jet sous la forme d'une cavité étroite à la base du flot ($\gtrsim 200$ au) (Lee et al. 2006, 2007).

Les premières observations ALMA (Cycle 0)

Au début de ma thèse en 2015, l'observatoire ALMA avait déjà commencé sa phase de "early science" depuis 3 ans et les toutes premières analyses du Cycle 0¹ imageant HH 212 dans différents traceurs à une résolution angulaire typique de $0.5'' \sim 220$ au avaient été publiées par Codella et al. (2014); Lee et al. (2014); Podio et al. (2015); Lee et al. (2015). Grâce une sensibilité accrue, combinée à une qualité d'image sans précédent à ces échelles spatiales assurée par une couverture du plan uv plus dense, ALMA a alors commencé à révéler ses potentialités. Je présente en Fig. 3.2 l'émission des principaux traceurs analysés par Codella et al. (2014) (Fig. 3.2-a-b), par Podio et al. (2015) (Fig. 3.2-c) et par Lee et al. (2015) (Fig. 3.2-d) vers HH212. Cinq ingrédients principaux d'un système protostellaire d'accrétion-éjection sont alors apparus avec une netteté frappante :

1. *Jet à haute vitesse (SiO, SO)* : l'émission du SiO (Fig. 3.2-a) apparaît très collimatée, rapide ($V_p \sim 100$ km s⁻¹ après déprojection) et relativement symétrique par

¹Chaque cycle ALMA correspond à une année d'observation débutant en automne. Le cycle 0 a débuté à l'automne 2012.

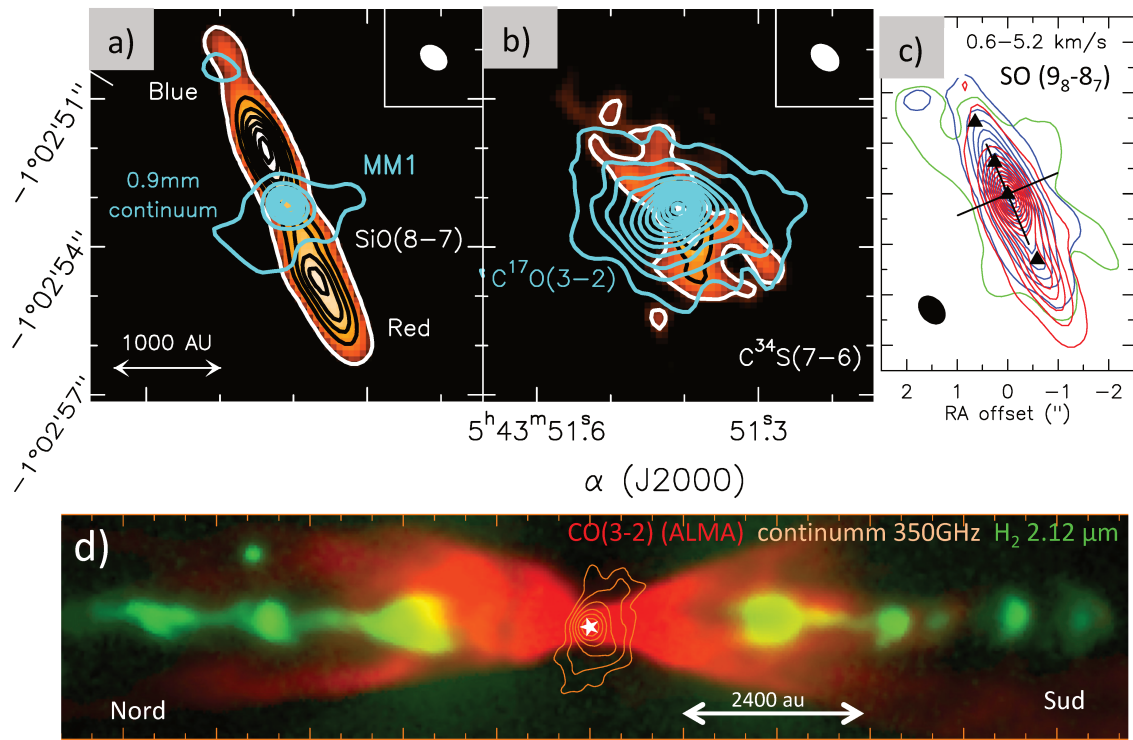


Figure 3.2 – Première lumière d'ALMA sur HH 212. Les observations proviennent du Cycle 0 présentées en section 3.2 a) émission du continuum à 850 μm traçant l'émission thermique de la poussière de l'enveloppe (contours cyan) et émission de SiO(8-7) intégrée entre -23 et $+15 \text{ km s}^{-1}$ (teintes orangées et contours noirs et blanc) b) émission de C¹⁷O(3-2) traçant l'enveloppe en effondrement (contours cyan) et émission de C³⁴S(7-6) traçant la cavité (teintes orangées et contours noirs et blancs), toutes les deux intégrées entre $\pm 6 \text{ km s}^{-1}$. c) émission de SO(9₈ - 8₇) traçant un flot compact de vitesse intermédiaire (Podio et al. 2015). d) émission de CO(3-2) (rouge) à grande échelle traçant le flot de HH 212 et l'émission du jet H₂ à 2.12 μm (tiré de Lee et al. 2015)

rapport à la source centrale confirmant les résultats précédents obtenus au Plateau de Bure et au SMA. De plus, l'émission SiO est maximale non pas à la position de la source mais plus loin, à une distance de l'ordre de 400 au, indiquant des chocs similaires aux chocs d'étrave vus à plus grande échelle en H_2 (voir Fig. 3.1). L'émission haute vitesse SO présente également les mêmes caractéristiques que SiO (Podio et al. 2015).

2. *Flot à basse vitesse (^{12}CO)* : l'émission du ^{12}CO cartographiée par ALMA (Fig. 3.2-d) révèle des chocs d'étrave enchâssés les uns dans les autres formant un flot conique (Lee et al. 2015). Cependant, à petite échelle (~ 500 au), l'opacité très élevée de ^{12}CO empêche toute analyse spatio-cinématique fine. Des traceurs optiquement minces doivent être utilisés pour sonder le système à petite échelle.
3. *Cavité en rotation entourant le jet haute vitesse ($C^{34}S$)* : la combinaison des effets de chimie et d'excitation permet à $C^{34}S$ de tracer une cavité en rotation entourant la base du jet SiO (Fig. 3.2-b). Codella et al. (2014) évoquent à ce sujet la possibilité d'un vent de disque.
4. *Flot SO/SO₂ de vitesse intermédiaire* : une étude de l'émission du SO et SO₂ par Podio et al. (2015) montre la présence d'un flot collimaté possédant, en plus d'une composante rapide associée au jet SiO, une composante à plus basse vitesse confinée à $z \leq 500$ au (voir fig. 3.2-c).
5. *Enveloppe en effondrement et disque en rotation (continuum, $C^{17}O$, HCO^+)* : l'émission du continuum à $850\mu m$ (Fig. 3.2-a) produit par l'émission thermique de la poussière ainsi que l'émission du $C^{17}O$ (Fig. 3.2-b) révèlent l'enveloppe en effondrement aplatie à petite échelle. Une analyse plus poussée de $C^{17}O$ par Codella et al. (2014) suggéra la présence d'un disque képlérien de rayon < 80 au autour d'un objet de $M_* \sim 0.3 \pm 0.15 M_\odot$. En s'appuyant sur un modèle de disque képlérien enchâssé dans une enveloppe en rotation et en effondrement, Lee et al. (2014) reproduisirent l'émission du continuum et de HCO^+ avec un moment cinétique spécifique de l'enveloppe $j \sim 140 \text{ au km s}^{-1}$, une masse centrale de $M_* = 0.2 \pm 0.1 M_\odot$ et un disque de rayon ~ 140 au, correspondant au rayon centrifuge $r_C = \frac{j^2}{GM_*}^2$.

Comme les résultats des interféromètres antérieurs l'avaient annoncé, les observations ALMA permettent une tomographie chimique précise des systèmes de Classe 0, fruits de l'interaction entre une enveloppe en effondrement, un disque et un jet. Une étape incontournable pour tester les vents de disque MHD est alors d'identifier le meilleur traceur de cette composante éventuelle.

3.2 Premiers tests des vents de disque au Cycle 0/1

Je me suis donc confronté aux observations grâce à ces premières analyses d'ALMA. Entre ces premières publications et le début de ma thèse, des données ALMA à plus

² Lee et al. (2014) nomment le rayon centrifuge "rayon képlérien".

Table 3.2 – Raies moléculaires observées avec ALMA en Bande 7 par notre collaboration avec l'équipe de C. Codella au cours des Cycle 0,1 et 4. Seules les raies analysées dans ce chapitre sont données.

Transition	ν_0 (MHz)	E_{up} (K)	n_{crit} (cm ⁻³)	$\log_{10}A_{ij}$ (s ⁻¹)	Cycle
SiO(8-7)	347 330.631	75	$\sim 10^7$	-2.7	0,1,4
C ³⁴ S(7-6)	346 528.480	50	$\sim 10^7$	-3.1	0,1,4
C ¹⁷ O(3-2)	337 061.130	32	$\sim 10^4$	-5.6	0,1,4
SO (9 ₈ – 8 ₇)	346 528.481	32	$\sim 10^7$	-3.3	0,4
SO ₂ (8 _{2,6} – 7 _{1,7})	334 673.352	79	$\sim 10^7$	-3.9	0,4

haute résolution spatiale avaient été obtenues au cours du Cycle 1 dans des fréquences similaires à celles du Cycle 0 (voir Table 3.2). Un séjour à l'IRAM (Grenoble) m'a permis de combiner avec Frédéric Gueth les données C³⁴S et C¹⁷O du Cycle 0 et du Cycle 1 pour réduire le fort filtrage spatial affectant le Cycle 1 tout en améliorant la résolution angulaire du Cycle 0. Les résolutions spatiales, les niveaux de bruit et les raies du Cycle 0 et du Cycle 0 combiné au Cycle 1 sont présentés Table 3.1 et 3.2.

Au cours de mon analyse des données du Cycle 1, j'ai identifié une erreur dans l'interprétation du référentiel des vitesses dans les données du Cycle 0 qui avait conduit Codella et al. (2014) et Podio et al. (2015) à suggérer une modification de la vitesse systémique de la source à $V_{sys} = 1.3 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$. Une fois l'erreur comprise et corrigée, j'ai pu retrouver une vitesse systémique de $V_{sys} = 1.7 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$, cohérente avec les données du Cycle 1 et avec Lee et al. (2014). La majorité des vitesses discutées dans ce chapitre correspondent à des vitesses relatives à $V_{sys} = 1.7 \text{ km s}^{-1}$. Dans cette section, je me concentrerai sur la partie Sud-Ouest du flot de HH 212 (lobe "redshifté") où les signatures de rotation de la cavité sont claires.

3.2.1 Origine de la cavité C³⁴S en rotation

Parmi toutes les composantes analysées jusqu'alors, seule la cavité, soulignée par l'émission de C³⁴S, présentait une signature évidente de rotation pouvant suggérer un vent de disque (Codella et al. 2014). Je me suis donc en premier lieu attelé à caractériser la structure cinématique et morphologique du flot tracé par C³⁴S pour en comprendre l'origine physique.

Résultats

La Fig.3.3-a montre la carte de la vitesse centroïde (moment 1) et de l'émission intégrée (moment 0) proche de la vitesse systémique pour les raies de C¹⁷O(3-2) et C³⁴S(7-6). Grâce à la combinaison du Cycle 0 et du Cycle 1, la cavité C³⁴S ainsi que l'enveloppe C¹⁷O en effondrement et rotation apparaissent avec plus de netteté que dans Codella et al. (2014), sans pour autant filtrer les structures étendues. Le gradient transverse de vitesse,

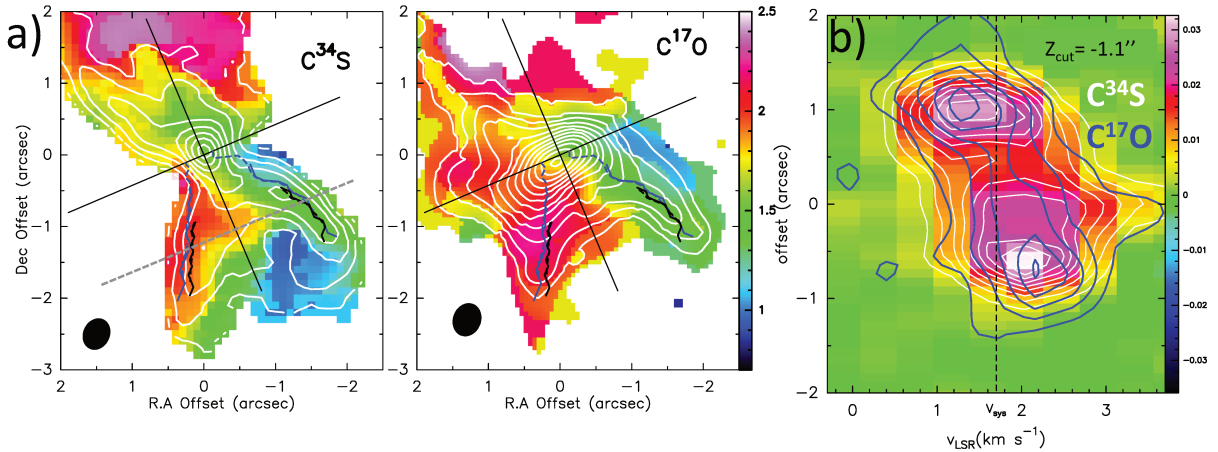


Figure 3.3 – Dynamique de la cavité $C^{34}S$ et $C^{17}O$ à une résolution de $0.5'' \sim 225au$. a) : Carte de vitesse (moment 1 des raies) en carte de couleur et intensité intégrée sur $V_{sys} \pm 0.86 \text{ km s}^{-1}$ en contours blancs de $C^{34}S$ (gauche) et de $C^{17}O$ (droite). Les lignes pointillées sont les résultats de la mesure de la forme de la cavité à partir de la mesure des pics dans le diagramme PV et les lignes continues sont les formes estimées par la méthode des moments (voir section 3.2.1 pour plus de détails sur la méthode de mesure). Les lignes bleues correspondent à $C^{17}O$ et les lignes noires à $C^{34}S$. b) : exemple de diagramme PV transverse au jet pris à $1.1''$ de la source.

clairement visible dans le plan du disque en $C^{17}O$ (axe sud-est nord-ouest), persiste dans la partie sud du flot dans les deux traceurs. La partie nord de la cavité est moins symétrique et le gradient est-ouest disparaît à plus grande distance du plan du disque. Je me suis concentré sur l'analyse de la partie Sud de la cavité.

Le diagramme position-vitesse (PV) transverse au flot à une distance de $-1.1''$ de la source centrale des deux raies (Fig. 3.3-b) montre une structure en double pic avec un gradient transverse clair ($\Delta V \sim 0.6 \text{ km s}^{-1}$ et $\Delta r \sim 1.8''$) interprété comme une signature de rotation. $C^{17}O$ et $C^{34}S$ sont corrélés bien que $C^{17}O$ paraisse plus large de $\sim 0.1''$. La structure des diagrammes PV est similaire à celle des diagrammes PV synthétiques produits par un anneau fin que nous avons analysés au chapitre 2, section 2.1.4.

Afin d'étudier plus finement la dynamique du flot et de construire une méthode systématique de mesure de la forme de la cavité et des vitesses le long des murs de celle-ci, j'ai ajusté le diagramme PV de $C^{34}S$ par un modèle d'anneau unique infiniment fin de vitesses (V_r, V_ϕ, V_z) et d'élargissement turbulent de largeur à mi-hauteur (FWHM) de δV . Je présente en Fig.3.4-a le meilleur ajustement obtenu. V_r est ajusté par la largeur du spectre proche de l'axe du jet, V_ϕ par le gradient transverse, V_z par le décalage global du diagramme par rapport à V_{sys} et δV par la largeur du spectre au niveau des pics d'intensité. $C^{34}S$ est bien reproduit par un modèle d'anneau unique avec $\sin i V_\phi = 0.32 \text{ km s}^{-1}$, $\sin i V_r = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, $\cos i V_z = 0 \text{ km s}^{-1}$ et $\delta V = 1.1 \text{ km s}^{-1}$ (correspondant à une température cinétique de $T_K = 60 \text{ K}$ dans un gaz H_2 en turbulence sonique). V_r et δV produisant tout deux un élargissement spectral, ces deux paramètres peuvent sembler interdépendants dans l'ajustement. Afin de montrer la nécessité d'une vitesse d'expansion pour reproduire le diagramme PV, je montre également le même modèle d'anneau mais

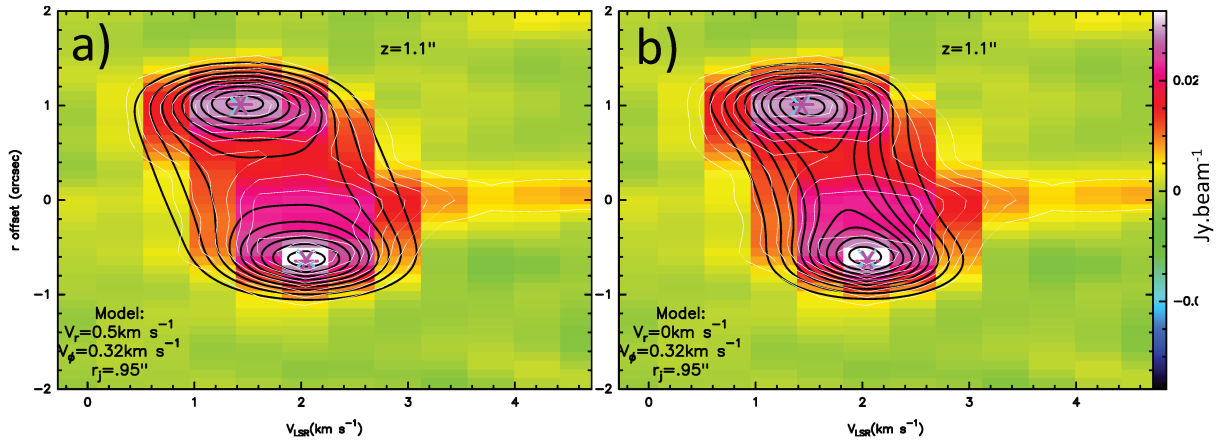


Figure 3.4 – Diagramme PV de $C^{34}S$ à travers la cavité à une distance de $z=1.1''$ (carte en couleur et contours blancs) sur lequel je superpose un modèle d’anneau en rotation et expansion (en contours noirs) de vitesse $V_\phi = 0.32 \text{ km s}^{-1}$ et $V_r = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ (panneau a)) and $V_r = 0 \text{ km s}^{-1}$ (panneau b)). Le rayon de l’anneau est $r_j = 0.94''$, l’élargissement turbulent est fixé à 1.1 km s^{-1} ($T_K \sim 60 \text{ K}$) et l’axe des positions est convolué par un lobe de FWHM $0.45''$.

avec $V_r = 0 \text{ km s}^{-1}$ (Fig. 3.4-b). Ce modèle ne reproduit pas aussi bien la largeur en vitesse de l’émission à travers le diagramme PV. Nous estimons donc la vitesse V_r de la cavité à $V_r = 0.5 \pm 0.15 \text{ km s}^{-1}$ à $z = -1.1''$.

À partir de cet exemple d’ajustement, nous pouvons également établir une méthode de mesure de la largeur de la cavité r_j ainsi que des vitesses projetées $V_\phi \sin i \approx V_\phi$ et $V_z \cos i$ à chaque position z à partir de la mesure de la position des pics dans le diagramme PV sans pour autant passer par un ajustement à un modèle. Comme nous l’avons montré au chapitre précédent (chapitre 2, section 2.1.4), la position des pics du diagramme PV d’un anneau unique dépend du rapport entre l’effet de l’élargissement turbulent et de la résolution spatiale. Dans notre régime de paramètres, la position des pics est donnée par $(V_\phi \pm V_z \cos i, r_j)$ (cas 2 section 2.1.4). Nous notons (V_1, r_1) et (V_2, r_2) les positions des pics observés dans les diagrammes PV. Les vitesses projetées $V_z \cos i$, V_ϕ ainsi que le rayon de la cavité r_j peuvent donc être mesurés selon

$$\begin{aligned} V_z \cos i &= \frac{V_1 + V_2}{2}, \\ V_\phi &= \Delta V / 2 = \frac{V_2 - V_1}{2}, \\ r_j &= \Delta r / 2 = \frac{r_2 - r_1}{2}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Cette méthode a été validée par l’ajustement des diagrammes PV à $z = -1.1''$. La Fig. 3.4 montre en particulier que la position des pics ne dépend pas de V_r , qui est souvent mal contraint à notre résolution spectrale de 0.44 km s^{-1} .

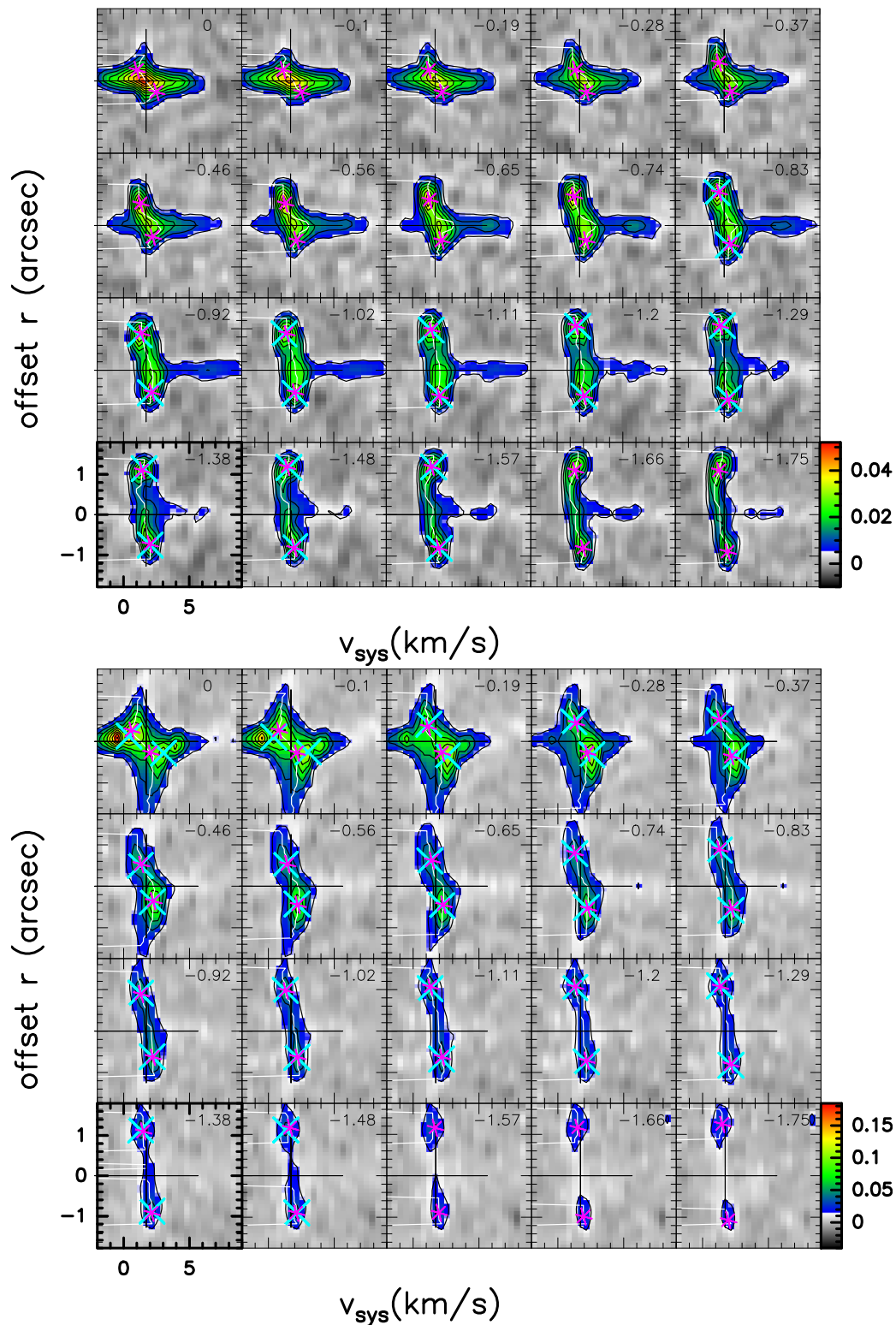


Figure 3.5 – Diagrammes PV à travers l’axe du jet à différentes positions indiquées en arcsec en haut à droite de chaque encadré. Haut : $C^{34}S$, Bas : $C^{17}O$. La ligne blanche indique le premier moment des vitesses calculé entre $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$ de la vitesse systémique. Les astérisques figurent la position des maxima d’intensité le long de la courbe des 1^{ers} moments alors que les croix bleues localisent les maxima absolus d’intensité dans le diagramme PV mesurés par les contours.

Forme et moment cinétique spécifique le long de la cavité

Les diagrammes PV transverses dans le lobe sud ("redshifté") de C³⁴S présentés sur la Fig. 3.5 (haut) montrent que la structure en double pic est observée de manière continue le long de la cavité à partir de $z = -0.83''$ jusqu'à $z = -1.75''$. En C¹⁷O, les doubles pics dans les diagrammes PV transverses peuvent clairement être observés à partir de $z = -0.19''$ (Fig.3.5, bas). Cependant, plus proche du plan médian, l'émission de l'enveloppe et du disque compact étudiée par Lee et al. (2014); Codella et al. (2014) brouille l'identification des pics en C¹⁷O.

Dans cette section, je présente la mesure de la forme de la cavité, de son moment cinétique spécifique et de sa vitesse axiale à partir de la mesure des positions (V_1, r_1) et (V_2, r_2) des pics dans les diagrammes PV transverses des deux traceurs en suivant la stratégie résumée par les équations (3.1). La position de pics (V_1, r_1) et (V_2, r_2) a été mesurée en suivant deux méthodes complémentaires :

1. La plus simple consiste à mesurer directement sur les diagrammes PV la position des pics à partir des contours. Les résultats de cette méthode sont présentés par des croix cyan Figs.3.4 et 3.5. Les incertitudes dans la position (V_i, r_i) sont de l'ordre de $(\pm 0.2 \text{ km s}^{-1}, \pm 0.05'')$ (taille d'un demi-pixel).
2. La seconde méthode est basée sur les vitesses centroïdes (1^{ers} moments dans GILDAS) (Fig. 3.3-a-b). Dans un diagramme PV transverse (V, r) , on peut repérer à chaque position r la vitesse centroïde et ainsi tracer une courbe de la vitesse centroïde en fonction de la position r . Nous représentons cette courbe en blanc Fig. 3.5. La position $(r_{\{1,2\}}, V_{\{1,2\}})$ des pics est alors définie par le maximum d'intensité dans le diagramme PV le long de la courbe de la vitesse centroïde. Les résultats de cette méthode sont représentés par des croix roses Figs. 3.4 et 3.5. L'incertitude sur r est toujours de $0.05''$ (demi-pixel spatial) mais l'incertitude sur V dépend du signal à bruit et est typiquement de 0.15 km s^{-1} . Cette méthode est plus précise que la première méthode à haut rapport signal sur bruit.

La position r des pics en fonction de z donne la forme des murs de la cavité. Nous représentons en Fig.3.3-a-b sa forme mesurée selon les deux méthodes dans les deux traceurs. Les deux méthodes de mesure donnent des résultats cohérents pour chaque raie. La cavité a une forme conique d'angle d'ouverture $\sim 30^\circ$. Les murs de la cavité en C¹⁷O ont des rayons très légèrement supérieurs à ceux en C³⁴S avec un écart typique de $\lesssim 0.05''$.

La vitesse axiale projetée $V_z \cos i$ est inférieure à $\pm 0.15 \text{ km s}^{-1}$ pour toutes les positions z . Compte tenu de l'inclinaison du système par rapport à la ligne de visée de $i = 86_{-2}^{+1}$, la contrainte sur la vitesse axiale déprojetée est donc $|V_z| < 2 \text{ km s}^{-1}$ entre 200 au et 800 au . Au contraire, les mesures indiquent un décalage en vitesse $\Delta V = V_2 - V_1$ entre les deux côtés de la cavité trahissant une signature de rotation. En appliquant alors les

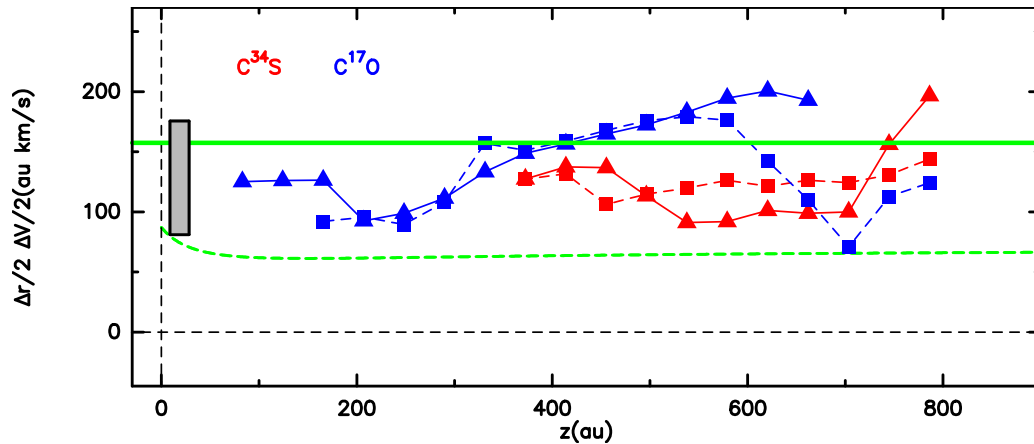


Figure 3.6 – *Moment cinétique spécifique estimé le long des murs de la cavité à partir de l'analyse des diagrammes PV pour $C^{34}S$ (en rouge) et $C^{17}O$ (en bleu) en fonction de la distance à la source. Les carrés représentent les résultats de la méthode des moments alors que les triangles représentent les résultats de la mesure des pics d'intensité. La ligne verte continue représente le moment cinétique spécifique dans le plan médian de l'enveloppe mesuré par Lee et al. (2014) à partir de l'analyse de HCO^+ alors que la courbe verte interrompue figure le moment cinétique spécifique prédit le long des murs de la cavité par un modèle balistique 3D d'enveloppe en chute libre (Ulrich (1976), Hartmann (2009)) en utilisant un rayon centrifuge de $r_d = 140$ au et une masse de $M = 0.15M_\odot$. Ces paramètres sont cohérents avec les observations de Codella et al. (2014) et Lee et al. (2014).*

équations 3.1, j'étudie la distribution du moment cinétique spécifique j_{obs} le long de la cavité selon

$$j_{obs} = \frac{\Delta r}{2} \frac{\Delta V}{2} \simeq r_j V_\phi, \quad (3.2)$$

où Δr et ΔV ont été définis en équation 3.1. Nous traçons en Fig. 3.6 j_{obs} en fonction de z . Les deux méthodes de mesure donnent des résultats cohérents. $C^{17}O$ semble avoir un moment cinétique systématiquement légèrement supérieur à celui de $C^{34}S$, en particulier entre $z = 450$ au to $z = 650$ au. Compte tenu des incertitudes (représentées par un rectangle gris Fig. 3.6), le moment cinétique est globalement constant et égal à 135 ± 30 au km s^{-1} .

Origine de la cavité en rotation ; vent de disque ou enveloppe ?

L'analyse de la cinématique faite plus haut nous permet d'étudier l'origine physique de la cavité en rotation. J'explore ici deux scénarios différents :

1. Vent de disque :

Si la cavité est un vent, le mur fin correspond à une ligne de courant ancrée dans le disque d'accrétion. Sous cette hypothèse, le fluide est en mouvement d'outflow ($V_z > 0$). En considérant l'angle d'ouverture du flot et la vitesse $V_r \sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ mesurée à $z =$

–1.1” nous obtenons la relation $V_p \sim 2 \times V_r \sim 1 \text{ km s}^{-1}$. Notons que cette relation est cohérente avec la contrainte $|V_z| < 2 \text{ km s}^{-1}$ provenant de nos mesures.

En supposant que le vent est MHD, froid, axisymétrique et stationnaire, et en appliquant la relation d'Anderson (Anderson et al. 2003, et eq. 1.32) avec comme paramètre $rv_\phi = 135 \text{ km s}^{-1}$, $V_p = 1 \text{ km s}^{-1}$ et une masse centrale comprise entre $0.1 - 0.2M_\odot$, on obtient un rayon de lancement $r_{w,MHD} = 40 - 60 \text{ au}$ et un paramètre de bras de levier $\lambda_\phi = 1.6 - 1.8$. Au contraire, en supposant que le vent est un vent thermique et donc qu'il n'extrait aucun moment cinétique, le rayon de lancement depuis un disque képlérien serait alors

$$\begin{aligned} r_{w,th} &= \frac{j^2}{GM} \\ &= 101 \text{ au } (M_*/0.2M_\odot)^{-1}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

où j est le moment cinétique du vent.

Cela est compatible avec la taille de disque suggérée par le Cycle 0, comprise entre 90 au (Codella et al. 2014) et 140 au (Lee et al. 2014). Ces contraintes étaient donc compatibles avec les rayons de lancement d'un vent de disque MHD et d'un vent thermique (si $M_* \geq 0.2M_\odot$). Une solution de vent de disque MHD de $\lambda_{BP} = 1.8$ est présentée dans Casse & Ferreira (2000b). Cette solution nécessite un très fort chauffage et peut être considérée comme "magnéto-thermique". L'énergie thermique déposée n'est pas négligeable devant l'énergie cinétique asymptotique du jet. Dans cette solution, la température atteinte au dessus du plan du disque est de $T \simeq 30T_0$ (où T_0 est la température dans le plan du disque) ; cela implique une température à la base du vent de $T_{K,MHD} \simeq 100 - 310K$ ($c_S \simeq 0.5V_K$). Dans le scénario alternatif d'un vent purement thermique, les simulations numériques de Font et al. (2004) montrent qu'un tel vent peut être lancé lorsque la vitesse du son excède 1/3 de la vitesse képlérienne. A une distance de 100 au ($v_K = 1.34 \text{ km s}^{-1}$), cette condition s'exprime comme $T_{K,th} > 60K$.

2. Enveloppe en rotation :

La cavité pourrait tracer de la matière de l'enveloppe en effondrement et en rotation poussée par des chocs d'étrave ou par un vent. Cette hypothèse est suggérée par la continuité dans les diagrammes PV entre l'enveloppe C¹⁷O étendue et l'émission du C³⁴S. En modélisant l'enveloppe HCO⁺ dans le plan médian du disque, Lee et al. (2014) mesurent un moment cinétique spécifique de $j_0 = 0.35 \text{ arcsec km s}^{-1} = 160 \text{ au km s}^{-1}$ (à $d = 450pc$ ³). Le moment cinétique le long de la cavité mesuré loin de la source est proche de cette valeur (Fig. 3.6).

Cependant, en suivant un modèle balistique simple d'effondrement d'un nuage sphérique en rotation solide initiale Ω_0 (Ulrich 1976), les lignes de courants (figurées en lignes blanches Fig. 3.7) situées au dessus du plan du disque (donc provenant d'une région

³C-F Lee adopte une valeur de 400 pc. Je m'efforcerais par la suite d'exprimer toutes les grandeurs en adoptant une distance de 450 pc. Cette distance est utilisée dans tous les articles de notre collaboration européenne.

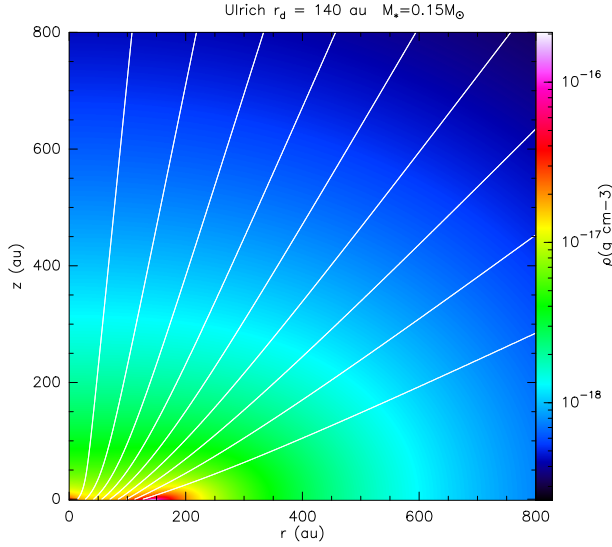


Figure 3.7 – *Modèle d’effondrement balistique d’Ulrich (1976) dont le moment cinétique dans le plan du disque est celui déduit par Lee et al. (2014). La masse centrale est de $M_* = 0.15M_\odot$ et le rayon centrifuge est de 140au. En image, la densité correspondant à un taux d’accrétion de $\dot{M}_a = 10^{-6}M_\odot/\text{yr}$, en ligne blanche, les isocontours de moment cinétique (pas égal à 10% de la valeur dans le plan du disque). Notons que ces isocontours correspondent également aux lignes de courant. La matière chute sur le plan du disque à un rayon inférieur au rayon centrifuge.*

plus proche des pôles) ont un moment cinétique spécifique plus faible que le moment cinétique dans le plan médian du disque noté j_0 . Nous traçons en figure 3.6 le moment cinétique le long de la cavité prédit par le modèle d’Ulrich (1976) avec une masse centrale $M_* = 0.15M_\odot$ et un rayon centrifuge de $r_d = \frac{j_0^2}{GM} = 140$ au. Ce modèle correspond à $j_0 = 160$ au km s $^{-1}$ dans le plan médian de l’enveloppe, en accord avec les mesures de Lee et al. (2014). Le moment cinétique prédit à la position des murs de la cavité, globalement constant ~ 0.15 arcsec km s $^{-1} = 70$ au km s $^{-1}$, est inférieur d’un facteur 2 au moment cinétique que nous mesurons. Par conséquent, le moment cinétique estimé le long de la cavité se situe entre le moment cinétique prédit par le modèle balistique d’effondrement de Ulrich et le moment cinétique présent dans le plan du disque. Plusieurs hypothèses peuvent être évoquées pour rendre compte de cette caractéristique :

L’hypothèse de particules initialement situées sur une sphère en rotation solide Ω_0 est certainement trop simpliste. Toutes les lignes de courant sont supposées provenir d’une même sphère de grand rayon et de rotation solide Ω_0 . Si la matière de la cavité provient de régions initialement plus distantes que la matière dans le plan du disque, le moment cinétique de la cavité peut être plus important que prédit. L’observation de traceurs d’enveloppe tels que N_2H^+ ou NH_3 (voir observations de Wiseman fig. 3.1) est alors nécessaire pour comprendre la distribution spatiale 3D du moment cinétique à plus grande échelle.

Écart à l’asymétrie. Tobin et al. (2012) ont montré qu’une structure filamentaire d’enveloppe en effondrement produit des gradients de vitesse pouvant être identifiés à une rotation. Cependant, une telle asymétrie ne produit pas de gradients cohérents avec les sens de rotation de l’enveloppe. Une faible asymétrie, même si elle peut augmenter légèrement les décalages spectraux mesurés et conduire à une surestimation du moment cinétique de la cavité, ne peut pas expliquer l’écart d’un facteur 2 entre le modèle d’Ulrich et les mesures.

Un entraînement par un vent en rotation non observé en C^{34}S pourrait augmenter le moment cinétique du matériau choqué. Cette explication suppose un vent de moment

cinétique supérieur à celui de la cavité et un transfert de moment cinétique efficace entre les deux flots. Nous reviendrons à ce scénario dans les perspectives.

Effet du champ magnétique sur la dynamique de l'effondrement qui n'est pas pris en compte dans le modèle balistique. Les simulations d'effondrement de nuages magnétisés prédisent la formation de cavités magnétisées (Maury et al. 2018). La rotation de ces cavités dans les simulations reste à quantifier

3.2.2 "Sauver les phénomènes", le flot SO/C³⁴S à vitesse intermédiaire

Suite à l'étude de la cavité, j'ai aussi recherché des signatures de vents de disque dans les parties plus internes et plus rapides du flot, pouvant tracer une éjection depuis une région interne du disque. J'ai trouvé des indices d'une telle composante dans la partie à vitesse intermédiaire du flot C³⁴S qui présente une émission collimatée à petite échelle. J'ai également retrouvé cette composante de vitesse intermédiaire, en SO. Cette composante, très brillante dans cette raie, avait été décrite par Podio et al. (2015) sans pour autant qu'ils l'aient identifiée à un potentiel vent de disque.

Dans cette section, je présente une étude détaillée de cette composante en comparant sa structure spatio-cinématique aux modèles de vents de disque construits dans les chapitres 1 et 2. Cette étude constitue les premiers tests du modèle de vent de disque en raie moléculaire. Ce sont ces tests qui m'ont conduit, sous la pression des observations, à calculer de nouvelles solutions de vents de disque MHD, plus lentes que celles jusqu'alors utilisées pour reproduire les observations à haute résolution angulaire des jets optiques. Une partie de ces résultats est intégrée à un article soumis à A&A.

Identification d'un candidat de vent de disque stationnaire en SO/C³⁴S

Le diagramme PV longitudinal de C³⁴S dans la partie redshiftée du jet (Fig. 3.8-a) montre que C³⁴S ne trace pas seulement une cavité basse vitesse mais également un flot de vitesse intermédiaire -3 à 6 km s^{-1} s'étendant de la position de la source où l'émission est centrée sur V_{sys} jusqu'à $\sim -1.5''$ (composante (1), Fig. 3.8-a). La composante (1) est anti-corrélée à l'émission de SiO (Fig. 3.8-a), qui elle, présente une structure à haute vitesse (composante (2), Fig. 3.8-a) englobant la composante (1) et associée à un large choc d'étrave (Lee et al. 2008). Le diagramme PV de SO (Fig. 3.8-b) montre que la composante (1) est encore plus nettement visible en SO entre la source et $z = -1''$, bien que la composante de choc d'étrave, de structure similaire à SiO, soit également présente. SO et C³⁴S tracent donc une composante de vitesse plus élevée que la cavité et déconnectée du large choc d'étrave SiO. Cette composante est continue à partir de la source.

Je montre en figure 3.9 les cartes de C³⁴S et SO intégrées sur les vitesses intermédiaires bleues et rouges. Ces deux intervalles de vitesse excluent la contribution de la cavité. Les

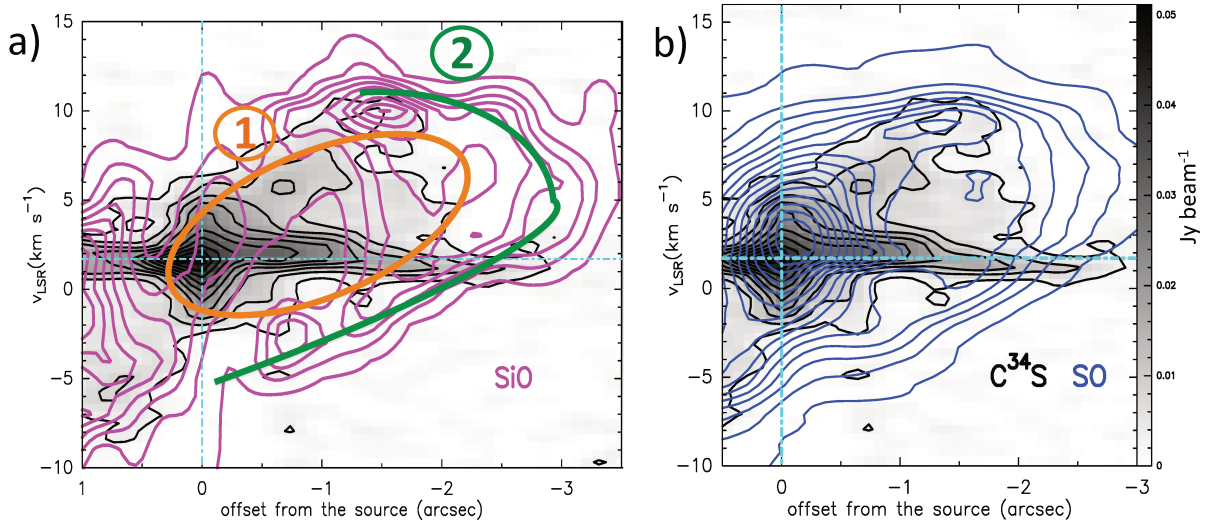


Figure 3.8 – Identification d'un flot à vitesse intermédiaire. Diagrammes PV le long de l'axe du jet dans le lobe rouge. Haut : Diagramme PV de $C^{34}S$ le long de l'axe du jet en teintes grises et contours noirs auquel je superpose les diagrammes de SiO en contours magenta (panneau a) et de SO en contours bleus (panneau b). Les lignes cyan représentent la position de la source et la vitesse systémique $V_{sys} = 1.7 \text{ km s}^{-1}$. Bas : Diagramme PV transverse au flot à une position de $-0.5''$ (lobe rouge) de $C^{34}S$ (gauche) et SO (droite). La ligne cyan horizontale représente la position de la vitesse systémique de la source.

cartes présentent des structures focalisées avec un fort recouvrement entre l'émission bleue et rouge déjà remarqué par Podio et al. (2015) en SO . Nous traçons en bleu et en rouge la position des centroïdes spatiales mesurées dans des coupes d'intensité transverses au jet à chaque z . Un décalage spatial entre les centroïdes de l'émission bleue et rouge de $\Delta r \sim 0.04''$ dans le même sens que l'enveloppe en rotation est observé entre la position de la source et $z \sim 0.7''$ dans les deux lobes du jet et dans les deux traceurs. A une distance $> 0.5''$ (un lobe spatial), la signature de rotation ne peut être attribuée à la rotation du disque ou de l'enveloppe.

La composante (1), de vitesse intermédiaire, très brillante en SO et détectée en $C^{34}S$, apparaît donc collimatée, déconnectée des chocs d'étrave tracés par SiO , et en mouvement de rotation. Ces caractéristiques en font un excellent candidat de vent de disque stationnaire.

Premières contraintes sur les modèles de vents de disque MHD

J'ai ensuite entrepris de comparer la structure spatio-cinématique du flot de vitesse intermédiaire observé en Cycle 0/1 à nos prédictions synthétiques de vents de disque que nous avons développées au chapitre 2. Afin de réaliser ces tests, la position z_{cut} de la coupe PV transverse doit être choisie. Dans la mesure où l'on cherche une composante de vent de disque, toute comparaison avec un modèle stationnaire doit se faire: 1) dans une région non perturbée par des chocs, 2) loin du plan du disque (où les signatures de rotation peuvent être attribuées à la rotation du disque ou de l'enveloppe). Du fait de la

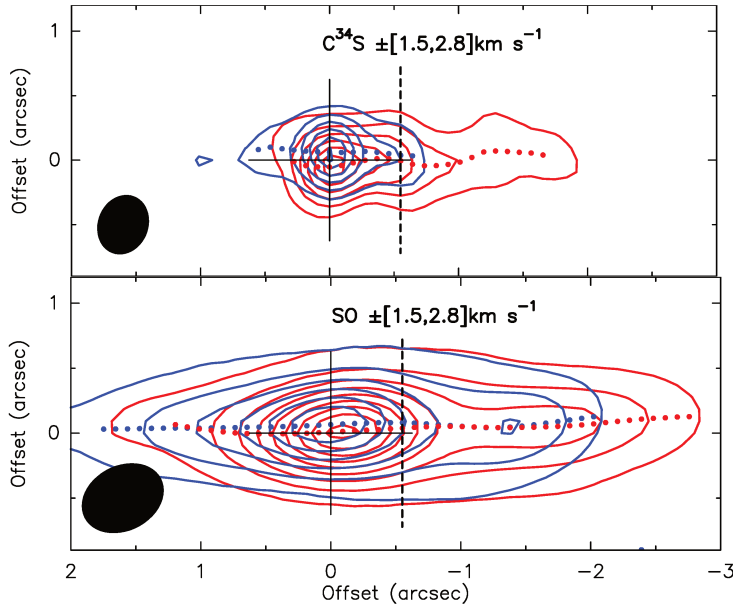


Figure 3.9 – Cartes de $C^{34}S(7-6)$ (haut) et $SO(9_8-8_7)$ (bas) à vitesses intermédiaires ($1.5 \text{ km s}^{-1} < |V_{LSR} - V_{sys}| < 2.8 \text{ km s}^{-1}$) bleues (contours bleus) et rouges (contours rouges) tournées de 68° . Les points bleus et rouges sont les positions des centroïdes le long des coupes transverses au flot. La ligne noire interrompue figure la position de la coupe PV montrée sur la Fig. 3.10-3.11.

présence du choc d'étrave SiO proche de la source ($z > 0.6''$), seul un intervalle de position très étroit le long du jet satisfait ces conditions. Aussi ai-je choisi d'étudier la cinématique à une distance de $z = -0.5''$ de la source, correspondant à un lobe spatial (voir Table 3.1). A l'époque du Cycle 0/1, la masse centrale était estimée à $0.1M_\odot < M_* < 0.3M_\odot$ (Lee et al. 2014; Codella et al. 2014) et l'angle d'inclinaison à $i = 86^{+1}_{-3}$ (Claussen et al. 1998).

La Fig. 3.10 montre, pour les raies de SO et $C^{34}S$, les diagrammes PV transverses au jet ainsi que les spectres sur l'axe observés à $z_{cut} = -0.5''$. En suivant notre étude sur les observations synthétiques de vents de disque, (voir chapitre 2), les diagrammes PV synthétiques transverses au jet sont double-piqués. Dans nos observations, la contamination de la cavité nous empêche de reproduire les basses vitesses ($|V_{LSR} - V_{sys}| < 1.5 \text{ km s}^{-1}$) même sur l'axe du jet. Nos prédictions synthétiques doivent donc reproduire:

1. *Le profil des raies prises sur l'axe à $z = -0.5''$ de la source dans un intervalle de vitesse de $|V_{LSR} - V_{sys}| > 1.5 \text{ km s}^{-1}$,*
2. *La signature de rotation dans le diagramme PV transverse.* Dans la mesure où la taille du lobe spatial est grande par rapport au décalage en position transverse entre les cartes rouges et bleues (Fig. 3.9), un ajustement gaussien dans les diagrammes PV transverses le long de l'axe des positions a été fait dans chaque canal de vitesse (carrés noirs en Fig. 3.10). Nous retrouvons en particulier la signature de rotation à basse vitesse en SO alors que le SNR de $C^{34}S$ ne permet pas de détecter de décalage systématique dans les canaux de 0.44 km s^{-1} de largeur. Les modèles doivent reproduire la position des maxima dans chaque canal de vitesse et en particulier le décalage maximal de $\Delta r_{SO}/2 \sim 0.02''$ pour $\Delta V_{SO}/2 \sim 2 \text{ km s}^{-1}$ (où la contamination par la cavité est exclue).

Contraindre le paramètre de bras de levier donne accès à l'efficacité du processus de freinage magnétique exercé par le potentiel vent de disque. Il est donc extrêmement

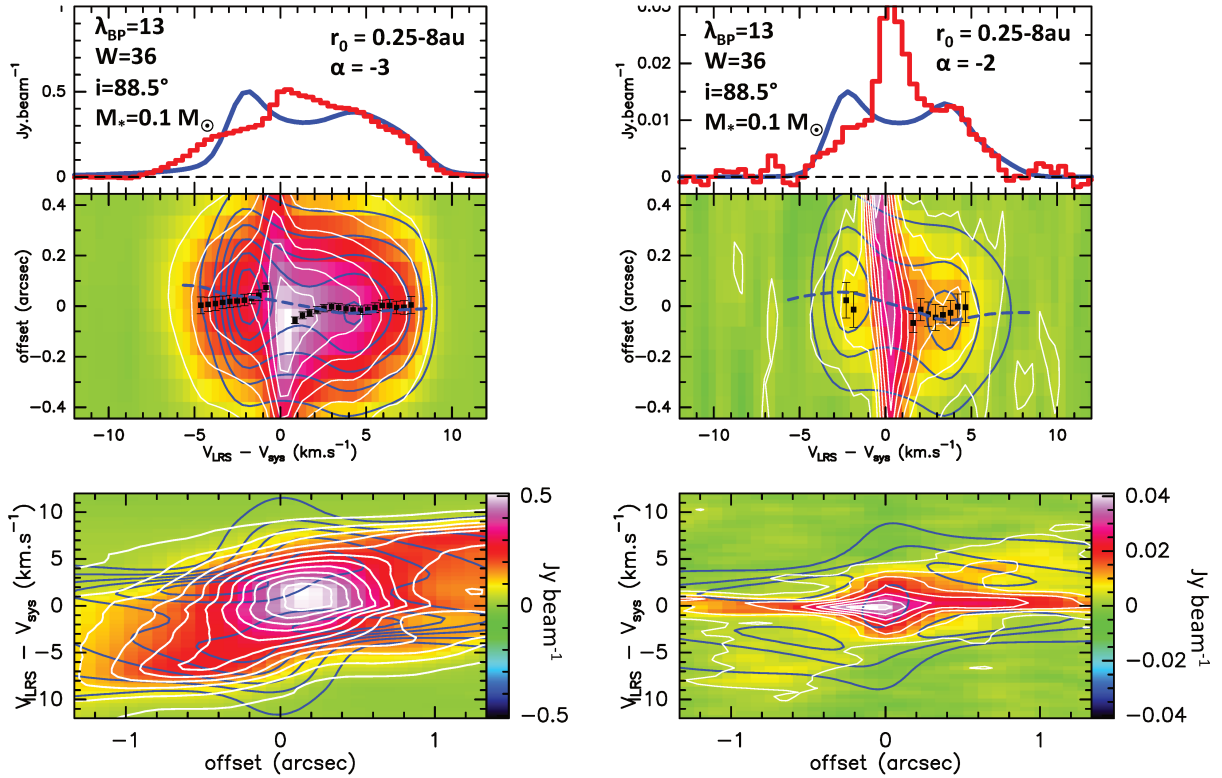


Figure 3.10 – Comparaison entre les observations du Cycle 0-1 et la solution de vent de disque MHD de $\lambda_{BP} = 13$ et $W = 36$ utilisée par Pesenti et al. (2004) pour reproduire les signatures de rotation du jet de DG Tau : a) Profil des raies observées sur l'axe à $z - 0.5'' = -225$ au dans le lobe rouge (histogramme rouge, haut), diagramme PV transverse à l'axe du jet à la même position (image couleur et contours blancs, milieu) et diagramme PV longitudinal (image couleur et contours blancs, milieu, bas) SO. Un ajustement des observations par la solution $\lambda_{BP} = 13$ et $W = 36$ (voir texte), est superposé en bleu dans chaque panneau. Les paramètres supplémentaires du modèle sont indiqués en haut à gauche. b) Idem pour $C^{34}S$.

important de contraindre sa valeur. Commençons par comparer nos observations à des modèles de vents de disque déjà utilisés par le passé. Le meilleur ajustement obtenu à partir de la solution de $\lambda_{BP} \sim 13$, utilisée par Pesenti et al. (2004) pour reproduire les observations optiques du jet de DG tau et par Yvart et al. (2016) pour reproduire les spectres de H₂O observés par Herschel en direction de jets de Classe 0 et I est donné en Fig. 3.10. Afin de reproduire le faible moment cinétique et la forme des ailes des raies de SO, il faut 1) un rayon de lancement suffisamment petit de $r_{out} = 8$ au (e.g. un moment cinétique réduit à la base du vent), 2) un vent de disque suffisamment étendu avec $r_{in} = 0.25$ au et enfin 3) un indice d'émissivité $\alpha = -3$ (e.g. favorisant les lignes de courant internes de faible moment cinétique). Compte tenu de ces paramètres, le jet doit être très proche du plan du ciel pour produire un spectre peu décalé par rapport à la vitesse V_{sys} . L'ajustement donne un angle d'inclinaison minimal de $i = 88.5^\circ$. Cette valeur est très improbable et incohérentes avec les mesure de Claussen et al. (1998). En inspectant le diagramme PV plus en détail, nous voyons également que les pics prédits par le modèle sont très espacés en vitesse et que l'émission à basse vitesse (en particulier entre 1.5 et 4.5 km s⁻¹) n'est pas reproduite. Le diagramme PV longitudinal prédit également des vitesses excessives à la position de la source. En raison de son SNR plus faible, l'émission C³⁴S contraint moins les modèles mais est cohérente avec le même modèle que SO en changeant uniquement l'indice d'émissivité de la raie avec $\alpha = -2$.

Cette première comparaison nous indique donc que les solutions avec $\lambda = 13$ utilisées jusqu'à maintenant ont 1) un moment cinétique spécifique trop important et 2) une vitesse axiale trop élevée. Ces deux points nous incitent à utiliser des solutions de λ_{BP} plus réduit. C'est sous la pression de ces contraintes que j'ai été amené à calculer de nouvelles solutions MHD de vents de disque sous la direction de J. Ferreira (cf. Chapitre 1).

J'ai ainsi trouvé que les solutions de $\lambda_{BP} \sim 5$ sont au contraire capables de reproduire les principales caractéristiques de diagrammes PV dans les deux raies. Les paramètres de vents de disque ajustant les données avec $\lambda_{BP} = 5.5$ sont $i = 87^\circ$, $M = 0.1M_*$, $r_{out} = 8$ au et $\mathcal{W} = 17$. La Fig. 3.11 montre que la forme du spectre SO pris à $z = -0.5''$ est bien reproduite par un profil d'émissivité qui favorise les lignes de champ internes ($\alpha = -3$). La correspondance entre les diagrammes PV prédits et observés est frappante. Les diagrammes PV le long du flot montrent que la largeur des raies de la position de la source à la position du choc ($z = -1.2''$) est bien reproduite par le modèle de vent de disque. La raie de C³⁴S étant plus étroite, elle est reproduite par un profil d'émissivité plus plat avec $\alpha = -2$. Par conséquent, le diagramme PV transverse possède un gradient plus important (voir chapitre 2). Étant donné le faible rapport SNR de la raie de C³⁴S observée, la courbe de position transverse est cohérente avec les données observationnelles. Le moment cinétique et la vitesse poloïdale prédits par les nouvelles solutions sont plus réduits que celle prédites par les anciennes solutions MHD en raison du λ_{BP} plus réduit. Le gradient observé est donc mieux ajusté par le modèle. De plus, une inclinaison ajustée du jet ($i = 87^\circ$) est cohérente avec les mesures. \mathcal{W} est contraint principalement par les vitesses maximales (négatives et positives) dues à la rotation des lignes de courant du vent de disque. La solution MHD **L5W17** produit des spectres dont les ailes sont plus larges que la solution **L5W30** (voir panneau d) fig. 2.8), ce qui rend cette solution plus en accord avec les spectres observés à $z = -0.5''$.

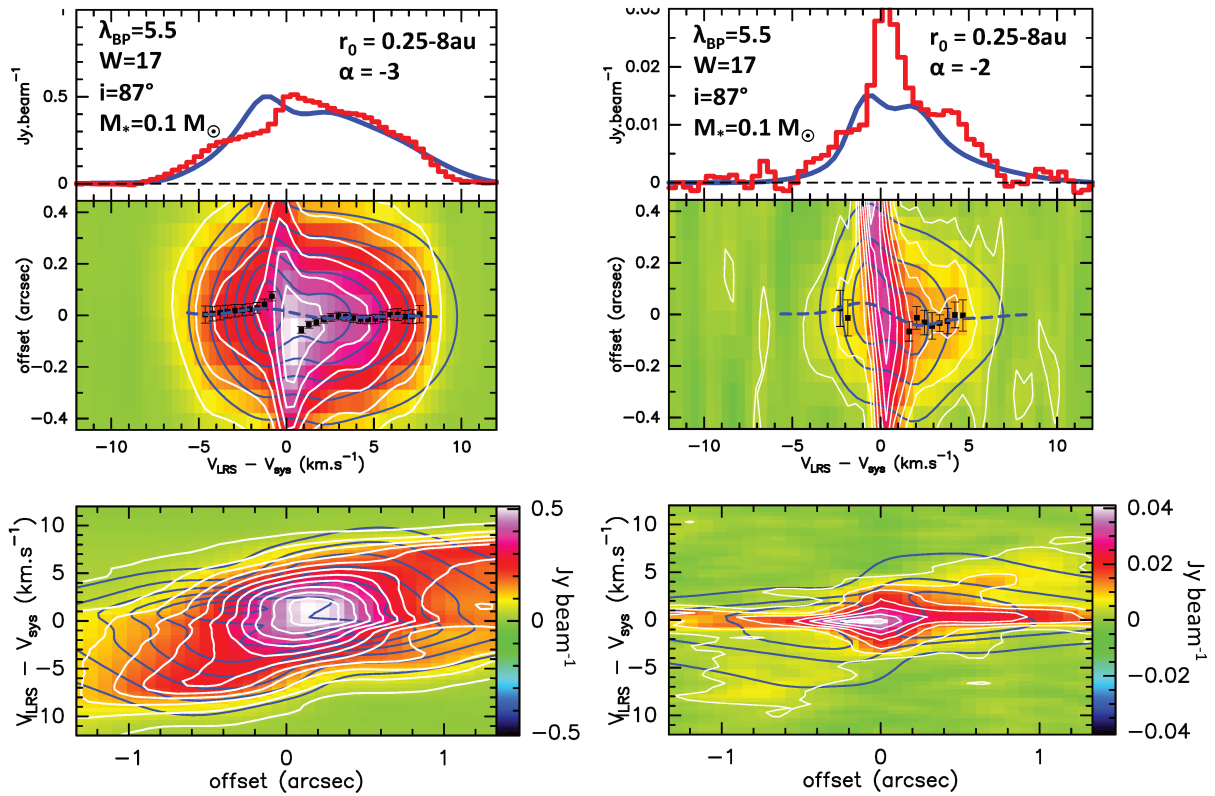


Figure 3.11 – Comparaison entre les observations du Cycle 0-1 et la solution de vent de disque MHD de $\lambda_{BP} = 5.5$ et $\mathcal{W} = 17$: a) Profil des raies observées sur l'axe à $z = 0.5'' = -225$ au dans le lobe rouge (histogramme rouge, haut), diagramme PV transverse à l'axe du jet à la même position (image couleur et contours blancs, milieu) et diagramme PV longitudinal (image couleur et contours blancs, milieu, bas) SO. Un ajustement des observations par un modèle de $\lambda = 5.5$ et $\mathcal{W} = 17$ (voir texte) est superposé en bleu dans chaque panneau. Les paramètres supplémentaires du modèle sont indiqués en haut à gauche. b) Idem pour $C^{84}S$.

Les solutions de $\lambda_{BP} \sim 13$ sont donc exclues par nos observations ALMA de HH212. Pour pouvoir reproduire les observations, j'ai été amené à calculer de nouvelles solutions de vents de disque plus lentes que celle utilisées jusqu'à maintenant. Un modèle unique de vent de disque MHD de $\lambda_{BP} = 5.5$ reproduit 1) la structure des diagrammes PV transverses de SO et C³⁴S (e.g. signature de rotation et forme) à une distance de 225 au et 2) la largeur des raies le long du jet en dessous de $z = -1''$ en changeant uniquement le profil d'émissivité entre les raies de SO et C³⁴S. Platon proposait aux astronomes de "sauver les phénomènes"⁴ en reproduisant le mouvement apparent des planètes dans le ciel par un agencement d'orbites circulaires. Cette maxime a traversé une grande partie de l'histoire de l'astronomie, poussant les astronomes à complexifier de plus en plus les modèles. Cette maxime s'applique toujours dans notre travail : l'exclusion d'un modèle existant ne signifie pas l'abandon du modèle. Une recherche plus approfondie du modèle nous a permis de "sauver les phénomènes".

3.2.3 Limites du Cycle 0/1 et proposal ALMA Cycle 4

Bien que très prometteuses, nos contraintes sur les vents de disque sont limitées par la résolution spatiale ($0.5'' \sim 220$ au) du Cycle 0/1. La résolution spatiale est cruciale pour assurer la fiabilité de nos résultats, ceci pour deux raisons principales.

1) Tout d'abord les signatures de rotation, bien que cohérentes avec le sens de rotation de l'enveloppe, sont incertaines car marginalement détectées. Seul un haut rapport signal sur bruit nous permet de résoudre un gradient de spatial Δr 10 fois plus petit que la taille du lobe spatial. Cette situation n'est pas sans rappeler les mesures de rotation dans les jets de Classe II qui, ayant une résolution spectrale très limitée se fondent sur des mesures de centroïdes très précises - mais moyennant probablement des sous-structures du jet - pour détecter des gradients. On rappelle ici que ces méthodes de mesure en optique sont aujourd'hui remises en cause par l'observation de contre-rotation entre les jets et les disques d'accrétion (e.g. Louvet et al. 2016). Résoudre spatialement la rotation du jet de vitesse intermédiaire vue en SO/C³⁴S est donc nécessaire pour confirmer ces signatures de rotation.

2) La résolution spatiale limitée mélange l'émission le long du jet. J'ai insisté sur la nécessité de tester les vents de disque dans une région non perturbée par des chocs d'étrave. Bien que nous nous soyons placé dans une région optimale pour observer une composante stationnaire, une émission provenant de coquilles de chocs d'étrave, diluée par le large lobe spatial n'est en aucun cas exclue. Résoudre longitudinalement les jets est donc indispensable pour séparer précisément l'émission provenant de chocs de l'émission provenant d'une composante stationnaire de vents de disque.

Ces résultats encourageants nous ont poussé à soumettre un proposal ALMA au Cycle 4 proposant notamment : 1) d'établir des contraintes rigoureuses sur les modèles de vents

⁴Voir le commentaire de l'astronomie grecque par P. Duhem, *Sauver les apparences. Essai sur la notion de théorie physique de Platon à Galilée*, 1908

de disque en résolvant spatialement les signatures de rotation suggérées par les Cycle 0/1 ; 2) séparer spatialement l'émission provenant de régions choquées de l'émission d'un flot plus stationnaire. A ces points clés du proposal s'ajoutent la question de la chimie du jet interne que nous discuterons dans la partie III de ce manuscrit. Le lecteur curieux pourra lire les justifications scientifiques et techniques du proposal en appendice D.3. Mon travail précis a consisté à étudier l'effet de la résolution angulaire ainsi que du filtrage spatial impactant les observations. Mes résultats ont notamment montré l'importance de combiner deux configurations ALMA pour obtenir une résolution de $\sim 0.12''$ sans pour autant perdre les structures étendues. J'ai également produit les figures soutenant les justifications scientifiques et techniques du projet. En raison d'un incident technique, le PI officiel de ce projet est resté C. Codella . Le proposal a été classé A ("high priority project") et les observations ont été délivrées en mai 2017.

3.3 Un flot SO/SO₂ en rotation au cœur de HH212

Les données du Cycle 4 nous ont fourni une source d'information encore plus contraignante et riche sur les différentes composantes du système HH212. Le travail d'analyse a été divisé entre un pôle "flot et jet" dont je suis responsable avec S. Cabrit, et un pôle "molécules complexes" dont C. Codella et son étudiante E. Bianchi sont responsables. Le lecteur pourra retrouver les résolutions spatiales et les niveaux de bruits obtenus en Table 3.1 et 3.2. Je présente dans cette section le résultat principal que j'ai obtenu sur l'origine des jets et qui a fait l'objet d'une lettre A&A (Tabone et al. 2017). Les résultats sur les iCOMs seront présentés en dernière section de ce chapitre.

3.3.1 Preuve d'un flot en rotation en SO/SO₂

La Figure 3.12-a présente une vue des différentes composantes du flot de HH 212 observées par notre équipe au cours du Cycle 4. La stratification chimique, que nous avons déjà remarquée dans les cycles précédents (e.g. Codella et al. 2014) est encore plus frappante à haute résolution angulaire. SiO révèle le jet haute vitesse focalisé alors que C³⁴S souligne les murs denses de cavité à basse vitesse. C¹⁷O quant à lui fait voir l'enveloppe et le disque en rotation dans le plan équatorial. Les murs de la cavité peuvent être ajustés par une forme parabolique $z = r^2/a + 0.05''$ avec $a = 0.9''$ dans la partie nord et $a = 1''$ dans la partie sud.

La figure 3.12b présente l'émission de SO₂ dans une région de taille $0.5'' = 250$ au autour de la source. Nos données résolvent cette émission très proche de sa base en révélant une signature de rotation sous la forme d'un décalage transverse de position de $\simeq \pm 0.05''$ entre l'émission bleue et l'émission rouge entre $\pm 2\text{km s}^{-1}$ par rapport à la vitesse systémique de la source, dans les deux lobes et dans le même sens de rotation que l'enveloppe vue en Fig. 3.12a. Ce décalage est cohérent, bien que légèrement supérieur à celui mesuré à $z = -0.5''$ en SO dans nos données du Cycle 0. L'émission est maximale à

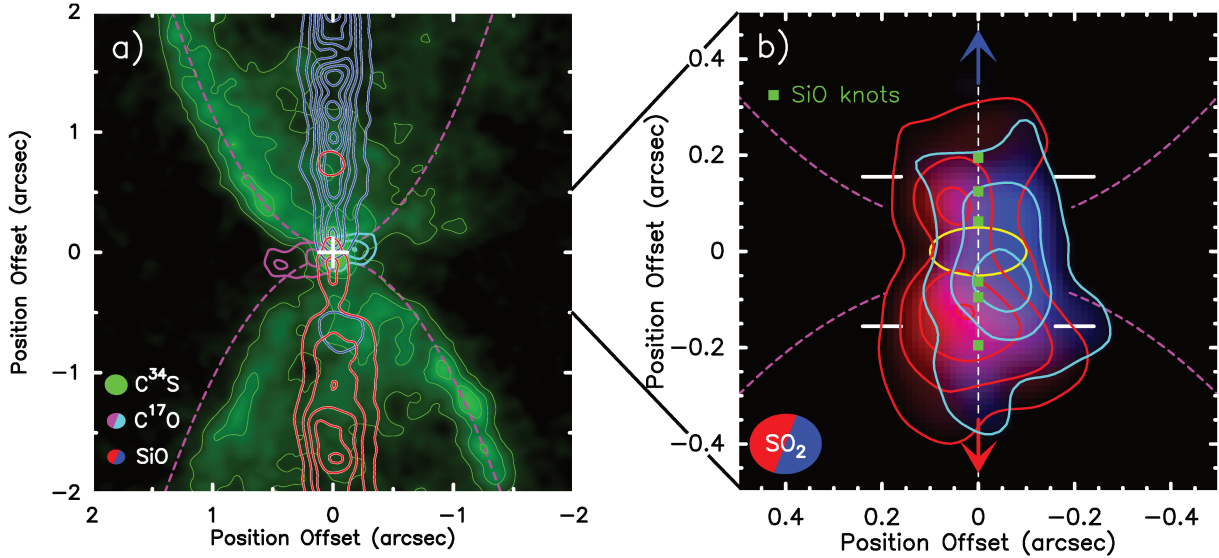


Figure 3.12 – a): Région interne de HH 212 vue par ALMA (Cycle 4). Le jet SiO à $|V_{LSR} - V_{sys}| = 5-10 \text{ km s}^{-1}$ (contours bleus et rouges), l'enveloppe en rotation et effondrement en $C^{17}O$ à $|V_{LSR} - V_{sys}| = 1.5 \text{ km s}^{-1}$ (rose et turquoise), et les murs de la cavité en $C^{34}S$ à $|V_{LSR} - V_{sys}| \leq 0.6 \text{ km s}^{-1}$ (vert avec un ajustement de la forme par une parabole en ligne interrompue cyan) sont présentés. Les premiers contours et les pas correspondent à 6σ et 18σ pour SiO, 6σ et 6σ pour $C^{17}O$, 4σ et 4σ pour $C^{34}S$, où σ . La source est repérée par une croix blanche et la forme des lobes spatiaux est représentée en bas à gauche. b): Vue rapprochée sur l'émission de SO_2 à $\pm 2 \text{ km s}^{-1}$ (en rouge et bleu) montrant un flot lent tournant dans le même sens que l'enveloppe $C^{17}O$. Les premiers contours et les pas sont de 7σ . Les segments blancs localisent les coupes PV présentées en Fig 3.14. Les carrés verts figurent la position des chocs SiO imagés par Lee et al. (2017a) ; l'ellipse jaune représente le rayon de la barrière centrifuge à $r \sim 45 \text{ au}$, et la hauteur de l'atmosphère du disque riche en iCOMs à $z \pm 20 \text{ au}$ (Lee et al. 2017c). Les images sont tournées de 22° de telle sorte que l'axe jet soit vertical.

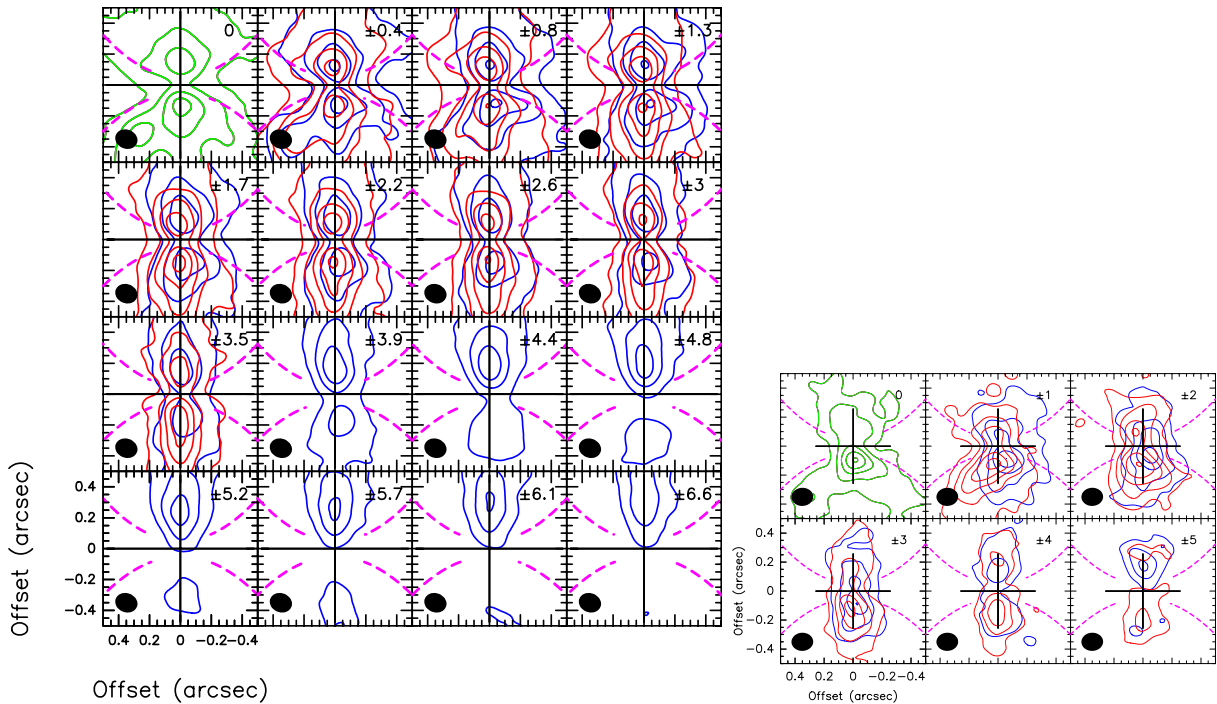


Figure 3.13 – *Cartes par canaux de vitesse de SO et de SO₂ présentées dans Tabone et al. (2017). La ligne pointillée magenta représente la forme de la cavité ajustée sur les données à plus grandes échelle de C³⁴S.*

une distance typique de $0.1 - 0.15''$, largement au dessus de l'atmosphère du disque située $z \simeq \pm 0.05''$ (révélée par l'émission des molécules complexes (Lee et al. 2017c; Bianchi et al. 2017, , voir la section 3.4)), et s'étend le long de l'axe du jet jusqu'à $\pm 0.3''$, indiquant que le matériau est en "outflow". Dans le plan équatorial, l'émission apparaît provenir d'une région d'un rayon typique de $\simeq 0.1'' = 45$ au. Ce rayon correspond à la barrière centrifuge (CB) dont la position est estimée à partir de la cinématique de HCO⁺ à l'intérieur de laquelle le disque est probablement képlérien (Lee et al. 2017c, , voir la section 3.4). Les cartes par canaux Fig. 3.13 montrent avec plus de détails que ce flot en rotation présente une structure en "pelure d'oignon" avec une largeur qui croît progressivement en fonction de la vitesse. À V_{sys} , l'émission emplit la base de la cavité. L'émission SO présente un comportement similaire (voir Fig. 3.13).

Je montre sur la Fig. 3.14 les diagrammes position-vitesse (PV) transverses à l'axe du jet ainsi que les profils des raies sur l'axe pris à une distance du plan du disque de ± 70 au (au-delà du diamètre d'un lobe spatial pour éviter la contamination par le matériau en rotation de l'enveloppe et du disque). La rotation est clairement apparente sous la forme d'un gradient incliné dans les diagrammes PV. La décroissance de la vitesse, de l'axe du jet vers la cavité, est aussi visible. La vitesse centroïde des spectres pris sur l'axe de $\sim 1\text{-}2\text{km s}^{-1}$ donne une vitesse déprojetée de $V_p \simeq 20 - 40\text{km s}^{-1}$ pour une inclinaison $i \simeq 87^\circ$ (Claussen et al. 1998). Par conséquent, la cavité n'est pas remplie par un vent non-collimaté de haute vitesse ($\sim 100\text{ km s}^{-1}$) comme le suggèrent certains auteurs, mais par une composante de plus basse vitesse $\leq 30\text{km s}^{-1}$.

3.3.2 Tests des modèles de vents de disque

J'ai également comparé les diagrammes PV et les profils de raie sur l'axe à mes prédictions synthétiques de vents de disques MHD stationnaires (voir chapitre 1 pour les modèles de vents de disque MHD utilisés). Comme je l'ai précisé au chapitre 2, deux propriétés des solutions ont une influence importante sur les prédictions synthétiques : 1) le paramètre de bras de levier magnétique $\lambda \simeq (r_A/r_0)^2$, où r_A est le rayon d'Alfvén de la ligne de courant ancrée en r_0 , qui détermine le moment cinétique spécifique emporté par le vent de disque et l'accélération poloïdale ; 2) l'évasement maximal $\mathcal{W} = r_{\text{max}}/r_0$ atteint par une ligne de courant, qui contrôle la largeur transverse du vent ainsi que sa vitesse de rotation. Dans le but de limiter le nombre de paramètres libres, je fixe l'angle d'inclinaison à $i = 87^\circ$ et la masse centrale à $M_\star = 0.2M_\odot$ donnée par les dernières estimations de (Lee et al. 2017c). Les rayons minimal et maximal de lancement du vent r_{in} et r_{out} déterminent alors l'intervalle de vitesse dans le vent. Dans la mesure où les abondances de SO et SO₂ à la surface du disque sont très incertaines, je ne calcule pas l'émissivité à partir d'un calcul thermo-chimique cohérent le long du flot comme réalisé par Yvart et al. (2016). J'ai plutôt suivi la méthode détaillée au chapitre 2 en supposant un profil d'émissivité radial $\propto r^\alpha$. Contrairement aux prédictions synthétiques du chapitre 2, j'ai ajouté une dispersion thermique de vitesse de 0.6 km s^{-1} (la vitesse du son dans un gaz moléculaire à 100 K). Les cartes ont été convoluées par le lobe des observations ALMA. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le paramètre α gère la forme des ailes des raies ainsi que le gradient dans les diagrammes PV synthétiques.

Comme nous l'avons vu précédemment avec les données des Cycles 0 et 1, les solutions de $\lambda_{BP} = 13$ utilisées pour reproduire l'émission du jet de DG Tau jet (Pesenti et al. 2004) sont trop rapides pour reproduire les données en SO/SO₂ de HH212. Cette solution demanderait un angle d'inclinaison du jet par rapport au plan du ciel de seulement 0.5° , exclu par les mesures d'inclinaison donnant $4_{-1}^{+3^\circ}$ (Claussen et al. 1998). Cependant, nous pouvons obtenir un bon ajustement des données avec une solution plus lente avec $\lambda_{BP} = 5.5$ et $\mathcal{W} = 30$. Alors que le pic d'émission définissant le gradient dans le diagramme PV peut être reproduit avec $r_{\text{out}} = 8 \text{ au}$, l'émission plus étendue est mieux reproduite en augmentant le rayon de lancement maximal r_{out} jusqu'à 40 au, correspondant au rayon de disque képlérien déduit par Lee et al. (2017c) (voir Fig. 3.17).

Le meilleur ajustement aux données est superposé en contours noirs sur la Fig. 3.14. La valeur de r_{in} est contrainte par la vitesse maximale présente dans les données. Dans le lobe bleu, l'extension de l'aile bleue suggère $r_{\text{in}} \leq 0.1 \text{ au}$. Dans le lobe rouge, l'ajustement est plus précaire car les centroïdes de vitesse sont plus faibles d'un facteur 1.5-2. Une solution plus lente (non disponible à ce jour) ajusterait certainement mieux les données. Des simulations numériques montrent qu'il est effectivement possible d'avoir un vent de disque MHD présentant des lobes asymétriques (Fendt & Sheikhnezami 2013). La valeur de $r_{\text{in}} \simeq 0.2 \text{ au}$ utilisée dans la Figs. 3.14b,d n'est ainsi qu'une valeur illustrative. Les vitesses poloïdales du modèle à $z = 70 \text{ au}$ s'étendent entre $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ et 2 km s^{-1} pour $r_0 = 0.1$ à 40 au.

Nous avons montré au chapitre 2 que le gradient mesuré dans le diagramme PV sous-estime le moment cinétique spécifique de la ligne de courant la plus externe, aboutissant à

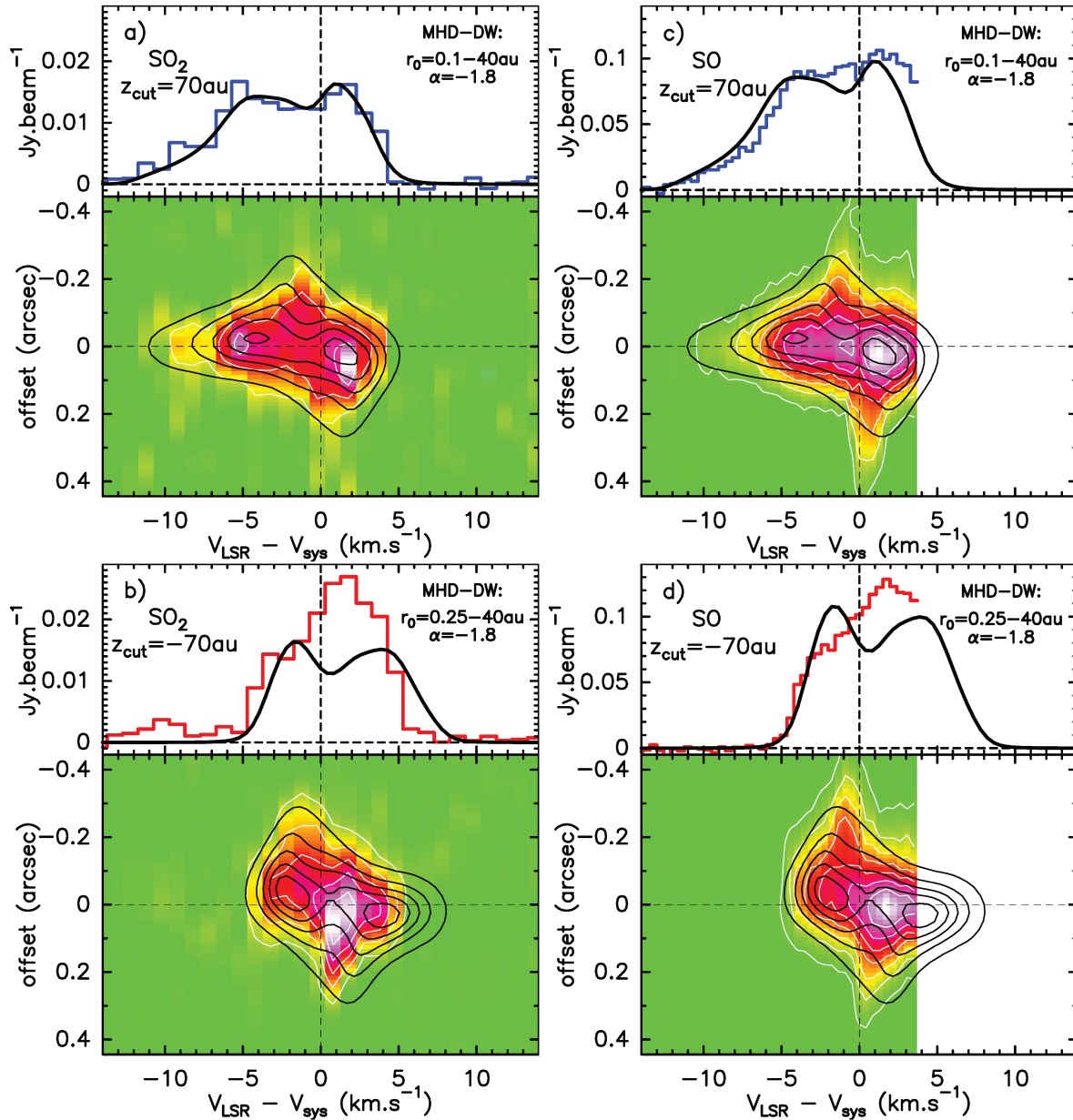


Figure 3.14 – **a-d**: Profil des raies observées sur l'axe (histogrammes) et diagrammes PV transverses à l'axe du jet (image couleur et contours blancs) de SO₂ (gauche) et SO (milieu) à $\pm 70 \text{ au}$ à travers le jet septentrional bleu (haut) et le jet austral rouge (bas). L'aile rouge est coupée par le "spectral set-up". Un ajustement des observations avec un modèle de $\lambda = 5.5$ et $W = 30$ (voir texte) est superposé en noir (spectres et contours). Les paramètres des modèles sont indiqués en haut de chaque cadre

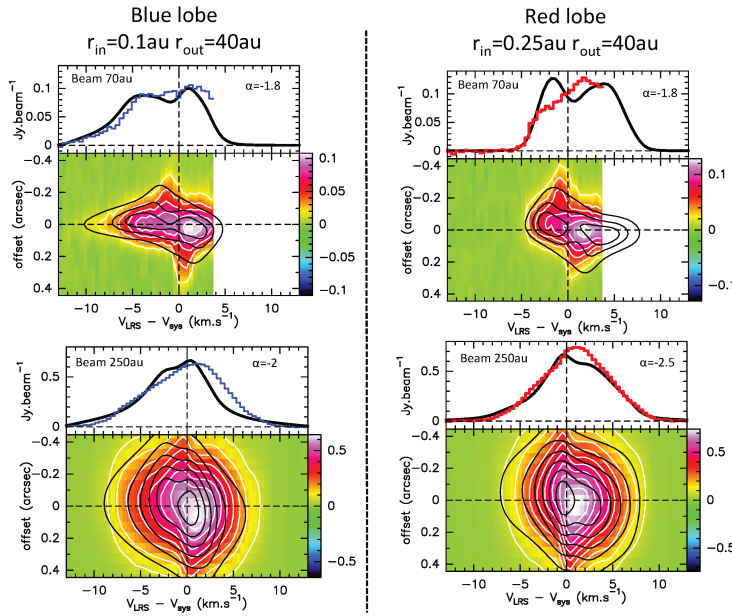


Figure 3.15 – Comparaison entre le meilleur modèle de vent de disque obtenu par le Cycle 4 et les observations *SO* à plus basse résolution angulaire du Cycle 0. Gauche : spectre sur l'axe et diagramme *PV* à $z = +0.15'' = 70 \text{ au}$ (lobe bleu) observé au Cycle 4 (haut) et au Cycle 0 (bas), comparé au meilleur modèle du Cycle 4 (voir 3.14). Les modèles sont convolués par un lobe gaussien correspondant au lobe spatial des observations. Droite : idem pour le lobe rouge.

une sous-estimation de rayon externe de lancement du vent. Le modèle de vent de disque reproduisant *SO/SO₂* étant très étendu, cet effet est sévère. En insérant les gradients de vitesse et la vitesse poléoidale mesurés dans la formule d'Anderson (Anderson et al. 2003, et équation 1.32), le rayon de lancement maximal déduit serait de $r_{\text{out}} \sim 1 \text{ au}$ au lieu de 40 au. Cela illustre l'importance d'une modélisation détaillée telle que celle menée ici sur HH 212 pour contraindre l'extension maximale d'un vent de disque MHD dans les Classe 0.

La vitesse de rotation prédite par le modèle au niveau des lignes de courant les plus externes surestiment la rotation observée à $r \geq 0.15''$. Les solutions auto-similaires ne peuvent pas traiter l'effet d'une troncation du vent de disque au rayon externe du disque. En réalité, la forme et la dynamique des lignes de courant externes résultent d'un équilibre de pression avec l'enveloppe en effondrement. Loin du plan du disque, nous pouvons alors nous attendre à ce que les lignes de courant externes du vent de disque s'ouvrent jusqu'à la cavité. Au contraire, proche du plan du disque, l'accrétion de l'enveloppe confinerait la ligne de courant externe. Des modèles de vents de disque prenant en compte ces effets pourraient être développés.

3.3.3 Cohérence avec les résultats du Cycle 0/1

Les ajustements des modèles de vents de disque aux données du Cycle 4 confirment donc que les principales caractéristiques du flot *SO* peuvent être reproduites par des solutions de vents de disque de $\lambda_{BP} = 5.5$. Cependant, la meilleure solution diffère entre les deux jeux de données puisque les données du Cycle 0/1 à $z = -0.5''$ semblent favoriser la solution avec $\mathcal{W} = 17$ alors que les données du Cycle 4 à $z = 0.15''$ favorisent la solution avec $\mathcal{W} = 30$ (plus ouverte). La différence principale tient à la position de la coupe. Comme le montre la Fig. 3.15, la solution **L5W30** reproduisant le Cycle 4 dans chaque lobe reproduit également les données *SO* du Cycle 0 lorsque la coupe *PV* est prise à la

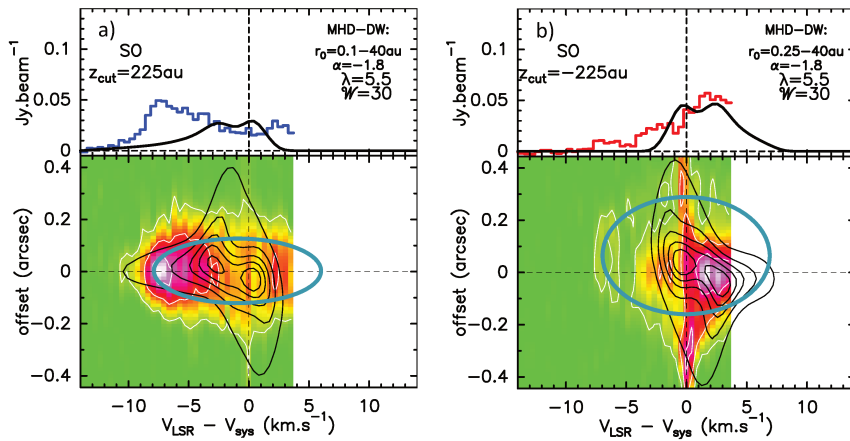


Figure 3.16 –
 Comparaison entre les observations du Cycle 4 pour des coupes PV prises à $z_{cut} = \pm 225$ au et le meilleur modèle de vent de disque MHD à $z \pm 70$ au tiré de la Fig. 3.14.

même distance $z = \pm 0.15'' \sim 70$ au. Ce résultat confirme les conclusions de notre chapitre précédent (Chapitre 2) selon lesquelles les tests des vents de disque ne dépendent pas de la résolution angulaire des observations.

Par contre, nos observations du Cycle 4 révèlent que l'émission à $z_{cut} = 225$ au n'est pas due à un vent de disque stationnaire. Comme le montre la Fig. 3.16, les PV de SO obtenus en Cycle 4 ne présentent plus de signature de rotation à $z_{cut} = 225$ au. Le meilleur modèle de vent de disque ne reproduit pas la structure du diagramme PV. Au contraire, nous pouvons reconnaître une structure elliptique (non inclinée) dans les diagrammes PV (voir ellipses bleues Fig. 3.16). Cette structure est la signature d'une coquille en expansion (voir Section 2.1.4) provenant d'un choc d'étrave déjà visible en SiO dans le PV longitudinal Fig. 3.8. Notez que l'émission à cette distance est nettement plus faible que proche de la source.

La différence de valeur de W entre les ajustements du Cycle 0 faits dans la section précédente et les ajustements faits au Cycle 4 provient donc du fait que les diagrammes PV du Cycle 0 pris à 225 au étaient contaminés par des coquilles de choc d'étrave.

Ces observations sont extrêmement importantes car elles révèlent qu'un vent de disque, s'il est présent, doit être observé très près de la source. Nous verrons dans la chapitre 4 que la propagation de chocs d'étrave produits par un jet axial pulsant dans un vent plus lent génère des perturbations dans le vent qui ne se développent qu'à partir d'une altitude non nulle, dépendante du temps caractéristique de formation des chocs et du rapport entre la vitesse du jet axial et de la vitesse du vent.

Une haute résolution angulaire est donc indispensable pour non seulement résoudre de manière non ambiguë les signatures de rotation des vents de disque mais aussi pour séparer les composantes dues à des chocs d'étrave des composantes liées à une éjection plus stationnaire. Nos observations suggèrent que le vent de disque dans HH 212 est non perturbé à une échelle < 120 au.

3.4 Observations ALMA de C-F. Lee à très haute résolution angulaire

Le progrès implacable d'ALMA met les modèles à l'épreuve sur une échelle de temps bien plus petite que le temps nécessaire au développement des modèles. Lorsque les proposals sont motivés par une modélisation, l'avantage est en partie redonné aux modèles car les développements théoriques à réaliser peuvent être prévus. Dans le contexte de compétition mondiale poussée par ALMA, aucun modèle n'est à l'abri d'observations imprévues...

Alors que ma lettre sur les observations Cycle 4 en SO et SO₂ était en cours d'écriture, Chin-Fei Lee publia ses données de HH 212 en SiO à une résolution inégalée de 0.02'' \sim 8 au (Lee et al. 2017a). Cet article n'était que le début d'une longue série qui donna une vue à très petite échelle (\sim 10 au) du disque en continuum (Lee et al. 2017b), du jet SiO (Lee et al. 2017a), des molécules complexes (Lee et al. 2017c) et enfin du flot SO et SO₂ (Lee et al. 2018). Ces données, à très haute résolution mais à basse sensibilité sont complémentaires à nos données du Cycle 4, plus sensibles et moins affectées par le filtrage spatial (voir Table 3.2).

Je propose ici une présentation succincte des résultats de Lee sur les raies moléculaires traçant le jet (SiO) et le flot (SO/SO₂) ainsi qu'une discussion sur les contraintes apportées par ces observations sur le modèle de vents de disque.

3.4.1 Signatures de rotation dans les nœuds SiO

La Fig. 3.17-a présente la carte d'émission de SiO à très petite échelle (120 au) obtenue par Lee et al. (2017a) à une résolution angulaire de 0.02''. Nous voyons clairement que SiO émet selon des nœuds très étroits le long de l'axe du jet, trahissant la présence de chocs. Ces nœuds sont globalement symétriques par rapport à la source indiquant une variabilité temporelle de la vitesse d'éjection dans les deux lobes. En supposant une vitesse de propagation des chocs de 100 km s⁻¹ et en remarquant que les nœuds sont espacés d'une distance typique de \simeq 20 au, on en déduit une période de variabilité de 1 an. La largeur transverse déconvoluée de l'émission de SiO varie de < 5 au à $z \simeq 20$ au de la source jusqu'à 16 au à $z = 80$ au de la source (Lee et al. 2017a). La Fig. 3.17-b montre la superposition des cartes intégrées rouges et bleues. Nous pouvons directement voir que pour les nœuds les plus distants, un gradient transverse de vitesse dans le même sens que celui du disque et de l'enveloppe (dont le sens est indiqué par des flèches) est détecté. Les diagrammes PV dont je donne deux exemples Fig. 3.17-c-d confirment la signature de rotation. Le moment cinétique apparent observé dans les nœuds est de 10 ± 2 au km s⁻¹. A partir des relations d'Anderson (Anderson et al. 2003, voir équation 1.32) et en supposant $V_p = 100$ km s⁻¹, Lee et al. (2017a) en déduisent un rayon de lancement de $r_0 = 0.05^{+0.05}_{-0.02}$ au.

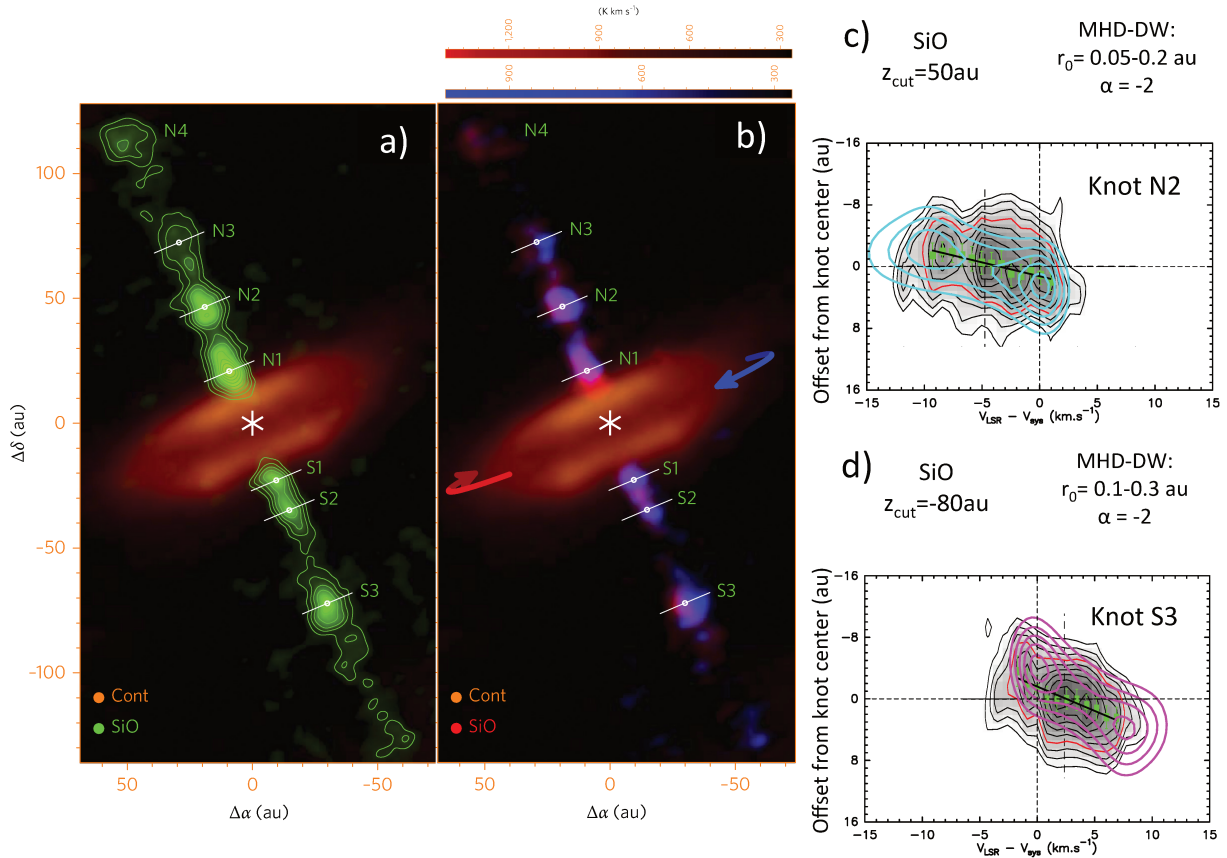


Figure 3.17 – Signatures de rotation à très haute résolution angulaire ($\sim 8\text{ au}$) dans les nœuds de SiO par Lee et al. (2017a) reproduites par notre modèle de vent de disque. a) carte d'émission de SiO dans la région interne de HH 212 (120 au) intégrée entre $-14 - 14.5\text{ km s}^{-1}$ (contours et teintes verts) superposée à l'émission du disque vu en continuum à $850\mu\text{m}$ (teintes brunes). b) Émission "blue-shiftée" et "red-shiftée" de SiO montrant les gradients transverses de vitesse détectés dans les nœuds SiO. Le sens de rotation du disque est indiqué par des flèches. c)-d) Diagrammes PV transverses de SiO pris à la position des nœuds N2 et S3 observés par Lee et al. (2017a) (teintes grises et contours noirs et rouges) avec leurs centroïdes mesurées en carrés verts et le gradient associé en ligne noire. Le modèle de vent de disque de Tabone et al. (2017) dont les paramètres sont notés en haut de chaque encadré est superposé en cyan (haut) et magenta (bas).

Comparaison avec le modèle de vent de disque MHD

J'ai trouvé que la solution de vent de disque MHD reproduisant la cinématique de SO et SO₂ ajuste étonnamment bien les signatures de rotation SiO observées par Lee et al. (2017a) à des altitudes comparables si SiO trace uniquement les lignes de courant les plus internes lancées entre 0.05-0.2 au dans le lobe bleu et 0.1-0.3 au dans le lobe rouge. Nous montrons sur la Fig. 3.14c-d nos prédictions synthétiques superposées aux diagrammes PV pris à la position de deux nœuds SiO observés par Lee et al. (2017a) à une résolution de 8 au. L'intervalle de vitesse poloïdale prédit par le modèle est compris entre $V_p = 70$ et 170 km s^{-1} , en accord avec les mouvements propres des nœuds SiO observés à plus grande échelle (Lee et al. 2015). La comparaison de ces observations avec le modèle de vent de disque MHD a été publiée avec nos données SO/SO₂ dans la lettre Tabone et al. (2017).

En appliquant la formule de Anderson et al. (2003), Lee et al. (2017a) dérivent un rayon de lancement de $0.05_{-0.02}^{+0.05} \text{ au}$, 2 à 3 fois plus petit que le rayon de externe de lancement de $r_{\text{out}} \simeq 0.2 - 0.3 \text{ au}$ déduit de notre modélisation. Dans la mesure où ces nœuds sont bien résolus par Lee et al. (2017a), ce biais n'est pas dû à la résolution des observations mais bien à la projection sur l'axe des lignes de courant provenant de différents rayons comme nous l'avons montré au chapitre 2.

Dans la mesure où le rayon de sublimation de la poussière autour d'une protoétoile de $\sim 10L_{\odot}$ se situe autour de 0.2-0.3 au (Yvart et al. 2016), SiO serait formé à partir du silicium libéré par l'évaporation des poussières à la base du vent de disque. Si ce scénario est évoqué par Lee et al. (2017a), il reste très spéculatif puisque à ce jour, aucun modèle astrochimique n'a montré que SiO peut se former sur des échelles de temps si réduites ($t_{\text{dyn}} \sim 1 - 10 \text{ yr}$) dans un milieu sans poussière et fortement irradié par la source centrale. Dans la partie III cette thèse, je m'attache à comprendre la formation de SiO et plus largement des molécules simples (CO, OH, H₂O, SO) à des échelles de temps très courtes dans un flot sans poussière et irradié.

3.4.2 Confirmation d'un flot SO/SO₂ en rotation

Dans une toute dernière publication, Lee et al. (2018) présentent l'analyse des raies de SO et SO₂ à une résolution angulaire de $0.06'' \sim 24 \text{ au}$ soit deux fois plus élevée que nos observations. Par contre, leurs observations ont un signal à bruit nettement plus faible que celui obtenu dans nos observations du Cycle 4 à plus basse résolution angulaire (voir Table 3.2). Je présente sur la Fig. 3.18a-b leurs cartes de vitesses centroïdes et plusieurs diagrammes PV. Ces observations à haute résolution angulaire confirment plusieurs résultats révélés dans mon analyse (Tabone et al. 2017).

- *La structure en pelure d'oignon du flot SO et SO₂ avec une vitesse poloïdale qui augmente en se rapprochant de l'axe.* Cette structure est visible à une distance à la source inférieure à $0.2'' \sim 90 \text{ au}$ alors que plus loin de la source, seule la composante axiale collimatée de plus haute vitesse est détectée.

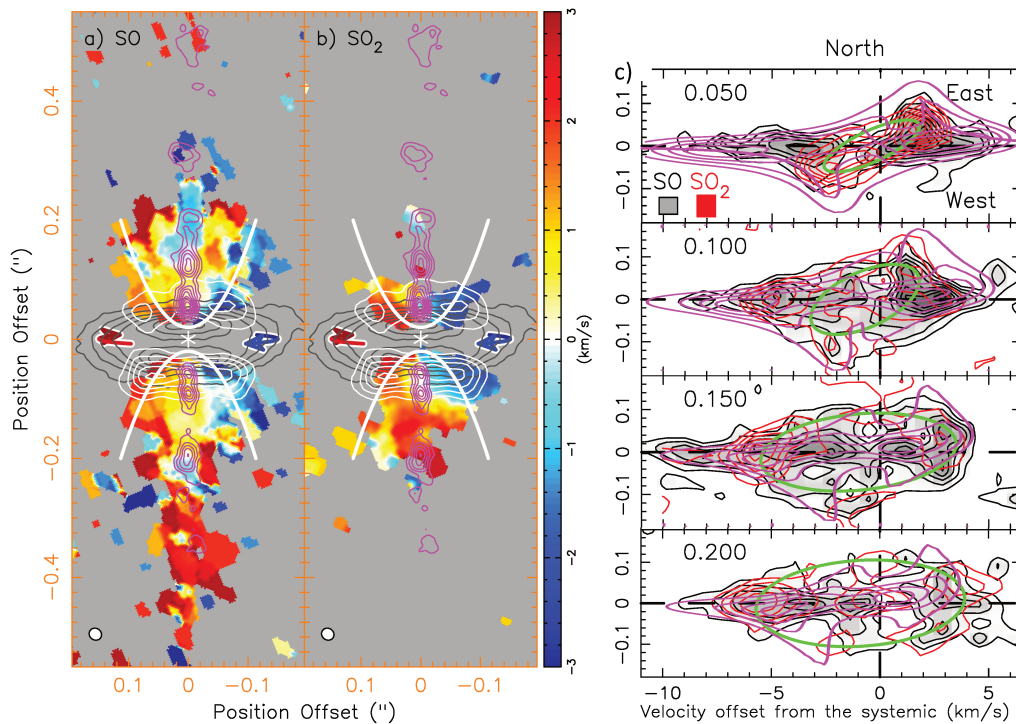


Figure 3.18 – Observations de SO et SO_2 à une résolution angulaire de $0.06'' \sim 25$ au par Lee et al. 2018. a) carte des vitesses centroïdes (1er moment) de SO . Le jet SiO en contours magenta (Lee et al. 2017a), le disque continuum en contours gris (Lee et al. 2017b) et l'atmosphère du disque en méthanol en contours blancs (Lee et al. 2017c) sont aussi représentés. b) idem pour SO_2 c) diagrammes PV à travers le jet de SO (contours noirs) et SO_2 (contours rouges) ainsi que notre modèle de vent de disque de Tabone et al. (2017) (contours magenta). La position des coupes est indiquée en arcsec en haut à gauche de chaque encadré.

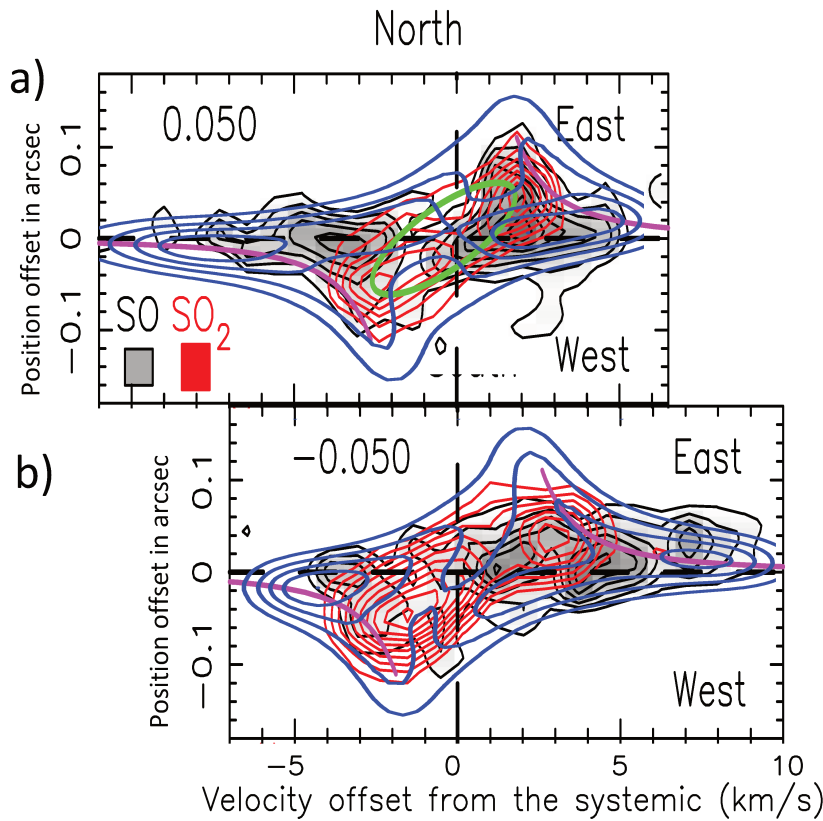


Figure 3.19 – Diagrammes PV de SO (noir) et SO₂ (contours rouges) à la surface du disque ($z_{cut} = \pm 0.05'' = \pm 20$ au) observés par Lee et al. (2018) comparés aux prédictions du modèle de vent de disque MHD utilisé pour reproduire nos observations du Cycle 4 (contours bleus). La courbe magenta est une courbe képlérienne (pour une masse centrale de $M_* = 0.25M_\odot$) décalée en vitesse de $+0.8\text{km s}^{-1}$ dans le lobe sud et de -0.8km s^{-1} dans le lobe nord.

- La base du flot SO et SO₂ est bien confinée au disque à ≤ 40 au de l'axe.
- La présence claire de rotation dans le flot SO et SO₂ persistante jusqu'à $z \pm 0.2''$ et sa compatibilité avec un vent de disque MHD. Comme le montre la Fig. 3.18-c, mon modèle de vent de disque MHD (contours roses) reproduisant les données du Cycle 4, reproduit de manière frappante les données de C-F Lee à une résolution angulaire de $0.04''$ sans aucune modification des paramètres d'ajustement (mis à part le lobe spatial).

Le gain en résolution spatiale permet aussi de tester le modèle de vent de disque au plus près de son point de lancement. La Fig. 3.19 montre que dans l'atmosphère du disque, SO et SO₂ présentent une signature claire de rotation. Lee et al. (2018) tracent en ligne magenta la courbe képlérienne que SO et SO₂ semblent suivre, arguant qu'une partie de l'émission provient du disque d'accrétion. Cependant, Lee et al. (2018) ne mentionnent pas que leur courbe képlérienne n'est pas centrée sur la vitesse systémique mais sur $+0.8\text{km s}^{-1}$ dans le lobe rouge et sur -0.8km s^{-1} dans le lobe bleu, indiquant un mouvement d'"outflow" à une vitesse axiale V_z déprojetée de $\sim 11\text{km s}^{-1}$ (voir Fig. 3.19). Plus proche de l'axe, le décalage en vitesse entre les ailes bleues et rouges est de $\sim \pm 2.5\text{km s}^{-1}$, suggérant une vitesse axiale déprojetée minimale de $\sim 36\text{km s}^{-1}$. La haute résolution angulaire révèle donc que malgré un profil de rotation quasi-képlérien, l'émission SO et SO₂ à la surface du disque trace du gaz en mouvement d'"outflow", avec une vitesse plus grande proche de l'axe. Ces propriétés sont précisément ce que prédit un vent de disque. La forme des diagrammes PV à la surface du disque est d'ailleurs très

bien reproduite par mon modèle (en contours bleu Fig. 3.18-c) avec les mêmes paramètres que ceux utilisés dans notre analyse à plus basse résolution (voir ajustement du Cycle 4 en Fig. 3.14). SO et SO₂ tracerait donc un vent MHD dès la surface du disque.

Remarquons enfin que Lee et al. (2018) proposent une interprétation alternative où le flot large en SO et SO₂ tracerait une coquille choquée, poussée par un vent interne non observé qui entourerait le jet. Cette distinction entre un jet central et des coquilles de matière choquée, si elle a un sens à grande distance de la source ($z_{cut} > 150$ au) où des chocs d'étrave sont effectivement observés (voir Fig. 3.16), est beaucoup plus incertaine dans le flot à plus petite échelle où une transition continue des hautes vitesses du jet collimaté jusqu'aux vitesses plus basses du vent est observée dans les diagrammes PV. Basé sur un ajustement manuel, Lee et al. (2018) proposent de reconnaître des ellipses dans les diagrammes PV dès la base du flot (ellipses vertes Fig.3.19-a et 3.18-c) correspondant à des anneaux de matière en expansion. Chin-Fei Lee reconstitue ainsi ce qui serait une coquille unique poussée par un vent non observé. Ce modèle, issu des travaux de Shu et al. (1991) et Lee et al. (2001), prédit un âge de la coquille de 45yr. Une des grandes faiblesses de ce modèle, que Lee et al. (2018) ne mentionnent pas, est qu'il prédit des vitesses axiales déprojetées de l'ordre de $1 - 2 \text{ km s}^{-1}$ à la surface du disque. Ces vitesses sont beaucoup plus petites que celles mesurées à la surface du disque ($\sim 11 \text{ km s}^{-1}$). Le modèle proposé par C-F Lee bénéficierait d'une modélisation plus poussée pour être confronté à la structure précise des diagrammes PV comme nous l'avons fait pour tester les modèles de vents de disque.

3.5 L'origine de molécules organiques complexes dans HH212

Bien que notre projet du Cycle 4 soit centré sur les contraintes sur les vents de disque par l'observation de traceurs moléculaires de jets (SiO) et de flots (SO/SO₂), la grande sensibilité des données ALMA nous a aussi donné un accès unique à de nombreuses raies de molécules complexes interstellaires (iCOMs) telles que le méthanol ou l'aldéhyde, permettant de contraindre leur origine à l'échelle du disque d'accrétion. La publication de ces données, dont je suis coauteur, est menée par l'équipe de Claudio Codella (Bianchi et al. 2017; Codella et al. 2018). Tout comme pour les traceurs précédents, le groupe de Chin-Fei Lee a également publié des données sur les iCOMs à très haute résolution angulaire mais à plus faible sensibilité. J'aimerais ici donner un bref aperçu de ces études et proposer la possibilité d'une éjection très lente ($\sim 1 \text{ km s}^{-1}$) tracée par les iCOMs au bord externe du disque d'accrétion.

3.5.1 iCOMs et barrière centrifuge

Afin de comprendre l'origine de iCOMs, il est utile de revenir à l'enveloppe de HH212. Comme l'a déjà montré Lee et al. (2014), HCO⁺ est le meilleur traceur de la partie de

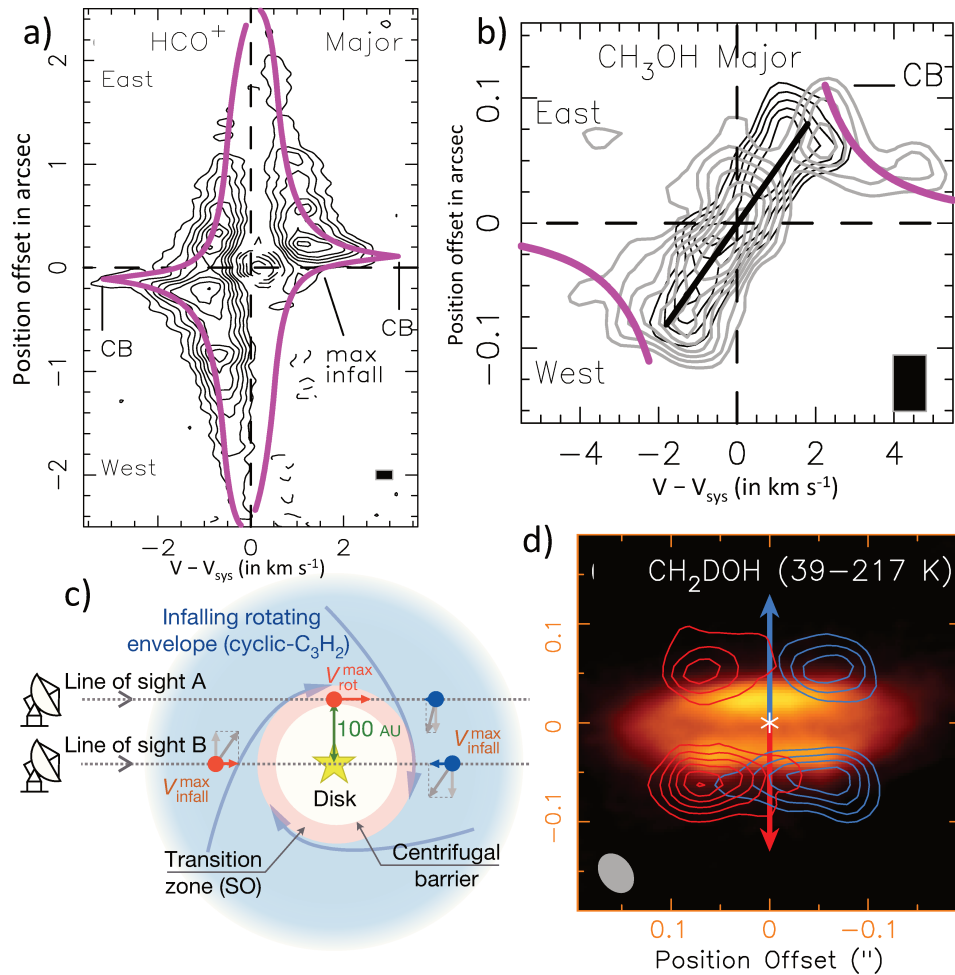


Figure 3.20 – Transition entre l'enveloppe et le disque vue par Lee et al. (2017c) : a) Diagramme PV de HCO^+ le long du plan médian de l'enveloppe superposé à la courbe de vitesse d'un modèle balistique d'enveloppe équatoriale (2D) en rotation et effondrement. b) Diagrammes PV de CH_3OH pris à la surface nord-ouest (contours gris) et à la surface (sud-est) du disque, superposés à la courbe de rotation képlérienne. c) schéma présentant le modèle balistique de formation d'un disque à la barrière centrifuge (tiré de Sakai et al. 2014) d) carte d'émission des raies de CH_2DOH superposée au disque continuum (teintes brunes) tirée de Lee et al. (2017c).

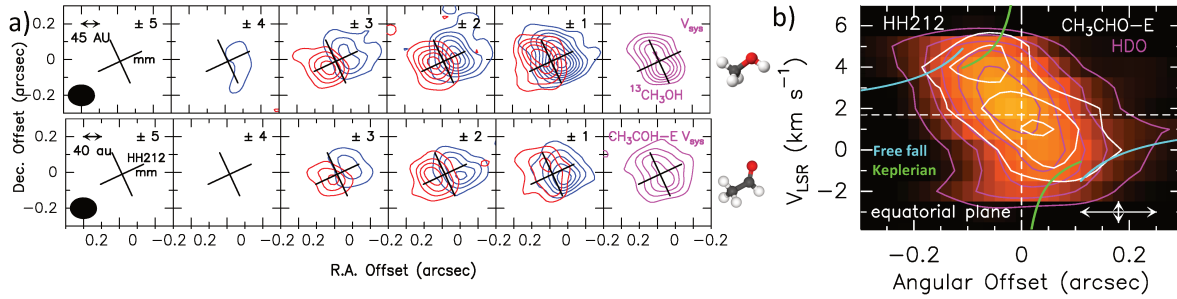


Figure 3.21 – Résultats ALMA du Cycle 4 sur les iCOMs. a) cartes par canaux de $^{13}\text{C H}_3\text{OH}$ (Bianchi et al. 2017) et de l'acéthaldéhyde (Codella et al. 2018). b) Diagrammes PV pris le long du disque dans les raies de $\text{CH}_3\text{CHO-E}$ et HDO Codella et al. (tiré de 2018). J'ai ajouté les courbes de rotation képlérienne et de chute libre déduites par Lee et al. (2017c). Remarquez notamment la discontinuité de $\sqrt{2}$ en vitesse à $r = \pm 0.11''$ entre la courbe képlérienne et la courbe de chute libre, trahissant la barrière centrifuge.

l'enveloppe en effondrement et rotation. Les observations à très haute résolution obtenues tout récemment par Lee et al. (2018) ont révélé de façon plus précise la dynamique de l'enveloppe dans le plan équatorial du système. Nous reproduisons en Fig 3.20-a leur diagramme PV de HCO^+ dans ce plan. Les vitesses observées dans l'enveloppe sont en très bon accord avec la prédiction d'un modèle 2D (plan) de chute libre balistique sur une masse centrale, avec conservation du moment cinétique (courbes roses Fig. 3.20-a). Il s'agit du même modèle proposé par Sakai et al. (2014b) pour reproduire la cinématique de l'enveloppe aplatie autour de L1527.

Pour rappel, dans une approximation balistique et en géométrie plane (voir schéma Fig. 3.20-c), la matière chute vers l'objet central selon une parabole, jusqu'à atteindre un rayon minimum (périhélie) où sa vitesse radiale s'annule et où (par conservation de l'énergie mécanique) $V_\phi = \sqrt{2GM/r}$; ce rayon minimum, nommé "barrière centrifuge" par Sakai et al. (2014b) et noté r_{CB} est donc égal à

$$r_{CB} = \frac{j^2}{2GM}, \quad (3.4)$$

où j est le moment spécifique de la matière. Dans cette approche balistique 2D plane, c'est donc seulement à l'intérieur de r_{CB} que les orbites sont circulaires et que le disque képlérien se forme.

Pour un objet vu par la tranche comme L1527 ou HH212, la vitesse radiale projetée de l'enveloppe atteint son maximum $\sqrt{2GM/r_{CB}}$ au rayon r_{CB} . Le PV de HCO^+ en Fig 3.20-a montre une vitesse maximale de 3.2 km s^{-1} à un rayon de $0.11''$ impliquant un moment cinétique spécifique de $j_0 = 140 \text{ au km s}^{-1}$ (à 400 pc). Aussi, Lee et al. (2017c) en déduisent $M_* \simeq 0.25M_\odot$ et $r_{CB} \simeq 45 \text{ au}$, un rayon tout à fait cohérent avec la taille du disque résolu en continu des poussières (Lee et al. 2017b, et Fig. 3.20-d).

ALMA révèle que l'émission des iCOMs a un comportement très différent de HCO^+ : l'émission est très compacte et confinée (en projection) aux deux surfaces du disque

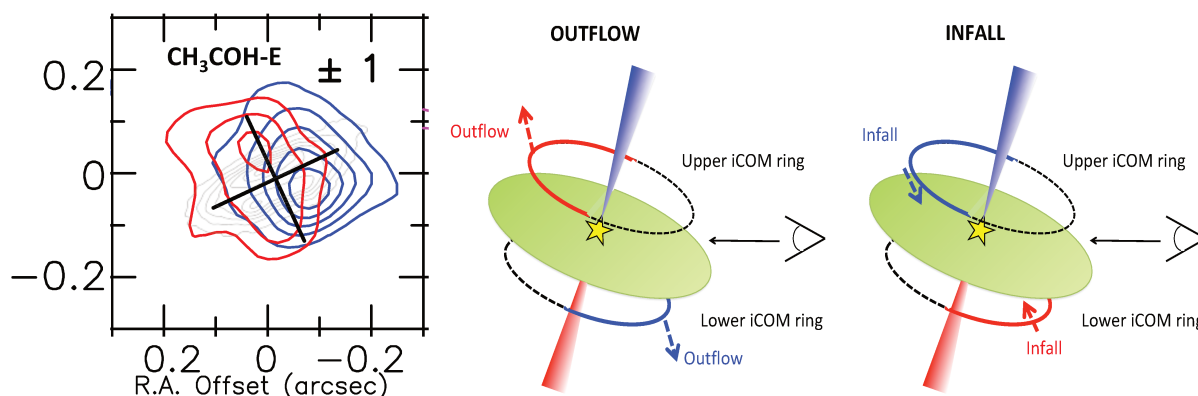


Figure 3.22 – Indication d'un mouvement d'outflow à partir de la barrière centrifuge dans les raies d'iCOMs. Gauche: cartes du méthanol à $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$ (contours bleus et rouges) (Bianchi et al. 2017) superposées à l'émission du disque en continu en contours sombres (Lee et al. 2017a). Centre et droite: Schéma représentant deux anneaux en expansion ou effondrement de part et d'autre de la surface d'un disque optiquement épais et de même température de brillance que l'émission de l'anneau vu par un observateur (Tiré de Codella et al. 2018).

(Fig. 3.20-d). De plus, le diagramme PV dans la direction médiane montre une structure linéaire étendue entre $\pm 0.1''$ et entre $\pm 2 \text{ km s}^{-1}$, similaire des deux cotés du disque (Fig. 3.20-b). Ces caractéristiques sont typiques d'un anneau en rotation de $V_\phi \simeq 2 \text{ km s}^{-1}$ à un rayon r_{CB} . Notons que cette vitesse est environ $\sqrt{2}$ plus faible que celle de HCO^+ à r_{CB} (3.2 km s^{-1}). Elle est donc compatible avec la vitesse képlérienne attendue au bord du disque ($\sqrt{GM/r_{CB}}$). Lee et al. (2017c) ont donc conclu que le méthanol, ainsi que les autres iCOMs observés, proviennent de la transition entre l'enveloppe en effondrement et le disque képlérien. La présence de nombreuses iCOMs dans cette région pourrait s'expliquer par la libération des manteaux de glace sous l'effet du chauffage du gaz et des poussières dans le choc d'accrétion de 10 km s^{-1} qui accompagne cette zone de transition. Ces résultats sont également supportés par de nombreuses observations du groupe de Nami Sakai, qui a montré, notamment avec des observations de L1527, un changement chimique et cinématique à la position de la barrière centrifuge (Sakai et al. 2014a, 2017).

Les résultats de Lee et al. 2017c sont confirmés et complétés par nos observations Cycle 4 à plus faible résolution angulaire. Bianchi et al. (2017) et Codella et al. (2018) montrent que l'émission des iCOMs ainsi que de HDO est confinée dans l'anneau à la périphérie du disque, mais peut être également étendue verticalement sur $z \pm 0.1''$ (voir Fig. 3.21). Les mesures de Bianchi et al. (2017) montrent un taux de deutération du méthanol important, indiquant que le méthanol observé est bien du matériau formé à basse température dans des conditions physiques de nuages moléculaires puis désorbé en phase gazeuse plutôt que formé dans la région où il est observé, dont la température est estimée à $T_K \gtrsim 90 \text{ K}$ (Bianchi et al. 2017; Codella et al. 2018).

3.5.2 Les iCOMs peuvent-elles tracer une éjection?

Plusieurs raisons peuvent faire penser que l'anneau d'iCOMs proche de r_{CB} pourrait tracer un vent. Tout d'abord, à la position de la barrière centrifuge, la rotation est super-képlérienne. Par conséquent, avant d'entrer dans le disque d'accrétion, la matière doit perdre une fraction $\sqrt{2}$ de son moment cinétique. Un vent magnéto-centrifuge est alors un scénario séduisant pour extraire efficacement ce moment cinétique dans une région limitée spatialement. Les simulations d'effondrement magnétisé de nuages montrent que proche du bord externe du disque, le champ magnétique poloïdal est incliné et qu'un champ magnétique toroïdal se développe. Une éjection lente provenant de cette région est effectivement observée dans les simulations numériques (Masson et al. 2016; Zhao et al. 2016, 2018).

J'ai donc essayé de chercher des signatures d'éjection au niveau du bord externe du disque dans les raies des molécules complexes. Comme je l'ai montré en section 3.4.2, les spectres de SO et SO₂ dans l'atmosphère du disque présentent un décalage de +0.8 km s⁻¹ dans le lobe rouge du jet et de -0.8 km s⁻¹ dans le lobe bleu, indiquant une vitesse axiale déprojetée de 11 km s⁻¹. Au contraire, aucun décalage en vitesse n'est observé de part et d'autre du disque dans les raies des iCOMs, suggérant une vitesse axiale déprojetée $V_z \lesssim 1.5$ km s⁻¹ (voir Fig. 3.20-b).

La seule signature "d'outflow" détectable serait alors celle d'un mouvement radial d'expansion du matériau. Nous présentons Fig. 3.22 les cartes Cycle 4 bleues et rouges de l'aldéhyde proche de la vitesse systémique (± 1 km s⁻¹) superposées au disque continuum de Lee et al. 2017a. Sur ces cartes, il apparaît clairement que l'émission rouge est plus intense au nord (jet bleu) et l'émission bleue plus intense au sud (jet rouge). Cette caractéristique se retrouve dans toutes raies d'iCOMs ainsi que dans la raie de HDO. Nous pourrions naïvement penser que ce gradient longitudinal, opposé à celui du jet, invalide le scénario d'un matériau en outflow. En principe, le mouvement d'expansion ne crée pas d'asymétrie entre les deux surfaces du disque. Cependant, les iCOMs sont vues très proches du disque continuum optiquement épais et de température de brillance très proche de celle des iCOMs. Nous représentons Fig. 3.22 une vue schématique de deux anneaux posés de part et d'autre d'un disque, vu par l'observateur, incliné de sorte que le jet bleu soit au nord (dessus du disque) et le jet rouge soit au sud (dessous du disque). Le continuum étant optiquement épais, l'observateur ne verra que la partie avant de l'anneau située au dessous du disque. Au contraire, le continuum ayant une température de surface similaire à l'émission de l'anneau, l'observateur ne verra que la partie arrière de l'anneau située au dessus. Nous indiquons en lignes pointillées noires les parties des anneaux qui ne sont pas vues par l'observateur. Lorsque l'anneau est en expansion (donc outflow), la partie supérieure (arrière) de l'anneau émet dans le rouge alors que la partie inférieure (avant) émet dans le bleu. Au contraire, lorsque l'anneau est en effondrement, l'émission de l'anneau dans le lobe bleu est bleue et l'émission de l'anneau dans le lobe rouge est rouge.

Par conséquent, le fait qu'à basse vitesse les cartes bleues des iCOMs piquent du côté du lobe rouge et que les cartes rouges des iCOMs piquent du côté du lobe bleu est cohérent

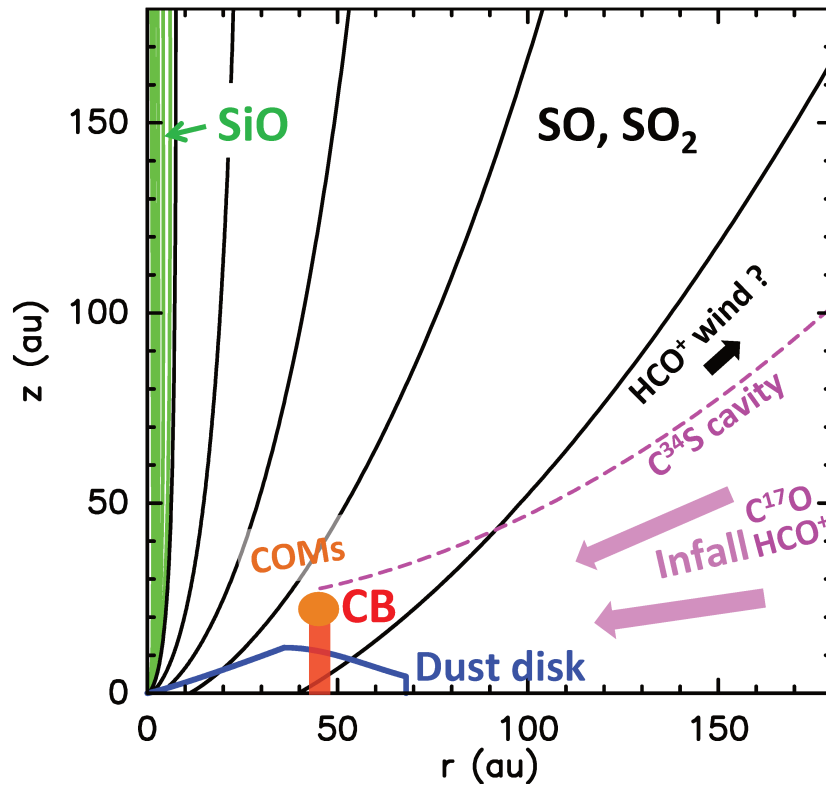


Figure 3.23 – Vue schématique des différentes composantes identifiées dans HH 212 à petite échelle adaptée de Tabone et al. (2017). Les lignes de courant du vent de disque MHD riches en SiO sont représentées en vert alors que les lignes de courant plus externes, tracées par SO et SO₂ sont représentées en noir. Le vent de disque MHD est lancé depuis le disque vu en continuum (lignes bleues). La cavité C³⁴S, représentée en pointillés roses entoure le vent SO/SO₂ et délimite la frontière avec l’enveloppe en rotation, tracée par C¹⁷O et HCO⁺. La barrière centrifuge, située à la frontière entre le disque képlérien et l’enveloppe est représentée en rouge et marron.

avec un anneau en expansion. Ce raisonnement, que j’ai proposé à Claudio Codella, est publié dans Codella et al. (2018). L’idée est tout de même purement heuristique et une modélisation rigoureuse prenant en compte l’émission du disque et des iCOMs est nécessaire pour confirmer cette intuition.

3.6 Résumé

Les observations ALMA nous fournissent une source immense d’informations grâce aux différentes raies moléculaires qui tracent chaque région du système, en fonction des conditions de chimie et d’excitation. Les analyses des observations ALMA réalisées depuis le début de ma thèse nous ont apporté des informations révolutionnaires sur les différentes composantes du système HH 212 tout en soulevant des nombreuses questions nouvelles.

- **Jet central en rotation (SiO)** : les observations à $0.02'' \sim 8au$ de Lee et al. (2017a) ont montré que les noeuds SiO observés à une échelle $< 150au$ présentaient des signatures de rotation. Mes modèles de vents de disque sont capables de reproduire la cinématique des noeuds et suggèrent que le jet SiO provient de la région interne au rayon de sublimation des poussières (Tabone et al. 2017). A ce jour, aucun modèle astrochimique ne rend compte de la présence de molécules dans un jet central sans poussière et fortement irradié par l'objet central accrétant. Dans la suite de ma thèse, j'explore deux scénarios : dans la partie II, j'étudie la possibilité d'un entraînement du matériau du vent de disque moléculaire par le jet central. Dans la partie III, j'étudie la formation des molécules au sein d'un jet sans poussière, sans faire intervenir un mécanisme d'entraînement.
- **Vent de disque plus lent (SO et SO₂)** : mon analyse du Cycle 0 m'a permis d'identifier des signatures de rotation en SO et SO₂ cohérentes avec un vent de disque MHD. Un proposal Cycle 4 accepté et observé m'a permis de résoudre cette signature de rotation et de montrer que la cinématique du flot est en accord avec un vent de disque de $\lambda_{BP} \sim 5.5$ lancé depuis une région étendue du disque d'accrétion (0.1 – 40 au) (Tabone et al. 2017). Les observations à une résolution deux fois plus élevée de Lee et al. (2018) restent compatibles avec ce modèle jusqu'à une distance $\lesssim 120$ au, au-delà de laquelle le flot SO et SO₂ est plus diffus et dominé par des coquilles de chocs d'étrave, probablement générées par le jet central pulsant. Je présente dans la partie II de ce travail une étude de l'influence d'un jet pulsant sur un vent de disque afin de localiser les régions du vent de disque (stationnaire) perturbées par la propagation des chocs d'étrave.
- **Enveloppe en effondrement (HCO⁺) et barrière centrifuge (iCOMs, HDO)** : les observations de Lee et al. (2017c) montrent que le disque se forme au niveau de la barrière centrifuge à ~ 40 au à partir d'une enveloppe en effondrement de moment cinétique 160 au km s^{-1} (à 450 pc). A la position de la barrière centrifuge, le moment cinétique subit une discontinuité d'un facteur $\sqrt{2}$. Un vent magnéto-thermique provenant de cette région pourrait extraire l'énergie et le moment cinétique pour que la matière devienne képlérienne et soit incorporée au disque. J'ai montré que la cinématique des iCOMs et de HDO à basse vitesse ($\pm 1\text{km s}^{-1}$) pouvait être liée à un tel mouvement d'éjection de vitesse $V_p \sim 1\text{km s}^{-1}$ depuis la barrière centrifuge (Codella et al. 2018).
- **Cavité en rotation (C³⁴S, C¹⁷O)** : mon analyse des données combinées des cycles 0 et 1 a montré que le moment cinétique spécifique de la cavité est de 135 au km s^{-1} , légèrement inférieur au moment cinétique dans le plan médian de l'enveloppe mais deux fois plus important que le moment cinétique prédit par un modèle balistique 3D d'enveloppe en effondrement initialement en rotation solide. Les analyses du Cycle 4 nous donnent un regard nouveau sur l'origine de cette cavité en rotation. Parmi les scénarios envisagés en section 3.2, deux semblent plus particulièrement prometteurs et cohérents.
 - 1) La cavité pourrait être un vent magnéto-centrifuge lancé depuis la barrière centrifuge à $\simeq 45$ au, extrayant efficacement le moment cinétique requis pour alimenter le disque. La vitesse superképlérienne de la matière accrétant sur la

barrière centrifuge nécessiterait un chauffage moins important que ceux requis par les modèles de vents de disques képlériens. A ce jour, aucun modèle de "*vent de barrière centrifuge*" ne permet de quantifier précisément l'impact et les signatures observationnelles d'un tel flot.

2) La cavité pourrait alternativement être le fruit d'un entraînement de l'enveloppe par le vent de disque. Le modèle de vent de disque reproduisant le vent SO et SO₂ possède un important moment cinétique dans ses parties extérieures ($j \sim \lambda_{BP} \sqrt{GM} r_{out} \sim 400$ au km s⁻¹). Un transfert de moment cinétique efficace dans le choc entre le vent de disque et l'enveloppe pourrait rendre compte du moment cinétique observé dans la cavité.

Cette épopée ALMA nous donne aussi à voir le problème du transport du moment cinétique sur un intervalle d'échelle spatiale vertigineux.

- Dans l'enveloppe externe ($\sim 1000 - 6000$ au) : le moment cinétique spécifique semble chuter d'un facteur 5 entre une échelle de 6000 au, tracée par NH₃ (800 au km s⁻¹, Wiseman et al. 2001), et une échelle de ≤ 1000 au, tracée par HCO⁺ (160 au km s⁻¹, Lee et al. 2017c). Je n'ai pas étudié cette chute apparente de moment cinétique. Elle peut être liée à une simple distribution radiale de moment cinétique dans le cœur protostellaire (Masson et al. 2016) à laquelle un freinage magnétique de l'enveloppe pourrait s'ajouter. Des observations en N₂H⁺ ou en NH₃ à une résolution intermédiaire ($\sim 1.5''$) seraient nécessaire pour contraindre un tel freinage magnétique.
- De l'enveloppe interne jusqu'au bord externe du disque ($\sim 1000 - 40$ au) : le moment cinétique mesuré par HCO⁺ dans le plan médian du disque (Lee et al. 2017c) est constant entre 1000 et 45 au, en accord avec un modèle d'effondrement balistique.
- A la barrière centrifuge, où se forme le disque képlérien, le moment cinétique subit une discontinuité d'un facteur $\sqrt{2}$, passant de 160 au km s⁻¹ à 100 au km s⁻¹ (450 pc). Le transport de moment cinétique sous-jacent peut être assuré soit par une forte turbulence entretenue par le choc d'accrétion (e.g. Lesur et al. 2015; Hennebelle et al. 2016) ou soit par un vent magnéto-thermique.
- A travers le disque ($\sim 40 - 0.05$ au), le moment cinétique pourrait être transporté par le vent de disque MHD. La partie externe ($\sim 0.2 - 40$ au) du vent SO et SO₂ possède un moment cinétique apparent de 40 au km s⁻¹ et la partie interne ($\sim 0.05 - 0.2$) tracée par SiO un moment cinétique apparent de 10 au km s⁻¹. Comme nous l'avons montré au chapitre 2, ces valeurs sont fortement sous-estimées et reflètent certainement des moments cinétiques plus élevés s'échelonnant de ~ 400 au km s⁻¹ au bord externe du vent à 15 au km s⁻¹ au bord interne.

Partie II

Interaction entre un jet pulsant et
un vent de disque

CHAPITRE 4

Coyotl, un nouveau code hydrodynamique

Nos observations de HH212 nous ont donc permis d'apporter des indications très fortes sur la présence d'un vent de disque lancé depuis le disque d'accrétion. ALMA confirme également les résultats anciens selon lesquels l'émission des jets trace des chocs qui se propagent dans les parties hautes vitesses. L'étude de ces phénomènes non-stationnaires requiert l'utilisation de codes numériques permettant de suivre l'évolution du flot.

Afin d'étudier la propagation des jets dans des milieux circumstellaires, j'ai écrit un code hydrodynamique, lors de deux séjours à Mexico (Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM) sous la direction d'Alejandro Raga. J'ai baptisé ce code *Coyotl*, nom nahuatl de "Coyote", en référence au quartier de Coyoacán où j'ai passé beaucoup de temps à l'écrire et le développer. Plusieurs motivations nous ont poussées à écrire un code à partir d'une page blanche. Tout d'abord, nous voulions un code qui traite au mieux la conservation du moment cinétique. L'algorithme de *Coyotl* s'inspire du schéma proposé par Falle (1991) qui utilise une formulation des équations d'Euler en géométrie cylindrique adaptée à la conservation du moment cinétique. Cela permet de modéliser précisément des disques d'accrétion, des effondrements en rotation et de suivre le moment cinétique du matériau d'un jet ou d'un vent lors de son interaction avec du matériau ambiant. La deuxième motivation est une recherche de simplicité et d'efficacité. *Coyotl* est un code à symétrie cylindrique "2.5D". Cela permet de traiter des écoulements en rotation sans pour autant résoudre les équations d'Euler sur une grille 3D. L'exploration des espaces de paramètre en est grandement facilitée. Une extension 3D est cependant tout à fait possible. Enfin, le développement d'un code "maison" permet d'avoir une grande familiarité avec le contenu du code et de connaître précisément les artefacts éventuels.

Dans ce chapitre, je présente la méthode numérique sur laquelle j'ai basé *Coyotl* en détaillant en particulier la méthode de Godunov. Le calcul hors équilibre de l'abondance de H^+ et le traitement du bilan thermique du gaz sont ensuite exposés.

4.1 Introduction à la méthode de Godunov et aux solveurs de Riemann

La résolution numérique d'un système hyperbolique d'équations différentielles aux dérivés partielles nécessite une discrétisation en espace et en temps de quantités continues. Les quantités ainsi échantillonnées sur une grille peuvent être considérées comme des valeurs en des points précis ou comme des valeurs moyennées sur des cellules. Cette différence conceptuelle est à la base de deux familles de méthode :

1. les méthodes des différences finies comprenant notamment les schémas de différences finies "upwind" et le schéma de Lax et Friedrichs,
2. les méthodes des éléments finis comprenant notamment la méthode de Godunov.

4.1.1 Principe de base de la méthode de Godunov

Les équations d'Euler, un système d'EDP non-linéaires

Les forts nombres de Reynolds atteints par les flots astrophysiques permettent en général de négliger la viscosité du gaz. Les équations de la dynamique des fluides se résument alors aux équations d'Euler. La pression p , la densité ρ et la vitesse \mathbf{V} sont nommées *variables primaires*. En coordonnées cartésiennes, ce vecteur s'écrit

$$\mathbf{W} = [\rho, V_x, V_y, V_z, p]. \quad (4.1)$$

Dans un système de coordonnées cartésiennes, les équations d'Euler peuvent être formulées sous forme conservative

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{U})}{\partial z} = \mathbf{0}. \quad (4.2)$$

où

$$\mathbf{U} = [\rho, \rho V_x, \rho V_y, \rho V_z, E] \quad (4.3)$$

est le vecteur des *variables conservées* et

$$\begin{aligned} F &= [\rho V_x, \rho V_x^2 + p, \rho V_y V_x, \rho V_z V_x, V_x(E + p)], \\ G &= [\rho V_y, \rho V_x V_y, \rho V_y^2 + p, \rho V_z V_y, V_y(E + p)], \\ H &= [\rho V_z, \rho V_x V_z, \rho V_y V_z, \rho V_z^2 + p, V_z(E + p)], \end{aligned} \quad (4.4)$$

sont les *flux* associés aux différentes directions de l'espace.

La densité d'énergie E est la somme de l'énergie cinétique $\frac{1}{2}\mathbf{V}^2$ et de l'énergie interne e du fluide. Afin de clore le système d'équations (4.2), il est nécessaire d'utiliser une équation d'état. Dans le cadre du gaz parfait, l'énergie interne s'écrit $e = \frac{p}{\rho(\gamma-1)}$ et la densité d'énergie devient

$$E = \rho \left(\frac{1}{2} \mathbf{V}^2 + \frac{p}{\rho(\gamma-1)} \right). \quad (4.5)$$

Écrite comme telle, l'équation (4.3) conserve la masse, l'impulsion et l'énergie. La conservation de cette dernière quantité implique que l'évolution du gaz est adiabatique. Les méthodes de Godunov sont stricto sensu applicables à cette forme d'équation. L'implémentation du refroidissement et du chauffage du gaz (non-adiabatique) et plus généralement des termes sources sera traitée plus bas.

Approche de Godunov d'un système d'EDP non-linéaires

La méthode de Godunov exploite la forme conservative des équations d'Euler. Afin de faciliter la clarté du propos, je me place ici dans un cas unidimensionnel en considérant un système d'EDP hyperbolique non-linéaire sous la forme conservative

$$\partial_t \mathbf{U} + \partial_x \mathbf{F}(\mathbf{U}) = 0 \quad (4.6)$$

avec $\mathbf{F}(\mathbf{U})$ le vecteur flux ne dépendant que de la variable \mathbf{U} .

En considérant un volume dans le plan $x-t$ compris entre t_n et t_{n+1} et entre $x_{i-1/2}$ et $x_{i+1/2}$ tel que représenté en Fig. 4.1 (vert), l'équation de conservation (4.6) peut être écrite sous la forme intégrale

$$\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{U}(x, t_{n+1}) dx = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{U}(x, t_n) dx + \int_{t_n}^{t_{n+1}} \mathbf{F}(\mathbf{U}(x_{i-1/2}, t)) dt - \int_{t_n}^{t_{n+1}} \mathbf{F}(\mathbf{U}(x_{i+1/2}, t)) dt \quad (4.7)$$

En notant la valeur moyenne de \mathbf{U} entre x_i et x_{i+1}

$$\mathbf{U}_i^n = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{U}(x, t_n) dx \quad (4.8)$$

et en écrivant le flux moyen traversant la frontière gauche et droite entre t_n et t_{n+1} (flèches bleues Fig. 4.1)

$$\mathbf{F}_{i+1/2}^n = \frac{1}{\Delta t_n} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \mathbf{U}(x_{i+1/2}, t) dt, \quad (4.9)$$

l'équation (4.7) s'écrit

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n + \frac{\Delta t_n}{\Delta x} \left(\mathbf{F}_{i-1/2}^n - \mathbf{F}_{i+1/2}^n \right). \quad (4.10)$$

Cette formulation est à la base de la méthode de Godunov. Nous pouvons considérer la figure 4.1 comme une discrétisation de l'espace et du temps. La discrétisation spatiale

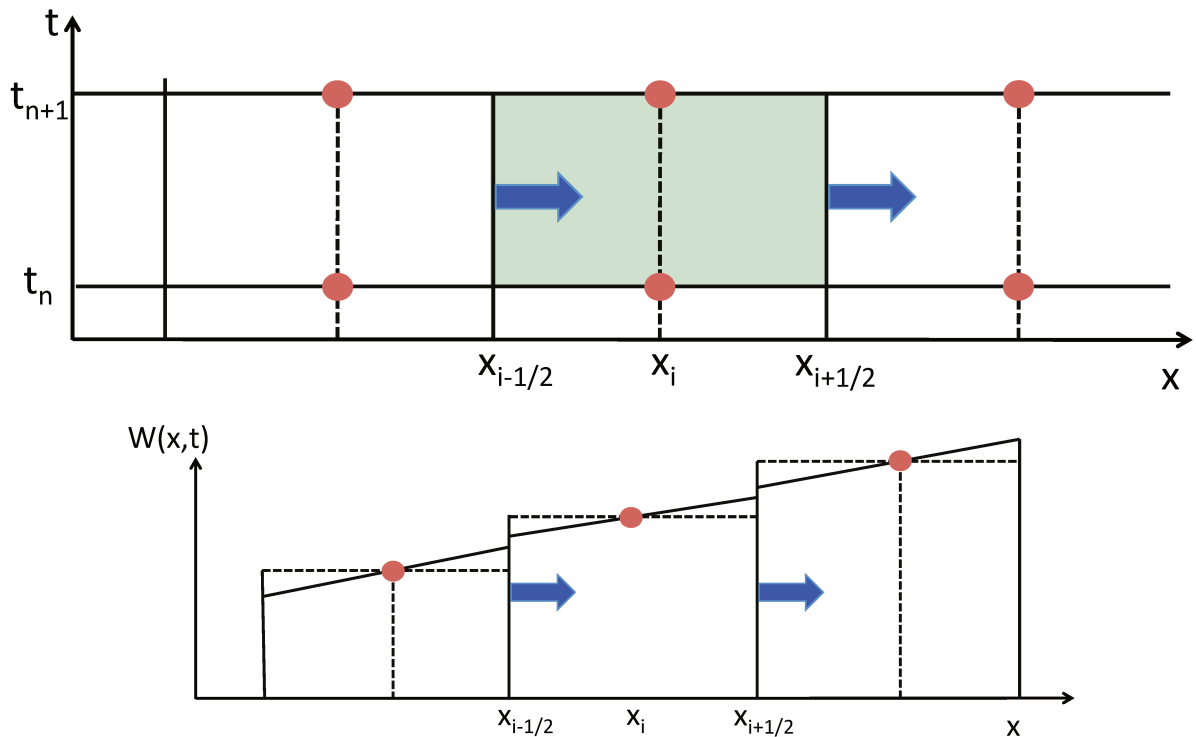


Figure 4.1 – Schémas illustrant la méthode de Godunov. Haut: discrétisation spatiale et temporelle dans le plan x - t . Un "volume" dans le plan x - t est représenté en vert. La cellule comprise entre $x_{i-1/2}$ et $x_{i+1/2}$ est traversée par les flux moyens $F_{i-1/2}^n$ et $F_{i+1/2}^n$ dans un intervalle de temps $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$. Bas : représentation des variables primaires W_i^n à un temps t_n et principe de reconstruction linéaire. Les flux entrant et sortant de la cellule i sont également représentés.

des variables conservées est vue comme une moyenne spatiale de $\mathbf{U}(x, t)$ sur la cellule comprise entre $x_{i-1/2}$ et $x_{i+1/2}$ en t . La quantité continue $\mathbf{U}(x, t)$ est donc remplacée par une fonction constante par parties sur des intervalles de largeur Δx (que nous ici considérerons indépendants de i) évaluée à des temps discrets t_n .

Il est alors possible, à partir de la connaissance des \mathbf{U}_i^n sur une grille $x_i = i\Delta x$ et à un temps donné t_n , de calculer les nouvelles valeurs \mathbf{U}_i^{n+1} au temps t_{n+1} par l'éq. (4.10). L'évolution de la valeur moyenne de la quantité conservée est simplement due aux flux de cette valeur à travers les frontières de la grille. L'équation (4.10) correspond à un schéma numérique explicite.

Calcul des flux inter-cellules

L'avancée de la solution \mathbf{U}_i^n nécessite la connaissance des flux moyennés entre t_n et t_{n+1} aux interfaces de chaque cellule. Pour calculer ces flux, la méthode de Godunov prend au sérieux la discrétisation de $\mathbf{U}(x, t)$ en valeurs constantes par morceaux. Aux interfaces des cellules, les variables échantillonnées subissent une discontinuité. L'enjeu de la méthode

est alors de calculer les flux moyennés entre t_n et t_{n+1} aux interfaces des cellules à partir d'états initiaux discontinus à t_n (flèches bleues en Fig. 4.1). Le problème se résume alors au calcul d'un problème de Riemann à chaque interface

$$\begin{cases} EDP : & \partial_t \mathbf{U} + \partial_x (\mathbf{F}(\mathbf{U})) = 0 \\ IC : & \mathbf{U}(x, t_n) = \mathbf{U}_L \text{ si } x < x_i ; \quad \mathbf{U}_R \text{ si } x > x_i. \end{cases} \quad (4.11)$$

où \mathbf{U}_L et \mathbf{U}_R désignent les valeurs prises par \mathbf{U} à gauche et à droite de la frontière entre les deux cellules.

La formulation d'un système d'EDP en terme de quantités conservées et de flux permet d'admettre des solutions discontinues dans le schéma numérique. La méthode de Godunov est donc parfaitement adaptée à l'étude de chocs dans les flots. C'est pour cette raison que la grande majorité des travaux numériques consacrés à l'étude de la propagation des jets supersoniques est faite avec cette méthode. Au contraire, les méthodes des différences finies sont incapables de reproduire les conditions de saut lors de la formation de chocs et prédisent ainsi des intensités et des vitesses de choc incorrectes (voir Toro 1999, p.174 et références).

4.1.2 Le problème de Riemann : des EDP linéaires aux EDP non-linéaires

Nous avons vu que dans le cas général d'un système d'EDP conservatif, l'avancée d'une solution numérique constante par parties nécessite de résoudre un problème de Riemann afin d'obtenir la valeur des flux à l'interface entre cellules.

Afin de comprendre la méthode de calcul des flux à partir d'un problème de Riemann appliqué aux équations d'Euler non-linéaires, il est utile d'étudier la résolution des équations différentielles partielles hyperboliques linéaires (EDP linéaires).

EDP linéaire scalaire

L'EDP linéaire la plus simple est l'équation d'advection qui décrit l'advection passive d'une quantité u à une vitesse constante a . Elle s'écrit

$$\partial_t u + a \partial_x u = 0. \quad (4.12)$$

La solution de cette équation peut se construire en étudiant les caractéristiques $x(t)$ définies comme la courbe le long de laquelle la quantité scalaire u est constante. L'équation régissant $x(t)$ est alors

$$\frac{du(x(t), t)}{dt} = \partial_t u + \frac{dx}{dt} \partial_x u = 0 \rightarrow \frac{dx}{dt} = a. \quad (4.13)$$

Dans le plan $x - t$, les caractéristiques sont donc des droites de pente constante et égale à a . L'équation (4.12) préserve donc la forme d'un état $u(x, t = 0)$ en advectant simplement le profil à une vitesse constante a , indépendante de l'état à droite et à gauche. Ainsi, la solution à tout temps est une fonction du rapport x/t .

Le problème de Riemann

$$\begin{cases} EDP : & \partial_t u + \partial_x (au) = 0 \\ IC : & u(x, 0) = u_L \text{ si } x < 0 ; \quad u_R \text{ si } x > 0 \end{cases} \quad (4.14)$$

est donc résolu par la détermination de la vitesse de l'onde se propageant à une vitesse a dans le sens défini par le signe de a . La solution de système (4.14) est donc

$$u(x, t) = \begin{cases} u_L & \text{si } x/t < a \\ u_R & \text{si } x/t > a \end{cases} \quad (4.15)$$

Je représente cette solution Fig. 4.2-a. La solution à l'équation d'advection ne dépend que du rapport x/t . À l'interface entre deux cellules ($x = 0$) $u(x/t = 0) = u_L$ si $a > 0$ et $u(x/t = 0) = u_R$ si $a < 0$ et le flux en fonction du temps est constant et égal à $f(x/t = 0) = au_L$ si $a > 0$ et $f(x/t = 0) = au_R$ si $a < 0$.

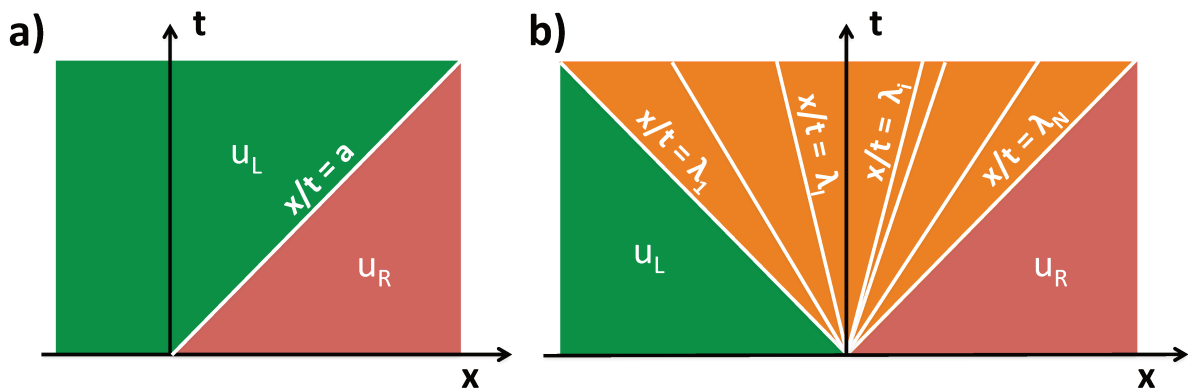


Figure 4.2 – Structure des solutions d'EDP hyperboliques linéaires dans le plan $x - t$ pour un problème de Riemann. a) solution de l'équation d'advection b) solution d'un système général de dimension N dont les valeurs propres sont λ_i .

Système linéaire d'EDP

Il est aisé d'étendre la résolution de cette équation à d'un système d'EDP linéaire

$$\partial_t \mathbf{U} + \partial_x \mathbf{A} \mathbf{U} = \mathbf{0} \quad (4.16)$$

avec \mathbf{A} une matrice réelle diagonalisable ne dépendant pas de \mathbf{U} . En notant \mathbf{K}_i les vecteurs propres de la matrice \mathbf{A} de dimensions $N \times N$ associés aux valeurs propres λ_i il est possible d'écrire tout état \mathbf{U} dans la base définie par les vecteurs \mathbf{K}_i . En notant

$w_j(x, t)$ les éléments du vecteur \mathbf{U} dans la base $\{\mathbf{K}_i\}$, l'équation (4.16) se réduit à un ensemble de N EDP linéaires indépendantes de vitesse d'advection λ_i

$$\partial_t w_j(x, t) + \partial_x \lambda_j w_j(x, t) = 0. \quad (4.17)$$

La solution d'un problème de Riemann

$$\begin{cases} \text{EDP : } & \partial_t \mathbf{U} + \mathbf{A} \partial_x (\mathbf{U}) = 0 \\ \text{IC : } & \mathbf{U}(x, 0) = \mathbf{U}_L \text{ si } x < 0 ; \quad \mathbf{U}_R \text{ si } x > 0 \end{cases} \quad (4.18)$$

est alors construite en décomposant les états \mathbf{U}_L et \mathbf{U}_R sur la base $\{\mathbf{K}_i\}$

$$\mathbf{U}_L = \sum \alpha_i \mathbf{K}_i ; \quad \mathbf{U}_R = \sum \beta_i \mathbf{K}_i. \quad (4.19)$$

Supposons les valeurs propres de \mathbf{A} ordonnées dans l'ordre croissant $\lambda_1 < \lambda_2 \dots < \lambda_N$. À toute position x et tout instant $t > 0$, il est possible de déterminer un indice I tel que $\forall i \leq I, \lambda_i \leq x/t$ et $\forall i > I, \lambda_i > x/t$. La solution $\mathbf{U}(x, t)$ du problème de Riemann est alors la somme des composantes $i \leq I$ de l'état \mathbf{U}_R et de la somme des composantes $i > I$ de l'état \mathbf{U}_L :

$$\mathbf{U}(x, t) = \sum_{i=1}^I \beta_i \mathbf{K}_i + \sum_{i=I+1}^N \alpha_i \mathbf{K}_i. \quad (4.20)$$

La solution du problème de Riemann est donc divisée en $N+1$ états différents séparés par N ondes.

Le calcul du flux à l'interface $x/t = 0$ est alors trivial.

EDP non-linéaires et formation de discontinuités : l'exemple de l'équation de Burgers

La résolution du problème de Riemann pour des EDP hyperboliques linéaires est simplifiée par le fait que les caractéristiques correspondant à chaque état propre ne s'intersectent pas entre elles. Ainsi, comme précisé plus haut, la solution peut être établie par advection des différentes composantes de l'état \mathbf{U} dans la base \mathbf{K}_i . Au contraire, dans un système d'EDP hyperboliques non-linéaires¹

$$\partial_t \mathbf{U} + \partial_x \mathbf{F}(\mathbf{U}) = 0, \quad (4.21)$$

les valeurs propres d'un système non-linéaire $\lambda_i(\mathbf{U})$ associées aux vecteurs propres $\mathbf{K}_i(\mathbf{U})$ dépendent de l'état \mathbf{U} . Tant que les caractéristiques ne se croisent pas, il est toujours possible d'analyser le système en étudiant les caractéristiques $\frac{dx(t)}{dt} = \lambda(u)$ (dans le cas

¹Un système d'EDP non-linéaire est hyperbolique si sa matrice jacobienne $\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{U}}$ est diagonalisable.

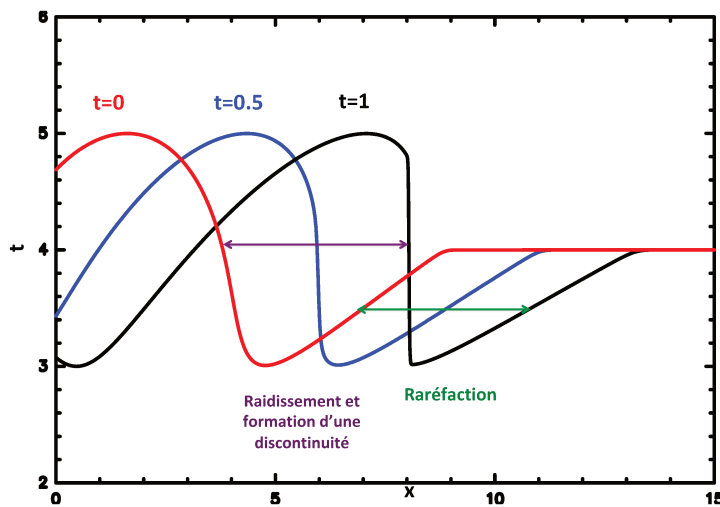


Figure 4.3 – Solution numérique de l'équation de Burgers que j'ai obtenu à partir du schéma de Lax.

d'une équation scalaire). Une des conséquences les plus fondamentales que l'on peut tirer de l'analyse des caractéristiques est que le profil des quantités $U(x, t)$ est déformé et éventuellement raidi par l'évolution du système. En hydrodynamique, des discontinuités telles que des chocs ou des discontinuités de contact peuvent alors apparaître dans le système.

Un des exemples les plus simples d'EDP non-linéaire est l'équation de Burgers invicidé

$$\partial_t u + \partial_x \left(\frac{1}{2} u^2 \right) = 0 \quad (4.22)$$

dont la valeur propre triviale est $\lambda = u$. Les caractéristiques provenant de régions de fort u voyagent à plus grande vitesse que les régions de faible u . Par conséquent, lorsque le gradient de u est négatif, les caustiques se rapprochent, augmentant la pente de $u(x, t)$ et générant finalement un choc (intersection de caustiques). Au contraire, dans les régions de gradients positifs, les caustiques s'écartent, produisant une onde de raréfaction.

Je présente Fig. 4.3 la solution numérique de l'équation de Burgers que j'ai obtenue avec une méthode de Lax (éléments finis). La région de gradients initialement négatifs subit effectivement un raidissement du profil de $u(x)$ avant de former une discontinuité. Au contraire, la partie de gradients initialement positifs forme une onde de raréfaction et le gradient de vitesse de $u(x)$ s'atténue au cours du temps.

L'équation de Burgers invicidé est de grande importance dans la physique des jets puisqu'elle décrit la propagation d'un flot supersonique (pour lequel la pression est négligeable). C'est avec cette équation que l'on peut décrire la formation et la propagation de chocs dans un jet de vitesse d'éjection variable (Raga et al. 1990).

En revenant au problème de Riemann, la nature de l'onde se propageant de part et d'autre de la discontinuité dépend en général de u_L et de u_R de manière non triviale. Les caractéristiques peuvent soit converger ($u_L > u_R$), soit diverger ($u_L < u_R$) aboutissant à la formation soit d'un choc, soit d'une onde de raréfaction. Nous présentons la structure de la solution du problème de Riemann pour l'équation invicidé de Burgers Fig. 4.4.

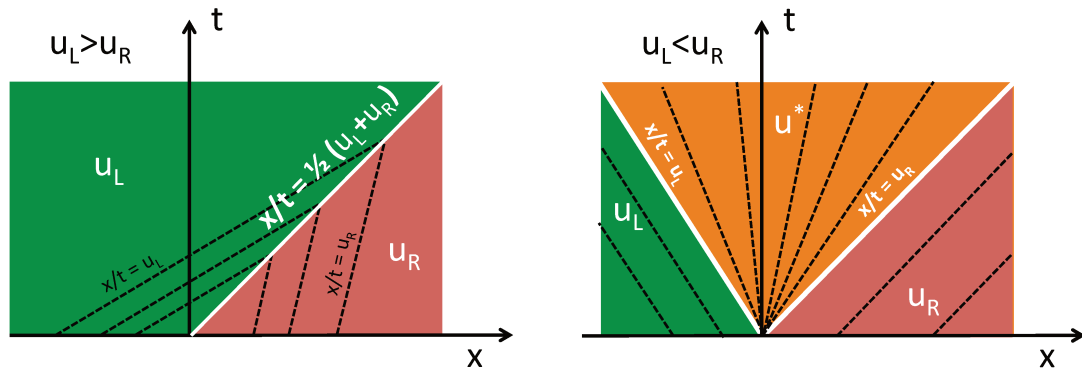


Figure 4.4 – Structure de la solution au problème de Riemann pour l'équation de Burgers inviscide. a) solution à partir d'un flot convergent avec $u_L > u_R$ b) solution à partir d'un flot divergent $u_L < u_R$.

Remarque : lors de la formation d'une discontinuité, les conditions de Rankine-Hugoniot permettent de déterminer la vitesse de l'onde de choc S_i en fonction des états à droite \mathbf{U}_R et à gauche de la discontinuité selon

$$F(\mathbf{U}_R) - F(\mathbf{U}_L) = S_i(\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L). \quad (4.23)$$

Les chocs dans l'équation de Burgers se propagent ainsi à la vitesse de

$$S_{Burgers} = \frac{u_L + u_R}{2} \quad (4.24)$$

4.1.3 Solvateur de Riemann HLLC pour l'équation d'Euler

Structure générique de la solution aux problèmes de Riemann

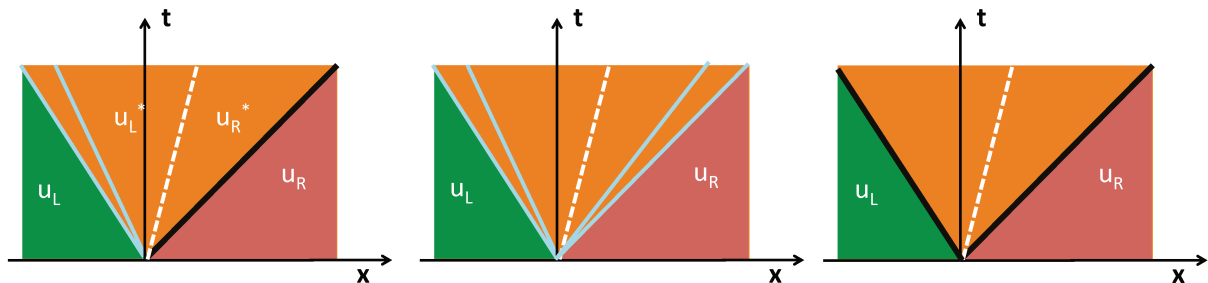


Figure 4.5 – Structure du problème de Riemann pour l'équation d'Euler à une dimension. Les ondes de raréfaction sont représentées par un couple de lignes bleues, les ondes de choc par une ligne noire et les discontinuités de contact par une ligne pointillée blanche.

Dans la cas de l'équation d'Euler à une dimension, il est possible de montrer que la solution au problème de Riemann possède trois ondes associées aux trois valeurs propres

$\lambda_i(u) = [u - a, u, u + a]$. Tout comme dans le cas de l'équation de Burgers, ces valeurs propres dépendent de l'état \mathbf{U} et la vitesse des ondes ne correspond pas aux vitesses caractéristiques $u - a, u$ et $u + a$.

Nous présentons Fig. 4.5 les structures typiques des solutions au problème de Riemann. Il est possible de montrer que l'onde de vitesse intermédiaire correspond à une discontinuité de contact (Toro 1999, chapitres 2 et 4). Ces trois ondes définissent quatre régions dans l'espace $x-t$. Aux extrémités, nous retrouvons les états non perturbés \mathbf{U}_L et \mathbf{U}_R . La frontière de ces états est soit une onde de raréfaction, soit une onde de choc. À l'intérieur de ces deux ondes, nous notons \mathbf{U}_L^* et \mathbf{U}_R^* les états à droite et à gauche de la discontinuité de contact.

Solveurs de Riemann HLL et HLLC

La résolution analytique de la structure du flot émergeant du problème de Riemann peut être faite en s'appuyant sur les conditions de saut de Rankine-Hugoniot. Toro (1999) présente en détail cette stratégie de calcul.

Cependant, la résolution exacte du problème de Riemann à la discontinuité inter-cellule $x/t = 0$ nécessaire pour calculer les flux est complexe et coûteuse en temps de calcul. Pour ces raisons, il a été développé des solveurs de Riemann permettant d'évaluer précisément et à bas coût les flux aux frontières des cellules. Un des solveurs les plus populaires est le solveur HLL développé par Harten, Lax et van Leer (Harten et al., 1983). Dans cette approche, les états étoilés de la solution au problème de Riemann sont approximés par un seul état constant noté U^{HLL} . La discontinuité de contact n'est donc pas prise en compte. En supposant une vitesse de propagation gauche et droite de S_L et S_R , le flux HLL à l'interface entre deux cellules est donné par

$$\mathbf{F}_{i+1/2}^{HLL} = \begin{cases} \mathbf{F}_L & si \quad 0 \leq S_L \\ \frac{S_R \mathbf{F}_L - S_L \mathbf{F}_R + S_L S_R (\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L)}{S_R - S_L} & si \quad S_L \leq 0 \leq S_R \\ \mathbf{F}_R & si \quad 0 \geq S_R \end{cases} \quad (4.25)$$

La faiblesse principale du flux HLL est de ne pas résoudre les discontinuités de contact. Afin de palier à cette difficulté, Toro, Spruce et Speares (1994) prennent en compte l'onde de contact ajoutant ainsi un C ("contact") au nom précédent pour former le nom HLLC. La vitesse de la nouvelle onde est notée S_* . Le flux HLLC est alors calculé via les états intermédiaires U_K^*

$$\mathbf{U}_{K,*} = \rho_K \left(\frac{S_K - u_K}{S_K - S_*} \right) \begin{cases} 1 \\ S_* \\ v_K \\ w_K \\ \frac{E_K}{\rho_K} + (S_* - u_K) \left[S_* + \frac{p_K}{\rho_K (S_K - u_K)} \right] \end{cases} \quad (4.26)$$

où $K = L$ ou R . Le flux HLLC est alors

$$\mathbf{F}_{i+1/2}^{HLLC} = \begin{cases} \mathbf{F}_L & \text{si } 0 \leq S_L \\ \mathbf{F}_L^* = \mathbf{F}_L + S_L(\mathbf{U}_{L,*} - \mathbf{U}_L) & \text{si } S_L \leq 0 \leq S_* \\ \mathbf{F}_R^* = \mathbf{F}_R + S_R(\mathbf{U}_{R,*} - \mathbf{U}_R) & \text{si } S_* \leq 0 \leq S_R \\ \mathbf{F}_R & \text{si } 0 \geq S_R \end{cases} \quad (4.27)$$

Dans *Coyotl*, les flux sont calculés selon cette méthode. Plusieurs méthodes existent pour calculer les vitesses des ondes S_L , S_* et S_R intervenant dans l'équation 4.27. Dans *Coyotl*, ces ondes sont calculées suivant la méthode de Batten et al. (1997) (voir aussi Toro 1999, p. 327).

4.2 La méthode de Godunov dans *Coyotl*

Dans la section précédente, j'ai présenté les bases de la méthode de Godunov appliquée aux équations d'Euler compressibles en coordonnées cartésiennes en utilisant le solveur de Riemann HLLC. Dans le but de traiter de manière précise la conservation du moment cinétique, il est important de résoudre les équations d'Euler sur une grille cylindrique. De plus, la géométrie cylindrique permet de résoudre des écoulements axisymétriques qui, bien que nécessitant une grille à 2 dimensions, peut prendre en compte l'effet de la rotation (3 composantes de vitesse). La géométrie est alors dite "2.5D". Ce sont ces raisons qui m'ont poussées à écrire le code *Coyotl* dont le coeur utilise la méthode de Godunov appliquée à la géométrie cylindrique.

Dans cette section, je présente la méthode de Godunov telle que je l'ai implémentée dans *Coyotl*. Je détaille en particulier la transposition de la méthode de Godunov des coordonnées cartésiennes aux coordonnées cylindriques et l'implémentation du calcul des flux au second ordre.

4.2.1 Schéma de Godunov en coordonnées cylindriques

Les équations d'Euler peuvent s'écrire en coordonnées cylindriques sous plusieurs formes. La forme la plus utilisée consiste à écrire les flux sous la même forme qu'en coordonnées cartésiennes et à placer les autres termes sous forme de sources :

$$\partial_t \tilde{\mathbf{U}} + \partial_r \tilde{\mathbf{F}}(\tilde{\mathbf{U}}) + \partial_z \tilde{\mathbf{G}}(\tilde{\mathbf{U}}) = \tilde{\mathbf{S}}(\tilde{\mathbf{U}}, r), \quad (4.28)$$

où

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{U}} &= [\rho, \rho u_r, \rho u_z, E], \\ \tilde{\mathbf{F}} &= [\rho u_r, \rho u_r^2 + p, \rho u_r u_z, u_r(E + p)], \\ \tilde{\mathbf{G}} &= [\rho u_z, \rho u_r u_z, \rho u_z^2 + p, u_z(E + p)], \\ \tilde{\mathbf{S}} &= -\frac{1}{r}[\rho u_r, \rho u_r^2, \rho u_r u_z + p, u_r(E + p)]. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Une deuxième formulation, utilisée dans *Coyolt*, consiste à écrire ces équations sous une forme cylindrique, à savoir :

$$\partial_t \mathbf{U} + \frac{1}{r} \partial_r r \mathbf{F}(\mathbf{U}) + \partial_z \mathbf{G}(\mathbf{U}) = \mathbf{S}(U, r), \quad (4.30)$$

où

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= [\rho, \rho u_r, \rho u_z, \rho u_\phi, E] \\ \mathbf{F} &= [\rho u_r, \rho u_r^2 + p, \rho u_r u_z, \rho u_r u_\phi, u_r(E + p)] \\ \mathbf{G} &= [\rho u_z, \rho u_r u_z, \rho u_z^2 + p, \rho u_\phi u_z, u_z(E + p)] \\ \mathbf{S} &= [0, \frac{p + \rho u_\phi^2}{r}, 0, -\frac{\rho u_\phi u_r}{r}, 0]. \end{aligned} \quad (4.31)$$

La grille sur laquelle sont résolues les équations d'Euler est alors une grille cylindrique de pas h . Chaque cellule (i, j) , occupe un volume $V_{i,j} = \pi(2i - 1)h^3$ compris entre $(i - 1)h \leq r \leq ih$ et $(j - 1)h \leq z \leq jh$. En intégrant l'équation (4.30) sur une cellule (i, j) , le schéma de Godunov en coordonnées cartésiennes (eq.4.10) devient en coordonnées cylindriques

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_{ij}^{n+1} = \mathbf{U}_{ij}^n &- \frac{2\Delta t_n}{(2i - 1)h} \left(i \mathbf{F}_{i+1/2,j}^{n+1/2} - (i - 1) \mathbf{F}_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) \\ &- \frac{\Delta t_n}{h} (\mathbf{G}_{i+1/2,j}^{n+1/2} - \mathbf{G}_{i-1/2,j}^{n+1/2}) + \Delta t_n \mathbf{S}_{i,j}^{n+1/2} \end{aligned} \quad (4.32)$$

où \mathbf{U}_{ij}^n représente toujours la valeur moyenne de \mathbf{U} sur la cellule (i, j) à un temps t_n :

$$\mathbf{U}_{ij}^n = \frac{2\pi}{V_{i,j}} \int_{(j-1)h}^{jh} \int_{(i-1)h}^{ih} \mathbf{U}(r, z, t_n) r dr dz \quad (4.33)$$

et $\mathbf{F}_{i+1/2,j}^{n+1/2}$ et $\mathbf{G}_{i+1/2,j}^{n+1/2}$ la moyenne temporelle des flux à chaque interface

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{i+1/2,j}^{n+1/2} &= \frac{1}{h\Delta t_n} \int_{t_{n+1}}^{t_n} \int_{(j-1)h}^{jh} \mathbf{F}(ih, z, t) dz dt \\ \mathbf{G}_{i+1/2,j}^{n+1/2} &= \frac{2}{(2i - 1)h\Delta t_n} \int_{t_{n+1}}^{t_n} \int_{(i-1)h}^{ih} r \mathbf{G}(r, jh, t) dr dt. \end{aligned} \quad (4.34)$$

La présence de termes sources d'impulsion en coordonnées cylindriques ajoute au schéma de Godunov des termes moyennés en espace et en temps $\mathbf{S}_{i,j}^{n+1/2}$ donné par

$$\mathbf{S}_{ij}^{n+1/2} = \frac{2\pi}{V_{i,j}\Delta t_n} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \int_{(j-1)h}^{jh} \int_{(i-1)h}^{ih} \mathbf{S}(r, z, t) r dr dz dt. \quad (4.35)$$

L'estimation des flux à chaque interface est alors faite en utilisant le solveur de Riemann HLLC et en négligeant les termes sources selon la méthode proposée par Falle (1989).

Dans la mesure où, au premier ordre, $\mathbf{U}(r, z, t)$ est considérée comme constante sur une cellule, la valeur moyenne $\mathbf{S}_{i,j}^{n+1/2}$ est alors

$$\mathbf{S}_{i,j}^{n+1/2} = \frac{2\mathbf{S}_{i,j}^n}{(2i-1)h} \quad (4.36)$$

4.2.2 Du premier ordre au second ordre

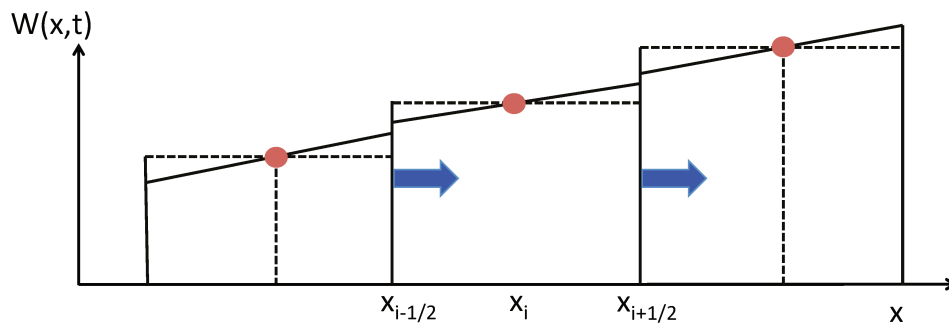


Figure 4.6 – Vue schématique de la reconstruction des données linéaires par parties dans un schéma de Godunov d'ordre 2.

Les schémas exposés précédemment sont du premier ordre en espace et en temps. Afin d'augmenter l'ordre du schéma, et de calculer les flux au second ordre, il est nécessaire d'introduire de la structure au sein des cellules de valeurs jusqu'alors constantes par morceaux. Pour ce faire, un premier demi-pas de temps $\Delta t_n/2$ est fait au premier ordre pour obtenir des variables $\mathbf{U}_{i,j}^{n+1/2}$ ou encore sous forme de variables primitives $\mathbf{W}_{i,j}^{n+1/2}$. Pour passer à un schéma du second ordre, les valeurs des variables \mathbf{W} au sein d'une cellule sont supposées varier linéairement en fonction de l'espace comme schématisé Fig. 4.6. L'enjeu est alors de calculer les gradients appropriés pour une cellule à partir de la valeur des cellules de part et d'autre.

Calcul des gradients

Une des contraintes fondamentales d'un schéma de second d'ordre est de ne pas amplifier les gradients. Ces amplifications aboutissent à ce qui est appelé des "spurious oscillations", aussi connues sous le nom de phénomène de Gibbs (voir Toro 1999, section 13.5.4 pour une démonstration rigoureuse de la stabilité des schémas d'ordres élevés). Une des parades est d'utiliser un schéma non-linéaire de calcul des gradients qui limite l'ordre du schéma dans les zones de forts gradients.

En coordonnées cylindriques, les gradients spatiaux des variables primitives \mathbf{W} sont calculés à demi-temps $t_{n+1/2}$ à partir du gradient à gauche et à droite de la cellule

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial r}\right)_{i,j}^{n+1/2} &= av \left(\frac{\mathbf{W}_{i,j}^{n+1/2} - \mathbf{W}_{i-1,j}^{n+1/2}}{r_g(i) - r_g(i-1)}, \frac{\mathbf{W}_{i+1,j}^{n+1/2} - \mathbf{W}_{i,j}^{n+1/2}}{r_g(i+1) - r_g(i)} \right), \\ \left(\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial z}\right)_{i,j}^{n+1/2} &= av \left(\frac{\mathbf{W}_{i,j}^{n+1/2} - \mathbf{W}_{i,j-1}^{n+1/2}}{h}, \frac{\mathbf{W}_{i,j+1}^{n+1/2} - \mathbf{W}_{i,j}^{n+1/2}}{h} \right), \end{aligned} \quad (4.37)$$

où

$$r_g(i) = \frac{2}{3} \frac{3i^2 - 3i + 1}{2i - 1} h \quad (4.38)$$

est le centre de gravité radial de la cellule i . La fonction de moyenne av doit respecter les règles suivantes

$$\begin{aligned} av(a, b) &\rightarrow a = b \text{ lorsque } a \rightarrow b \\ av(a, b) &\rightarrow a \text{ lorsque } |a| \ll |b| \\ av(a, b) &\rightarrow b \text{ lorsque } |b| \ll |a|. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Nous avons choisi la fonction

$$av(a, b) = \frac{a^2 b + a b^2}{a^2 + b^2} \quad (4.40)$$

utilisée par Falle (1989), Raga (2000) et par de nombreux autres auteurs.

Calcul des flux et des termes sources

Le calcul des flux au second ordre est fait en considérant le problème de Riemann donné par la discontinuité des variables \mathbf{U} linéaires par morceaux à la position de la discontinuité.

Le calcul des termes sources moyennés sur les cellules doit prendre en compte la variation linéaire des quantités primitives \mathbf{W} sur la cellule. Les termes sources au second ordre s'écrivent alors

$$\begin{aligned}
\left(\frac{p}{r}\right)_{i,j}^{n+1/2} &= \frac{2}{(2i-1)h} \left[p_{i,j}^{n+1/2} + (h(i+1/2) - r_g(i)) \left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)_{i,j}^{n+1/2} \right] \\
\left(\frac{\rho u_\phi^2}{r}\right)_{i,j}^{n+1/2} &= \frac{2}{(2i-1)h} \left[(\rho u_\phi^2)_{i,j}^{n+1/2} + (h(i+1/2) - r_g(i)) \times \right. \\
&\quad \left. \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial r}\right)_{i,j}^{n+1/2} (u_\phi^{n+1/2})^2 + 2\rho_{i,j}^{n+1/2} u_\phi^{n+1/2} \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial r}\right)_{i,j}^{n+1/2} \right) \right] \\
\left(\frac{\rho u_\phi u_r}{r}\right)_{i,j}^{n+1/2} &= \frac{2}{(2i-1)h} \left[(\rho u_\phi u_r)_{i,j}^{n+1/2} + (h(i+1/2) - r_g(i)) \times \right. \\
&\quad \left. \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial r}\right)_{i,j}^{n+1/2} (u_\phi u_r)_{i,j}^{n+1/2} + (\rho u_r)_{i,j}^{n+1/2} \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial r}\right)_{i,j}^{n+1/2} + (\rho u_\phi)_{i,j}^{n+1/2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r}\right)_{i,j}^{n+1/2} \right) \right]
\end{aligned} \tag{4.41}$$

Le schéma de Godunov (4.32) est alors appliqué pour un pas de temps Δt_n avec des flux et des termes sources calculés à partir de la reconstruction linéaire par morceaux des variables primaires au temps $t_n + \frac{\Delta t_n}{2}$.

4.3 Calcul de l'abondance hors équilibre de HII

Au cours du développement de *Coyotl*, j'ai été amené à écrire une routine calculant l'ionisation de l'hydrogène hors équilibre². Le calcul de la fraction de HII hors équilibre est nécessaire pour :

- déterminer la fraction d'ionisation du gaz postchoc nécessaire pour le calcul du refroidissement radiatif induit par collision des espèces avec les électrons. Dans les zones internes des jets, l'ionisation du carbone fixe une limite inférieure à l'ionisation du milieu de $\sim 10^{-4}$. Cependant, lorsque l'hydrogène est ionisé, cette fraction peut être nettement plus grande.
- calculer des prédictions synthétiques de la raie H α ($\lambda = 121,5668$ nm), largement utilisée comme diagnostic de choc de $V_S > 25$ km s $^{-1}$.

Je présente en Fig. 4.7 la fraction d'hydrogène à l'équilibre en fonction de la température. Au dessus de 20000K, l'hydrogène est totalement ionisé alors qu'à plus faible température, l'hydrogène, se recombine très efficacement de sorte que la fraction de H $^+$ à 9000K n'est déjà plus que de 10^{-4} . Cependant, le temps de recombinaison de H $^+$

²Cette routine a été incluse en avril 2018 au cours d'un séjour d'A. Raga à Paris. Mon article Tabone et al. (2018) n'intègre pas ce traitement de HI/HII.

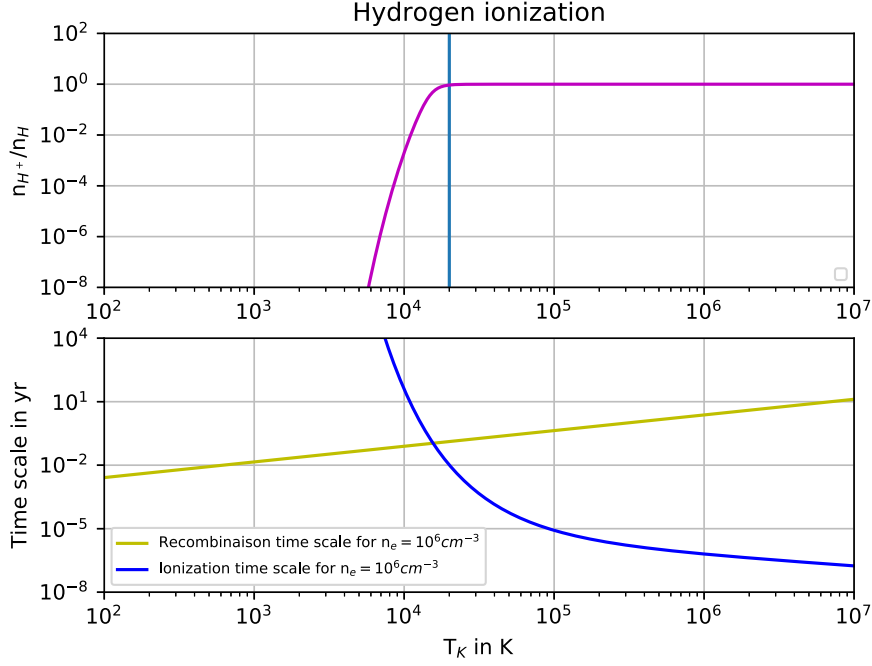


Figure 4.7 – Ionisation collisionnelle de l'hydrogène. Haut: état à l'équilibre de la fraction de H^+ en fonction de la température en ne prenant en compte que l'ionisation collisionnelle et la recombinaison radiative. Bas: comparaison du temps de recombinaison radiative et du temps d'ionisation collisionnelle pour des densités électroniques de $n_H = 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

donné en Fig. 4.7 pour une densité électronique de 10^6 cm^{-3} peut être important lorsque la densité est basse (10 ans à 10^3 K pour une densité électronique de 10^3 cm^{-3}). Ainsi, l'abondance hors équilibre de H^+ peut jouer un rôle important dans le refroidissement du gaz en dessous de $T < 2 \cdot 10^4 \text{ K}$. Il est donc important de suivre l'ionisation de l'hydrogène hors équilibre, en particulier dans le régime de température $10^3 - 10^4 \text{ K}$.

Pour cela, j'ai ajouté dans *Coyotl* l'espèce H^+ dont le transport est assuré par une équation de continuité à laquelle est associé un terme source, noté S_I , décrivant l'ionisation collisionnelle et la recombinaison radiative. L'abondance $x(H^+)$ est donc régie par l'équation :

$$\partial_t [\rho x(H^+)] + \frac{1}{r} \partial_r [r u_r \rho x(H^+)] + \partial_z [u_z \rho x(H^+)] = S_I(T, n_H, x(H^+)). \quad (4.42)$$

La résolution de cette équation est faite en deux étapes. L'équation de continuité sans terme source est tout d'abord résolue avec les autres équations d'Euler sur un pas de temps dynamique Δt_n . Ensuite, l'évolution chimique est résolue entre t_n et $t_n + \Delta t_n$ à température et densité constante. En supposant que tout l'hydrogène se trouve sous la forme HI/HII et que HI est ionisé par collision électronique à un taux $n_H C(T)$ (cgs: s^{-1}) et HII détruit par recombinaison radiative à un taux $\alpha(T)$ (cgs: s^{-1}), l'équation d'évolution chimique est alors

$$\frac{dx(H^+)}{dt} = (1 - x(H^+))x(H^+)n_H C(T) - x(H^+)\alpha(T). \quad (4.43)$$

Cette équation peut être résolue analytiquement pour n'importe quel pas de temps dynamique (Biro et al. 1995). En notant $x(H^+)_n$ l'abondance de H^+ à l'instant t_n , l'abondance de H^+ après un temps Δt_n est donnée par

$$x(H^+)_{n+1} = x(H^+)_n \frac{C}{C + \alpha - (C + \alpha - C/x(H^+)_n)e^{-n_H C \Delta t_n}}. \quad (4.44)$$

Les coefficients de collision et de recombinaison dépendant de la température, la détermination précise de l'abondance de H^+ nécessite de résoudre correctement le refroidissement du gaz. En général, le refroidissement du gaz est mal résolu à haute température $T > 2 \cdot 10^4$ K (voir section suivante). Cependant, à très haute température, H^+ est rapidement totalement ionisé (voir Fig. 4.7) et la faible résolution sur les zones de très fortes températures $T > 2 \cdot 10^4$ K n'est pas critique.

4.4 Bilan thermique du gaz dans *Coyotl*

La résolution de chocs fortement radiatifs requiert un calcul adapté du refroidissement du gaz. Dès les débuts de *Coyotl*, j'ai écrit une routine implémentant un refroidissement à très haute température ($T > 10^4$ K) pour prendre en compte le refroidissement du milieu en aval des chocs internes aux jets (Tabone et al. 2018). Plus tard, en avril 2018, j'ai intégré une routine fournie par A. Raga pour calculer le refroidissement du gaz à plus basse température par les raies interdites et de structure fine de OI et OII. Dans cette section, je détaille les méthodes de calcul et les termes de refroidissement tels que je les prends en compte dans *Coyotl*.

La méthode de Godunov a été jusqu'à ce point décrite pour résoudre une équation d'énergie sans terme source. Ainsi, le schéma de Godunov 4.10 permet de calculer l'évolution adiabatique du gaz entre un instant t_n et un instant t_{n+1} . Dans le milieu interstellaire et en particulier dans les chocs, le refroidissement du gaz joue un rôle fondamental non seulement pour déterminer la température du gaz mais également pour déterminer la dynamique même du gaz.

Lorsque des termes de refroidissement et de chauffage sont pris en compte, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit

$$\partial_t E + \nabla \{\mathbf{u}(E + p)\} = \Gamma(n, T, \dots) - L(n, T, \dots) \quad (4.45)$$

où Γ et L sont les taux de chauffage et de refroidissement du gaz comptés en puissance par unité de volume [*cgs* : $erg\ s^{-1}\ cm^{-3}$]. Ces taux dépendent en général de la densité, de la température, de la composition chimique du gaz, du gradient de vitesse et de la distribution spatiale du gaz (pour des raies moléculaires optiquement épaisses), des propriétés de la poussière, etc...

La prise en compte indispensable du refroidissement et du chauffage conduit à incorporer des processus microphysiques dans les codes hydrodynamiques. Cette microphysique introduit des échelles caractéristiques de temps et de longueur qui peuvent être

très différentes de l'échelle dynamique (adiabatique) du flot simulé. Le choix de certains termes de refroidissement/chauffage est adapté à chaque environnement astrophysique simulé. Les termes introduits dans *Coyotl* sont adaptés aux environnements des jets choqués. Nous nous concentrons donc ici sur le refroidissement pertinent pour ces environnements chauffés par des chocs. Cependant, la polyvalence de *Coyotl* permet néanmoins de compléter le bilan thermique du gaz.

4.4.1 Schéma utilisé pour le refroidissement du gaz

Le bilan thermique (non-adiabatique) du gaz est réalisé indépendamment du pas dynamique et chimique Δt_n . Un pas dynamique au second ordre est réalisé suivi d'un pas chimique puis d'un pas thermique isochore assurant la conservation de la masse. L'équation (4.45) se résume alors à une équation différentielle sur la température

$$\frac{k_B n}{\gamma - 1} \frac{dT}{dt} = -\Lambda(n, T). \quad (4.46)$$

Le temps caractéristique de refroidissement est alors

$$\tau_{cooling} = \frac{k_B T n}{(\gamma - 1)\Lambda(n, T)}. \quad (4.47)$$

L'introduction du refroidissement dans un code hydrodynamique (ou MHD) doit être faite avec la plus grande prudence. Le temps de refroidissement $\tau_{cooling}$ peut être bien plus court que le pas de temps dynamique. Dans ce cas, au cours du refroidissement, la pression varie significativement ce qui devrait modifier la dynamique sur des pas de temps plus courts que le temps dynamique Δt_n . De plus, la résolution de l'équation différentielle ordinaire non-linéaire d'évolution de la température (4.46) peut être très coûteuse en temps si le refroidissement est couplé à un calcul de niveaux atomiques ou moléculaires. Dans la pratique, il est nécessaire d'identifier, les zones où le refroidissement peut être non résolu. Dans *Coyotl*, nous approximations le refroidissement par une dépendance linéaire en température et nous résolvons directement la température après un pas de temps Δt_n selon

$$T(t_n + \Delta t_n) = T(t_n) \exp(-\Delta t_n / \tau_{cooling}). \quad (4.48)$$

4.4.2 Refroidissement radiatif

Le refroidissement radiatif est produit par excitation collisionnelle d'espèces chimiques qui se désexcitent radiativement. La prise en compte de ce processus implique tout d'abord de connaître l'abondance des espèces chimiques et ensuite de pouvoir résoudre les équations de bilan détaillé sur chaque niveau excité en prenant éventuellement en compte l'opacité du gaz. Dans certains cas, il est possible d'économiser du temps de calcul au prix de certaines hypothèses simplificatrices.

Dans *Coyotl*, nous avons implémenté le refroidissement atomique du gaz en le séparant en deux régimes de température.

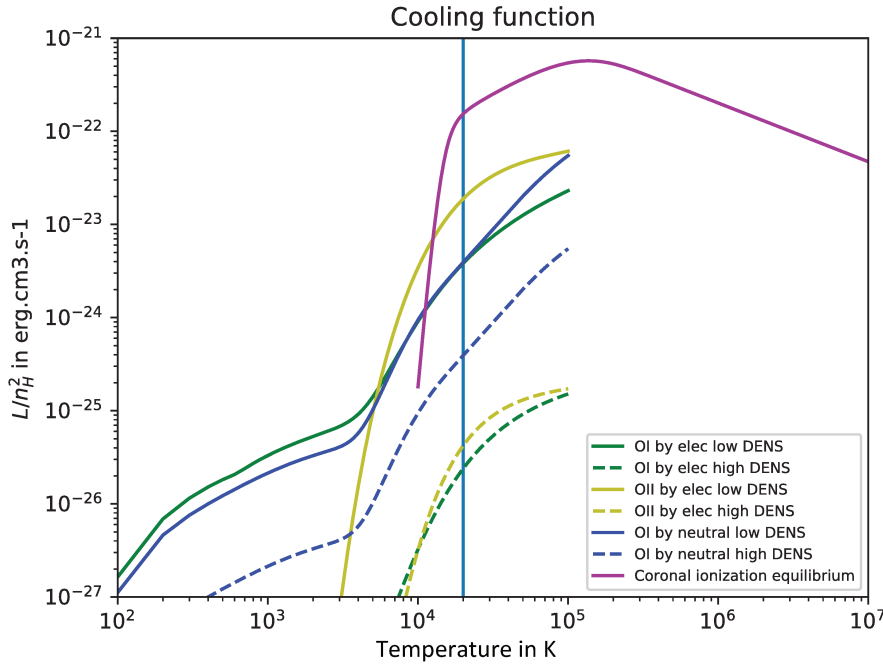


Figure 4.8 – Taux de refroidissement Λ/n_H^2 utilisé dans Coyotl (version avril 2018). Le refroidissement est modélisé par 1) une fonction analytique reproduisant le refroidissement du gaz à $T > 2 \cdot 10^4$ K calculé par Raymond et al. (1976) à partir d'un équilibre coronal (courbe violette) 2) un refroidissement par les raies interdites de OI excitées par collision avec H (courbes bleues) et avec les électrons (courbes vertes) et de OII excitées par collision avec les électrons (courbes jaunes). Le calcul du refroidissement par OI et OII s'appuie sur la résolution des populations des niveaux. Nous présentons ici les courbes de refroidissement par [OI] et [OII] pour des densités de $n_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (lignes continues) et 10^8 cm^{-3} (lignes pointillées). Les courbes de refroidissement par collision avec les électrons sont calculées avec $n_{elec} = n_H$.

Refroidissement atomique à très haute température ($T_K > 20\,000$ K)

La vitesse des chocs produits dans les objets HH est de l'ordre de quelques dizaines de km s^{-1} . Les chocs étant hydrodynamiques, la température atteinte par le milieu postchoc immédiat, lors de la phase adiabatique du choc est de

$$T_{adiab}(V_S) = 3.18 \cdot 10^5 (V_S/100 \text{ km s}^{-1})^2 (\mu/1.4) \text{ K} \quad (4.49)$$

où V_S est la vitesse du choc (Hollenbach & McKee 1979).

À ces températures, les raies atomiques d'éléments lourds (Fe, Ni, Ca...) plusieurs fois ionisés refroidissent efficacement le gaz sur de courtes échelles de temps. Le calcul de l'état d'ionisation de chaque élément lourd ainsi que des niveaux électroniques peuplés est coûteux en temps de calcul alors que la région sur laquelle $T_K > 10^4 \text{ K}$ est généralement marginalement résolue. Nous avons donc adopté une fonction de refroidissement calculée

à l'équilibre d'ionisation pour des densités inférieures aux densités critiques des raies considérées.

Le refroidissement du gaz est proportionnel à n_H^2 de sorte que

$$\Lambda = F(T)n_H^2 \quad (4.50)$$

Nous représentons Fig. 4.8 (courbe violette) la fonction de refroidissement du gaz à l'état stationnaire $F(T) = \Lambda/n_H^2$, valable au dessus de $2 \cdot 10^4$ K. Elle est ajustée par Raga & Canto (1989) à partir du taux de refroidissement calculé par Raymond et al. (1976) qui supposent un équilibre d'ionisation coronal et des abondances solaires des éléments lourds.

La fonction $F(T)$ paramétrée par Raga & Canto (1989) est

$$F(T) = 1.2 \cdot 10^{-18} T^{-0.63} \left(1 - e^{-(T/10^5 K)^{1.63}}\right) \frac{r(T)}{1 + r(T)}, \quad (4.51)$$

où $r(T) = 0.244T^{1.2}e^{-1.579 \cdot 10^5/T}$ est le rapport entre le taux d'ionisation collisionnelle de H et le taux de recombinaison. $\frac{r(T)}{1+r(T)}$ représente donc la fraction de H^+ dans le milieu à l'équilibre chimique.

Afin de quantifier l'intensité de ce refroidissement, il est utile de déterminer la longueur de refroidissement d'un choc atomique fort $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$. En suivant Blondin et al. (1990), la distance nécessaire pour qu'un gaz choqué se refroidisse en dessous de $T \sim 10^4 \text{ K}$ est donnée par

$$d_{cooling} = 0.3 \text{ au} \frac{(V_S/100 \text{ km/s})^4}{n_H/10^4} \quad (4.52)$$

où n_H est la densité pré-choc et V_S la vitesse du choc³. Dans le contexte des jets d'étoile jeune, les densités rencontrées sont supérieures ou de l'ordre de 10^4 cm^{-3} . La distance de refroidissement du gaz à très haute température n'est donc en général pas résolue par nos simulations dans lesquelles on adopte des résolutions de l'ordre de $\sim 1 \text{ au}$.

Refroidissement entre 500 - $2 \cdot 10^4 \text{ K}$:

À plus basse température ce sont les éléments neutres ou une fois ionisés qui participent au refroidissement du gaz via des raies de densités critiques assez basses. Les raies étant excitées efficacement par les électrons, il est important de déterminer la fraction d'ionisation du gaz. Pour cela nous supposons que l'abondance électronique est au moins supérieure à 10^{-4} (ionisation du carbone) et que l'excédent d'électron est apporté par l'ionisation collisionnelle de l'hydrogène. L'abondance hors équilibre de HII est calculée

³Blondin et al. (1990) précisent que cette formule surestime cette distance pour des chocs en dessous de $V_S = 90 \text{ km/s}$.

comme indiqué plus haut. En dessous de $T \lesssim 10^3$, des molécules comme H_2 peuvent se former et refroidir très efficacement le gaz. Cela implique de suivre l'abondance moléculaire via un réseau chimique (e.g. Raga et al. 2005). Dans la version actuelle de *Coyotl*, la formation de H_2 et des autres molécules n'est pas prise en compte. Par conséquent, seul un refroidissement atomique est calculé. Ce refroidissement est modélisé par le taux de refroidissement dû aux raies interdites de OI et OII, que nous multiplions par un facteur 7.2 pour décrire de manière simplifiée le refroidissement des autres espèces atomiques refroidissant le gaz à ces températures (C, N, S...). Cette approche, adoptée par Biro et al. (1995), permet de suivre le refroidissement hors équilibre du gaz en dessous de $2 \cdot 10^4$ K sans demander de longs temps de calcul. Notons que la prise en compte du refroidissement par les autres espèces atomiques ne nécessite que très peu modifications du code car son calcul est très semblable à celui implémenté dans routine de OI et OII de *Coyotl*.

Une fois l'abondance électronique hors équilibre connue, il est possible de calculer le refroidissement par les raies de OI et de OII. Du fait du potentiel d'ionisation de O très proche de celui de H, on suppose que $x(OII)/x(OI) = x(HII)/x(HI)$. Une routine calculant les niveaux de OI et de OII excités par les électrons, et de OI excités par les neutres a été ajoutée à *Coyotl*. Nous donnons les taux de refroidissement normalisés par n_H^2 à basse densité (courbes continues). Le refroidissement décroît fortement en fonction de la température. Dans un milieu fortement ionisé, le refroidissement par OII domine pour $T_K > 4000K$. Lorsque le gaz est neutre, le refroidissement de OI par collision avec HI domine. Nous représentons également le refroidissement normalisé par n_H^2 à haute densité ($n_H = 10^8 \text{ cm}^{-3}$). On constate que le taux de refroidissement Λ ne varie plus en fonction de n_H^2 . Il est en réalité proportionnel à n_H du fait de l'importance des désexcitations collisionnelles qui concurrencent la désexcitation radiative ($n_H > n_{crit,OI/OII}$). Dans ce cas, le temps caractéristique de refroidissement ne dépend plus de la densité. Cette propriété permet notamment de résoudre spatialement le refroidissement du gaz entre $2 \cdot 10^4 K$ et $500K$ même à forte densité.

4.5 Test en symétrie sphérique

Une première batterie de test a été conduite en résolvant des problèmes de Riemann 1D. Ces tests permettent notamment d'étudier la précision du traitement des ondes de chocs, raréfactions et contacts.

Dans la mesure où *Coyotl* utilise des coordonnées cylindriques pour résoudre les équations d'Euler, il est important de pouvoir tester le code dans des situations non axisymétriques. Dans un problème à symétrie sphérique, le code n'assure pas exactement la conservation de cette symétrie. Aussi, les tests à symétrie sphérique sont particulièrement sévères pour *Coyotl*. Dans cette section, un tel test est présenté.

Nous simulons ici une explosion sphérique adiabatique en déposant une énergie thermique importante dans une sphère centrale de rayon $R_0 = 40$ au. La densité et la pression

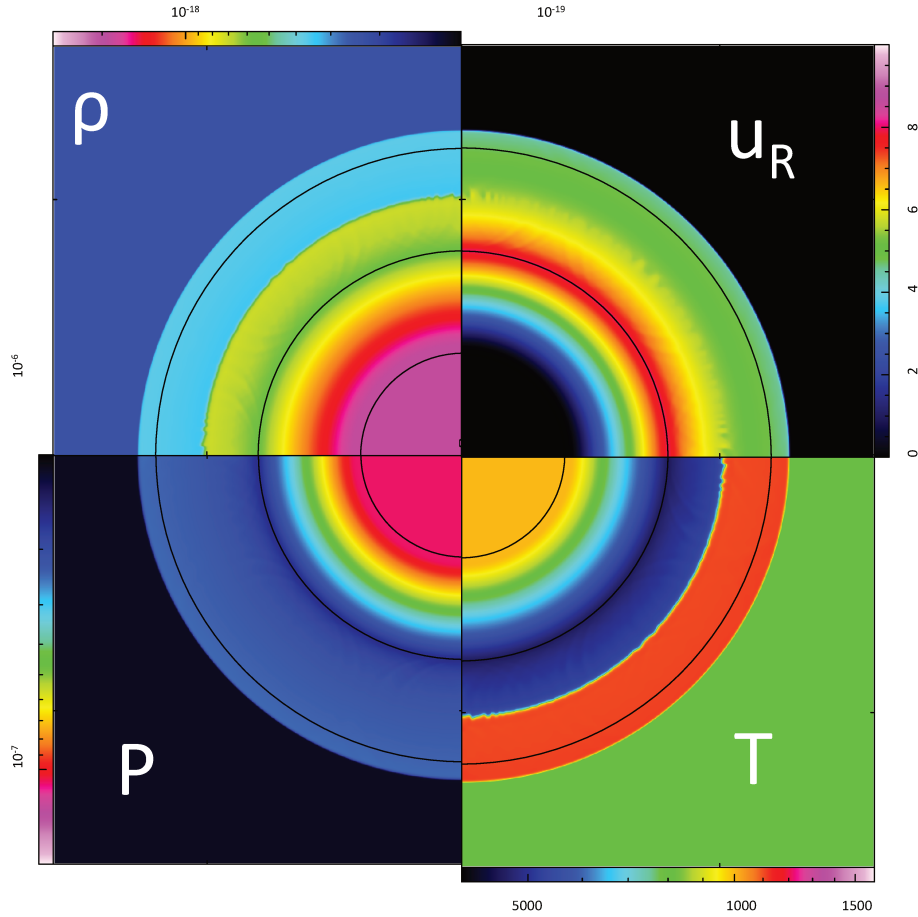


Figure 4.9 – *Explosion sphérique résolue sur une grille cylindrique. Nous pouvons distinguer, un choc contre le milieu au repos, une onde de raréfaction se propageant dans la zone de surpression initiale et une discontinuité de contact instable. Les cercles noirs représentent 20 au, 40 au et 60 au.*

initiale dans cette région sont

$$\begin{aligned}\rho_{out} &= 2 \cdot 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}, \\ p_{out} &= 10^{-6} \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}.\end{aligned}$$

Cette sphère baigne dans un milieu de densité $\rho_{out} = 0.125\rho_{in}$ et de pression $p_{in} = 0.1p_{out}$ plus faibles. Les deux milieux sont initialement au repos.

Fig. 4.9 présente les cartes de densité, de vitesse radiale, de température et de pression après un temps de $t = 9.5$ yrs. Nous voyons tout d'abord que la symétrie sphérique est globalement respectée sauf dans certaines régions où des instabilités se déclenchent. Lors d'une explosion, trois ondes se propagent à partir de la discontinuité initiale. Tout d'abord, une onde de choc se propage dans le milieu ambiant. L'onde de choc est visible sous la forme d'une discontinuité de pression, de vitesse (le milieu ambiant est accéléré), de température (le milieu ambiant est chauffé) et de densité (le milieu est comprimé d'un facteur environ 4). Une onde de raréfaction se propage à travers la zone centrale de forte énergie interne. Cette onde se traduit par une croissance radiale de la vitesse,

une décroissance radiale de la température (détente adiabatique) et d'une décroissance radiale de la pression. Enfin, une discontinuité de contact sépare les deux milieux. Cette discontinuité de contact est visible sous la forme d'une discontinuité de température et de densité. La pression et la vitesse sont continues à travers la discontinuité de contact.

La préservation de la symétrie sphérique est vérifiée sur l'onde de choc se propageant dans le milieu ambiant. Cette onde est stable. La discontinuité de contact est au contraire instable. Nous pouvons voir qu'autour d'un profil de symétrie sphérique, des oscillations sont présentes. Ces oscillations sont cependant quasi-symétriques selon la bissectrice. L'algorithme ne donne donc pas de direction privilégiée entre z et r .

CHAPITRE 5

Interaction entre un vent de disque et un jet variable

L'étude approfondie du jet de HH 212 à haute résolution angulaire soulève deux questions importantes. Les comparaisons des modèles de vent de disques MHD avec les observations du vent SO/SO₂ en rotation suggèrent qu'un vent de disque MHD est lancé à partir d'une région étendue du disque d'accrétion ($r_0 \simeq 0.3 - 40$ au). Cependant, les signatures de rotation du vent s'estompent et disparaissent à une distance de ~ 120 au. À cette distance, le flot est dominé par des coquilles de gaz choqué. C'est en partie ce qui pousse Lee et al. (2018) à proposer l'idée que le flot soit uniquement fait de coquilles choquées par un vent rapide non observé (voir chapitre 3). La présence de chocs à petite échelle (< 50 au) le long du jet SiO suggère que même si un vent de disque MHD est lancé du disque d'accrétion, les chocs d'étrave produits par le jet central peuvent perturber ce vent et remettre en question mes tests obtenus à partir de modèles stationnaires de vents de disque MHD. À cette question d'ordre dynamique, s'ajoute une question d'ordre chimique. Mes modèles de vent de disque suggèrent que le jet SiO provient de la région de sublimation des poussières. En l'absence de poussière, le fort champ FUV issu de la protoétoile est très peu atténué et H₂ ne peut se former efficacement par catalyse sur les grains. À ce jour, aucun modèle ne rend compte d'une telle richesse chimique dans ces milieux hostiles.

Dans ce chapitre, j'explore un scénario de jet pulsant, entouré par un vent de disque stationnaire. Ce modèle permet 1) de déterminer les régions où un vent de disque non perturbé par les chocs d'étrave est présent et 2) d'évaluer l'efficacité de l'entraînement d'un vent de disque poussiéreux (moléculaire) par le jet central. Pour traiter ce problème, je combine une approche analytique, développée par A. Raga, et une approche numérique utilisant le code *Coyotl*.

Je présente tout d'abord les modèles actuels de coquilles choquées produites par la propagation de jets ou de vents dans les milieux circumstellaires. Cette exposition reprend la distinction faite par Ostriker et al. (2001) entre les coquilles "momentum driven shell" et les coquilles "jet driven shell". Dans une seconde partie, je présente mon travail sur la modélisation des chocs d'étrave produits par un jet pulsant sur un vent de disque. Cette dernière section suit de près mon article paru dans A&A (Tabone et al. 2018).

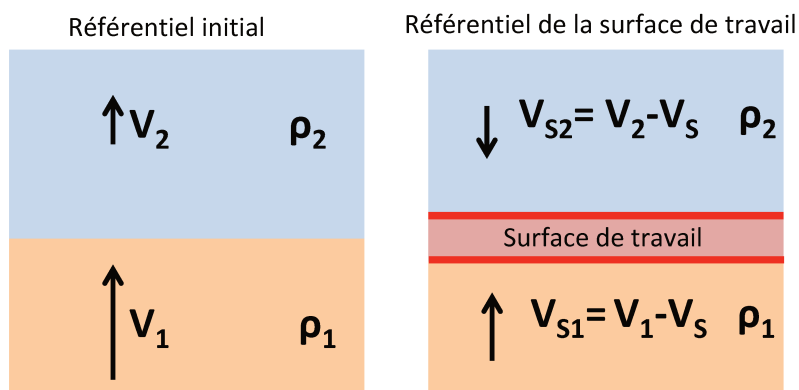


Figure 5.1 – Schéma représentant la formation d'une surface de travail entre deux milieux de vitesse et de densité différentes pour un flot supersonique. Gauche: condition initiale dans un référentiel quelconque. Droite: évolution du flot dans le référentiel de la surface de travail.

5.1 Modèles de "coquilles minces" choquées

5.1.1 Surface de travail 1D

La propagation d'un flot supersonique dans un milieu introduit initialement une discontinuité de vitesse entre le flot et le milieu ambiant. Supposons un cas unidimensionnel dans lequel une discontinuité de vitesse et de densité est imposée entre deux domaines notés (1) et (2) comme représenté en Fig. 5.1. Nous supposons que les flots sont supersoniques (la pression thermique est négligeable devant la pression cinétique). Comme nous l'avons déjà évoqué, les équations de l'hydrodynamique admettent des solutions discontinues. Dans le cas d'un choc, le saut de discontinuité est donné par les conditions de Rankine-Hugoniot. En général, rien n'assure que le saut de pression, de densité et de vitesse imposé entre un milieu (1) et un milieu (2) ne satisfasse aux conditions de Rankine-Hugoniot. Par conséquent, une couche intermédiaire de gaz de pression \tilde{P} voyageant à une vitesse V_S se forme entre les deux milieux. Cette région est comprise entre deux chocs, l'un se propageant dans le milieu (1) et l'autre dans le milieu (2). Ces deux chocs satisfont les conditions de Rankine-Hugoniot assurant ainsi la conservation de la masse et de l'impulsion. Dans les conditions typiques du milieu interstellaire, le refroidissement efficace du gaz choqué permet à la matière de perdre son énergie thermique. La couche de gaz, comprise entre les deux chocs est donc dominée par son énergie cinétique et peut être décrite par une approche *ballistique*. Cette région est appelée **surface de travail**.

Cette surface de travail est soumise à deux forces provenant des pressions dynamiques (ou "ram pressure") exercées par chaque milieu (1) et (2). En régime stationnaire, la vitesse de propagation de cette surface de travail est déterminée par l'équilibre entre les deux pressions dynamiques dans le référentiel de cette surface

$$\rho_1(V_1 - V_S)^2 = \rho_2(V_S - V_2)^2. \quad (5.1)$$

où V_1 (resp. V_2) et ρ_1 (resp. ρ_2) sont la vitesse dans le référentiel initial et la densité du milieu (1) (resp. (2)). Définissant le contraste de densité entre les deux milieux comme

$$\beta = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/2}, \quad (5.2)$$

on obtient la vitesse de propagation de la surface de travail dans le référentiel initial

$$V_S = \frac{\beta V_1 + V_2}{1 + \beta}. \quad (5.3)$$

Les chocs se propageant dans chaque milieu ont des vitesses

$$\begin{aligned} V_{S1} &= \frac{1}{1 + \beta}(V_1 - V_2) \\ V_{S2} &= \frac{1 - \beta}{1 + \beta}(V_1 - V_2). \end{aligned} \quad (5.4)$$

Une surface de travail peut se former dans plusieurs situations que je schématise en Fig. 5.2.

1. Lorsqu'un vent de grande ouverture impacte le milieu environnant.
2. À la tête d'un jet se propageant un milieu ambiant.
3. Au sein d'un jet, par variation de la vitesse d'éjection du jet.

Dans ces deux dernières situations, l'extension spatiale limitée de la surface de travail à haute pression conduit à une éjection latérale de matière. Cette éjection produit alors une coquille de choc étrave dans le milieu environnant.

Cette distinction est à la base de la distinction entre "momentum driven shell" (situation 1) et "jet driven shell" (situation 2 et 3).

5.1.2 "Momentum driven shell"

Supposons que le flot impactant le milieu ambiant est un vent non collimaté. Ce vent est généralement vu comme un "vent X" issu du bord interne du disque d'accrétion (Shu et al. 1991). Ce modèle est d'une grande importance car il est très souvent utilisé par les observateurs pour expliquer la morphologie des flots moléculaires (e.g. Lee et al. 2001, 2018). Nous nous plaçons dans un repère sphérique comme présenté en Fig. 5.2 (gauche).

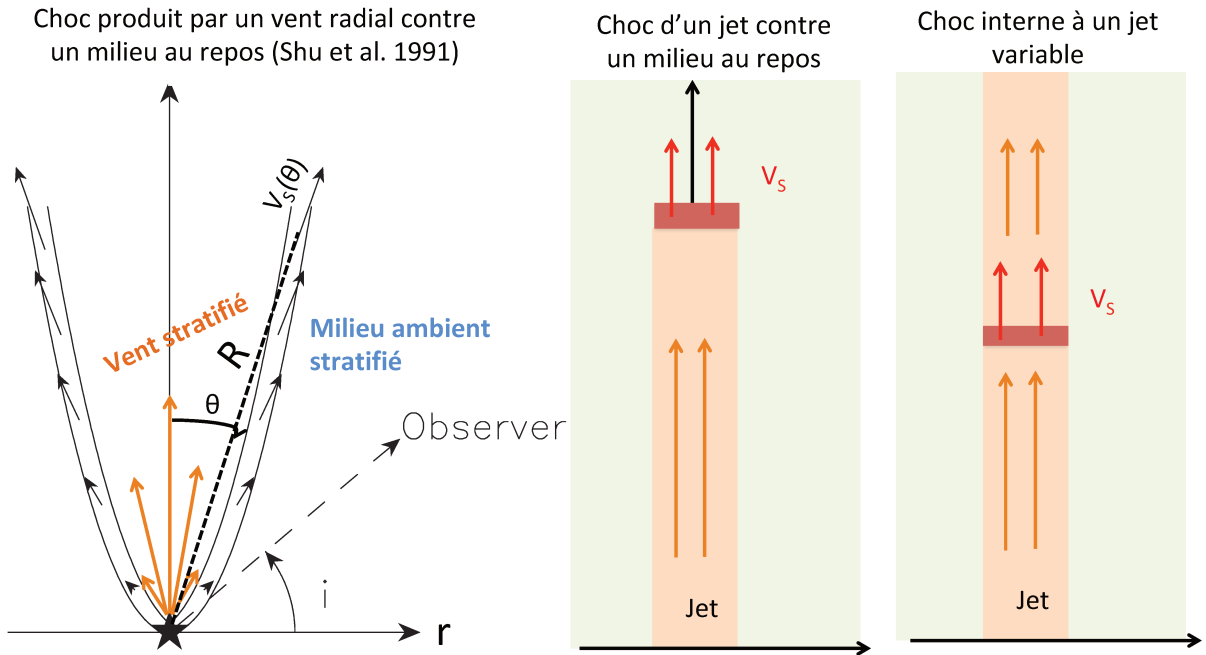


Figure 5.2 – Exemple de situation où une coquille "momentum driven" se forme lors de la propagation d'un vent ou d'un jet supersonique. Gauche : modèle de coquille choquée formée par un vent se propageant dans un milieu stratifié au repos (Adapté de Lee et al. 2001). Centre : formation d'une surface de travail à l'apex d'un jet se propageant dans un milieu du repos (en vert). Droite : formation d'une surface de travail interne à un jet (en rouge) par variabilité de la vitesse d'éjection.

La vitesse du vent non perturbé est supposée ne dépendre que de θ et être radiale. Par conservation de la masse, la densité du vent décroît en fonction du rayon sphérique selon $\propto R^{-2}$. On peut donc écrire

$$\begin{aligned}\vec{V}_w(R, \theta) &= V_0 \mathcal{A}(\theta) \vec{e}_R \\ \rho_w(R, \theta) &= \mathcal{B}(\theta) R^{-2}\end{aligned}\quad (5.5)$$

Le milieu ambiant est supposé au repos et sa densité est choisie telle que

$$\rho_a(R, \theta) = \mathcal{C}(\theta) R^{-2}.\quad (5.6)$$

Ces choix de profils de densité assurent que le rapport entre la pression dynamique du vent et la pression dynamique de l'enveloppe est constant au cours de la propagation de la coquille. Par conséquent, la coquille ne subit pas d'accélération.

Lorsqu'une surface de travail se développe entre le vent et le milieu ambiant, chaque milieu subit un choc. Dans un cas bidimensionnel comme celui traité ici, ces chocs sont obliques et seule la composante de la vitesse perpendiculaire à la surface de travail s'annule à travers le choc. Ainsi, le vent choqué et le milieu ambiant choqué devraient "couler" le long de la coquille à des vitesses différentes, advectant de la masse le long de la coquille. Cette situation bidimensionnelle peut être grandement simplifiée en supposant un mélange

efficace entre les deux milieux, dû à l'instabilité de Kelvin-Helmoltz au niveau de la discontinuité de contact entre les deux fluides (voir Shu et al. 1991). En supposant un mélange parfait, une seule vitesse peut être attribuée à la coquille et le bilan d'impulsion entre la naissance de la coquille et la position considérée indique un mouvement purement radial. Le mouvement de la coquille est donc unidimensionnel.

En supposant un mélange parfait et en remarquant que la surface de travail n'accélère pas, l'équation unidimensionnelle (5.3) est donc applicable et donne alors une vitesse de propagation $V_S(\theta)$ indépendante de la distance à la source

$$V_S = \frac{V_0\beta(\theta)}{1 + \beta(\theta)}$$

$$\beta(\theta) = \sqrt{\frac{\mathcal{B}(\theta)}{\mathcal{C}(\theta)}} \quad (5.7)$$

A partir d'un instant initial où le vent est lancé, la coquille va donc s'expandre à une vitesse qui ne dépend que de l'angle θ . En notant $R_S(\theta, t)$ le rayon sphérique de la coquille formée à un instant t , on a

$$R_S(\theta, t) = V_S(\theta)t. \quad (5.8)$$

La coquille conserve donc sa forme et s'étend de manière homologue. Une conséquence de ce modèle est qu'une coquille observée, si elle est produite par un tel mécanisme a un âge fini. Par exemple, Lee et al. (2018) proposent un tel modèle pour reproduire la structure du flot vu en SO/SO₂ autour d'HH212 avec un âge de l'ordre de 50 ans.

5.1.3 "Jet-driven shell"

Dans le cas d'un choc d'étrave produit par un jet, tout commence par la formation d'une surface de travail. La propagation d'une surface de travail, qu'elle se situe à l'apex du jet ou qu'elle soit interne au jet, peut être décrite par les équations unidimensionnelles (5.3) et (5.4).

Cas d'une surface de travail séparant un milieu ambiant d'un jet

Supposons un jet impactant un nuage. En reprenant les notations de la Fig. 5.1, le milieu (1) est alors un jet supersonique et le milieu (2) est milieu au repos ($V_2 = 0$). Cette situation est schématisée Fig. 5.2 (milieu). Dans ce cas, la tête du jet se propage dans le milieu ambiant à une vitesse $V_S = \beta/(1 + \beta)V_1$, plus petite que la vitesse du jet. Le matériau du jet entre alors dans la surface de travail en subissant un choc de vitesse $V_{S1} = V_1/(1 + \beta)$ alors que le gaz du milieu ambiant est balayé par la tête du jet en subissant un choc de vitesse $V_{S2} = V_1(1 - \beta)/(1 + \beta)$. Lorsque le jet est bien plus dense que le milieu ambiant ($\beta \gg 1$), nous retrouvons le fait que la tête du jet se déplace à la vitesse du jet et que le milieu ambiant subit un choc de vitesse égale à la vitesse du jet. Le matériau du jet lui ne subit dans ce cas limite aucun choc.

Cas d'une surface de travail interne au jet

Au sein d'un jet, la variation de la vitesse d'éjection génère une discontinuité de vitesse (voir Fig. 4.3) et donc la formation d'une surface de travail interne. Cette situation est schématisée Fig. 5.2 (droite). Nous pouvons le démontrer à partir de l'équation de Burgers qui régit l'évolution de la vitesse d'un fluide de haut nombre de Mach (pour lequel le gradient de pression peut être négligé tant qu'un choc ne se forme pas). L'équation de Burgers en 1D prend la forme

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (5.9)$$

Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, l'équation de Burgers correspond à une advection du fluide à une vitesse locale égale à sa vitesse $u(x, t)$. Dans une région sans discontinuité, la solution à l'équation de Burgers à un instant t peut s'écrire sous la forme d'une solution retardée à partir d'une condition initiale $u_0(x)$ à $t = 0$ (voir Raga et al. 1990)

$$\begin{aligned} u(x, t) &= u_0(t') \\ t' &= t - \frac{x}{u_0(t')}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Pour cette solution générale, tout gradient négatif de vitesse croît au cours du temps puisque les sections de fluide ayant une vitesse plus grande rattrapent les sections de fluide ayant une vitesse plus réduite (voir aussi la solution numérique Fig.4.3). Ce résultat très général est à la base du travail pionnier de (Raga et al. 1990). Toute variation de vitesse d'éjection en fonction du temps génère un profil de vitesse qui se raidit (dans les zones de gradients négatifs) et forme à terme une discontinuité. Nous avons montré dans le chapitre 4 que la vitesse de propagation d'une discontinuité dans les équations de Burgers s'écrit

$$V_{S,Burgers} = (V_1 + V_2)/2, \quad (5.11)$$

où V_1 et V_2 constituent le saut en vitesse (voir Fig. 5.1). Remarquons que cette vitesse est la même que celle d'une surface de travail où $\rho_1 = \rho_2$ (équation (5.3)). Les densités des deux parties du jet entrant dans la surface de travail étant en général similaires, les équations de Burgers décrivent également la propagation de chocs internes dans les jets.

Simulation numérique d'un choc d'étrave à la tête d'un jet

Je présente ici les résultats d'une simulation numérique d'un jet se propageant dans un environnement au repos réalisée avec le code *Coyolt*. Cette simulation a un but uniquement pédagogique dans la mesure où les comparaisons entre modèles analytiques et numériques ont déjà été faits par Lee et al. (2001). J'étudierai plus longuement les simulations numériques de chocs d'étrave dans la section suivante (Section 5.2).

Parameter	Value
resolution	0.5 au per cell
simulation domain $z \times r$	600 au \times 150 au
Jet	
V_{jet}, v_j	100 km s ⁻¹
ρ_{jet}	1×10^{-19} g cm ⁻³
T_{jet}	300K
jet radius	20 au
Ambient medium	
ρ_{env}	1×10^{-21} g cm ⁻³
T_{env}	200K

Table 5.1 – Paramètres du modèle de propagation d'un jet dans un milieu au repos.

Conditions initiales. Les paramètres utilisés dans la simulation présentée ici sont reportés dans la Table 5.1. Le milieu est initialement au repos et rempli d'un gaz de densité uniforme $\rho_{env} = 10^{-21}$ g cm⁻³ et de température $T_{env} = 200$ K. Un jet cylindrique de vitesse $V_{jet} = 100$ km s⁻¹ et de rayon $r_j = 20$ au est introduit à un temps $t = 0$ le long de l'axe sur une distance z de 40 au. Le jet a une densité de $\rho_{jet} = 10^{-19}$ g cm⁻³ et une température de $T_{jet} = 300$ K. Le contraste de densité entre le jet et le milieu ambiant est donc de $\beta = 10$. Un refroidissement à très haute température complété par un refroidissement par OI et OII associé à un calcul hors équilibre de l'ionisation du gaz par H⁺ est pris en compte selon la méthode détaillée au chapitre précédent (cf. section 4.4). Un traceur passif a été placé dans le jet pour pouvoir analyser séparément le matériau provenant du jet du matériau provenant du milieu ambiant.

L'écoulement est résolu sur une grille de taille 150×600 au et de résolution 1 au. Les conditions physiques du jet sont imposées au niveau de la frontière $z = 0$ pour $r \leq 20$ au. Pour le reste des frontières du domaine, les conditions aux limites sont réfléchissantes sur l'axe $r = 0$ et $z = 0$ et passantes au niveau des autres frontières.

Surface de travail. La figure Fig. 5.3 présente les résultats de ma simulation après un temps $t = 26.4$ yr. A l'apex du jet, une zone de haute pression, haute densité et haute température est présente. La vitesse axiale V_z du matériau est proche de la vitesse du jet alors que la vitesse radiale est presque nulle. Nous retrouvons les caractéristiques d'une surface de travail composée du matériau ambiant et du matériau du jet portés à haute température et haute densité. Cette structure est "momentum driven" (l'impulsion provenant du jet). Compte tenu du contraste de densité $\beta = 10$, le matériau ambiant est choqué à une vitesse de choc $V_{Samb} = 82$ km s⁻¹ (voir Eq.(5.4)) alors que le matériau du jet entre dans la surface de travail avec un choc beaucoup plus faible de $V_{Sjet} = 9$ km s⁻¹. Le traceur passif (ligne cyan continue Fig. 5.3) révèle que cette surface de travail est bien séparée en une région dominée par du matériau ambiant et une région dominée par du matériau du jet.

À un temps de $t = 26.4$ yr, la surface de travail a atteint une altitude de $z \sim 560$ au. On en déduit donc une vitesse de propagation de la surface de travail de ~ 91 km s⁻¹, proche de la vitesse prédite par l'expression analytique de V_S (Eq. 5.3).

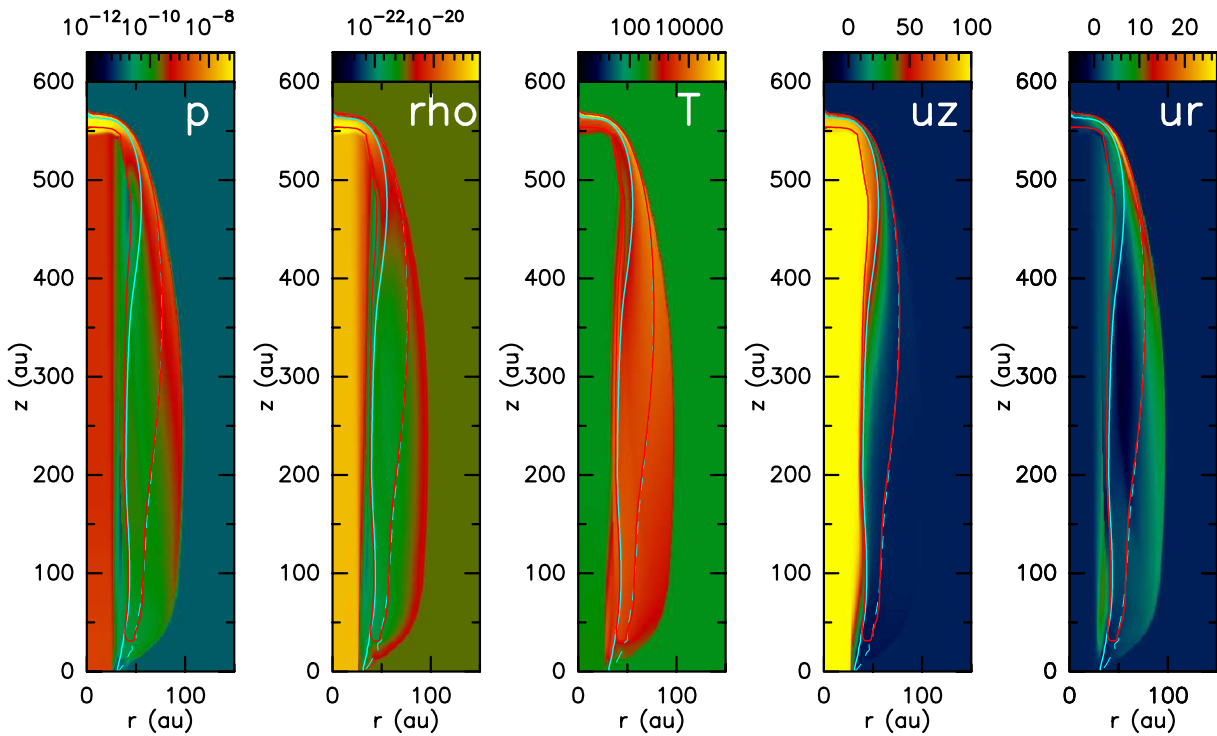


Figure 5.3 – Résultat de notre simulation de propagation d'un jet dans un milieu ambiant homogène. De gauche à droite, la pression en erg cm^2 , la densité en g cm^{-3} , la température en K et les vitesses axiale V_z et radiale V_r en km s^{-1}

Choc d'étrave et cocon. À l'extérieur de la surface de travail, un choc d'étrave s'étend jusqu'à un rayon cylindrique de 100 au. Ce choc est révélé par une discontinuité de pression, de densité et de température. Le long de cette coquille d'épaisseur réduite (qq au), la vitesse axiale V_z décroît de l'apex où elle est approximativement égale à la vitesse du jet jusqu'à une vitesse nulle. La vitesse radiale quant à elle est croissante jusqu'à un rayon de ~ 40 au pour atteindre une valeur de 30 km s^{-1} avant de décroître vers zéro dans l'aile du choc d'étrave. À l'intérieur de cette coquille, un **cocon** de pression et de densité plus faible mais de température élevée est présent. Le matériau qui compose ce cocon est fait d'un mélange de matériau provenant du jet et du milieu ambiant.

Ainsi, nous constatons que l'éjection latérale de la surface de travail en surpression provoque un choc d'étrave fait d'une coquille mince choquée qui ouvre un cocon chaud de basse densité.

Modèle analytique de choc d'étrave

Notre simulation numérique présentée plus haut montre la formation d'un choc d'étrave à partir du matériau éjecté latéralement de la surface de travail en surpression. Nous nous proposons ici de dériver la forme d'un choc d'étrave en suivant le travail de Masson & Chernin (1993) et d'Ostriker et al. (2001). Ces derniers auteurs ont également étudié la vitesse du fluide le long du choc d'étrave. Par souci de concision, je ne reprendrai pas

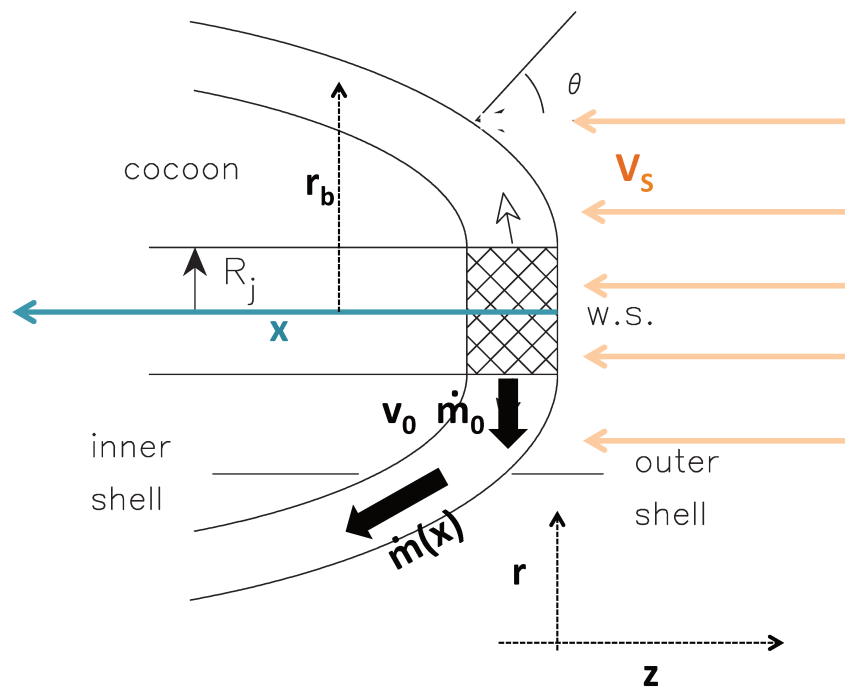


Figure 5.4 – Schéma présentant l'écoulement autour d'une surface de travail (IWS) à la tête d'un jet se propageant dans un milieu ambiant dans le référentiel de la IWS se déplaçant à une vitesse $V_z = V_s$. La surface de travail éjecte du gaz latéralement à une vitesse initiale de V_0 dans le milieu ambiant. La distance x est mesurée en direction de la source centrale (de droite à gauche). La forme de la coquille mince du choc d'étrave est donnée par $r_b(x)$ (voir Eq.5.15)

l'étude de la cinématique. Une telle étude sera faite pour des chocs d'étrave se propageant dans un vent de disque à la section suivante.

Considérons la situation présentée en Fig. 5.4 qui reprend les principales caractéristiques de notre modèle numérique précédent dans le référentiel de la surface de travail. Une surface de travail (notée W.S. pour "working surface", Fig. 5.4) est présente à l'apex d'un jet de vitesse V_j et éjecte du matériau à une vitesse $V_r = V_0$. Nous notons ρ_j et ρ_{env} les densités du jet et du milieu ambiant.

On suppose un refroidissement efficace du matériau choqué (pression négligeable) et un mélange parfait du gaz dans la coquille (donc une coquille décrite à chaque position x par une densité linéique de masse et une vitesse). Le choc d'étrave peut être décrit par un modèle balistique où la force principale qui façonne sa forme est l'impulsion du matériau. Il s'agit de l'approximation de couche mince ("thin-shell"). Cette approximation est valable dans la mesure où, dans les conditions circumstellaires, le matériau choqué le long du choc d'étrave se refroidit efficacement par rayonnement en perdant une partie importante de son énergie thermique. La dynamique de cette coquille est similaire à la dynamique des surfaces de travail que l'on a étudiées plus haut dans ce chapitre. Cependant, une première différence tient au fait que le matériau est en mouvement radial le long de la coquille. L'inertie de la coquille doit donc être prise en compte via une équation de conservation

de la masse. D'autre part, la coquille à une forme bidimensionnelle. Les équations sur l'impulsion radiale et axiale doivent être prises en compte.

En notant $\dot{m}(x)$ le taux de masse, $\dot{\Pi}_r(x)$ et $\dot{\Pi}_x(x)$ les taux d'impulsion selon r et selon x reçu par la coquille entre le rayon du jet r_j et un point courant r et \dot{m}_0 et v_0 le taux de perte de masse et la vitesse à laquelle le matériau du jet est éjecté latéralement par la surface de travail, les équations de conservation s'écrivent

$$\dot{m}(x) = \dot{m}_0 + \int_{r_j}^{r_b} 2\pi r' \rho_{env} V_S dr', \quad (5.12)$$

$$\dot{\Pi}_r(x) = \dot{m}_0 v_0 = \dot{m}(x) v_r(x), \quad (5.13)$$

$$\dot{\Pi}_x(x) = \int_{r_j}^{r_b} 2\pi r' \rho_{env} V_S^2 dr' = \dot{m}(x) v_x(x). \quad (5.14)$$

Ces équations permettent de calculer la forme du choc d'étrave $r_b(x)$ (voir schéma Fig. 5.4)

$$x = z_j - z = \frac{1}{L_0^2} r_b (r_b^2 - 3r_j^2) + 2r_j^3, \quad (5.15)$$

où z_j est la position de l'apex du jet et où L_0 est une longueur caractéristique de courbure du choc d'étrave donnée par

$$L_0 = \sqrt{\frac{3\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_{env} V_S^2}}. \quad (5.16)$$

Pour des rayons r_b grands devant r_j (limite du jet étroit), le choc d'étrave tend vers une cubique avec

$$r_b/L_0 = \left(\frac{z_j - z}{L_0} \right)^{1/3}. \quad (5.17)$$

Cette forme cubique correspond également à la forme du choc d'étrave créé par un vent stellaire en mouvement dans un milieu ambiant. Nous retrouverons également cette forme dans nos modèles de propagation de chocs d'étrave dans un vent de disque (section 5.2).

Écrite comme telle, cette équation maintient libre les paramètres liés à la surface de travail (à savoir sa vitesse de propagation V_S , son taux de perte de masse \dot{m}_0 et sa vitesse radiale d'éjection v_0). Dans le cas d'un jet se propageant dans un milieu au repos, nous pouvons spécifier ces paramètres (Ostriker et al. 2001). La vitesse de propagation de la surface de travail est donnée par l'équation Eq. 5.3. De plus, comme les simulations le suggèrent, l'essentiel de la masse qui interagit avec le milieu ambiant est fait de matériau appartenant au milieu ambiant choqué par la surface de travail (voir notre simulation et la discussion de Lee et al. (2001)). Aussi pouvons nous écrire $\dot{m}_0 \simeq \pi r_j^2 V_S \rho_{env}$. Enfin, comme nous le discuterons plus bas, la vitesse d'éjection est liée à la vitesse thermique c_s du gaz choqué de la surface de travail. Ostriker écrit $v_0 = \tilde{\beta} c_s$ où $\tilde{\beta}$ est un scalaire proche de 1. La forme du choc d'étrave donnée par l'équation (5.15) s'écrit finalement

$$z_b = z_j - \frac{V_S}{\tilde{\beta} c_s} r_j \left[\frac{1}{3} \left(\frac{r_b}{r_j} \right)^3 - \frac{r_b}{r_j} + \frac{2}{3} \right], \quad (5.18)$$

où V_S est donnée par notre équation 5.3.

Les équations de conservation de l'impulsion et de la masse permettent également de dériver la vitesse moyenne du matériau dans la coquille du choc d'étrave. La comparaison de ce modèle avec les observations est faite par Lee et al. (2001) (voir aussi Cabrit et al. 1997). Le flot de HH 212 à l'échelle du parsec peut être reproduit par ce modèle avec CO traçant les ailes du choc d'étrave et H_2 son apex. La morphologie et la cinématique d'autres flots, comme VLA 05487 semblent plus cohérentes avec un modèle de Shu. Remarquons tout de même que le modèle de Shu requiert des âges de coquille beaucoup plus petits que les modèles de chocs d'étrave qui sont plus cohérents avec l'âge des sources.

5.2 Propagation d'un choc d'étrave dans un vent de disque

5.2.1 Approche analytique

Équations de base

Nous considérons la configuration jet+vent de disque présentée Fig. 5.5 pour laquelle un jet cylindrique de rayon r_j de vitesse variable V_j le long de l'axe (Oz) est plongé dans un vent de disque plan parallèle de densité uniforme ρ_w et de vitesse constante V_w parallèle à V_j .

La variation de la vitesse d'éjection du jet forme une surface de travail (IWS) dans le faisceau du jet. Dans les calculs ci-dessous, nous supposons que la surface de travail se forme à $z = 0$ à la position de la source et qu'elle se propage à une vitesse constante de V_j (pour $t > 0$). Une telle surface de travail peut être par exemple produite par une variation discontinue de la vitesse d'éjection entre une valeur V_1 à $t < 0$ et une vitesse $V_j > V_1$ pour $t \geq 0$. Remarquons ici que si le choc est produit à une distance $z_s > 0$ à un temps $t_s > 0$, les équations ci-dessous restent valides selon la transformation $z \rightarrow z - z_s$ and $t \rightarrow t - t_s$. Dans le référentiel de la surface de travail (voir Fig. 5.5), le gaz en surpression du jet éjecté latéralement interagit avec le gaz plus lent du vent de disque. Dans la limite d'un fort refroidissement, cette éjection latérale conduit à la formation d'une coquille mince de choc d'étrave qui balaye le matériau du vent de disque environnant. En supposant un mélange parfait entre le matériau du jet et celui du disque dans la coquille, nous pouvons écrire la conservation de la masse et de l'impulsion selon r et selon x en tout point de rayon r_b le long de la coquille du choc (r , x et r_b étant définis Fig. 5.5) comme

$$\dot{m}(x) = \dot{m}_0 + \int_{r_j}^{r_b} 2\pi r' \rho_w (v_j - v_w) dr' , \quad (5.19)$$

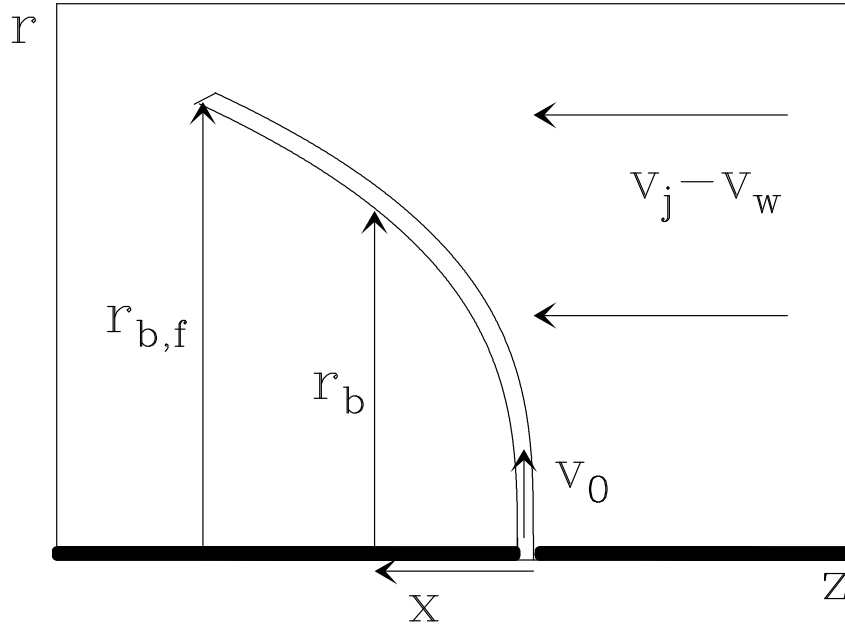


Figure 5.5 – Schéma présentant l'écoulement autour d'une surface de travail interne (IWS) dans le référentiel de la IWS se déplaçant à une vitesse $V_z = V_j$. La ligne horizontale épaisse représente le jet (avec sa IWS indiquée par une interruption de la ligne). La surface de travail éjecte du gaz du jet latéralement à une vitesse initiale de V_0 . Ce gaz interagit avec le vent de disque plus lent qui se déplace à une vitesse $V_j - V_w$ dans le référentiel considéré. La distance est mesurée en direction de la source centrale (à gauche ici). La forme de la coquille mince du choc d'étrave est donnée par $r_b(x)$ (voir Eqs.5.23), et fini à une distance $r_{b,f}(t)$ avec t le temps écoulé depuis la formation de la surface de travail (voir Equ. 5.26).

$$\dot{\Pi}_r(x) = \dot{m}_0 v_0 = \dot{m}(x) v_r(x), \quad (5.20)$$

$$\dot{\Pi}_x(x) = \int_{r_j}^{r_b} 2\pi r' \rho_w (v_j - v_w)^2 dr' = \dot{m}(x) v_x, \quad (5.21)$$

où $\dot{m}(x)$ est le flux de masse, et $\dot{\Pi}_r(x)$ et $\dot{\Pi}_x(x)$ sont les flux d'impulsion selon r et selon x du gaz mélangé (jet + vent de disque) s'écoulant le long de la surface du choc d'étrave à la position x . \dot{m}_0 et v_0 sont le taux de perte de masse et la vitesse à laquelle le matériau du jet est éjecté latéralement par la surface de travail. Ces équations ont une interprétation simple. Par exemple, l'équation (5.20) établit que l'impulsion radiale du gaz s'écoulant le long de la surface du choc d'étrave reste constante au cours du temps (le vent de disque n'ajoute aucune impulsion transverse), de telle sorte que à mesure que la masse de la coquille s'accroît, v_r décroît. Le taux de masse \dot{m}_0 et la vitesse v_0 sont fixés uniquement par les propriétés de la surface de travail. Pour une surface de travail sujette à un refroidissement radiatif efficace, la température de la région postchoc chute en dessous de $\sim 10^4$ K avant de sortir de la surface de travail à une vitesse sonique. Aussi, nous pouvons prédire une vitesse d'échappement de l'ordre de $v_0 \sim 10 \text{ km s}^{-1}$. Le taux de perte de masse \dot{m}_0 a une valeur de l'ordre du taux de perte de masse du jet \dot{M}_j . Remarquons que, bien que nos équations de base soient similaires à celles de Ostriker et al. (2001), notre approche et nos équations diffèrent. Ostriker et al. (2001) considèrent en effet uniquement le cas d'un choc d'étrave produit par la propagation de l'apex du

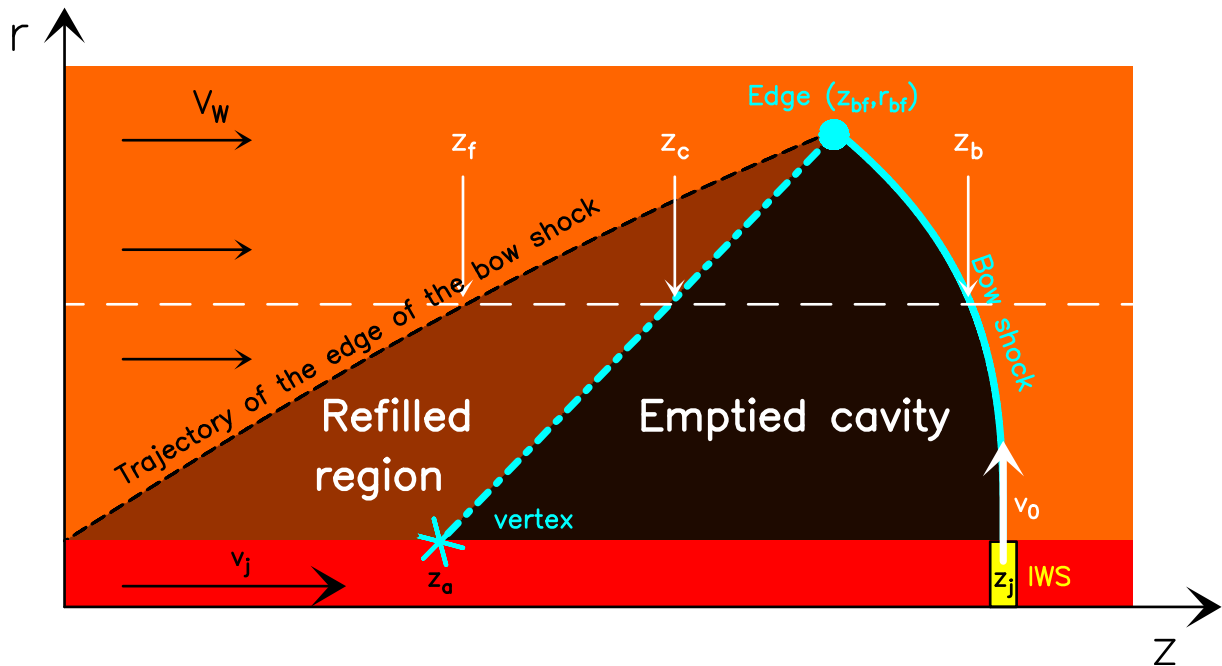


Figure 5.6 – Schéma représentant l'écoulement autour de la surface de travail produite par le jet. La source est située à $z = 0$. Le rectangle rouge représente le jet et le rectangle jaune la surface de travail située à une distance z_j de la source et voyage à une vitesse V_j . Elle éjecte du gaz latéralement à une vitesse initiale de V_0 . Le jet est immergé dans un vent de disque s'écoulant à une vitesse V_w le long de l'axe du jet. La forme de la coquille mince (ligne cyan continue) est donnée par z_b en fonction du rayon cylindrique r et se termine au bord externe de l'aile du choc d'étrave (point cyan) (z_{bf}, r_{bf}) . Le choc d'étrave laisse derrière lui une cavité (région noircie) qui est partiellement remplie par le vent de disque (région marron). Les frontières de la cavité ouverte initialement (en ligne interrompue noire) et de la région re-remplie par le vent de disque (ligne cyan interrompue) sont données par z_f et z_c (respectivement) en fonction du rayon cylindrique r (voir Eqs. (5.32) and (5.33)).

jet dans un milieu ambiant homogène au repos ($v_w = 0$) de telle sorte que le taux de masse \dot{m}_0 et l'impulsion injectés $\dot{m}_0 v_0$ sont exprimés chez ces auteurs comme une fonction de la vitesse du choc et du rayon du jet (cf. section précédente). Dans ce travail, nous maintenons libres les paramètres \dot{m}_0 et v_0 . Cela nous permet de considérer un vent de disque se propageant à une vitesse arbitraire V_w et un rayon de jet r_j arbitrairement petit. De plus, nous considérons l'âge fini de la coquille en suivant la croissance du bord externe de la coquille (z_{bf}, r_{bf}) .

Forme de la surface du choc d'étrave

Dans le cas d'un vent de disque de densité homogène ρ_w et de vitesse v_w , les intégrales des équations Eqs. (5.19-5.21) peuvent être trivialement calculées. À partir du rapport entre les équations Eqs. (5.20-5.21) on obtient l'équation différentielle portant sur $r_b(x)$

$$\frac{dr_b}{dx} = \frac{\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_w (r_b^2 - r_j^2) (v_j - v_w)^2}, \quad (5.22)$$

qui peut être intégrée pour obtenir la forme de la surface du choc d'étrave en fonction de x dans le référentiel de la surface de travail

$$r_b(r_b^2 - 3r_j^2) + 2r_j^3 = L_0^2 x, \quad (5.23)$$

où l'on définit l'échelle caractéristique ¹

$$L_0 \equiv \sqrt{\frac{3\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_w (v_j - v_w)^2}}. \quad (5.24)$$

Dans la mesure où la coquille du choc d'étrave s'accroît à partir de $t = 0$, la solution (5.23) doit être tronquée à un rayon maximal noté $r_{b,f}$ (voir Fig. 5.5). La croissance de ce rayon extérieur en fonction du temps peut être calculée en combinant les équations (5.19-5.20)

$$\frac{dr_{b,f}}{dt} = v_r = \frac{\dot{m}_0 v_0}{\dot{m}_0 + \pi \rho_w (r_{b,f}^2 - r_j^2) (v_j - v_w)}. \quad (5.25)$$

Cette équation peut être intégrée en fixant la condition aux limites $r_{b,f}(t = 0) = r_j$ pour obtenir $r_{b,f}(t)$

$$\frac{1}{\gamma L_0^2} [r_{b,f}^3 - r_j^3 + 3r_j^2(r_j - r_{b,f})] + r_{b,f} - r_j = v_0 t, \quad (5.26)$$

avec

$$\gamma \equiv \frac{v_j - v_w}{v_0}. \quad (5.27)$$

Afin d'obtenir la forme du choc d'étrave dans le référentiel de la source (z, r) (voir Fig. 5.6, courbe cyan) lorsque la surface de travail est située à une distance z_j , nous insérons la relation $x = (z_j - z_b)$ dans Eq. (5.23) et $t = t_j \equiv z_j/v_j$ dans Eq. (5.26). Dans la limite d'un jet étroit où $r_j \rightarrow 0$, la surface du choc d'étrave a une forme cubique donnée par

$$\frac{r_b}{L_0} = \left(\frac{z_j - z_b}{L_0} \right)^{1/3}, \quad (5.28)$$

et terminant à un rayon maximal $r_{b,f}$ (voir le point cyan Fig. 5.6) donnée par Eq. 5.26 évaluée à $t = t_j$:

$$\frac{1}{\gamma} \left(\frac{r_{b,f}}{L_0} \right)^3 + \frac{r_{b,f}}{L_0} = \left(\frac{v_0}{L_0} \right) t_j = \left(\frac{v_0}{L_0} \right) \left(\frac{z_j}{v_j} \right). \quad (5.29)$$

Pour un jet "large" pour lequel r_j n'est pas négligeable, les équations correspondantes peuvent être déterminées à partir des équations Eqs. (5.23) and (5.26). Le lecteur pourra trouver ces équations dans Tabone et al. (2018) que je reproduis en annexe. Par souci de simplicité, nous nous placerons dans la suite de ce travail dans la limite d'un jet étroit.

¹ Remarquons que L_0 est le rayon où l'impulsion axiale balayée est égale à 3 fois l'impulsion latérale $\dot{m}_0 v_0$ injectée par la surface de travail.

La cavité post-choc

Considérons désormais la trajectoire $r_f(z_f)$ décrite par la limite extérieure de la surface du choc d'étrave dans un intervalle de temps compris entre $t = 0$ et $t = t_j$ pendant lequel la surface de travail s'est déplacée de $z = 0$ (son point de formation) jusqu'à $z = z_j$ (voir Fig. 5.6, courbe noire interrompue). Cette trajectoire dessine le volume balayé par la surface du choc d'étrave dans le vent de disque plus lent. À un instant antérieur t_f ($0 \leq t_f \leq t_j$), le choc d'étrave est tronquée à un rayon $r_f \leq r_{b,f}$ donné par l'équation (5.29) évaluée à $t_j = t_f$

$$\frac{r_f^3}{\gamma L_0^2} + r_f = v_0 t_f. \quad (5.30)$$

La distance z_f où ce rayon r_f est atteint est obtenue à partir de l'équation (5.28) avec $z_b = z_f$, $r_b = r_f$ et $z_j = v_j t_f$:

$$\frac{r_f^3}{L_0^2} = v_j t_f - z_f. \quad (5.31)$$

En combinant les équations (5.30-5.31) pour éliminer t_f et en utilisant $\gamma = (v_j - v_w)/v_0$ on obtient la forme $r_f(z_f)$ de la cavité balayée par le bord extérieur de la surface du choc d'étrave associé à la surface de travail (voir Fig. 5.6, courbe noire interrompue) :

$$\frac{v_w}{v_j - v_w} \left(\frac{r_f}{L_0} \right)^3 + \frac{v_j}{v_0} \left(\frac{r_f}{L_0} \right) = \frac{z_f}{L_0}. \quad (5.32)$$

5.2.2 Remplissage de la cavité par le vent de disque

À mesure que le choc d'étrave balaye le vent de disque et ouvre une cavité, le vent de disque s'écoulant à une vitesse $V_z = V_w$ (voir Fig. 5.6) commence immédiatement à re-remplir cette cavité. Pour un rayon $r_f(z_f)$ le long de la frontière du volume balayé (voir ligne noire interrompue Fig. 5.6), le remplissage par le vent de disque débute au temps t_f (donnée par l' Eq. 5.31) lorsque la limite externe du choc d'étrave atteint cette position. Au temps t_f considéré, le vent de disque aura donc rempli une région de hauteur $z = (t_j - t_f)v_w$. La frontière entre la région re-remplie par le vent et la région vide est donc située en $z_c(r_c)$ (voir la ligne interrompue cyan Fig. 5.6), dont l'équation est donnée par

$$z_c = z_f + (t_j - t_f)v_w = \gamma r_c + v_w t_j, \quad (5.33)$$

où nous avons utilisé les Eqs. (5.30-5.31) et écrit $r_c = r_f$ pour établir la seconde égalité.

Ainsi, le vent de disque ne remplit que partiellement la cavité balayée par le choc d'étrave. Un cône de mi-angle d'ouverture $\alpha = \arctan \gamma^{-1} = \arctan[v_0 / (v_j - v_w)]$ est maintenu vide. Cette cavité conique est connectée à l'aile du choc d'étrave en (z_{bf}, r_{bf}) , et son sommet est situé à une distance $z_a = v_w t_j = z_j (v_w/v_j)$ de la source (voir Eq. (5.33) avec $r_c = 0$ et astérisque cyan Fig. 5.6).

La Figure 5.7 présente la configuration du flot telle que calculée ci-dessus à différents temps d'évolution (correspondant à $t = 2L_0/v_j$, $4L_0/v_j$ et $8L_0/v_j$), et pour deux choix

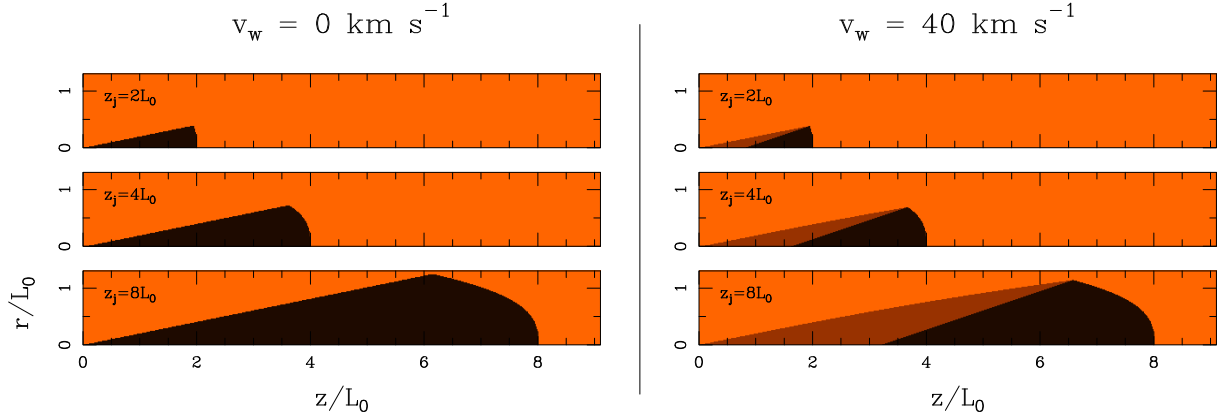


Figure 5.7 – Évolution temporelle du flot prédit par notre modèle de choc d'étrave dans un vent de disque pour deux vitesses de vent : $v_w = 0$ (panneau de gauche) et $v_w = 0.4v_j$ (panneau de droite). La région noircie figure la partie vide de la cavité balayée par le choc d'étrave alors que la région marron représente la partie de la cavité qui a été re-remplie par le vent de disque. Cette dernière région est bien entendu absente lorsque $v_w = 0$. Pour les deux modèles, nous présentons les configurations du flot correspondant à des temps de $t = 2L_0/v_j$, $4L_0/v_j$ et $8L_0/v_j$. À ces temps, les surfaces de travail sont situées respectivement à une distance de $z_j = 2L_0$, $4L_0$ and $8L_0$ (voir la légende dans chaque panneau). $v_0 = 0.2$ et v_j pour les deux modèles.

de vitesse de vent ($v_w = 0$ et $v_w = 0.4v_j$). Pour les deux modèles, nous avons choisi $v_0 = 0.2v_j$. Le modèle avec $v_w = 0$ (panneau de gauche Fig. 5.7) produit une cavité qui n'est pas re-remplie. Pour $v_w = 0.4v_j$ (panneau de droite Fig. 5.7), le choc d'étrave à une forme plus trapue par rapport au modèle $v_w = 0$ (L_0 est plus grand) et la cavité ouverte par le choc d'étrave est partiellement re-remplie par le vent de disque (région marron).

Cinématique le long de la surface du choc d'étrave

À partir des équations (5.19-5.21), il est aisé de montrer que les vitesses radiale et axiale du gaz parfaitement mélangé s'écrivent dans le référentiel de la source en fonction de r_b comme

$$v_r = v_0 \left(1 + \frac{3r_b^2}{\gamma L_0^2} \right)^{-1}, \quad (5.34)$$

$$v_z = v_w + (v_j - v_w) \left(1 + \frac{3r_b^2}{\gamma L_0^2} \right)^{-1}, \quad (5.35)$$

où nous avons utilisé la relation $v_z = v_j - v_x$ pour établir la seconde équation (voir Figs. 5.5 et 5.6). Le choc d'étrave étant tronqué à un rayon $r_{b,f}$ (donné par l'Eq. (5.29)), nous rappelons que ces équations sont données pour $r_b < r_{b,f}$. Comme attendu, les limites asymptotiques sont:

- v_r est égal à v_0 au rayon initial $r_b \rightarrow 0$ (i.e., lorsque le gaz sort de la surface de travail) et tend vers 0 à grand rayon (la même impulsion radiale est répartir dans une masse de vent de disque croissante),

- v_z est égal à la vitesse du jet v_j lorsque le gaz quitte la surface de travail ($r_b \rightarrow 0$), et tend vers la vitesse du vent de disque v_w à grand rayon r_b .

Les équations (5.34-5.35) donnent les vitesses au niveau du choc d'étrave lorsque du gaz du jet et le gaz du vent de disque sont parfaitement mélangés. Ces vitesses correspondent aux vitesses observées en supposant que la couche de gaz émettrice est parfaitement mélangée. Cependant, dans un autre cas extrême, l'émission peut provenir du gaz immédiatement choqué et qui n'est donc pas mélangé avec le reste du matériau de la coquille de gaz. Dans ce cas, les vitesses axiales et radiales de la région émettrice correspondent à la vitesse du matériau juste derrière le choc radiatif. Pour de tels chocs, la vitesse du gaz postchoc mesurée dans le référentiel du choc est égale à la projection de la vitesse du flot pré-choc parallèle au front du choc. Il est aisé de montrer que dans ce cas, les vitesses radiale et axiale "postchocs immédiates" dans le référentiel de la source sont données pour un jet étroit par

$$v_{r,ps} = (v_j - v_w) \frac{3(r_b/L_0)^2}{1 + 9(r_b/L_0)^4}, \quad (5.36)$$

$$v_{z,ps} = \frac{v_j + 9 v_w (r_b/L_0)^4}{1 + 9(r_b/L_0)^4}. \quad (5.37)$$

Remarquons ici que bien que $v_{z,ps}$ ait la même vitesse asymptotique que v_z dans un cas de mélange parfait (voir Eqs. (5.35 et (5.37)), la vitesse radiale $v_{r,ps}$ du gaz fraîchement choqué $v_{r,ps}$ tend vers 0 non seulement pour $r_b \rightarrow +\infty$ mais également pour $r_b \rightarrow 0$ et atteint une valeur maximale de $(v_j - v_w)/2$ en $r_b = L_0/\sqrt{3}$. Cette vitesse radiale maximale est un résultat plus général qui ne dépend pas de la forme précise de la surface du choc d'étrave et qui fut déterminé pour la première fois par Hartigan et al. (1987).

En combinant les équations Eqs. (5.34-5.37) avec Eq. (5.28) il est aisé de dériver les vitesses axiales et radiales en fonction de la distance z le long de l'axe Oz. Des exemples sont donnés dans la section suivante.

Un exemple dimensionné

Considérons ici un modèle particulier avec une surface de travail voyageant à une vitesse $v_j = 100 \text{ km s}^{-1}$ située à $z_j = 10^{16} \text{ cm}$ le long de l'axe z et éjectant latéralement du gaz à un taux $\dot{m}_0 = 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ et à une vitesse radiale de $v_0 = 10 \text{ km s}^{-1}$. Le vent de disque a une densité en atomes d'hydrogène $n_w = \rho_w/1.4m_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et des vitesses de $v_w = 0$ and $v_w = 40 \text{ km s}^{-1}$. À partir de ces paramètres, nous obtenons $L_0 = 5.2 \times 10^{14} \text{ cm}$ (pour $v_w = 0$) and $L_0 = 8.7 \times 10^{14} \text{ cm}$ (pour $v_w = 40 \text{ km s}^{-1}$). Remarquons que \dot{m}_0 et ρ_w intervient dans la forme et la cinématique du choc d'étrave qu'à travers $L_0 \propto (\dot{m}_0/\rho_w)^{1/2}$. Ainsi, seul le rapport \dot{m}_0/ρ_w est pertinent quant aux propriétés du flot.

Nous présentons en Fig. 5.8, la forme et les vitesses radiales et axiales en fonction de z pour ces deux modèles. Il est clair que le modèle avec $v_w = 40 \text{ km s}^{-1}$ présente une surface de choc plus plate que pour le modèle avec $v_w = 0$ puisque L_0 est plus grand.

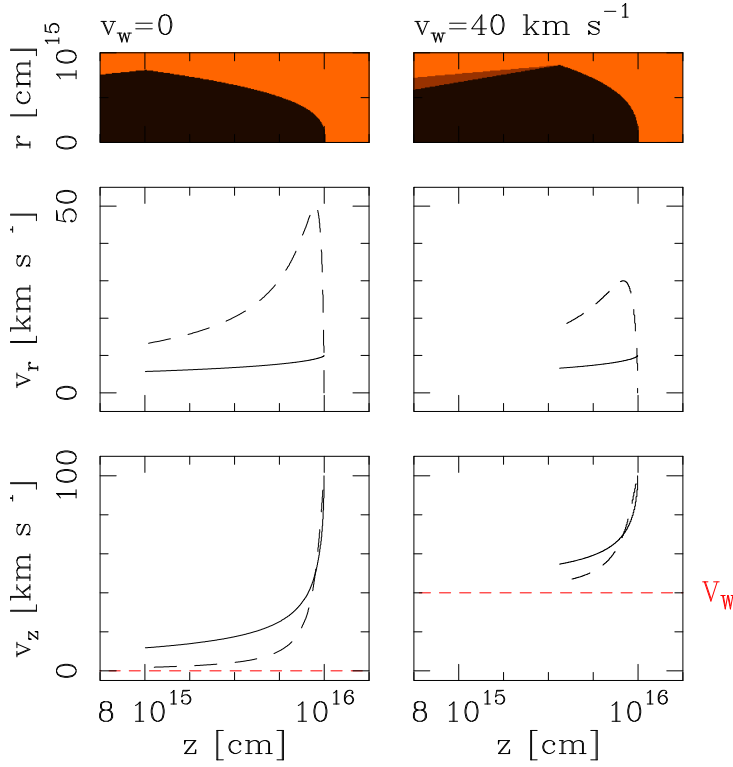


Figure 5.8 – *Forme du choc d'étrave et de la cavité (haut), vitesses v_r (milieu) et axiale v_z (bas) pour les deux modèles présentés dans le corps du texte. Les courbes continues représentent les vitesses pour un gaz parfaitement mélangé dans la coquille du choc d'étrave alors que les courbes interrompues figurent les vitesses du gaz fraîchement choqué. Les lignes interrompues rouges indiquent $v_z = v_w$.*

Les vitesses de milieu parfaitement mélangé (courbes continues noires en Fig. 5.8) ont le comportement suivant:

- v_r est égale à $v_0 = 10 \text{ km s}^{-1}$ en $z = z_j$, et est décroissante monotone vers zero (sans l'atteindre) pour des valeurs de z décroissantes,
- v_z (graphes du bas Fig. 5.8) prend une valeur de $v_j = 100 \text{ km s}^{-1}$ à z_j , est décroissante monotone pour des valeurs de z décroissante, et tend vers une limite de v_w (sans l'atteindre).

Les vitesses du gaz fraîchement choqué (figurée en lignes interrompues Fig. 5.8) ont le comportement suivant:

- $v_{r,ps}$ (graphes centraux Fig. 5.8) est nulle à l'apex du choc d'étrave ($z = z_j$), et croît rapidement vers une valeur maximale de 50 km s^{-1} (pour $v_w = 0$) et 30 km s^{-1} (pour $v_w = 40 \text{ km s}^{-1}$). Comme il a déjà été discuté dans la section précédente, cette valeur maximale de v_r correspond à $(v_j - v_w)/2$ et est atteinte pour $z = z_j - L_0/3\sqrt{3}$. Plus loin, dans les ailes du choc d'étrave, la vitesse radiale décroît.
- la vitesse axiale $v_{z,ps}$ a un comportement similaire à la vitesse axiale du gaz parfaitement mélangé (voir plus haut), bien que sa dépendance précise en z la fasse décroître plus rapidement vers v_w le long des ailes du choc d'étrave.

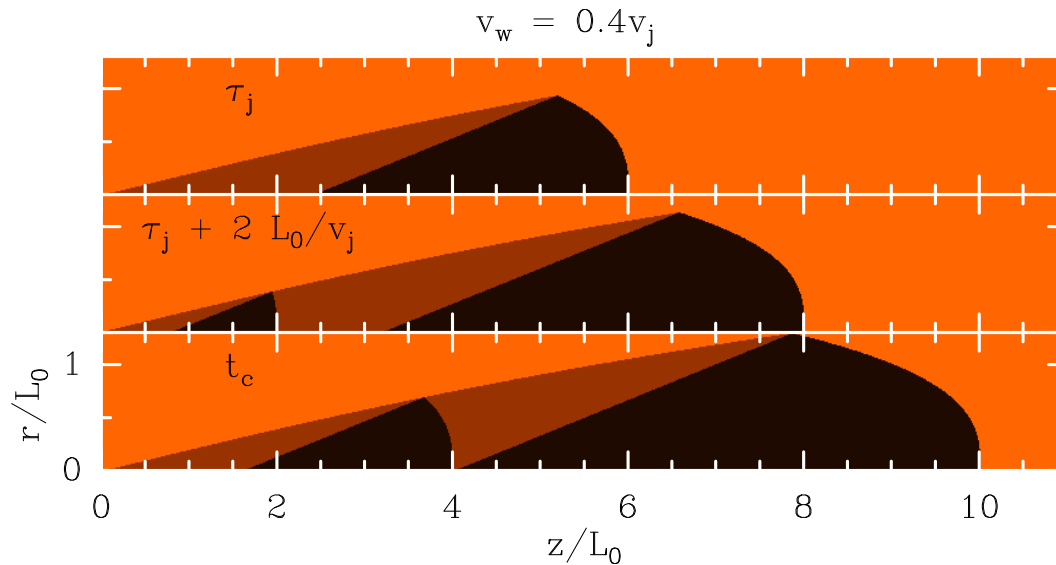


Figure 5.9 – Évolution temporelle de deux chocs d'étrave successifs et de leurs cavités prédites par le modèle analytique. Le premier choc d'étrave se forme à $t = 0$ et le second se forme à $t = \tau_j$ lorsque le premier est à une distance de $z = v_j\tau_j$, prise ici égale à $6L_0$ (en haut). À un temps $t = \tau_j + 2L_0/v_j$, le second choc d'étrave se propage toujours dans un vent de disque non perturbé (centre). À un temps t_c , le second choc d'étrave rattrape la cavité conique vide du premier choc d'étrave au niveau du sommet de celle-ci (bas).

Nous pouvons nous attendre à ce que, du fait d'un mélange partiel, les vitesses observées ou obtenues dans des simulations numériques prennent des valeurs intermédiaires entre les deux cas limites étudiés plus haut (mélange parfait et gaz fraîchement choqué tracé Fig. 5.8). Dans ce contexte, il est important de remarquer que c'est la vitesse radiale qui présente la plus grande différence entre les deux hypothèses.

Chocs d'étrave successifs

Dans la section précédente, nous avons fait l'hypothèse que les chocs d'étrave produits par les surfaces de travail se déployaient dans un milieu non perturbé. Cependant, nous avons vu que les cavités formées en aval des chocs d'étrave n'étaient que partiellement re-remplies par le vent de disque non perturbé. Ainsi, un second choc d'étrave produit à un instant ultérieur peut éventuellement se propager dans un milieu non re-rempli par un vent de disque (i.e. dans la cavité du choc d'étrave précédent), rendant nos équations caduques.

Supposons désormais que le jet variable produise une seconde surface de travail en $z = 0$ à un temps τ_j qui voyage également le long de l'axe du jet à une vitesse v_j tout comme la première surface de travail. La figure 5.9 illustre les trois étapes de la propagation de cette seconde surface de travail.

À $t = \tau_j$ (Fig. 5.9, premier panneau), la première surface de travail est à une distance $z_{j1} = v_j\tau_j$ de la source et sa cavité est partiellement emplies de vent de disque alors que la deuxième surface de travail n'a pas encore produit de choc d'étrave.

À un temps intermédiaire $\tau_j < t < t_c$ (Fig. 5.9, second panneau), le second choc d'étrave se propage dans un milieu empli de vent de disque non perturbé qui a re-rempli partiellement la cavité du premier choc d'étrave. Par conséquent, ses propriétés morphologiques et cinématiques sont toujours décrites par les équations établies plus haut

À un temps $t = t_c$ (Fig. 5.9, dernier panneau) l'apex du second choc d'étrave rattrape le sommet de la cavité conique laissée par le premier choc d'étrave et non re-rempli par le vent de disque. Pour obtenir l'expression du temps t_c , remarquons qu'à tout temps t ($\tau_j < t < t_c$), la position de l'apex du second choc d'étrave est $z_{j2} = v_j(t - \tau_j)$ et la position du sommet de la cavité conique du premier choc d'étrave est $z_{a1} = v_w t$. En égalisant ces deux distances on obtient

$$t_c = \frac{v_j}{v_j - v_w} \tau_j. \quad (5.38)$$

Cette interaction se produit à une distance l_c de la source donnée par

$$l_c = z_{a1}(t_c) = v_w t_c = \frac{v_j}{v_j/v_w - 1} \tau_j = \frac{\Delta z}{v_j/v_w - 1} \quad (5.39)$$

où $\Delta z = \tau_j v_j$ est la distance entre deux surfaces de travail. À moins que v_w soit très proche de v_j , nous en déduisons que l_c est de l'ordre de grandeur de quelques fois la distance typique entre les surfaces de travail. Notre modèle prédit donc qu'aucun vent de disque non perturbé par des chocs d'étrave se trouve le long de l'axe du jet au delà de $z = l_c$. Lorsque la seconde surface de travail atteint $z > l_c$, la région centrale du second choc d'étrave se propage dans la cavité laissée par le premier choc d'étrave. Le second choc d'étrave aura alors une morphologie plus plate que le premier puisque sa région centrale se propagera dans un milieu plus ténu. De plus, il rencontrera un milieu d'une composition chimique très différente du vent de disque non perturbé.

5.2.3 Simulations numériques

Dans cette section, nous présentons des simulations numériques qui débutent par la configuration simple adoptée dans notre modèle analytique. Nous souhaitons tout d'abord savoir dans quelle mesure le modèle analytique peut être utilisé pour décrire une situation réalistes, notamment lorsqu'un mélange partiel se produit entre les couches de gaz choqué. Enfin nous désirons étudier la configuration adoptée par le flot à long terme et à des distances supérieures à l_c , où les chocs d'étrave interagissent entre-eux.

Conditions aux limites et paramètres de la simulations

Nous avons simulé la propagation d'un jet variable dans un vent de disque environnant en utilisant notre code cylindrique *Coyotl* décrit au chapitre précédent. La version utilisée pour ce travail inclut uniquement un refroidissement à très haute température ($T > 10^4$ K)

Table 5.2 – Paramètres des modèles.

Parameter	Value
resolution	1 au per cell
simulation domain $z \times r$	2000 au \times 350 au
Jet	
average jet velocity, v_j	96 km s ⁻¹
variability amplitude, δv_j	48 km s ⁻¹
variability period, $\Delta\tau_j$	33 yr
time of velocity increase $\eta\Delta\tau_j$	0.1 $\Delta\tau_j$
jet density	9×10^{-22} g cm ⁻³
jet temperature	28K
jet radius	20 au
Disk wind	
disk wind velocity, v_W	0 (<i>no-DW</i> reference model) 0.4 v_j (<i>DW</i> model)
disk wind density	3×10^{-23} g cm ⁻³
disk wind temperature	800K

² paramétrée par Raga & Canto (1989) à partir du refroidissement atomique calculé par Raymond et al. (1976) que nous avons décrit à la section 4.4.2 du chapitre précédent. Aucun refroidissement radiatif n'est pris en compte à $T < 10^4$ K. Un scalaire passif permet de différencier les zones emplies de matériau du jet des zones emplies de matériau du vent et de révéler les zones de mélange.

Deux modèles ont été calculés : une simulation de référence avec $v_W = 0$ (un jet se propageant dans un milieu ambiant initialement au repos) nommée *modèle no-DW*, et une simulation avec $v_w = 0.4v_j$, nommée *modèle DW*. Afin de résoudre le re-remplissage de la cavité proche de la source et les interactions entre les chocs d'étraves, nous intégrons les équations d'Euler sur un domaine de 350×2000 au d'une résolution de 1 au. Tous les paramètres du jet et du vent sont conservés entre les deux simulations à l'exception de v_W . Nous reportons ces paramètres dans la Table 5.2.

À l'instant initial, un jet cylindrique de vitesse constante remplit la région axiale ($r < r_j, \forall z$) du domaine de calcul alors que le vent de disque occupe l'espace restant. Ce "setup" diffère des simulations standards de propagation de jet pour lesquelles un jet est introduit à l'instant initial dans une région proche de la source (petit z) avant de se propager à travers le domaine, introduisant de facto un régime transitoire produit par un choc d'étrave à l'apex du jet (cf. section précédente et Fig. 5.3). Commencant notre calcul par un jet déjà présent à travers le domaine ($r < r_j, \forall z$), nous nous affranchissons de toute perturbation du milieu environnant par la propagation de l'apex du jet. Cela nous permet de suivre immédiatement l'interaction entre une surface de travail *interne* au jet et un milieu environnant non perturbé.

²Cette température seuil de 10^4 K utilisée dans la version 2016 de **Coyotl** diffère de la nouvelle version pour laquelle le refroidissement très haute température est pris jusqu'à 2×10^4 K. Cependant les différences quant à la structure du flot sont minimes puisque dans les deux cas, le fort refroidissement du gaz à des températures supérieures à 10^4 K fixe la température post-choc à $\sim 10^4$ K.

Afin de former une surface de travail interne au jet, nous imposons un profil de vitesse d'éjection du jet en "dent de scie" de vitesse moyenne v_j , d'amplitude δv_j et de période $\Delta\tau_j$. La vitesse d'éjection varie linéairement entre $v_j - \delta v_j/2$ et $v_j + \delta v_j/2$ pendant un temps $\eta\Delta\tau_j$ et décroît linéairement en fonction du temps pendant $(1 - \eta)\Delta\tau_j$ vers une vitesse de $v_j - \delta v_j/2$. En utilisant l'approximation de la variabilité d'éjection de petites amplitudes de Raga et al. (1990), nous estimons que, avec les paramètres donnés en Table 5.2, cette variabilité produit une surface de travail interne au jet à un temps $t_S=5\text{yr}$ et à une distance de $z_S = (v_j - \delta v_j/2)^2 \eta \Delta\tau_j / \delta v_j = 75$ au de la source et que cette surface de travail se propage à une vitesse de $v_j = 96 \text{ km s}^{-1}$.

Nous adoptons un rayon de jet de $r_j = 20$ au en cohérence avec la largeur du jet de HH212 obtenue à partir des mesures VLBI de Claussen et al. (1998) et avec les largeurs des jets atomiques estimées par Dougados et al. (2000) proches de la source. Le contraste de densité entre le jet et le vent est suffisamment important ($\rho_j/\rho_w = 29$) pour produire de larges chocs d'étrave. Les températures du jet et du vent adoptées assurent l'équilibre transverse de pression. Remarquons que les simulations ne sont pas sensibles à la température initiale du jet dans la mesure où les forts chocs internes au jet se refroidissent efficacement, fixant la température du gaz éjecté à $T \sim 10^4 \text{ K}$ quelque soit la température du jet.

Les conditions aux limites sont réfléchissantes le long de l'axe de symétrie $r = 0$ et passantes le long des frontières du haut et de droite. Dans le plan $z = 0$, le jet est introduit en imposant des conditions aux limites pour $r \leq r_j$. Pour $r > r_j$, les conditions aux limites sont imposées dans le *modèle DW* et réflexives dans le *modèle no-DW*. Afin d'éviter tout problème de stabilité numérique liée au fort cisaillement selon la direction axiale, nous imposons une décroissance progressive de la vitesse du jet sur trois cellules (i.e., 3 au) externes au jet.

Propagation d'un choc d'étrave unique

La Fig. 5.10 présente les résultats des simulations numériques pour le modèle *no-DW* (panneaux de gauche) et pour le modèle *DW* (panneaux de droite) après un temps de $t = 48 \text{ yr}$, plus grand que la période d'éjection (33 yr) (voir table 5.2). La première surface de travail a voyagé jusqu'à une distance de 995 au de la source alors que la seconde surface de travail s'est propagée jusqu'à 355 au. Dans cette sous-section, nous étudions successivement la forme du premier choc d'étrave, le re-remplissage de sa cavité, et la cinématique du choc, en comparant chaque caractéristique observée aux prédictions du modèle analytique.

La forme du choc d'étrave

Les courbes cyan Fig. 5.10 montrent que la morphologie des chocs d'étrave des deux modèles est bien reproduite par notre solution analytique cubique (Eq. (5.23)) avec des

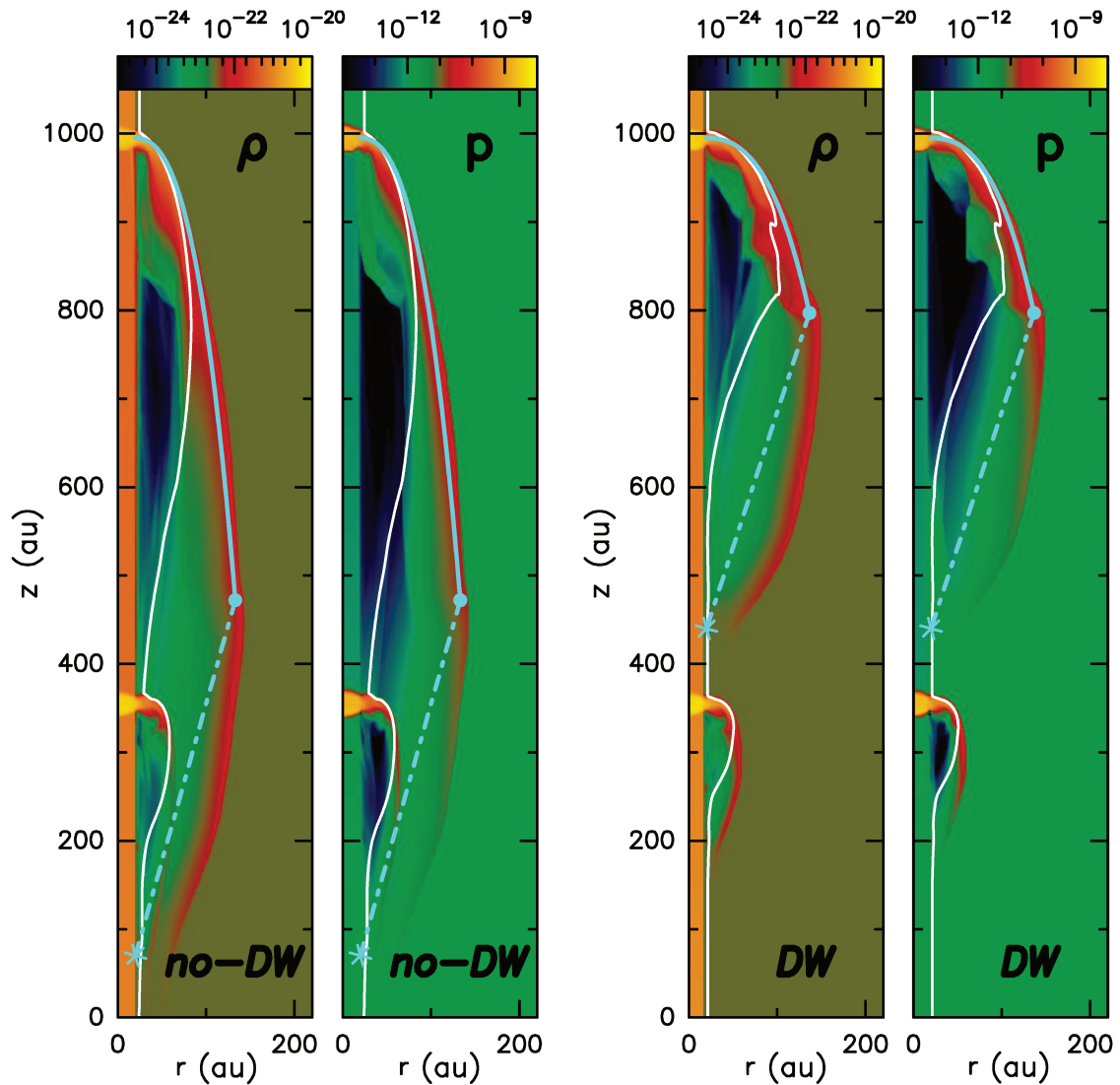


Figure 5.10 – Coupes poloïdales de la densité et de la pression pour le modèle de référence *no-DW* avec $v_w = 0$ (gauche) et pour le modèle *DW* avec $v_w = 0.4v_j$ (droite) au temps $t = 48$ ans. Les tables de couleurs en haut sont en $g\text{ cm}^{-3}$ pour la densité et en dyn cm^{-2} pour la pression. Les contours blancs figurent la surface séparant la région dominée par le matériau du jet de la région dominée par le matériau ambiant. La courbe cyan correspond à l'ajustement de la forme du choc d'étrave observée dans les simulations par la fonction analytique de l'équation Eq. (5.29). Cette ajustement donne $L_0 = 65$ au (gauche) et 108 au (droite). Le point cyan indique le rayon maximal de la coquille, l'astérisque cyan indique le sommet prédit de la cavité conique non re-remplie et la ligne pointillée cyan figure la frontière prédite entre la cavité creusée et la région re-remplie par le dessous par le vent de disque (voir Fig. 5.6 et Eq. (5.33)).

longueurs caractéristiques de $L_0 = 65$ au pour la simulation de référence *no-DW* et de $L_0 = 108$ au pour la simulation *DW*. Dans ces simulations, la vitesse d'éjection latérale v_0 et le taux de perte de masse \dot{m}_0 (voir Section 2) sont le résultat de la physique de la surface de travail qui comprime le matériau du jet et l'éjecte latéralement. Dans la mesure où ces deux simulations ne diffèrent que par la présence ou l'absence d'un vent de

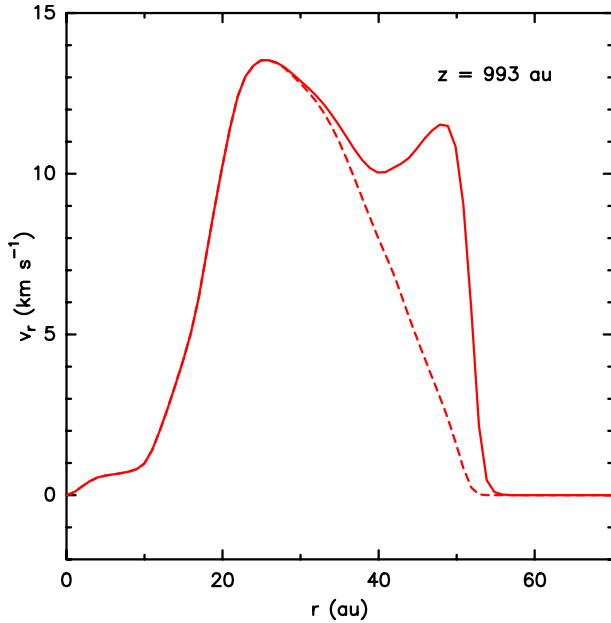


Figure 5.11 – Coupe transverse à travers l'écoulement à la position de la surface de travail ($z = 993$ au) dans la simulation *DW* présentée Fig. 5.10. Cette coupe montre la vitesse radiale du gaz en fonction de la distance à l'axe du jet en ligne continue. Nous traçons également la vitesse radiale pondérée par l'abondance du traceur passif du jet en lignes interrompues. La vitesse radiale est tout d'abord croissante, atteint un maximum de ≈ 14 km s $^{-1}$ à un rayon de ~ 25 au (légèrement supérieur au rayon du jet $r_j = 20$ au), et garde une vitesse > 10 km s $^{-1}$ avant de s'effondrer vers 0 km s $^{-1}$ à $r \sim 50$ au. Le premier maximum de vitesse correspond au choc contre le matériau du jet. Le second maximum correspond au choc dans le vent de disque. La vitesse radiale nulle au delà de $r \sim 50$ au correspond au vent de disque non perturbé.

disque, les surfaces de travail des deux simulations ont les mêmes propriétés. On s'attend donc à ce que $\dot{m}_0 v_0$ soit le même et donc que L_0 ne dépende que de la vitesse du vent selon $L_0 \propto (v_j - v_W)^{-1}$ (voir Eq. (5.24)). Les valeurs de L_0 trouvées plus haut en ajustant les formes des chocs d'étrave simulées sont cohérentes avec ces prédictions.

Les points cyan aux bords externes des ailes du choc d'étrave indiquent le rayon maximal de la coquille observé dans les simulations numériques à savoir, $r_{\max} = 133$ au pour le modèle *no-DW* et $r_{\max} = 137$ au pour le modèle *DW*. En supposant qu'il corresponde à la position du bord externe du choc (r_{bf}, z_{bf}) comme défini Fig. 5.6, notre modèle analytique prédit que r_{bf} dépende de L_0 et v_0 via Eq. (5.29). Avec $L_0 = 65, 108$ au, on déduit du modèle analytique $v_0 = 27, 19$ km s $^{-1}$ pour les modèles *no-DW* et *DW*, respectivement.

Afin d'obtenir une mesure directe de v_0 , nous traçons en Fig. 5.11 une coupe transverse de la vitesse radiale v_r à la position de la première surface de travail ($z = 993$ au) dans le modèle *DW*. À l'intérieur de la surface de travail, v_r augmente de zéro à 14 km s $^{-1}$ en s'éloignant de l'axe. Cette mesure directe de v_0 est plus petite que les valeurs déduites du rayon maximal d'extension du choc d'étrave en utilisant Eq. (5.29) (27 et 19 km s $^{-1}$). Cependant, remarquons que en prenant $v_0 = 14$ km s $^{-1}$ (sa valeur réelle), le rayon externe r_{bf} serait de $r_{bf} = 111$ au dans le cas *no-DW* et de $r_{bf} = 121$ au dans le cas *DW*, seulement légèrement inférieur au r_{\max} trouvé dans nos simulations.

Plusieurs effets peuvent rendre compte de cette légère différence entre le modèle analytique et les simulations numériques.

- Le modèle analytique suppose une surface de travail qui éjecte latéralement du gaz à un taux et à une vitesse constante alors que les surfaces de travail des modèles numériques évoluent en fonction du temps. Globalement, les surfaces de travail produisent des vitesses d'éjection plus importantes lorsqu'elles sont jeunes ($v_0 \sim 18 \text{ km s}^{-1}$)³, plus proches des valeurs déduites par notre modèle analytique,
- Dans les simulations numériques, l'éjection latérale n'est pas hautement supersonique. L'énergie thermique du gaz constitue donc une source supplémentaire d'impulsion latérale du choc d'étrave (un effet qui n'est pas pris en compte dans notre modèle analytique balistique) ; cet effet produirait naturellement un v_0 effectif plus grand.
- Le mélange entre les lignes de flot n'est pas instantané dans les simulations numériques comme supposé dans le calcul analytique de $r_{b,f}$. Dans la mesure où la vitesse du gaz appartenant au vent de disque immédiatement choquée est généralement plus grande que la vitesse v_r moyenne de la coquille, (voir l'exemple Fig. 5.8), la croissance du choc d'étrave peut être plus importante. Dans ce cas, le matériau non mélangé glisse latéralement plus rapidement, induisant des $r_{b,f}$ plus grand.

Lee et al. (2001) trouvent les mêmes écarts entre les modèles analytiques et leurs simulations numériques.

Re-remplissage de la cavité

Les astérisques cyan dans chaque panneau de la Fig. 5.10 localisent la position du sommet de la cavité vide prédite par le modèle analytique (voir Fig. 5.6). Pour le *modèle no-DW*, ce point est situé à la position de la formation de la surface de travail ($z_s = 75 \text{ au}$) alors que pour le *modèle DW* ce point se situe en $z_a = z_{sf} + \frac{v_w}{v_j}(z_j - z_{sf}) = 440 \text{ au}$. Nous figurons également par une ligne interrompue cyan la frontière extérieure de la cavité prédite par le modèle analytique, reliant le sommet de la cavité au rayon maximal du choc d'étrave r_{\max} (voir le cône noir Fig. 5.6).

Trois caractéristiques importantes sont à noter : tout d'abord, dans les deux simulations, la cavité théoriquement vide du modèle analytique n'est pas vide, mais emplit d'un cocon de basse densité et de basse pression. Il n'existe pas de gaz non perturbé à l'intérieur de ce volume qui a été totalement balayé par le choc d'étrave en croissance durant la propagation de la surface de travail (voir Fig. 5.7). Par conséquent, ce cocon est composé de gaz choqué qui n'a pas été incorporé dans la coquille du choc d'étrave mais qui a subi une ré-expansion dans la cavité de basse pression en la remplissant par le dessus. Les contours blancs indiquent la surface séparant la région composée de plus de 50% de gaz provenant du jet de la région composée de plus de 50% de gaz provenant du milieu environnant (obtenue en suivant un scalaire passif). Nous constatons que proche

³Remarquons ici qu'en suivant Ostriker et al. (2001) la vitesse maximale qu'un gaz atomique peut atteindre par expansion adiabatique est de $\sqrt{3}c_s = 18 \text{ km s}^{-1}$, où c_s est la vitesse adiabatique du son.

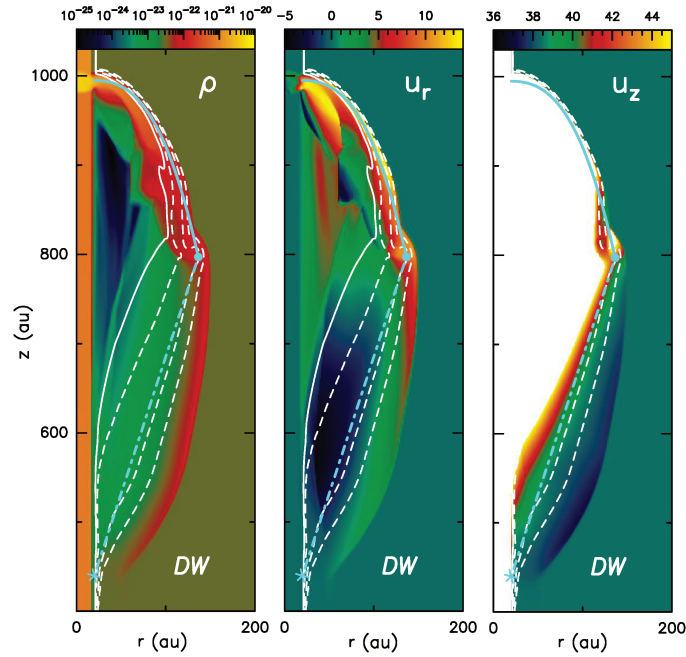


Figure 5.12 – Vue rapprochée du premier choc d'étrave ainsi que de sa cavité partiellement re-remplie par le vent de disque (modèle DW) à un temps $t = 48$ yr. Gauche: stratification en densité (avec une teinte de couleur logarithmique donnée en haut en $g\ cm^{-3}$), centre: vitesse radiale (teinte de couleur linéaire donnée en haut en $km\ s^{-1}$) et droite: vitesse axiale (teinte de couleur linéaire donnée en haut en $km\ s^{-1}$). Les contours blancs révèlent les surfaces de mélange entre de matériau du jet et le matériau du vent de disque pour des fractions de 50% (ligne continue), 10%, 0.1% and 0.001% (contour extérieur). L'astérisque cyan correspond au sommet de la cavité conique prédit, la ligne interrompue cyan indique la frontière de la cavité conique prédite et la courbe cyan continue la forme du choc d'étrave analytique ajustée sur la simulation.

de l'axe, la cocon est principalement rempli par du matériau du jet là où la coquille du choc d'étrave est dominée par la gaz éjecté de la surface de travail. Plus loin de l'axe du jet et proche de la frontière théorique de la cavité, le matériau environnant qui a été choqué domine la cocon.

Deuxièmement, la frontière entre le gaz choqué et le matériau non-perturbé se referme sur l'axe du jet à la position du sommet de la cavité prédite par le modèle analytique (astérisque cyan Fig. 5.10). Cette frontière est délimitée par un choc faible qui s'étend légèrement à l'extérieur de cette frontière théorique (ligne cyan interrompue Fig. 5.10). Dans le cas du modèle *no-DW*, la frontière analytique représente la trajectoire du bord externe du choc d'étrave ($z_c = z_f$ dans les cas $v_w = 0$). Ce choc faible est par conséquent produit par le mouvement supersonique du bord externe du choc d'étrave de haute pression $(r_{b,f}, z_{b,f})$ dans le milieu ambiant statique. Ce choc faible repousse la frontière avec le matériau non perturbé légèrement au delà de la frontière prédite. En présence d'un vent de disque supersonique, le front du choc faible est advecté de telle sorte qu'il se referme sur l'axe à la position prédite du sommet de la cavité conique z_a . Par conséquent, l'équation Eq. (5.33) nous fournit une limite valide à la frontière entre le vent de disque non-perturbé d'un matériau choqué.

Troisièmement, en présence d'un vent de disque, la région entre la frontière prédite de la cavité (cyan dash-dotted line) et le choc faible à l'extérieur de cette dernière est remplie par du vent de disque à partir du dessous. Afin d'analyser ce processus, nous présentons Fig. 5.12 les cartes poloïdales de densités et de vitesses autour du premier choc d'étrave pour le *modèle DW*. Les contours blancs interrompus représentent les niveaux de mélange entre le matériau du jet et le matériau du vent de disque à 10%, 0.1% and 0.001%. Le gaz du vent de disque étant passé à travers le choc d'étrave et ayant rempli la cavité de basse pression s'est également mélangé avec le matériau du jet éjecté latéralement. Par conséquent, les régions où aucun matériau du jet n'est observé sont des régions remplies par le vent de disque à partir du dessous du choc d'étrave. La position du dernier contour (qui correspond à une fraction de mélange de 10^{-5}) montre que le choc externe faible se propage dans le vent de disque non-mélangé. Ce matériau traverse le choc faible et re-remplit à partir du dessous la cavité balayée par la choc d'étrave. Le choc faible pousse vers l'extérieur le vent de disque en générant des vitesses radiales qui varient entre $+6 \text{ km s}^{-1}$ et $+3 \text{ km s}^{-1}$ le long du front de choc (panneau du milieu Fig. 5.12), proche de la vitesse adiabatique du son dans le vent de disque ($c_{sw} \approx 2.8 \text{ km s}^{-1}$). Le choc faible réduit également la vitesse axiale v_z du vent de disque (panneau de droite Fig. 5.12). Cependant, le re-remplissage reste efficace. Le taux de mélange au niveau de la frontière de la cavité prédite (line cyan interrompue) est $\lesssim 0.1\%$. La présence d'un choc faible dans le vent de disque non-perturbé ne semble pas affecter de manière significative l'extension de la région de re-remplissage par rapport aux prédictions du modèle analytique.

En conclusion, nous pouvons distinguer dans nos simulations numériques trois régions de re-remplissage à l'arrière du choc d'étrave :

1. un cocon de basse densité rempli de gaz ayant été fortement choqué par le choc d'étrave avant de subir une ré-expansion dans la cavité partiellement vide. Proche de l'axe, à l'arrière de l'apex, cette région est principalement composée de gaz provenant du jet alors qu'à l'arrière des ailes du choc d'étrave, le gaz provenant du vent de disque domine le milieu,
2. une région intermédiaire re-remplie par le dessous par du matériau du vent de disque faiblement choqué (à l'extérieur de la ligne cyan interrompue et à l'intérieur du choc faible refermant la cavité),
3. une région à l'extérieur du choc faible composée de vent de disque n'ayant jamais subi de perturbation et qui a donc gardé ses conditions initiales.

Cinématique

Nous comparons désormais la cinématique des deux simulations à notre modèle analytique. Les diagrammes position-vitesses (PV) pour v_r et v_z en fonction de z la long de l'axe du flot sont donnés en Fig. 5.13. Afin de renforcer la contribution du gaz fraîchement choqué, chaque pixel de la simulation a été pondéré par le cube de la pression p^3 multiplié par son volume élémentaire $2\pi r \Delta r \Delta z$. En utilisant ce "coefficient d'émissivité effectif", l'intensité

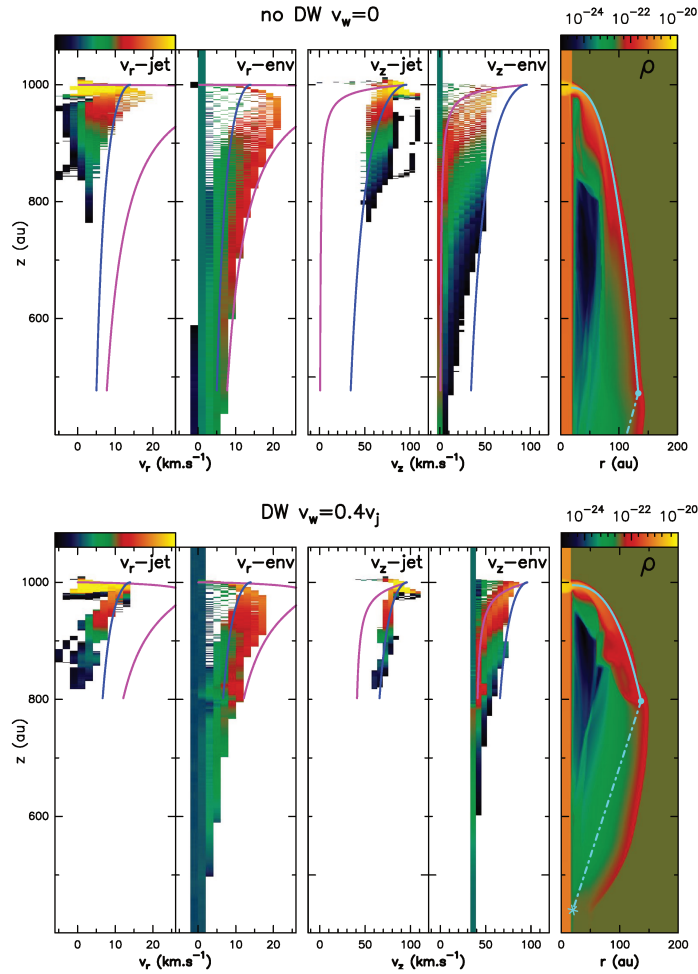


Figure 5.13 – Diagramme position-vitesse (PV) du modèle *no-DW* (haut) et du modèle *DW* (bas). De gauche à droite: v_r pour le matériau du jet uniquement, v_r pour le matériau environnant, v_z pour le matériau du jet uniquement, v_z pour le matériau environnant. La stratification en densité est également donnée (droite). L'ordonnée de tous les encadrés correspond à la position le long de l'axe du jet (en au). L'échelle de couleur dans les diagrammes PV indique le volume multiplié par le cube de la pression de telle sorte que les maxima (codés en jaune et rouge) révèlent le milieu fraîchement choqué de la surface du choc d'étrave (haute pression). La palette de couleur de la densité est en g cm^{-3} . Les courbes bleues sont les profils de vitesse donnés par les équations de mélange total (Eqs. (5.34) et (5.35)) alors que les courbes magenta représentent le profil de vitesse du gaz fraîchement choqué et non mélangé (Eqs. (5.36) and (5.37)).

maximale dans les diagrammes PV (en teintes jaunes et oranges) à chaque position z révèle la vitesse de la coquille du choc d'étrave. La séparation entre le matériau provenant du jet et provenant du milieu environnant est faite en utilisant un scalaire passif. Les vitesses prédites sous l'hypothèse d'un mélange parfait (Eqs. (5.34) and (5.35)) sont tracées en bleu, alors que les vitesses prédites sous l'hypothèse d'une émission par du gaz fraîchement choqué et non mélangé (Eqs. (5.36) and (5.37)) sont tracées en magenta. À partir de notre discussion sur la Fig.5.11, nous choisissons $v_0 = 14 \text{ km s}^{-1}$.

Dans le diagramme PV de v_r , les vitesses de la coquille du choc d'étrave (teintes oranges) sont toujours supérieures aux vitesses prédites sous l'hypothèse d'un mélange total (à part très proche de l'apex où le mélange est fort). Les simulations suivent mieux les vitesses prédites sous l'hypothèse d'un gaz fraîchement choqué (en magenta), indiquant que le matériau du vent du milieu extérieur n'est pas parfaitement mélangé. Inversement, la vitesse v_r du matériau du jet décroît de manière monotone le long de la surface du choc d'étrave avec des vitesses toujours légèrement plus petites que les courbes analytiques correspondant à un mélange parfait (en bleu).

Les valeurs de v_z sont proches ou légèrement supérieures aux courbes correspondant à un mélange parfait (en bleu). Pour le matériau environnant, v_z est généralement plus faible que les courbes prédites par un mélange total. La vitesse v_z du matériau de la coquille du choc d'étrave suit la vitesse prédite par un gaz fraîchement choqué (courbe magenta).

Les vitesses v_r relativement faible et v_z relativement élevée du gaz du jet indiquent que bien que le mélange ne s'applique pas, l'impulsion est toujours conservée. En effet, si les vitesses du matériau ambiant balayé par le choc d'étrave sont plus grandes que les vitesses attendues pour un mélange total, alors les vitesses du matériau du jet (dans le référentiel de la surface de travail) doivent être plus petites que celles prédites par un mélange total.

Comme prédit par notre modèle analytique, la différence la plus saillante entre le modèle avec un vent de disque et le modèle de référence sans vent de disque est la saturation de la vitesse v_z dans les ailes du choc d'étrave à une valeur non nulle de $v_z \approx v_w$. Bien que cette limite asymptotique ne dépende d'aucune hypothèse sur le mélange, le mélange partiel présent dans nos simulations assure une convergence plus rapide vers v_w que prédit par un modèle de mélange total (courbes bleues).

Évolution à long terme

La Fig. 5.14 rend compte de l'évolution à plus long terme de la simulation de référence (les trois premiers panneaux) et de la simulation avec vent de disque (les trois derniers panneaux) pour des temps de $t = 71, 119$ and 167 yr. Dans cette figure, nous constatons que les morphologies des régions perturbées par le jet variable après le passage de plusieurs surfaces de travail sont très différentes entre les deux simulations ; Dans le *modèle no-DW*, la région perturbée par le jet à l'arrière du premier choc d'étrave, prend la forme d'une structure approximativement cylindrique en expansion qui se referme proche de la source. Nous retrouvons les caractéristiques typiques de la propagation d'un jet dans un milieu uniforme et statique détaillées dans de nombreux travaux (Stone & Norman 1993; Biro & Raga 1994). Dans notre simulation avec vent de disque, la région perturbée présente au contraire une forme conique se refermant à une plus grande distance de la source. Pour les paramètres choisis, ce cône a un demi-angle d'ouverture de $\alpha \approx 11^\circ$ (voir Fig. 5.14). Ce cône est localisé un peu au delà de la trajectoire analytique du bord externe du choc d'étrave (représenté par une courbe noire interrompue) dont la forme

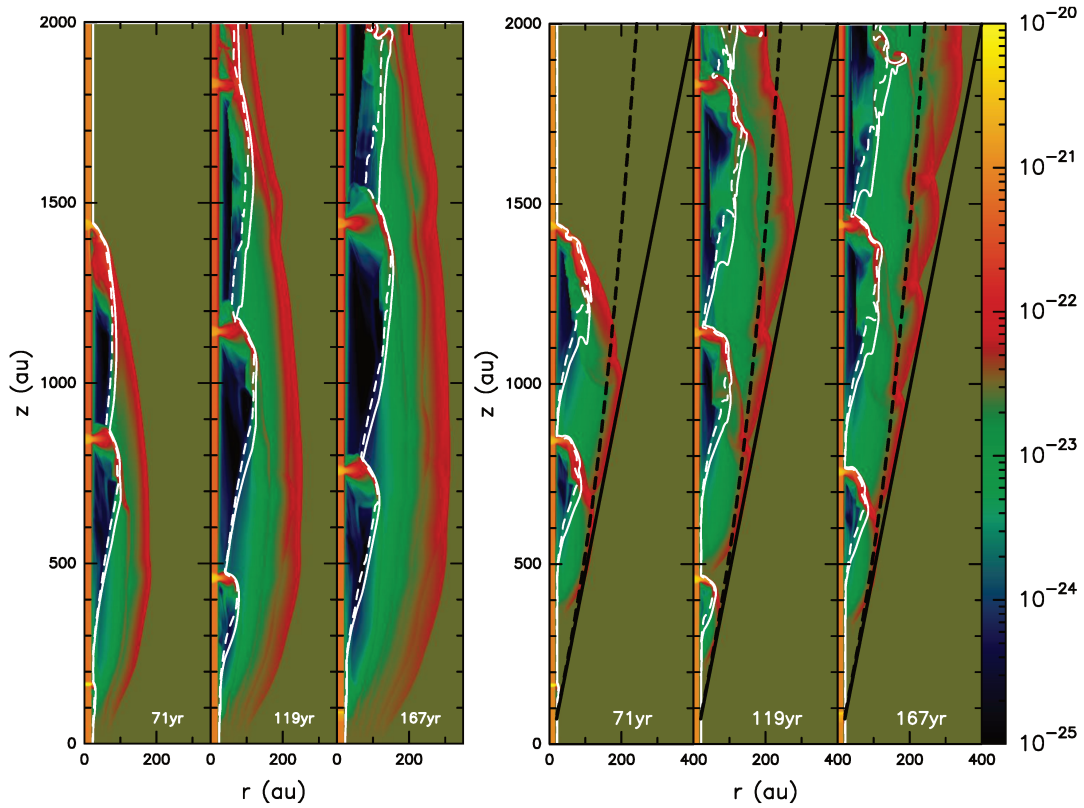


Figure 5.14 – Carte de densité des modèles *no-DW* (trois panneaux de gauche) et *DW* (trois panneaux de droite) à des temps de $t = 71, 119$ et 167 yr. Les contours blancs représentent les surfaces de mélange entre le matériau du jet et le matériau environnant pour des fractions de 50% (ligne continue) et 90 % (ligne interrompue). La droite noire tracée dans la simulation avec vent de disque représente le cône de demi-angle d'ouverture de $\alpha = 11^\circ$ qui délimite le milieu perturbé par le jet pulsant du milieu non perturbé. Les lignes noires interrompues représentent la trajectoire prédite du bord externe du choc d'étrave (voir eq. (5.32)). L'échelle de couleur pour la densité est donnée à droite en $g\text{ cm}^{-3}$.

est donnée par l'équation Eq. (5.32). Cet élargissement est expliqué par le troisième point de notre sous-section "*Re-remplissage de la cavité*". Le bord externe du choc d'étrave génère une perturbation supersonique qui se déplace sous la forme d'un choc faible en expansion latérale dans le vent de disque à une vitesse proche de $c_s \sim 3.8\text{ km s}^{-1}$. En prenant en compte l'advection du choc faible par le vent de disque, nous prédisons que la région perturbée par le choc d'étrave s'élargit d'un angle supplémentaire de $\beta = \arctan c_s/v_w = 4\text{ deg}$, en accord avec nos résultats numériques. Dans cette configuration étonnamment simple adoptée par le système jet+vent de disque, le vent de disque supersonique a pour effet d'empêcher les perturbations générées par les surfaces de travail du jet de se propager en dehors de ce cône. Dans le cas sans vent de disque, ce choc faible se propage latéralement sans être jamais advecté, conduisant à cavité plus large qui n'est pas limitée à un cône.

Une autre caractéristique remarquable du modèle avec vent de disque est la présence de matériau de vent de disque (repéré par le contour blanc représentant un mélange jet/vent

de 50%) très proche de l'axe du jet. Alors que dans le modèle de référence sans vent de disque le matériau ambiant est repoussé loin de l'axe, le re-remplissage des cavités par le vent de disque assure un apport en gaz assez dense issu du vent proche de l'axe même loin de la source. Les surfaces de chocs d'étrave apparaissent alors plus courbées que dans le cas sans vent de disque pour lequel l'apex des chocs se propagent dans un milieu de très basse densité (voir Fig. 5.14).

5.3 Conclusion

Ce travail constitue une première exploration hydrodynamique d'un écoulement produit par un jet cylindrique interne variable entouré d'un vent de disque stationnaire plus lent. La variabilité du jet produit des surfaces de travail qui génèrent des chocs d'étrave dans le vent de disque et produit un couplage fort entre les deux composantes du flot. Nous avons construit un modèle analytique de chocs d'étrave se propageant dans un vent de disque dans le cadre du modèle de "coquille mince" ("thin shel"). Le modèle fournit la forme du choc d'étrave, le re-remplissage par le vent de disque stationnaire de la cavité ouverte par le choc d'étrave et la cinématique du flot. Une extension du modèle à la propagation de plusieurs chocs d'étrave donne également une description qualitative du flot résultant de la propagation de plusieurs surfaces de travail successives.

Nos prédictions analytiques ont été confrontées à deux simulations numériques axisymétriques : une première avec un jet pulsant se propageant dans un milieu au repos, et une seconde avec un vent de disque. La comparaison entre les prédictions analytiques du modèle et les simulations numériques montre un bon accord entre le modèle et les simulations et nous donne une compréhension des principales caractéristiques de l'écoulement, à savoir :

- les chocs d'étrave ont une dépendance radiale cubique qui peut être reproduite par notre modèle basé sur la conservation de l'impulsion au niveau d'une coquille de choc mince (voir Eqs. (5.28-5.29) et la figure Fig. 5.10),
- la cinématique du choc d'étrave simulé est cohérente avec nos expressions analytiques pour un matériau parfaitement mélangé (dans la zone dominée par le matériau du jet) ou pour un matériau fraîchement choqué (dans la zone de haute pression dominée par le matériau du milieu ambiant) (voir Figs. 5.8 and 5.13),
- ces chocs d'étrave ouvrent des cavités qui sont partiellement re-remplies par le vent de disque plus lent (voir les Figs. 5.7 et 5.12),
- grâce à ce re-remplissage partiel, les chocs d'étrave plus jeunes se propagent dans un vent de disque non-perturbé jusqu'à une distance à la source de $l_c = \Delta z / (v_j / v_w - 1)$ (voir les Figs. 5.9 et 5.14).

La principale contribution de ce travail est donc de fournir des expressions analytiques simples, validées par des simulations numériques qui peuvent servir de base à des études

observationnelles de chocs proches des sources de jet de haute vitesse (Lavalley-Fouquet et al. 2000; Podio et al. 2015). Comme nous l'avons montré, la modélisation de la forme des chocs d'étrave permet d'estimer la vitesse d'éjection latérale des surfaces de travail internes au jet et la longueur du choc d'étrave. À partir de ces quantités, des contraintes peuvent être placées sur la perte de masse des surface de travail ainsi que sur les propriétés du gaz environnant le jet (e.g. vent de disque ou environnement au repos) (voir les Eq. (5.24)).

Un résultat supplémentaire de notre étude est que les perturbations générées par un jet pulsant sont confinées à l'intérieur d'un cône. Ainsi, tout gaz en dehors de ce cône est du matériau du vent de disque non-perturbé. Des poches de vent de disque non-perturbé subsistent également entre la source et les dernières surfaces de travail à une distance inférieure à $z < l_c$ (voir les trois panneaux de droite Fig. 5.14). Dans ces régions, nous pouvons observer un vent de disque stationnaire pour lequel des modèles détaillés peuvent être utilisés (voir notre partie I).

Le dernier résultat pertinent pour comprendre les observations est l'identification de plusieurs caractéristiques révélant la présence d'un vent de disque autour d'un jet central : (i) le choc d'étrave se referme sur l'axe à une distance non-nulle de la source (à une fraction v_w/v_j de la distance de l'apex du choc à la source), (ii) une vitesse longitudinale v_z asymptotique non nulle ($= v_w$) dans les ailes du choc d'étrave, (iii) des chocs internes qui sont courbés plutôt que plats proches de l'apex, (iv) une prédominance de gaz issu du vent de disque en amont des premiers chocs d'étrave qui peuvent produire des signatures moléculaires différentes en fonction de la distance à la source (si notamment le vent de disque est chimiquement plus riche que le jet à haute vitesse).

Des extensions du modèle analytique à des morphologies jet+vent de disque plus complexes (comme par exemple adopter un vent de disque stratifié en densité et en vitesse) semblent difficiles à mener vue la complexité des expressions que nous obtenons. Cependant, les simulations numériques présentées ici peuvent être étendues dans de nombreuses directions prometteuses en incluant par exemple un modèle de vent de disque plus réaliste, un jet stratifié radialement, en allant de l'hydrodynamique à la MHD ou encore en incluant un réseau ionique et chimique associé à un calcul détaillé du refroidissement du gaz. Si les futures comparaisons entre notre modèles et les observations sont prometteuses, les extensions citées plus haut deviendront nécessaires.

Partie III

Formation des molécules dans un jet sans poussière

CHAPITRE 6

Le modèle

La chimie de la partie interne des jets, dans laquelle la poussière est sublimée, est encore très mal connue. Les premiers modèles de Glassgold et Ruden (Ruden et al. 1990; Glassgold et al. 1991) suggèrent que les molécules peuvent se former dans des vents stellaires sans poussière mais que la plupart pourrait être détruites par le rayonnement UV produit par l'accrétion. Comme nous l'avons montré au chapitre 3, les observations ALMA de HH 212 à une échelle de $\sim 10 - 100$ au révèlent une différenciation chimique frappante entre la région interne du jet, riche en SiO, et les régions externes du jet, tracées notamment par SO et SO₂. Notre modélisation en termes de vents de disque MHD suggère également que cette différenciation chimique soit due à une différence entre jet sans poussière riche en SiO et jet avec poussière riche en SO et SO₂. Ces observations nous conduisent à reconsidérer la formation des molécules dans les jets sans poussière avec un réseau chimique adapté, des taux de réaction récents ainsi qu'un domaine de flux FUV plus large.

Mon travail de modélisation astrochimique s'appuie sur le code de Paris-Durham développé originellement par G. Pineau des Forêts et D. Flower pour modéliser les chocs MHD interstellaires (Flower & Pineau des Forêts 2003, 2015). Ce code résout en parallèle la dynamique multifluide du gaz, la chimie hors équilibre, le bilan thermique des fluides et les populations des niveaux de certaines espèces (e.g. H₂, CO) à travers un grand nombre de variables physiques (> 100) et un réseau chimique étendu (plus de 1000 réactions chimiques). La structure modulaire de ce code permet également de calculer l'évolution thermo-chimique isobare, isochore ou encore le long d'écoulements particuliers comme les lignes de courant des vents de disque MHD (Panoglou et al. 2012; Yvart et al. 2016). La grande polyvalence du code permet d'inclure de nouveaux processus et donc de décrire différents environnements astrophysiques. Dans ce contexte, deux développements pertinents pour notre modélisation ont récemment été réalisés. Lesaffre et al. (2013) a implémenté un traitement de photoprocessus adapté à un champ UV modéré ($G_0 \sim 1$) pour décrire les chocs dans le milieu interstellaire diffus. Le développement le plus récent, réalisé par Godard et al. (soumis), permet un transfert de rayonnement dans le continuum assurant un calcul précis des taux de photodissociation et de l'excitation de H₂. Pour mon travail, je me suis basé sur cette version du code Paris-Durham, en collaboration avec Benjamin Godard (LERMA, Paris).

Dans ce chapitre, je présente les processus clés du modèle qui nous permettent de modéliser la chimie d'un gaz irradié sans poussière. J'insisterai en particulier sur les ingrédients clés que j'ai été amené à inclure dans le code pour traiter le cas sans poussière.

6.1 Formation des molécules sans champ UV

Le réseau chimique, enrichi au cours des années par G. Pineau des Forêts, D. Flower et leurs collaborateurs dans le cadre des chocs magnétisés, constitue une base solide pour notre problème. En effet, ce réseau chimique inclut des réactions possédant des barrières d'activation qui peuvent être franchies dans les milieux chauds des jets protostellaires. Cependant, en l'absence de poussière, le réseau chimique doit être complété pour prendre en compte de nouvelles voies de formation, en particulier pour H₂.

Dans le cas d'une réaction bimoléculaire en phase gazeuse du type



la cinétique de la réaction est déterminée par son **coefficient de réaction** $k(T)$ tel que

$$\frac{dn_A}{dt} = \frac{dn_B}{dt} = -k(T)n_A n_B, \quad (6.2)$$

où n_A et n_B sont les densités particulières des réactants A et B. Le coefficient de réaction $k(T)$ s'exprime donc en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. Le **taux de réaction par unité de volume** est alors défini comme $R_{AB} = k(T)n_A n_B$ et s'exprime en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$.

Un effort important a été placé depuis les années 1970 pour déterminer les coefficients de réaction $k(T)$ grâce à des méthodes expérimentales et à des calculs quantiques - prenant notamment en compte les interactions mutuelles entre les réactants ainsi que la structure des complexes de transition. Ces recherches se sont beaucoup concentrées sur la mesure des taux à basses températures pour modéliser les nuages sombres ($T \sim 10\text{K}$). Nous renvoyons le lecteur à la précieuse revue de Ian W.M. Smith pour plus d'information sur les mesures expérimentales de taux de réaction (Smith 2011).

Cependant, lorsque les taux de réaction ne sont ni mesurés au laboratoire, ni calculés théoriquement, les estimations sont toujours possibles en utilisant la théorie des collisions.

Ces estimations sont aussi utiles pour fixer des ordres de grandeurs de taux $k(T)$. Le lecteur pourra trouver en appendice B.1 des estimations de ces taux suivant la théorie des collisions appliquée au modèle de sphère dure et au modèle de Langevin. En calculant les taux de collision entre sphères dures (n'interagissant qu'à petite distance), nous obtenons un coefficient de réaction de

$$k_{\text{coll-th}}(T) = 1.45 \times 10^{-13} \sqrt{\frac{T/100\text{K}}{\bar{m}/m_H}} \left(\frac{\sigma}{10^{-18}\text{cm}^2} \right) e^{-E_a/k_B T} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \quad (6.3)$$

où σ est la section efficace des sphères dures et E_a l'énergie d'activation. Des collisions réactives neutre-neutre sans barrière d'activation donnent donc des coefficients de réaction de l'ordre de $\sim 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Lorsque les réactants interagissent à grande distance par la force électromagnétique, les taux peuvent être des ordres de grandeur plus élevés. La théorie de Langevin donne notamment des taux typiques de $\sim 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour des réactions entre ions et molécules polarisables. Les grandes différences entre les taux de réactions conduisent à résoudre des systèmes d'équations différentielles raides ("stiff" en anglais) qui doivent se baser sur des méthodes numériques adaptées. Le code Paris-Durham utilise l'algorithme DVODE issu des travaux de Gear (1971).

6.1.1 Les types de réactions en phase gazeuse

La nature des réactants a une grande influence sur la cinétique des réactions et donc sur les voies de formation possibles des molécules. Nous faisons ici un résumé des types de réaction que l'on rencontrera dans la suite de ce travail. Le réseau chimique ainsi que les taux de réaction déterminés par divers travaux expérimentaux et théoriques sont également donnés en appendice B.6.

Réactions bi-moléculaires

En suivant la forme du taux de réaction (6.3) donnée par la simple théorie des collisions avec barrière d'activation ou endothermicité, il est d'usage de paramétrer les taux de réaction selon une loi d'Arrhenius modifiée

$$k(T) = \alpha(T/300K)^\beta e^{-\gamma/T}. \quad (6.4)$$

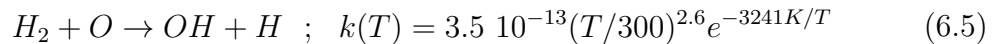
où α a la dimension d'un taux de réaction, β est un scalaire et γ une température qui peut être vue comme une barrière d'activation ou une endothermicité.

Nous pouvons classer les réactions selon la nature de leurs réactants.

- **Réaction ion-neutre $A^+ + B \rightarrow C^+ + D$** : lorsque ces réactions sont sans barrière d'activation et exothermique, l'interaction à grande distance entre les ions et les neutres polarisables rend ces réactions très rapides¹. Le taux de réaction est alors proche du taux de Langevin $\sim 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Dans les jets irradiés, la majorité des éléments de seuil d'ionisation inférieur à celui de H sont ionisés. Les réactions ion-neutre sont alors particulièrement importantes pour former des molécules à partir d'éléments ionisés (C^+ , Si^+ , S^+). D'autre part, l'échange de charge $A^+ + B \rightarrow A + B^+$ régule les abondances des espèces ionisées.

¹Lorsque l'espèce neutre possède un moment dipolaire permanent, le taux peut être plus important à basse température.

- **Réaction neutre-neutre $A + B \rightarrow C + D$** : de nombreuses espèces neutres du milieu interstellaire sont non saturées ou possèdent des électrons non appariés (radicaux libres) qui les rendent fortement réactives. Cependant, la faible interaction à distance entre les espèces neutres rend ces réactions moins rapides que les réactions ion-neutre. De plus elles possèdent souvent des barrières d'activation qui réduisent fortement leurs taux à basse température comme l'équation 6.3 le montre. Cependant, dans le gaz chaud et dense des jets, ces réactions deviennent déterminantes pour la formation des molécules. Nous pouvons citer notamment la voie de formation de OH - un radical très important pour la formation d'autres molécules oxydées - qui passe par la réaction endothermique de O avec H₂²



- **Association ou recombinaison radiative $A + B \rightarrow AB + \text{photon}$** : la cinétique des associations radiatives est en partie déterminée par la désexcitation radiative du complexe excité AB^* vers l'état fondamental AB . La probabilité pour qu'un complexe excité AB^* relaxe vers AB est de l'ordre du rapport entre la durée de la collision $\delta t \sim 10^{-14}$ s et le temps de désexcitation radiative $1/A_{i,j}$ (où $A_{i,j}$ est le coefficient d'Einstein de la transition). Pour une transition électronique dipolaire ce rapport est de l'ordre de $\delta t A_{i,j} \sim 10^{-8}$. En décrivant la formation du complexe AB^* selon la théorie de Langevin, on obtient un taux pour la réaction $A + B \rightarrow AB$ de $k(T) \sim 10^{-17}$ cm s⁻¹. Les associations radiatives sont donc des réactions très lentes à toute température. Bien entendu, tout complexe excité n'a pas de transition dipolaire autorisée. Par conséquent certaines associations radiatives, comme la formation de H₂ par $H + H \rightarrow H_2$, sont infiniment lentes. Lorsque le jet est fortement ionisé ($x_e > 10^{-4}$), la recombinaison radiative de H⁺ régule l'ionisation du milieu et joue donc un rôle déterminant dans les temps caractéristiques chimiques. Lorsque le gaz sans poussière des jets est peu ionisé mais atomique ($x(H_2) \ll 1$), les molécules ne peuvent se former à partir de H₂. Les associations radiatives sont alors la seule voie de formation des molécules. Notons également que les voies de formation de H₂ en phase gazeuse par des réactions bimoléculaires passent toutes par des associations/recombinaisons radiatives. L'importance des associations radiatives dans le jet sans poussière est une caractéristique propre à cette chimie. Les taux d'associations radiatives sont encore très mal connus et les réseaux chimiques standards sont incomplets. J'ai notamment mis à jour la réaction $C^+ + H \rightarrow CH^+ + h\nu$ (Barinovs & van Hemert 2006).
- **Recombinaison dissociatives $AB^{(+)} + e^- \rightarrow A + B$** : les recombinaisons sont des réactions entre un ion et un électron. Ces réactions jouent un rôle très important dans la régulation de l'ionisation du gaz. Dans les nuages sombres, les recombinaisons interviennent également souvent au dernier stade de la synthèse de molécules par réactions ion-neutres. Ces réactions sont très rapides du fait de l'interaction coulombienne très forte entre les réactants et sont en général exothermiques. Le taux de réaction est une fonction décroissante de la température et est proche des taux de Langevin.

²NIST database <http://kinetics.nist.gov/kinetics/>

Ionisation par les rayons cosmiques et rayonnement X :

Un rayon cosmique ou un photon X d'énergie E interagit avec le gaz en arrachant un électron primaire de très haute énergie ($\sim E$ pour une interaction avec un photon X) à un atome lourd. L'électron primaire, en interagissant avec le milieu produit 1) une dissociation de H_2 ; 2) une ionisation des espèces chimiques (principalement H, He, H_2) qui produit une cascade d'électrons secondaires ; 3) une excitation collisionnelle de H_2 , H, He par les électrons secondaires ; 4) un chauffage du gaz par interaction coulombienne des électrons secondaires avec les électrons thermiques. Les ionisations ne constituent pas à proprement parler des réactions chimiques mais des processus physiques. En suivant les modèles Monte-Carlo d'interaction d'un électron de haute énergie avec un mélange H- H_2 -He de Dalgarno et al. (1999), nous pouvons décrire les ionisations et dissociations induites par les rayons cosmiques notés "CR" (ou les X) par des **réactions effectives** :



où $A=O, C, He, H\dots$

Lorsque l'énergie de l'électron secondaire est $\gg 100$ keV, la cinétique de ces "réactions effectives" peut se mettre sous la forme (Panoglou et al. 2012) :

$$\frac{dn_A}{dt} = \zeta_{H_2} \alpha_A n_H x(A) \quad (6.11)$$

où ζ_{H_2} est le taux d'ionisation de H_2 par les cosmiques ou les photons X et α_A est un nombre sans dimension dépendant de la réaction. Les valeurs typiques de taux d'ionisation par les rayons cosmiques rencontrées dans le milieu interstellaire varient entre $\zeta_{H_2} = 10^{-15} s^{-1}$ et $10^{-18} s^{-1}$. Dans les jets sans poussière, nous montrerons que le taux d'ionisation par le flux X de la protoétoile est beaucoup plus important que par les rayons cosmiques.

Un effet des rayons cosmiques et des rayons X est donc d'ioniser le gaz, et notamment les éléments dont le seuil d'ionisation est supérieur ou égal au seuil d'ionisation de l'hydrogène (H, He, O, etc.) qui ne peuvent pas être ionisés par le champ FUV. Nous verrons dans la section suivante que les rayons cosmiques et les rayons X participent également à la photodissociation des molécules, via la fluorescence UV de H_2 excité par les électrons secondaires.

6.1.2 Le cas de H_2

Le réseau chimique développé pour modéliser les chocs dans le milieu interstellaire reste bien adapté pour décrire les voies possibles de formation de la plupart des molécules dans le jet sans poussière. Cependant, il ne l'est plus pour décrire la formation de H_2 sans poussière, qui est le précurseur chimique de nombreuses molécules.

Comme nous l'avons déjà mentionné, la formation de H_2 par association radiative est impossible du fait de l'absence de transition dipolaire permettant la désexcitation du complexe excité H_2^* . Dans le milieu interstellaire, la formation de H_2 par catalyse sur les grains a été identifiée comme voie ultra-majoritaire pour la formation de H_2 (Jura (1975) avec des données Copernicus confirmées notamment par Gry et al. (2002) avec des données FUSE). C'est donc l'unique voie de formation prise en compte dans le réseau actuel. L'abondance de H_2 est donc radicalement changée lorsque l'environnement est sans poussière. En retour, c'est l'ensemble des voies de formation des autres molécules qui se trouve affecté par la chimie de H_2 . Décrire précisément la chimie de H_2 sans poussière, est fondamental pour comprendre la formation des autres molécules.

Les voies de formation de H_2 en phase gazeuse ont reçu un intérêt particulier grâce à l'étude de l'univers primordial (Latter & Black 1991; Galli & Palla 1998; Stancil et al. 1998) et de la formation des premières générations d'étoiles (Flower & Harris 2007).

J'ai été amené à ajouter trois voies de formation de H_2 en phase gazeuse au réseau chimique utilisé.

- **Réactions à trois corps :**

Nous avons vu que la cinétique des associations radiatives dépend de la capacité du complexe excité AB^* à se désexciter radiativement. Dans le cas de la formation de H_2 par l'association radiative de deux hydrogènes, la désexcitation n'est pas possible du fait de l'absence de transition dipolaire autorisée. Cependant, un troisième partenaire de collision peut emporter l'énergie et l'impulsion pour désexciter H_2^* . La réaction s'écrit ainsi :

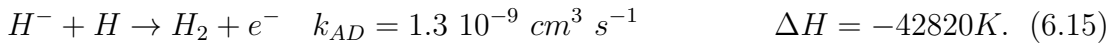
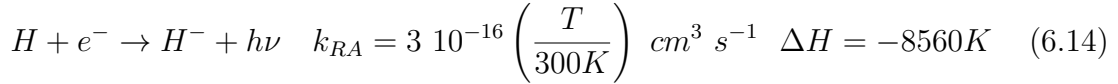


Cette voie ne devient significative que dans les milieux très denses. Les coefficients de réaction ont été récemment calculés à partir de la réaction inverse de dissociation collisionnelle par Forrey (2013) et Flower & Harris (2007). Nous utilisons les taux calculés par de ces derniers. Pour une revue critique de ces travaux, voir Tram (2018b).

L'implémentation des réactions à trois corps m'a demandé de modifier les modules de chimie du code qui n'étaient adaptés qu'à des réactions bimoléculaires.

- **Formation par H^- ("catalyse électronique") :**

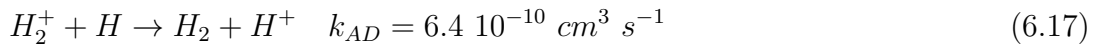
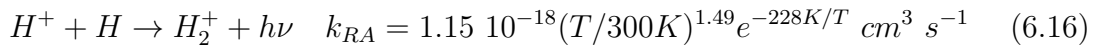
L'attachement radiatif lent de H avec un électron produit l'anion H^- qui forme efficacement H_2 par détachement associatif à taux de Langevin



Au cours de ce schéma réactionnel, l'électron intervient comme catalyseur de la réaction de formation de H_2 par $H+H$. Ce mécanisme de formation de H_2 libère une énergie de 4.48eV en deux étapes dont la deuxième est la plus exothermique. Je montrerai dans le chapitre suivant que cette voie de formation de H_2 est dominante dans les jets sans poussière.

- **Formation par H_2^+ ("catalyse protonique") :**

Dans un milieu où H^+ est abondant, H_2^+ peut se former par association radiative lente à l'instar de H^- . H_2 peut alors efficacement être formé par échange de charge à un taux de Langevin. Le schéma réactionnel est alors



Au cours de ce schéma réactionnel, le proton H^+ intervient comme catalyseur de la réaction de formation de H_2 par $H+H$. Cette voie reste minoritaire dans un jet sans poussière en dessous d'une température $\sim 10^4$ K. En aval d'un choc de vitesse $\sim 20\text{km s}^{-1}$, l'ionisation collisionnelle de H peut tout de même former H^+ en abondance et favoriser cette voie de formation (Raga et al. 2005).

6.2 Traitement de la photochimie

Le choc produit à la surface de l'objet central par les colonnes d'accrétion magnétosphériques rayonne un puissant champ FUV capable de photodissocier les espèces chimiques formées en phase gazeuse. Le couplage entre les photons FUV qui dissocient et ionisent les espèces chimiques, et les espèces chimiques qui en retour absorbent le rayonnement est un problème complexe à résoudre. La résolution complète du transfert de rayonnement longueur d'onde par longueur d'onde est lourde en temps de calcul car elle nécessite de calculer précisément l'atténuation du rayonnement par des processus ayant des sections efficaces parfois très piquées. La distinction entre les processus de photodissociation dans les raies (e.g. H_2 , CO) et dans le continuum permet cependant d'utiliser des méthodes adaptées à chacun de ces deux types de processus et d'économiser du temps de calcul.

Cette section a pour but de présenter les méthodes utilisées dans mon travail pour calculer les taux de photodissociation. J'insisterai également sur des processus inclus dans le code que je ne prendrai pas en compte dans mon étude préliminaire du chapitre suivant mais qui seront fondamentaux pour les futures étapes de la modélisation du jet irradié sans poussière. Les définitions des grandeurs relatives au rayonnement sont rejetées en appendice B.3.

Dans cette section, je présente tout d'abord les mécanismes de photodissociation afin de distinguer les *photoprocessus dans le continu* des *photoprocessus dans les raies*. Je détaille ensuite les méthodes de calcul des taux de photodissociation dans le continu puis dans les raies utilisées par Lesaffre et al. (2013) et par la version récente du code Paris-Durham en insistant sur leurs avantages et leurs faiblesses pour calculer les taux dans un gaz sans poussière. Une dernière section présente le calcul de l'excitation des niveaux de H₂ nécessaire pour calculer les taux de photodissociation de H₂ dans les raies et pour calculer certaines réactions chimiques activées par H₂ excité.

6.2.1 Les photoréactions

Un photon d'énergie suffisante peut exciter une espèce chimique AB selon le processus $AB + photon \rightarrow AB^*$. Le couplage entre le rayonnement FUV et les espèces chimiques du gaz est quantifié par la section efficace d'interaction (homogène à une surface) qui dépend à la fois de l'espèce, de son état d'excitation et de la longueur d'onde. En général, les niveaux d'excitation rotationnels ou vibrationnels ne sont pas pertinents du fait de leurs niveaux énergétiques négligeables par rapport à l'énergie de photodissociation/ionisation. Cependant, les niveaux électroniques des espèces ont des sections efficaces très différentes. Du fait du peuplement en général très faible des niveaux électroniques excités (correspondant à des températures de plusieurs 10⁵K), on suppose en général que l'espèce est dans son état électronique fondamental.

Le taux de photoabsorption de AB irradié par un champ de rayonnement local de N_λ (en cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹) est donné par

$$k_{photo} = \int_{radiation\ field} \sigma(\lambda) N_\lambda d\lambda. \quad (6.18)$$

où $\sigma(\lambda)$ (en cm²) est la section efficace de photoabsorption dépendante de la longueur d'onde.

À partir d'un état excité AB^* , le complexe peut relaxer vers plusieurs états. Ce complexe peut ainsi aboutir à l'ionisation de l'espèce $AB^* \rightarrow AB^+ + e^-$ (photoionisation), à la dissociation d'une espèce $AB^* \rightarrow A + B$ (photodissociation) ou encore à la simple désexcitation radiative $AB^* \rightarrow AB + photon$. Ces différentes voies de relaxation peuvent être quantifiées par un rapport de branchement $\eta(\lambda)$. On note les rapports de branchement de photoionisation, de photodissociation et de relaxation radiative $\eta^i(\lambda)$, $\eta^d(\lambda)$, $\eta^e(\lambda)$ respectivement. Si plusieurs voies de photodissociation sont possibles, $\eta^d(\lambda)$ peut être à son tour décomposé en plusieurs rapports de branchement.

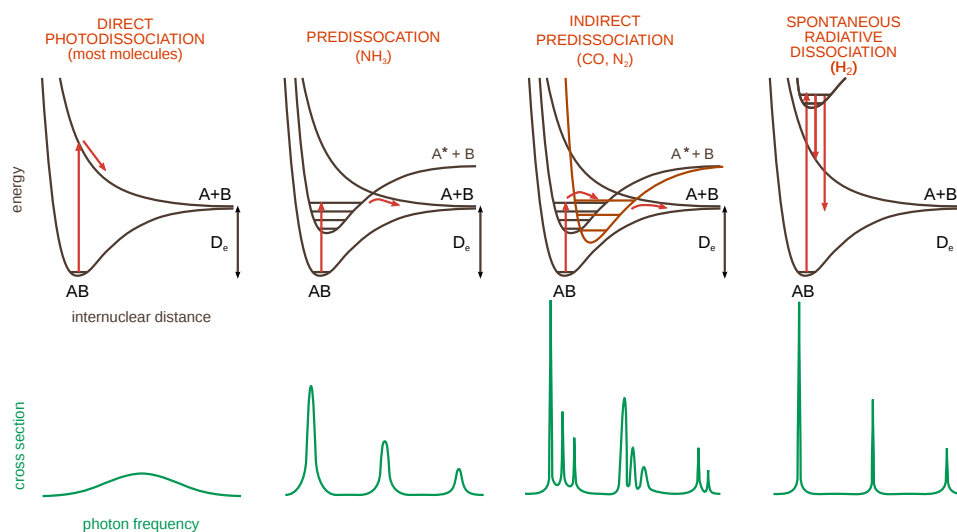


Figure 6.1 – *Présentation schématique des différents processus de photodissociation (d'après Heays et al. 2017).*

La dépendance en longueur d'onde de la section efficace est liée au type de photoprocessus mis en jeu que nous schématisons Fig. 6.1 en suivant Heays et al. (2017). Pour plus de détails sur les photoprocessus, le lecteur lira avec profit la revue de van Dishoeck & Visser (2011).

1. *Dissociation directe (Fig. 6.1 a)*: pour la majorité des petites molécules telles que H^- , H_2^+ , la photodissociation se produit directement à partir d'un état excité dont la courbe d'énergie potentielle ne présente pas de maximum (i.e. un état répulsif). Le complexe excité a alors une durée de vie très brève ($< 10^{-12}$ s) et en particulier très courte devant le temps de désexcitation radiative donné par l'inverse du coefficient d'Einstein $1/A \sim 10^{-9}$ s. Par conséquent, l'absorption d'un photon est suivie d'une dissociation à 100%. La section efficace est alors une fonction continue et très étalée dont le maximum correspond à "l'énergie d'excitation verticale" à partir de l'état électronique fondamental et non à l'énergie de dissociation D_e .
2. *Predissociation (Fig. 6.1 b-c)*: si l'état excité AB^* correspond à un état lié (i.e. dont le potentiel possède un minimum local), le niveau peut interagir de manière non-radiative avec un état répulsif. La section efficace présente alors des pics dont la largeur est donnée par la somme du taux de désexcitation radiative et du taux de prédissociation et correspond à un élargissement typique de $\Delta\lambda > 15 \text{ km s}^{-1}$. Ce processus peut conduire à un phénomène efficace d'auto-écrantage (e.g. CO).
3. *Dissociation radiative spontanée (Fig. 6.1 d)*: lorsque l'état excité n'est pas couplé directement à des états répulsifs, l'état AB^* peut se désexciter radiativement soit vers des états répulsifs (dissociatifs) ou soit vers des états liés (niveau électronique fondamental). L'efficacité de la dissociation dépend donc du rapport entre les désexcitations vers des niveaux liés et des désexcitations vers des niveaux libres. La section efficace est alors composée de pics très étroits ($< 0.1 \text{ km s}^{-1}$). Ce processus

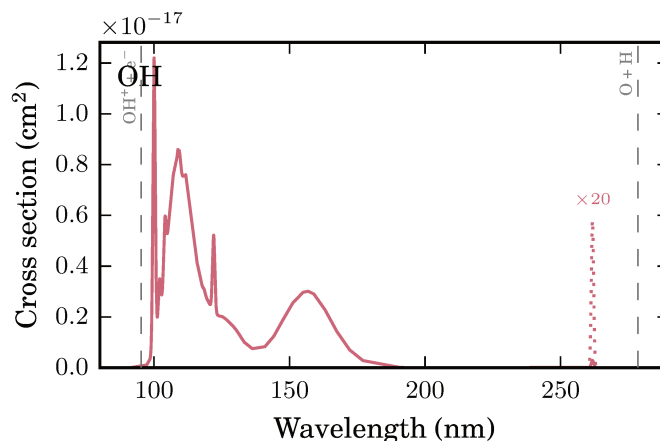


Figure 6.2 – *Excitation de la molécule OH. Gauche: courbe d'énergie potentielle pour différents niveaux excités de OH d'après van Dishoeck & Dalgarno (1984). Droite: section efficace de photodissociation de OH (From Heays et al. 2017).*

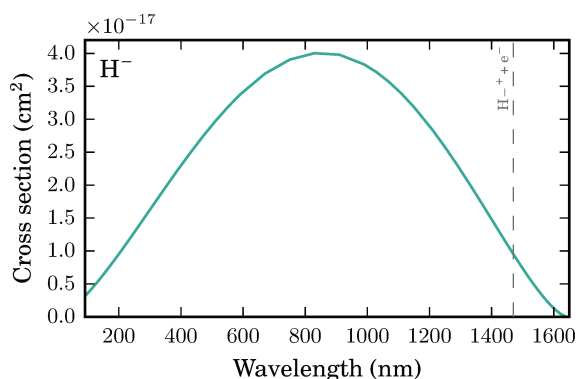


Figure 6.3 – *Section efficace de photoionisation de H^- . (From Heays et al. 2017).*

conduit à un phénomène d'auto-écranage très efficace dans lequel le rayonnement est très fortement absorbé dans les raies (e.g. H_2).

En fonction de sa structure quantique, une molécule soumise à un champ de rayonnement peut être excitée dans de nombreux niveaux électroniques libres ou liés. Ainsi des processus de photodissociation directs et indirects peuvent coexister. En suivant van Dishoeck & Visser (2011), nous donnons à titre illustratif Fig. 6.2 les courbes d'énergie potentielle des 16 premiers niveaux électroniquement excités de OH ainsi que la section efficace de OH (Heays et al. 2017). La photodissociation directe de OH peut se faire par l'excitation vers les niveaux $1^2\Sigma^+$ et $1^2\Delta$ alors que la photodissociation indirecte peut se produire via $A^2\Sigma^+$. La section efficace résultante est une combinaison de larges bosses et de pics plus fins.

H^- est une espèce clé intervenant dans la formation en phase gazeuse de H_2 . Comme le montre la Fig. 6.3, la section efficace de photoionisation trahit un processus de

photoionisation direct. De plus son seuil d'ionisation de H^- est $\lambda_{th} = 1.47\mu\text{m}$. Des photons visibles et IR-proches peuvent donc détruire H^- . Comme nous le verrons plus bas, la fragilité de H^- m'a conduit à étendre le champ de rayonnement pris en compte dans la version récente du code Paris-Durham.

Atténuation du rayonnement

La formule (6.18) permet de calculer les taux de photodissociation à partir de la connaissance du champ de rayonnement local N_λ . Dans un modèle 1D éclairé par un champ de rayonnement initial N_λ^0 , le champ local $N_\lambda(x)$ correspond au champ initial atténué par la poussière et par l'ensemble des photoprocessus que nous avons discutés ici. Le transfert de rayonnement longueur d'onde par longueur d'onde échantillonnant le champ de rayonnement nécessite d'adopter une discrétisation du champ extrêmement fine pour pouvoir résoudre l'absorption du rayonnement par les photoprocessus dans les raies.

Une simplification consiste à séparer le traitement de la photodissociation dans le continuum du traitement de la photodissociation dans les raies. En effet, lorsqu'on veut connaître le taux de photodissociation des molécules par des processus continus, l'absorption du rayonnement par des processus discrets dans des intervalles de longueur d'onde très réduits, n'a que peu d'influence. Le calcul des taux de photodissociation dans le continuum n'a donc pas besoin de prendre en compte l'atténuation du rayonnement dans les raies mais simplement l'absorption par l'ensemble des processus continus.

Au contraire, le calcul des taux de photodissociation dans les raies doit prendre en compte la très forte absorption du rayonnement à des fréquences très précises. Si nous négligeons la superposition des raies entre les espèces, le traitement de la photodissociation dans les raies peut se faire espèce par espèce. Comme nous le verrons, cette approximation n'est pas toujours vérifiée. Par exemple, CO est en partie écranté par des raies de H_2 .

6.2.2 Photodissociation dans le continuum

Nous exposons ici les méthodes de calcul des taux de photodissociation dans le continu correspondant au mécanisme suivi par la majorité des espèces.

Paramétrisation du champ incident

Afin de calculer le taux de photodissociation par un champ FUV (éventuellement atténué), encore faut-il imposer la forme et le flux moyen du champ FUV incident. Le champ FUV adopté dans un modèle dépend bien entendu de l'environnement modélisé. Dans la majorité des environnements astrophysiques, le milieu est irradié par le champ de rayonnement interstellaire galactique dont la partie FUV est produite par les étoiles massives O et B. Comme nous le montrerons au chapitre suivant, la forme du champ de

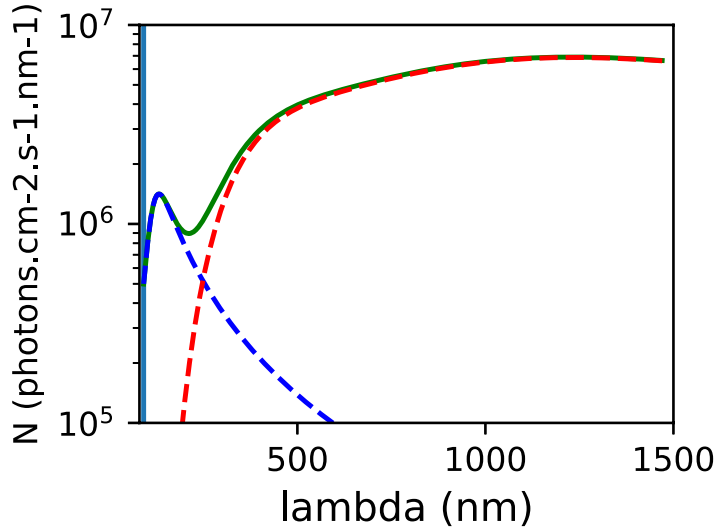


Figure 6.4 – *Champ de rayonnement standard de Mathis et al. (1983) utilisé dans mon travail. En vert le champ paramétré dans mes modèles composé d'une partie FUV (ég. (6.19)) en ligne interrompue bleue et d'une partie visible-IR (ég. (6.20)) en ligne interrompue rouge que j'ai ajoutée.*

rayonnement produit par une étoile jeune peut être raisonnablement bien modélisé par la forme d'un champ interstellaire de référence. Plusieurs travaux se sont attelés à estimer la forme et l'intensité du champ interstellaire galactique. Nous suivons ici le travail de Mathis et al. (1983) qui détermine le champ interstellaire moyen (Habing 1968; Mathis et al. 1983, e.g.). La dernière version du code Paris-Durham inclut la partie FUV du champ de Mathis. Comme nous l'avons vu, l'ion H^- est un intermédiaire réactionnel clé pour former H_2 en phase gazeuse. Son seuil de photoionisation est de $\lambda_{th} = 1470\text{nm}$. J'ai donc été amené à étendre le champ de rayonnement jusqu'au domaine IR proche pour pouvoir calculer de manière cohérente la photoionisation de H^- . En suivant l'ajustement fait par J. Le Bourlot³, le champ de Mathis est donné par :

- une partie FUV $91\text{ nm} < \lambda < 800\text{ nm}$ (ligne interrompue bleue Fig. 6.4)

$$4\pi J_\lambda = 107.192\lambda^{-2.89} \left[\tanh(4.0710^{-3}\lambda - 4.5991) + 1 \right], \quad (6.19)$$

- une partie visible et infrarouge proche composée de trois corps noirs dilués à $T = 6184, 6123, 2539\text{K}$ (ligne interrompue rouge Fig. 6.4)

$$4\pi J_\lambda = 4\pi \left(2.07 \times 10^{-14} B_\lambda(6184\text{K}) + 1.09 \times 10^{-14} B_\lambda(6123\text{K}) + 1.52 \times 10^{-12} B_\lambda(2539\text{K}) \right), \quad (6.20)$$

où λ est en \AA et J_λ , l'intensité spécifique moyenne, en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

Le flux du champ de Mathis intégré dans le domaine FUV (91 – 200 nm) correspond à :

$$\int_{91.2\text{nm}}^{200\text{nm}} J_\lambda d\lambda = 1.8 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}. \quad (6.21)$$

³<https://ism.obspm.fr/files/PDRDocumentation/PDRDoc.pdf>

Afin de décrire la forte irradiation du jet sans poussière, le champ de Mathis et al. (1983) est renormalisé par le facteur G_0 tel que le flux intégré du champ FUV incident soit de

$$G_0 \equiv \frac{\int_{91.2nm}^{200nm} J_\lambda d\lambda}{1.8 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}}. \quad (6.22)$$

Le flux moyen du champ de Mathis ($G_0 = 1$) est de $1.8 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Remarque sur les photons secondaires :

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les rayons cosmiques et X, en interagissant avec le gaz, produisent une cascade d'électrons secondaires qui ionisent le milieu et excitent H_2 et H. La désexcitation radiative de H_2 et H produit un champ UV local capable de photodissocier les espèces chimiques. Ce champ UV qui s'ajoute au champ provenant de l'étoile centrale est cependant négligeable. En effet, le flux UV des photons secondaires est de (Hily-Blant et al. 2018) :

$$F_{FUV} \approx 4 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \frac{\zeta}{10^{-17} \text{ s}^{-1}} \frac{2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2}{\langle n_g \sigma_g \rangle / n_H} x(H_2). \quad (6.23)$$

Ce flux est donc 10^5 fois plus faible que celui de Mathis. Notons tout de même que cette estimation se base sur un milieu poussiéreux où la majorité des photons est absorbée par la poussière. Dans un gaz sans poussière, la section efficace par atome de H $\langle n_g \sigma_g \rangle / n_H$ de la poussière doit être remplacée par la section efficace du gaz. Cette dernière dépend bien entendu de la composition du gaz et est environ 100 à 10^3 fois plus petite que la section efficace de la poussière. On s'attend donc à un flux FUV produit par les électrons secondaires de $G_0 \lesssim 10^{-2} \zeta / (10^{-17} \text{ s}^{-1})$. La photodissociation due aux rayons cosmiques est donc négligeable par rapport au champ UV produit par l'objet central. Nous montrerons dans le chapitre suivant que le flux des rayons X est également trop faible pour qu'il produise une photodissociation appréciable.

Calcul des taux de photodissociation par un champ atténué dans le continu

Les sections efficaces de photodissociation étant dépendantes de la longueur d'onde, le taux de photodissociation ne dépend pas seulement du flux UV intégré G_0 mais également de la forme du spectre. En négligeant les processus de diffusion, nous pouvons écrire l'atténuation du champ incident par un coefficient d'atténuation total du continuum de :

$$\kappa_{cont}(\lambda) = \kappa_D(\lambda) + \kappa_{gaz}(\lambda), \quad (6.24)$$

où $\kappa_D(\lambda)$ est le coefficient d'absorption de la poussière. Lorsque l'atténuation par la poussière est modélisée par une seule population de grain de taille a_g et de coefficient d'absorption $Q_{abs}(\lambda, a_g)$, $\kappa_D(\lambda) = \pi a_g^2 Q_{abs}(\lambda, a_g) n_g$.

$\kappa_i(\lambda)$ est le coefficient d'atténuation du rayonnement par tous les photoprocessus continus du gaz. Il s'écrit

$$\kappa_{gaz}(\lambda) = \sum_{i, \text{continus}} \sigma_i(\lambda) n_H x(A) \quad (6.25)$$

où $\sigma_i(\lambda)$ est la section efficace du photoprocessus continu i et $x(A)$ est l'abondance fractionnelle de l'espèce A photodissociée/ionisée par le processus i . La somme porte sur l'ensemble des photoprocessus continus.

L'atténuation du champ de rayonnement par les processus continus est donc fondamentale pour calculer les taux de photodissociation dans un environnement atténué. Dans un gaz sans poussière, l'atténuation du champ UV par le gaz est le seul processus capable d'atténuer le champ UV. Deux méthodes ont été développées dans le code Paris-Durham pour calculer les taux de photodissociation.

- **Méthode 1 : paramétrisation des taux.**

Paramétrisation en fonction de A_v . Dans une approche simplifiée, un modèle stationnaire de PDR ("région de photodissociation") est utilisé pour modéliser l'absorption du champ UV à travers une couche de gaz et de poussière. Les taux de photodissociation sont alors ajustés par deux paramètres notés α et β tels que le taux de photodissociation est donné par

$$k_{photo}(G_0, A_v) = \alpha G_0 e^{-\beta A_v}. \quad (6.26)$$

Nous avons alors simplement besoin de la donnée de l'extinction visuelle A_v (dépendante de la densité de colonne de poussière), du champ incident G_0 (paramètre du modèle) et les α et β donnés dans la littérature pour pouvoir calculer le taux de photodissociation. Une revue récente de Heays et al. (2017) fournit ce couple de paramètres pour de nombreuses photoréactions. Cette méthode de calcul des taux de photoréaction est utilisée par Lesaffre et al. (2013).

α et β dépendent ; 1) du champ d'incidence imposé. Aussi, Heays et al. (2017) donnent ces couples de paramètre pour un champ UV incident de Mathis, de Draine et pour des corps noirs dilués ; 2) implicitement des propriétés optiques de la poussière du modèle PDR utilisé pour ajuster ces paramètres. Cette dépendance aux propriétés optiques des poussières est rendue particulièrement critique par le fait que ces taux sont ajustés en fonction de l'extinction dans le visible alors que la photodissociation est due au champ UV. Deux modèles de poussière différents peuvent donc donner en un point la même extinction visible A_v - et donc des taux de photodissociations paramétrisés selon l'équation (6.26) identiques - tout en ayant des flux dans l'UV très différents. Ce problème est encore plus important dans un modèle sans poussière où l'extinction visible - où seul l'ion H^- peut absorber le rayonnement visible - est négligeable ($A_v \sim 0$) bien que l'atténuation du flux UV par le gaz puisse être importante.

Paramétrisation en fonction de G_0 local. Pour remédier à ce problème, nous pouvons suivre Godard et al. (soumis) qui proposent d'utiliser le flux UV local

$G_0(z)$ moyen, où z est la distance au bord de la PDR, plutôt que A_v comme variable d'ajustement des taux des photoprocessus. Les propriétés des poussières utilisées par Heays et al. (2017) donnant une extinction FUV égale à $A_{FUV} = 2.8A_V$, nous pouvons exprimer les taux de photodissociation en fonction du flux UV local $G_0(z)/G_0 = e^{-A_{FUV}}$, comme

$$k_{photo} = \alpha G_0 (G_0(z)/G_0)^{\beta/2.8}. \quad (6.27)$$

On pourrait penser que k_{photo} dépende linéairement du flux FUV local quantifié ici par $G_0(z)$. En réalité au cours de son atténuation, le champ FUV est déformé. Ainsi, à $G_0(z)$ égal, les taux de photodissociation dépendent de l'atténuation du rayonnement, quantifié par le rapport $G_0(z)/G_0$. Cette paramétrisation dépend donc des propriétés de la poussière dans le FUV (et uniquement dans le FUV). Remarquons que l'atténuation du champ FUV par poussière étant plus forte à courte longueur d'onde, les espèces photodissociées à courte longueur d'onde auront un $\beta/2.8 > 1$ (la photoionisation du carbone en est un bon exemple).

Dans un gaz sans poussière, l'atténuation dans le FUV est uniquement faite par le gaz et est donc différente de celle par des poussières. Établir de nouveaux coefficients β pour des PDR sans poussière est hasardeux car ces coefficients dépendraient, non plus seulement de la forme du champ d'incidence mais aussi des abondances chimiques en chaque point de la ligne de visée et donc des conditions de densité, température, etc... en fonction de z . Deux raisons légitiment l'utilisation de la formule 6.27 dans un gaz sans poussière.

1) Les espèces abondantes et absorbant le champ FUV comme C, S, atténuent le rayonnement préférentiellement à courte longueur d'onde ($\lambda < 120\text{nm}$). L'atténuation par le gaz, tout comme l'atténuation par les poussières sera plus importante à courte longueur d'onde. On peut donc s'attendre à avoir également des taux de photodissociation avec des $\beta/2.8 > 1$ pour des processus ayant des sections efficaces importantes à courte longueur d'onde et des $\beta/2.8 < 1$ pour des processus ayant des sections efficaces importantes à plus longue longueur d'onde.

2) Les $\beta/2.8$ données par Heays sont proches de 1. L'effet de la variation de l'atténuation différentielle du rayonnement est donc faible. Par exemple pour OH, $\beta/2.8 = 1.1$, pour H₂O, $\beta/2.8 = 0.9$, pour SiO, $\beta/2.8 = 0.96$, pour C, $\beta/2.8 = 1.3$.

Bien entendu, il est également possible de prendre, par souci de simplicité et pour éviter le raffinement précédent, une simple dépendance linéaire en fonction de $G_0(z)$ avec :

$$k_{photo} = \alpha G_0(z). \quad (6.28)$$

L'utilisation des formules 6.27 ou 6.28 a le grand avantage d'être économe en temps de calcul et simple à mettre en place mais nécessite tout de même un calcul du transfert de rayonnement dans le gaz pour déterminer $G_0(z)$.

Dans le travail présenté au chapitre 7, cette méthode est employée pour calculer les taux de photoréaction des espèces mineures. Cependant, dans la mesure où je ne prends pas l'atténuation du rayonnement en compte, les équations 6.27, 6.28 et 6.26

donnent exactement les mêmes résultats. L'utilisation des formules 6.27 et 6.28 est cependant critique pour la prochaine étape de ce projet. Les photoréactions ainsi que leurs paramètres α et β pour un champ de Mathis utilisés dans ce travail sont donnés en appendice B.6 (tirées de Heays et al. 2017).

- **Méthode 2 : intégration des sections efficaces sur le champ UV.**

Cette méthode consiste à appliquer strictement l'équation 6.18 en intégrant la section efficace du photoprocessus considéré sur le champ de rayonnement local. Elle nécessite donc la connaissance précise du champ de rayonnement atténué en fonction de la longueur d'onde. La distinction entre photoprocessus continu et discret permet de faire un transfert de rayonnement précis dans le continuum sans pour autant devoir résoudre les absorptions très fines dans les raies. Aussi, Godard et al. (soumis) calculent le transfert de rayonnement en prenant en compte l'atténuation à la fois par la poussière et par le gaz. Cette méthode nécessite la connaissance de l'ensemble des sections efficaces des photoprocessus continus ainsi que la forme et du flux du champ incident. Les sections efficaces sont fournies par la base de donnée de Leiden ⁴.

L'avantage de cette méthode pour l'étude de la chimie sans poussière est que l'atténuation du champ de rayonnement par le gaz est effectivement prise en compte. Cette méthode est donc précise même lorsque l'atténuation par la poussière est inexistante.

Dans la pratique, seuls les photoprocessus les plus importants, c'est-à-dire ceux qui nécessitent un calcul précis (H^- , SiO) ou qui jouent un rôle dans l'opacité du gaz (C, S, Si) sont calculés selon cette méthode. Les autres photoprocessus sont calculés selon la méthode 1. Précisons que dans le chapitre 7, l'atténuation du rayonnement n'étant pas prise en compte, cette méthode donne les mêmes résultats que la méthode 1.

6.2.3 Photodissociation dans les raies (H_2 , CO)

Lorsqu'une molécule est photodissociée par un processus indirect, l'auto-écranage peut être très efficace. Le rayonnement est alors fortement absorbé dans des raies étroites. L'efficacité de l'auto-écranage est notamment dû au fait que, pour un champ incident continu, le nombre de photons disponibles pour photodissocier ces espèces à des longueurs d'onde bien précises est très faible. L'essentiel de ces photons sont donc rapidement absorbés. Le calcul du transfert de rayonnement longueur d'onde par longueur d'onde doit s'appuyer sur un échantillonnage très dense du champ autour de chaque raie et nécessite donc à des temps de calcul importants. Cependant, il est possible de prendre en compte l'écranage du champ dans les raies de façon approchée. Le code Paris-Durham utilise deux méthodes différentes.

- **Méthode 1 : fonction d'écranage.**

⁴<http://www.strw.leidenuniv.nl/~ewine/photo>

Une première approche consiste à utiliser des fonctions d'auto-écranage pré-calculées qui relient le taux de photodissociation à la colonne densité de la molécule auto-écranée et de poussière. Ces fonctions ont été calculées par (Lee et al. 1996) pour H_2 et CO en s'appuyant sur un modèle de nuage moléculaire irradié. Dans cette méthode, l'auto-écranage de H_2 , de CO et l'écranage croisé de CO par H_2 et par la poussière est pris en compte. Les taux de photodissociation s'écrivent alors comme

$$k_{H_2} = k_{H_2}(0) \theta_{H_2}[N(H_2)] \theta_{H_2,dust}[A_v] \quad (6.29)$$

$$k_{CO} = k_{CO}(0) \theta_{CO}[N(CO)] \theta_{CO,H_2}[N(H_2)] \theta_{CO,dust}[A_v]. \quad (6.30)$$

où les fonctions θ sont tabulées par Lee et al. (1996). Cette procédure se base sur certaines propriétés optiques de la poussière et suppose que les niveaux excités sont dans un état stationnaire.

Cette méthode a l'avantage d'être très économe en calcul et simple à mettre en place. Elle est par exemple utilisée par Lesaffre et al. (2013) pour modéliser les chocs dans un milieu diffus ainsi que par Panoglou et al. (2012) pour étudier la chimie des vents de disque poussiéreux. De plus, cette méthode a l'avantage de prendre en compte l'écranage croisé de CO par les raies de H_2 . Tout comme pour la "méthode 1" de calcul des taux de photodissociation dans le continuum, cette méthode se base sur un modèle PDR précis. Bien que l'éq. 6.30 puisse être appliquée dans un gaz sans poussière en écrivant $\theta_{H_2,dust}[0] = \theta_{CO,dust}[A_v] = \theta[0] = 1$, rien n'assure que les fonctions d'auto-écranage soient applicables à une PDR sans poussière. Afin de palier ce problème, des fonctions d'auto-écranage dans un gaz sans poussière pourraient être calculées.

Comme nous l'avons vu Section 6.2.1, l'excitation de H_2 par un photon UV est suivie soit d'une dissociation, soit d'une désexcitation radiative. Cette fluorescence va alors peupler des niveaux très excités appartenant au niveau électronique fondamental et peut avoir un impact sur le bilan thermique du gaz et sur les diagnostics observationnels. L'utilisation des taux de photodissociation de Lee et al. (1996) ne permet pas de calculer le pompage par l'UV.

Dans la version du code que j'ai utilisée, CO est traité selon ce formalisme. Cependant, H_2 fait l'objet d'un traitement plus détaillé suivant la méthode FGK que nous décrivons ci-après.

- **Méthode 2 : approximation FGK appliquée à H_2 .**

Une seconde approche possible consiste à suivre la photodissociation à travers chaque transition UV en prenant en compte l'opacité de chaque raie électronique en suivant la méthode proposée par Federman, Glassgold et Kwan (FGK) (Federman et al. 1979). Dans la version du code que j'utilise, un tel traitement est fait pour H_2 . La photodissociation de H_2 à partir de photons UV débute par l'excitation de l'état électronique fondamental noté $X^1\Sigma^+$ vers les niveaux électroniquement excités $B^1\Sigma^+$ (bande de Lyman) ou $C^1\Pi^+$ (bande de Werner) via l'absorption d'un photon UV dans une raie. Nous donnons fig. 6.5 les courbes d'énergie potentielle des différents état d'excitation de H_2 . Les états électroniquement excités ont une probabilité de $\sim 30\%$ de se désexciter vers un état non-lié (photodissociation) et $\sim 70\%$ de se désexciter dans des niveaux rovibrationnels de l'état électronique fondamental. Ce

dernier pouvant être très excité, cette transition est suivie d'une cascade radiative (fluorescence). Le calcul de la photodissociation H_2 doit donc prendre en compte les taux de photodissociation via chaque transition électronique. En supposant que les raies n'interagissent pas entre elles, il est possible de traiter l'opacité des raies de manière indépendante. Le coefficient d'absorption d'une raie $i \rightarrow j$ d'un niveau électronique fondamental i vers un niveau électroniquement excité (bande de Lyman ou de Werner) est donné par

$$\kappa_{i \rightarrow j}(\lambda) = \sigma_{i \rightarrow j}(\lambda)n_i \quad (6.31)$$

où n_i est la densité particulière de H_2 dans le niveau rovibrationnel i et $\sigma_{i \rightarrow j}(\lambda)$ est la section efficace d'absorption de la transition $i \rightarrow j$.

En considérant que l'atténuation du champ UV dans le continuum produise une opacité de $\tau_{cont,\lambda}$, le champ de rayonnement au voisinage de la raie est donc

$$N_\lambda(x) = N_{\lambda,0} \exp\left[-\tau_{cont,\lambda}(x) - N_i(x)\sigma_{i \rightarrow j}(\lambda)\right] \quad (6.32)$$

où N_i est la colonne densité de l'état rovibrationnel i entre la source et le point local de flux FUV.

En notant $k_{i \rightarrow j}$ la probabilité que l'absorption soit suivie d'une dissociation, le taux de photodissociation de H_2 via la transition $i \rightarrow j$ peut alors être calculé en intégrant le champ de rayonnement atténué sur la largeur de la raie

$$R_{D,i \rightarrow j} = k_{i \rightarrow j}n_i \underbrace{N_{\lambda_{i \rightarrow j},0} e^{-\tau_{cont,\lambda_{i \rightarrow j}}(x)}}_{\text{atténuation par le continu}} \int \underbrace{\exp\left[-N_i\sigma_{i \rightarrow j}(\lambda)\right]}_{\text{atténuation par autoécranage}} \sigma_{i \rightarrow j}(\lambda) d\lambda \quad (6.33)$$

où $N_{\lambda_{i \rightarrow j},0} e^{-\tau_{cont,\lambda_{i \rightarrow j}}(x)}$ est le flux de photon atténué par la poussière ou tout autre processus d'absorption dans le continu autour de la longueur d'onde $\lambda_{i \rightarrow j}$ de la raie. Le mécanisme d'auto-écranage étant très efficace, les raies ont tendance à saturer fortement lorsque H_2 devient abondant. En décomposant la section efficace d'absorption $\sigma_{i \rightarrow j}(\lambda)$ en une gaussienne et un profil de Voigt, Federman et al. (1979) proposent une approximation analytique appelé FGK permettant de calculer l'intégrale de l'équation (6.33) en fonction de N_i .

Par l'équation (6.33), nous voyons que le taux de dissociation de H_2 dépend du peuplement des niveaux rovibrationnels i . Il est donc nécessaire de calculer les populations de H_2 . Nous précisons dans la section suivante les processus d'excitation de H_2 .

Ce traitement de l'absorption des photons UV dans les raies électroniques de H_2 permet un calcul cohérent du taux de photodissociation de H_2 . L'effet de la superposition des ailes de raies de H_2 entre elles, se produisant à haute opacité, n'est pas pris en compte. Cette méthode donne donc une limite supérieure au taux de photo-dissociation.

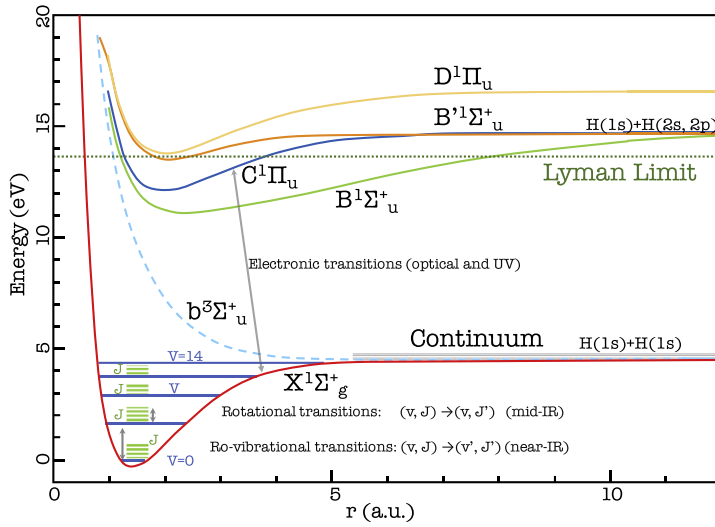


Figure 6.5 – Courbes d'énergie potentielle de H_2 dans différents états d'excitations électroniques en fonction de la distance inter-nucléaire. Les niveaux rovibrationnels de l'état $X^1\Sigma_g^+$ sont indiqués schématiquement par des traits verts. Tiré de Wakelam et al. (2017).

6.3 Excitation rovibrationnelle de H_2

Comme nous l'avons vu précédemment, la méthode FGK nécessite de connaître les populations des niveaux de H_2 pour calculer le taux de photodissociation. L'excitation de H_2 est aussi un diagnostic observationnel très important pour contraindre la physique du jet sans poussière. Enfin, comme nous le verrons au chapitre suivant, l'énergie contenue dans un niveau excité de H_2 peut permettre d'activer des réactions chimiques fortement endothermiques telles que $C^+ + H_2$. C'est dans ce contexte que l'excitation de H_2 est un processus qui doit être pris en compte dans un modèle de jet sans poussière.

Nous donnons en annexe B.4 les niveaux rovibrationnels de H_2 avec les transitions associées. Un niveau est caractérisé par les nombres quantiques J et v . Les populations des niveaux rovibrationnels de H_2 sont calculées hors équilibre en prenant en compte plusieurs processus.

- *Désexcitations radiatives* : les désexcitations radiatives ont lieu selon des règles de sélection bien précises. Les transitions radiatives couplent séparément les niveaux ortho (J impairs) et les niveaux para (J pairs) entre eux. Plus précisément, seules les transitions $\Delta v = 0, \Delta J = -2$ (voir Fig. B.1 en appendice) et $\Delta v \neq 0, \Delta J = 0, \pm 2$ sont autorisées. Nous donnons également les fréquences, énergies et coefficients d'Einstein des transitions entre les états d'énergies les plus faibles. Ces raies appartiennent aux domaines proche et moyen infrarouge.
- *Excitation et désexcitation de H_2 par collisions avec He, H, H^+ et H_2* : comme le montre la Fig. 6.6 (points jaunes), les collisions peuplent les niveaux de H_2 suivant une distribution de Boltzmann de température égale à la température cinétique du gaz.
- *Excitation par formation de H_2 sur les grains* : l'énergie de 4.48 eV libérée par la formation de H_2 sur les grains est répartie entre les phonons des grains et les

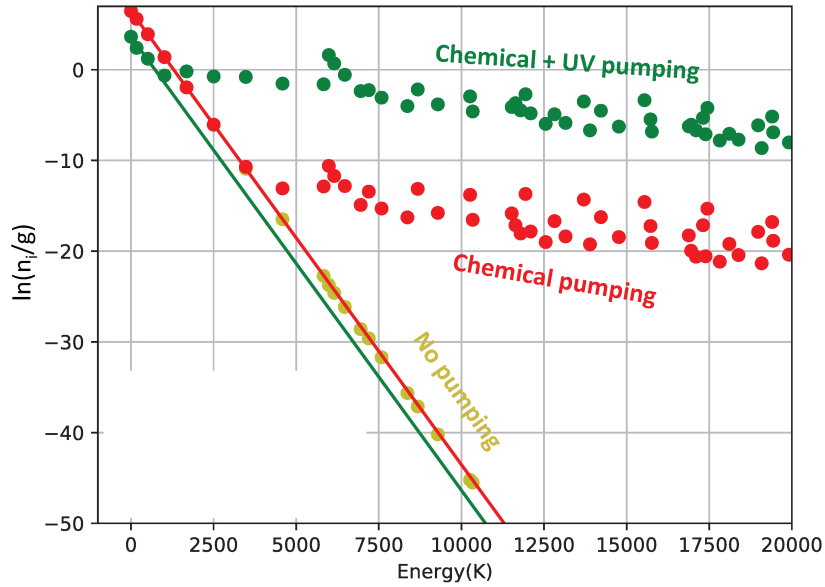


Figure 6.6 – Diagramme d’excitation de H₂ pour des modèles stationnaires isochores avec poussières. La température est fixée à 200K, $A_v = 0$, $n_H = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et $G_0 = 10^4$. Les processus d’excitation de H₂ énumérés dans cette section sont successivement ajoutés. Points jaunes : seules l’excitation collisionnelle et la désexcitation collisionnelle et radiative sont prises en compte ; points rouges : le pompage chimique par formation de H₂ sur la poussière est ajouté ; points verts : le pompage des niveaux par le champ UV est ajouté. Les droites indiquent la pente attendue pour des populations thermalisées.

modes vibrationnels de H₂. Plusieurs travaux se sont attachés à caractériser la répartition précise de l’énergie de formation de H₂ en fonction de la nature des grains et de leurs températures (voir Wakelam et al. 2017, pour une revue récente). Dans notre travail, nous supposons que 1/3 de l’énergie libérée est libérée sous forme d’énergie interne. Les populations des niveaux de H₂ sont réparties selon une distribution boltzmanienne à $T = 17\,250\text{K}$ (4.48eV). Cette règle génère donc un pompage chimique des niveaux excités de H₂ telle que nous le voyons dans le diagramme d’excitation sur la Fig. 6.6 pour $E > 5000$ K.

- *Pompage UV* : comme nous l’avons montré précédemment, le champ UV induit non seulement la photodissociation de H₂ mais aussi un processus de fluorescence (dans 70% des cas) vers les niveaux rovibrationnels de l’état électronique fondamental. Leur taux de peuplement par ce processus peut être calculé à partir du taux de pompage des niveaux électriquement excités de manière approchée par la méthode FGK. Dans le jet sans poussière, la forte irradiation pompe efficacement les niveaux de H₂. L’effet de ce pompage est particulièrement saillant sur le diagramme d’excitation de H₂ (Fig. 6.6) où seuls les niveaux $J \leq 3$ pour $v = 0$ sont thermalisés.

6.4 Résumé

Dans ce chapitre, j'ai présenté les processus chimiques jouant un rôle clé dans les jets irradiés et sans poussière. Le traitement de ces processus a demandé dans certains cas des adaptations de la dernière version du code Paris-Durham développée pour modéliser les chocs irradiés (Godard et al., soumis).

Si les réseaux chimiques décrivant les environnements poussiéreux chauds ($T \sim 100 - 2000\text{K}$) sont bien adaptés pour décrire la formation de la majorité des molécules (e.g. CO, OH, SiO...), la formation de H_2 , elle, nécessite de prendre en compte de nouvelles voies de formation de H_2 en phase gazeuse. Pour cela, j'ai été amené à compléter le réseau chimique existant en ajoutant les voies de formation de H_2 par H^- et par H_2^+ , et à modifier le code Paris-Durham pour prendre en compte les réactions à trois corps qui contribuent à la formation de H_2 à très haute densité.

Le calcul des taux de photoréaction est fait en distinguant les photoprocessus continus des photoprocessus discrets (e.g. H_2). Les taux des photoréactions dans le continu sont calculés soit à partir d'une paramétrisation des taux en fonction du champ UV local F_{local} - pour les molécules les moins importantes - soit en intégrant les sections efficaces sur le champ de rayonnement. Ces méthodes nécessitent un transfert de rayonnement longueur d'onde par longueur d'onde en échantillonnant le champ sur une grille de taille limitée. Cette méthode est particulièrement adaptée à la modélisation du gaz sans poussière car elle permet de calculer de manière cohérente l'absorption des photons UV par le gaz. Dans nos calculs, le champ de rayonnement de Mathis que nous renormalisons par le facteur G_0 est utilisé. Le traitement de la photoionisation de H^- à partir des photons visibles et IR, m'a conduit à ajouter dans le code une partie visible et IR au champ de rayonnement et à ajouter la section efficace de photoionisation de H^- .

La photodissociation dans les raies de H_2 permet une description précise de l'auto-écranage de H_2 dans un gaz sans poussière. Le calcul raie par raie selon la méthode FGK permet de prendre en compte le pompage des raies de H_2 par le champ UV, ouvrant la voie à des diagnostics observationnels d'un grand intérêt pour les futures observations JWST.

CHAPITRE 7

Résultats

La dernière version du code Paris-Durham (Godard et al., soumis), adaptée par mes soins, permet d'étudier la chimie des jets lancés depuis l'intérieur du rayon de sublimation des poussières. Les résultats présentés dans cette section sont préliminaires. Je discute tout d'abord les niveaux d'irradiation FUV, X, les densités des jets et les temps caractéristiques de formations des molécules contraints par les observations. Les voies de formation de H_2 et des autres molécules en l'absence de poussière sont ensuite déterminées grâce à des modèles isochores et isothermes. Une attention particulière est donnée à la détermination précise des voies de formation des molécules couramment observées dans les parties les plus rapides des jets moléculaires (CO, SiO, OH). Ce chapitre s'achève par l'étude de l'influence de la fraction de poussière et en particulier du seuil à partir duquel la poussière contribue à la chimie. Lorsque cela est possible, je donne des expressions analytiques simples basées sur nos modèles pour déterminer les abondances chimiques à l'équilibre.

7.1 L'environnement

7.1.1 Champ de rayonnement

La forme et le flux du champ FUV émis par la protoétoile accrétante est un paramètre clé de notre étude. Cependant la très forte opacité de l'enveloppe ne nous permet pas d'avoir un accès direct à l'émission FUV des protoétoiles de Classe 0. Les études des étoiles jeunes plus évoluées nous donnent cependant un excellent modèle du champ de rayonnement FUV produit par l'accrétion sur l'étoile centrale. Les études en optique et UV ont établi le paradigme de l'accrétion magnétosphérique selon lequel l'objet central accrete la matière du disque le long de colonnes d'accrétion à partir du rayon de troncation de quelques rayons stellaires (Bouvier et al. 2007). Les forts chocs d'accrétion à la surface stellaire produisent alors un excès FUV. Bergin et al. (2003) ont mesuré le spectre FUV de deux étoiles T Tauri grâce au HST et à FUSE.

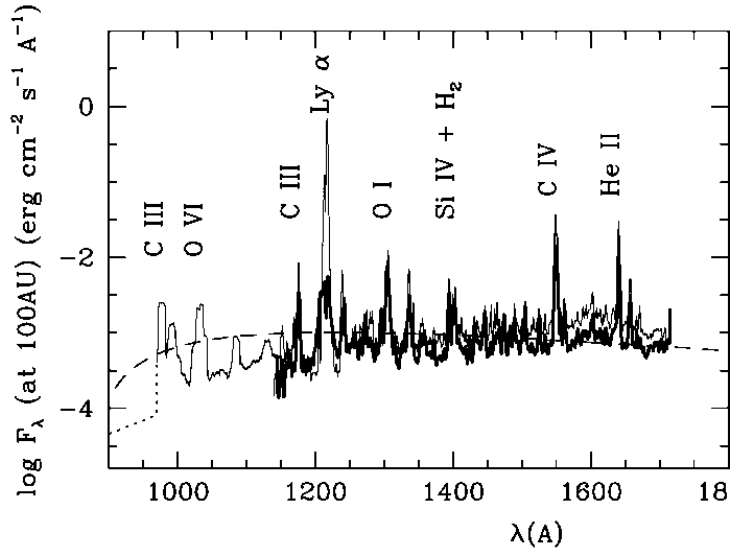


Figure 7.1 – Spectre FUV de BP Tau (traits épais) et de TW Hya (traits fins) obtenu par le spectrographe STIS à bord du HST par (Bergin et al. 2003). Le champ de Draine (1978) renormalisé à un facteur $G_0 = 540$ est tracé en trait interrompu. Le spectre de TW Hya est multiplié par 3.5.

La Fig. 7.1 montre que le spectre moyen FUV des étoiles jeunes TW Hya et BP Tau peut être raisonnablement décrit par un champ de rayonnement interstellaire standard renormalisé, bien que des raies atomiques (notamment la raie Ly α) produisent un excédent de flux FUV compris entre 35% (pour BP Tau) et 85% (pour TW Hya). Par simplicité, nous adopterons ici la forme du champ de rayonnement interstellaire de Mathis en négligeant en particulier l'effet des raies d'émission des raies d'émission FUV.

Le champ de rayonnement interstellaire de référence doit être renormalisé respectivement à $G_0 = 150$ et $G_0 = 540$ pour reproduire les flux FUV de TW Hya et BP Tau à 100 au. Afin d'extrapoler ces valeurs à des étoiles de Classe 0 et en particulier à HH 212, nous renormalisons ces valeurs par rapport à la luminosité d'accrétion sur l'objet central $L_{acc,*} = \frac{GM_{acc}M_*}{2R_*}$ où \dot{M}_{acc} est le taux d'accrétion, M_* la masse stellaire et R_* son rayon. Compte tenu des paramètres stellaires et des taux d'accrétion de BP Tau et de TW Hya (voir Bergin et al. 2003), le champ de rayonnement non atténué est donc de l'ordre de

$$G_0 \simeq 5 \times 10^3 \left(\frac{d}{100 \text{ au}} \right)^{-2} \left(\frac{\dot{M}_{acc}}{10^{-6} M_\odot / \text{yr}} \right) \left(\frac{M_*}{0.2 M_\odot} \right) \left(\frac{R_*}{3 R_\odot} \right)^{-1}. \quad (7.1)$$

Pour le jet de HH 212 ($L_{bol} \simeq 10 L_\odot$), le champ de rayonnement non atténué à 100 au serait de $G_0 \simeq 2.10^4$. L'atténuation du rayonnement FUV à la distance d de la source par le gaz situé entre la source et le jet réduit cette valeur. Nous pouvons nous attendre à ce que G_0 soit légèrement plus faible que la valeur donnée par 7.1. Dans ce travail préliminaire, nous ne prenons pas en compte l'atténuation du rayonnement par le gaz entre l'étoile et la position de formation des molécules et nous adoptons comme champ de référence $G_0 = 10^4$.

L'activité magnétique coronale des étoiles jeunes produit un fort flux X de luminosité typique $L_X = 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ (Wolk et al. 2005). Les modèles de Panoglou et al. (2012) suggèrent un taux d'ionisation par les X à 100 au compris entre $\zeta_{H_2} \sim 10^{-14} - 10^{-12} \text{ s}^{-1}$ selon l'atténuation des parties internes du jet. Ce taux est bien plus élevé que le taux d'ionisation par les rayons cosmiques. La majorité des modèles présentés dans ce chapitre

a été calculée avec un taux de $\zeta_{H_2^+} = 3 \times 10^{-16} \text{s}^{-1}$. J'ai également étudié l'effet de champs X plus importants, avec des valeurs comprises entre $3 \times 10^{-15} \text{s}^{-1}$ et $3 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$.

7.1.2 Densité du jet

La densité moyenne d'un jet laminaire, cylindrique homogène de vitesse axiale V_j , de rayon R_j et de flux de masse \dot{M}_{acc} est donnée par

$$\langle n_H \rangle = 1.7 \times 10^7 \text{cm}^{-3} \left(\frac{R_j}{5 \text{ au}} \right)^{-2} \left(\frac{V_j}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\dot{M}_j}{10^{-7} M_\odot / \text{yr}} \right). \quad (7.2)$$

Lee et al. (2017a) mesurent un diamètre $R_j \sim 10 - 20$ au dans le jet de SiO à une distance de la source de 80 au. En supposant un flux de masse du jet interne de $\dot{M}_a = 10^{-6} - 10^{-7} M_\odot / \text{yr}$ (Cabrit et al. 2012; Podio et al. 2015) et une vitesse déprojetée de 100 km s^{-1} (Lee et al. 2015), la densité du jet de HH 212 à 80 au serait de $n_H \simeq 10^7 - 10^8 \text{cm}^{-3}$.

Cependant, cette estimation constitue une borne inférieure à la densité des jets. En effet, les observations montrent que les jets moléculaires haute vitesse sont résolus sous forme de nœuds qui tracent des chocs internes jusqu'à une échelle de 10 au (Lee et al. 2017a). La présence de molécules favorise un fort refroidissement du gaz postchoc. Dans le cas d'un choc isotherme (i.e. dont le postchoc s'est refroidi jusqu'à la température préchoc), le facteur de compression du gaz est égal au carré du nombre de Mach sonique $M_S = V_S / c_s$, de sorte que

$$n_{H,ps} = \langle n_H \rangle \left(\frac{M_S}{10} \right)^2, \quad (7.3)$$

Pour un choc de $V_S = 20 \text{ km s}^{-1}$ dans un gaz préchoc atomique à $T_K = 400 \text{ K}$ ($M_S = 10$), cette équation donne une densité de $n_H = 100 \langle n_H \rangle = 10^9 - 10^{10} \text{cm}^{-3}$ pour les nœuds de HH 212. La présence d'un champ magnétique réduit le facteur de compression du gaz. Les formules 7.2 et 7.3 doivent donc être prises comme bornes minimale et maximale de la densité du jet interne.

Dans ce travail, j'explore un large intervalle de densité compris entre $n_H = 10^6 - 10^{12} \text{cm}^{-3}$.

Température

Il est difficile d'estimer la température des jets à partir des observations. Les chocs observés produisant de forts gradients de température, toute mesure doit être vue comme une valeur moyenne pondérée par le traceur utilisé pour déterminer la température. Comme l'a montré Cabrit et al. (2012), SiO est optiquement épais. De plus la densité

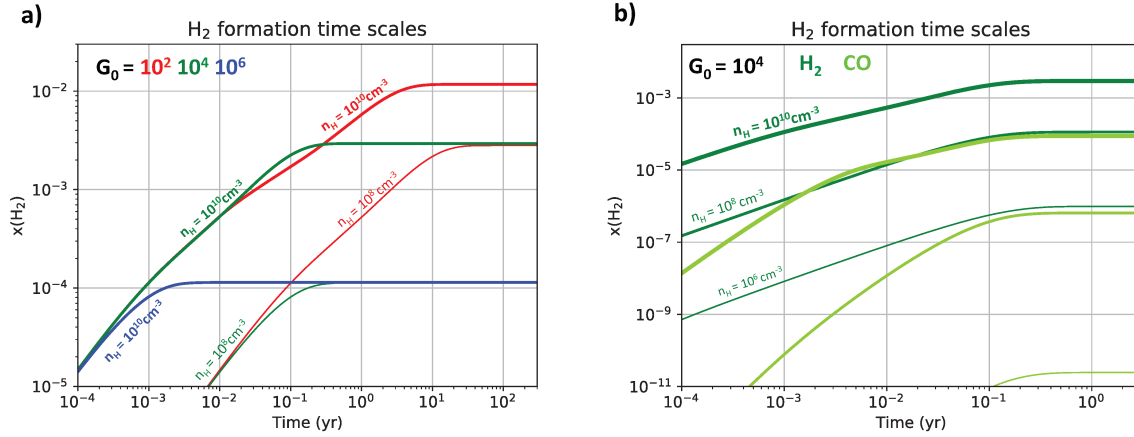


Figure 7.2 – Influence de G_0 et de la densité n_H sur le temps de formation de H_2 et de CO dans un gaz sans poussière. a) le champ de rayonnement est codé en couleur et s'étend de $G_0 = 10^2$ à 10^6 (du rouge au bleu). La densité est indiquée par l'épaisseur des courbes (épaisses $n_H = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, fines $n_H = 10^8 \text{ cm}^{-3}$). b) abondance de H_2 (en vert sapin) et de CO (en vert chartreuse) pour une irradiation constante $G_0 = 10^4$ et pour différentes densités (indiquée par l'épaisseur de trait). La température est fixée à $T_K = 1000 \text{ K}$ dans tous les modèles.

prédite dans le jet est supérieure à la densité critique de la raie de SiO observée par Lee et al. (2017a). Par conséquent, la température de brillance des nœuds SiO nous donne une température minimale du jet qui doit être corrigée par la dilution du lobe spatial. En utilisant la température de brillance des nœuds SiO (Lee et al. 2017a) on en déduit une température minimale du jet $T_K > 200 \text{ K}$.

Afin d'établir précisément les voies de formation des molécules et leurs abondances, les modèles sont calculés à température constante. J'explore des températures comprises entre 200K et 2000K.

Temps caractéristiques

Le temps caractéristique de formation des molécules t_{chem} doit être inférieur au temps dynamique t_{dyn} de l'écoulement

$$t_{chem} < t_{dyn} \sim 4.8 \text{ yr} \frac{d}{100 \text{ au}} \left(\frac{V_j}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1}. \quad (7.4)$$

Les paramètres typiques des nœuds SiO de HH 212 donnent des temps dynamiques très courts, de l'ordre de 1an.

t_{chem} dépend des conditions chimiques initiales. Les observations ne nous donnent pas accès au contenu chimique à la base des jets ($< 0.1 \text{ au}$). Le temps de formation des molécules sera d'autant plus long que leur abondance initiale est importante. Afin d'obtenir des contraintes fortes sur le temps de formation des molécules, je choisis de

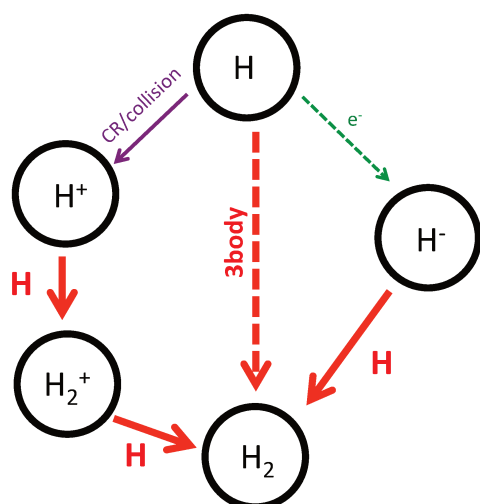


Figure 7.3 – Voies de formation de H_2 en phase gazeuse. Les réactions ion-neutre sont représentées par des lignes rouges continues.

prendre un gaz initialement atomique. La recombinaison radiative des espèces atomiques étant lente devant les vitesses des réactions ion-neutre ou neutre-neutre, l'état initial d'ionisation des espèces atomiques a également une influence importante sur les temps chimiques (e.g. Raga et al. 2005). Je choisis de placer les espèces atomiques dont le seuil d'ionisation est inférieur à l'hydrogène sous forme simplement ionisée (CII, SiII, SII, FeII, MgII).

La Fig.7.2-a montre que le temps de mise à l'équilibre chimique de H_2 à partir d'un gaz atomique prédit par mes modèles isochores dépend très peu de la densité mais fortement de l'irradiation ; pour des niveaux d'irradiation $G_0 \geq 10^2$, ce temps est inférieur au temps dynamique. Je montre dans la section suivante que, dans les conditions typiques de jet sans poussière, le temps de stationnarité de H_2 peut s'écrire comme $t_{stat,H_2} = 0.12 \left(\frac{G_0}{10^4}\right)^{-1} yr$. La Fig. 7.2-b montre que le temps de mise à l'équilibre de CO est proche du temps de mise à l'équilibre de H_2 . L'étude des autres traceurs importants (OH, SiO, H_2O) montre que c'est la chimie de H_2 qui fixe le temps caractéristique de formation des autres molécules.

Dans les conditions typiques d'un jet sans poussière de Classe 0, les temps chimiques t_{chem} sont donc plus courts que les temps dynamiques t_{dyn} . J'étudie donc les abondances à l'équilibre chimique.

7.2 Formation de H_2 sans poussière

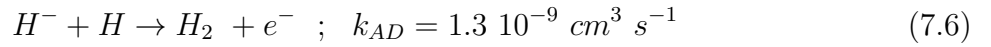
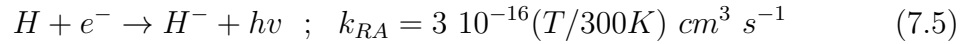
Dans le chapitre précédent, j'ai présenté les trois voies de formation principales de H_2 dans un milieu sans poussière que je rappelle en Fig. 7.3. Dans cette section, je détermine quelle est la voie dominante de formation de H_2 dans les conditions physiques des jets que nous avons déterminées à la section suivante. Je détermine également les abondances de H_2 en fonction de G_0 et n_H .

7.2.1 Les voies de formation de H₂

Déterminons analytiquement les temps caractéristiques des trois voies de formation en fonction de G_0 et n_H .

1. Formation par catalyse électronique :

L'attachement radiatif de H avec un électron produit l'anion H⁻ qui forme efficacement H₂ par détachement associatif



L'attachement radiatif étant lent par rapport au détachement associatif (H⁻ est très réactif), nous pouvons appliquer le principe de Bodenstein (approximation des états quasi stationnaires) à l'anion H⁻. En supposant que le détachement associatif est la seule voie de destruction de H⁻, l'abondance de H⁻ est alors proportionnelle à la fraction électronique $x_e = n(e^-)/n_H$:

$$x(H^-) = \frac{k_{RA}}{k_{AD}} x_e = 2.3 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T}{300K} \right) x_e. \quad (7.7)$$

Le taux de formation de H₂ par catalyse électronique se résume alors à la réaction effective "H + e⁻ → H₂" avec un taux de formation de

$$R_{H_2/anion} = k_{RA} x_e x(H) n_H^2 = 3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{n_H}{10^8 \text{ cm}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{x_e}{10^{-4}} \right) \left(\frac{T}{300K} \right) x(H) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (7.8)$$

Le temps caractéristique de formation $\tau_{H_2/anion}$ (requis pour convertir tout le H en H₂) par catalyse électronique est alors :

$$\tau_{H_2/anion} = 10^4 \text{ yr} \left(\frac{n_H}{10^8 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{x_e}{10^{-4}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{300K} \right)^{-1}. \quad (7.9)$$

Notons que le temps de formation $\tau_{H_2/anion}$ n'est pas le temps de stationnarité de l'abondance de H₂ noté t_{stat,H_2} . Ce temps de stationnarité sera d'autant plus court que l'abondance à l'équilibre de H₂ qui doit être atteinte est faible.

H⁻ est un anion très fragile dont le seuil d'ionisation appartient au domaine infrarouge ($\lambda_{th} = 1.47 \mu m$). La valeur du taux de photodétachement donné par Heays et al. (2017) est de $k_{Mathis} = 1.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ pour un champ de Mathis. En comparant le taux de détachement associatif (équation 7.9) à celui du photodétachement, nous pouvons déterminer un rapport n_H/G_0 critique en-deçà duquel le photodétachement devient la voie dominante de destruction de H⁻ :

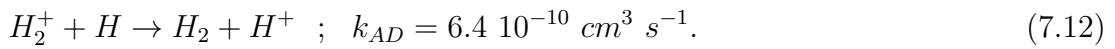
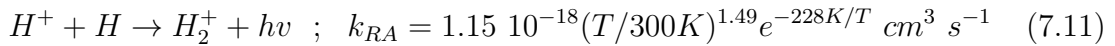
$$\left. \frac{n_H}{G_0} \right|_{crit}^{Mathis} = 10^2 \text{ cm}^{-3}, \quad (7.10)$$

pour un champ de Mathis non atténué.

Dans les conditions physiques des jets, H^- est préférentiellement détruit par la catalyse électronique en formant H_2 plutôt que par les photons.

2. Catalyse protonique :

Dans un milieu où H^+ est abondant, H_2^+ peut se former par association radiative à l'instar de la formation de H^- . H_2 peut alors efficacement être formé par échange de charge. Le schéma réactionnel est alors



À basse température, H^+ est faible devant la fraction électronique et cette voie restera minoritaire dans la majorité de nos modèles stationnaires. À très haute température ($T \geq 10^4$ K), l'ionisation collisionnelle de H peut produire une abondance suffisante de H^+ pour rendre cette voie significative (Raga et al. 2005).

3. Formation à trois corps

La réaction à trois corps nécessite des densités élevées pour être significative. Les taux de réaction à trois corps sont estimés via la réaction inverse de dissociation collisionnelle $H_2 + H \rightarrow 3H$. Les premières mesures de Jacobs et al. (1967) ont été suivies par des estimations par Lepp & Shull (1983) et récemment par Flower & Harris (2007) et Forrey (2013). J'ai adopté les taux proposés par Flower & Harris (2007).

$$k_{3B}(T) = 2.2 \cdot 10^{-30} (T/300K)^{-1.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}. \quad (7.13)$$

En comparant les taux de formation par H^- donnés par l'équation 7.8 et le taux de formation par les trois corps, nous pouvons déterminer la densité critique au-delà de laquelle les trois corps deviennent dominants :

$$R_{3body}/R_{H^-} = \frac{k_{3B}}{k_{RA}} x(H)^2 x_e n_H \quad (7.14)$$

$$= 7.3 \cdot 10^{-3} x(H)^2 \left(\frac{x_e}{10^{-4}}\right)^{-1} \left(\frac{n_H}{10^8}\right) (T/300K)^{-2.5}. \quad (7.15)$$

D'où une densité critique de

$$n_{crit \ 3B} = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} x(H)^{-2} \left(\frac{x_e}{10^{-4}}\right) (T/300K)^{2.5}. \quad (7.16)$$

Remarquons qu'à haute densité, la recombinaison des ions tend à diminuer la fraction d'ionisation et donc à défavoriser la voie par H^- . Ce phénomène favorise encore plus la voie de formation à trois corps.

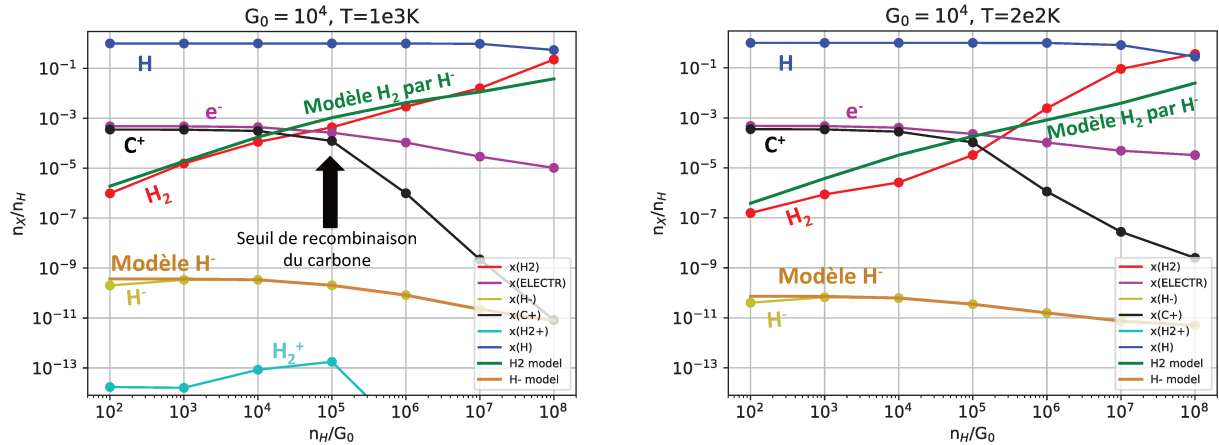


Figure 7.4 – Chimie de H₂ en fonction du rapport n_H/G_0 pour des modèles de même irradiation $G_0 = 10^4$ et de températures de $T_K = 1000\text{K}$ (gauche) et de $T_K = 200\text{K}$ (droite). Les abondances calculées de H₂ ainsi que les espèces intervenant dans sa synthèse et sa destruction sont représentées par des points. Nous superposons également les modèles analytiques de l'abondance de H⁻ (courbe orange, éq. 7.7) de l'abondance de H₂ à l'équilibre (courbe verte, 7.21).

7.2.2 Résultats à l'équilibre

Nous donnons Fig. 7.4 les abondances à l'état stationnaire de H₂ ainsi que des espèces clés participant à sa formation et à sa destruction en fonction du rapport n_H/G_0 pour un flux FUV constant de $G_0 = 10^4$ et pour des températures de $T_K = 1000\text{K}$ et $T_K = 200\text{K}$. Pour ces deux températures, l'abondance à l'équilibre de H₂ augmente avec n_H/G_0 . Le gaz est atomique jusqu'à $n_H/G_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ($n_H = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$).

Nous nous proposons ici de déterminer les voies principales de formation et de destruction de H₂ et d'établir des relations analytiques simples donnant l'abondance de H₂ à l'équilibre. Pour cela, l'étude des intermédiaires réactionnels est instructive.

Abondances des intermédiaires réactionnels H⁻ et H₂⁺

L'abondance de H₂⁺ (en cyan) est totalement négligeable dans tous les modèles ($x(H_2^+) < 10^{-13}$). La voie par catalyse protonique est négligeable à ces températures.

Au contraire, H⁻ (en orange) est nettement plus abondant que H₂⁺. Son abondance est corrélée à la fraction d'ionisation (en violet) qui décroît légèrement avec n_H/G_0 du fait de la recombinaison progressive des différents éléments. Notons en particulier que "le seuil de recombinaison du carbone" à $n_H/G_0 \simeq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ joue un rôle important dans l'ionisation du milieu. Nous représentons en ligne marron la prédiction analytique de l'abondance de H⁻ (eq. 7.7) lorsque H⁻ est détruit majoritairement par détachement associatif avec H. Cette prédiction reproduit parfaitement l'abondance de H⁻ pour des

rappports $n_H/G_0 \geq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ et surestime légèrement son abondance pour $n_H/G_0 = 10^2 \text{ cm}^{-3}$. Cette dernière valeur correspond au régime où le photodétachement devient une voie de destruction importante de H^- (voir eq. 7.10). L'abondance plus élevée de H^- à haute température est liée à la cinétique de l'attachement radiatif. La voie par H^- est la voie principale de formation de H_2 pour des densités en-deçà de la densité critique de formation à trois corps (équation 7.16).

Destruction de H_2

La voie principale de destruction de H_2 est la photodissociation avec un taux de (Heays et al. 2017)

$$k_{\phi, \text{H}_2} = 2.54 \cdot 10^{-11} G_0 \text{ s}^{-1} \quad (7.17)$$

Remarquons qu'ici, nous n'étudions pas l'atténuation du rayonnement par le gaz. Dans le cas de H_2 , l'autoécrantage pourrait réduire très efficacement le taux de photodissociation de H_2 même à G_0 équivalent.

Du fait de l'énergie de liaison élevée de H_2 , sa destruction par des réactions à deux corps à des températures inférieures à $\sim 1000 - 2000 \text{ K}$ est a priori thermodynamiquement défavorable. Cependant, le pompage UV des niveaux ro-vibrationnels de H_2 permet à certaines réactions endothermiques de devenir énergétiquement favorables. H_2 est efficacement détruit par la réaction avec C^+ :



qui possède une endothermicité de $\Delta H = 4280 \text{ K}$. Basés sur une étude expérimentale, Hierl et al. (1997) proposent un taux de réaction de $k(T) = 7.4 \cdot 10^{-10} e^{-4537/T} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ lorsque les niveaux de H_2 sont thermalisés. Cependant, la réaction se produit sans barrière énergétique à un taux de Langevin lorsque H_2 est dans un état $v \geq 1$ (Gerlich et al. 1987). Nous pouvons alors décrire la réactivité de $\text{H}_2(J, v)$ excité avec C^+ par (Hierl et al. 1997; Agúndez et al. 2010) :

$$k(J \leq 7, v = 0) = 1.58 \times 10^{-10} e^{-(4827 - E_J)/T} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (7.19)$$

$$k(v \geq 1) = 1.6 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \quad (7.20)$$

où $E(J)$ est l'énergie du niveau ($v = 0, J$) de H_2 . Le traitement de $\text{C}^+ + \text{H}_2(v, J)$ est inclus dans nos modèles (Lesaffre et al. 2013). Lorsque H_2 est efficacement pompé par le champ UV, la réaction avec C^+ peut devenir une voie de destruction importante de H_2 .

Abondances à l'équilibre de H_2

En connaissant les voies de formation et de destruction de H_2 , il est possible d'établir des expressions analytiques de l'abondance de H_2 à l'équilibre. Cette démarche permet également de localiser les régimes de paramètre dominés par chaque processus de destruction et de formation.

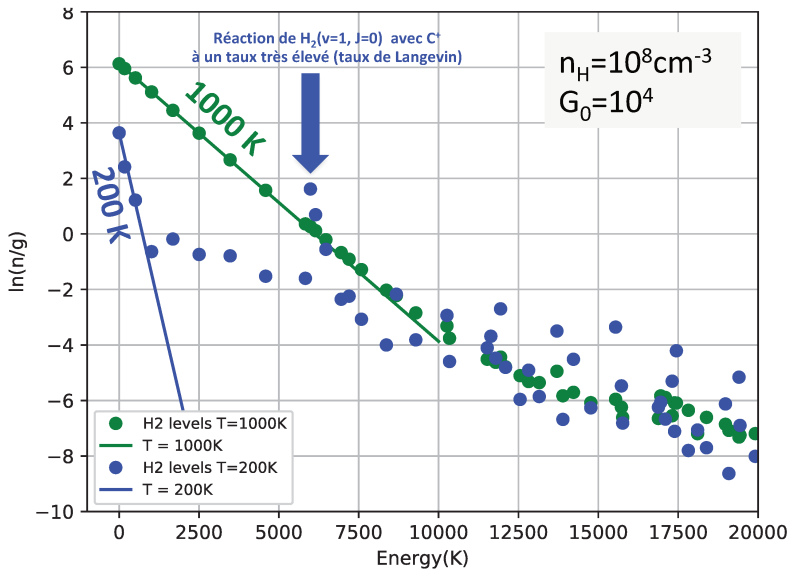


Figure 7.5 – Diagramme d'excitation de H₂ pour un modèle stationnaire. La température est fixée à 1000K et le champ de rayonnement est de $G_0 = 10^4$

Nous avons vu que les voies de formation par H⁻ et de destruction par photodissociation étaient efficaces. De plus, nous avons montré que l'abondance de H⁻ était précisément donnée par l'équation (7.7). En égalisant le taux de formation de H₂ par H⁻ (équation 7.8) et le taux photodissociation de H₂ (équation 7.17), nous aboutissons à la relation :

$$\frac{x(H_2)}{x(H)} = \frac{k_{AD}}{k_{\phi, H_2}} \frac{n_H}{G_0} x(H^-) = 1.2 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{300K} \right) \frac{n_H}{G_0} x_e. \quad (7.21)$$

Cette prédiction est tracée en ligne verte Fig. 7.4. Pour $T_K = 1000K$ notre prédiction reproduit très bien l'augmentation de la fraction de H₂ en fonction de n_H/G_0 .

Les écarts à cette prédiction trahissent la présence des voies de formation et de destruction complémentaires évoquées plus haut. En dessous du "seuil de recombinaison du carbone" ($n_H/G_0 \leq 10^5 \text{ cm}^{-3}$, voir Fig. 7.4), C⁺ détruit H₂ selon l'équation (7.18). À $T_K = 1000 \text{ K}$, ce processus reste minoritaire et l'eq. (7.21) surestime l'abondance de H₂ d'un facteur inférieur à 2. À $T = 200 \text{ K}$, la destruction par C⁺ est plus efficace et l'équation (7.21) surestime fortement l'abondance de H₂.

La décroissance du taux de destruction de H₂ par C⁺ en fonction de la température semble contre-intuitive. La Fig. 7.5 montre l'influence de la température sur le diagramme d'excitation de H₂. À basse température ($T_K = 200 \text{ K}$), les niveaux ro-vibrationnels de H₂, notamment le niveau $v = 1, J = 0$ ($E \sim 7000K$), sont efficacement pompés par le champ FUV et présentent une distribution non thermalisée. Au contraire à $T = 1000K$ ces niveaux sont thermalisés et l'abondance de H₂ dans le niveau $v = 1, J = 0$ est plus faible à 1000K qu'à 200K. Cette caractéristique est due à la dépendance des taux de collision à la température. Le niveau $v = 1, J = 0$ réagissant avec C⁺ à un taux de

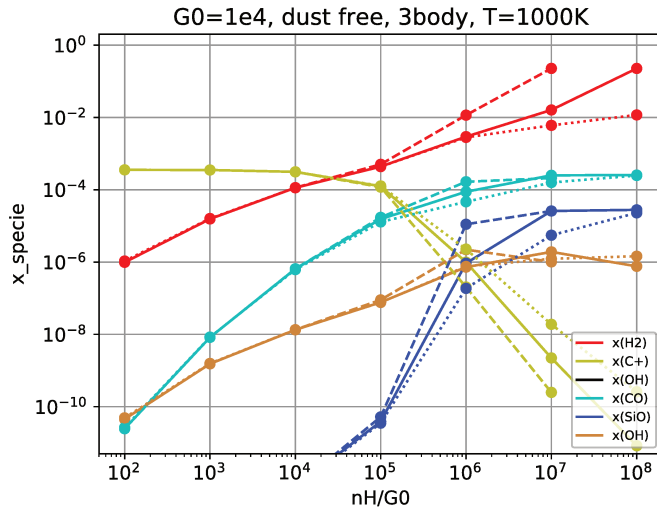


Figure 7.6 – Abondance de H_2 , CO , OH , SiO en fonction du rapport n_H/G_0 pour des modèles d'irradiations et de densités différents pour une température de $T_K = 200K$. En traits discontinus $G_0 = 10^6$, en traits pleins $G_0 = 10^4$, en traits pointillés $G_0 = 10^2$.

Langevin (équation 7.20), la destruction de H_2 par C^+ est alors plus rapide à $T=200K$ qu'à $T=1000K$ ¹.

À plus haute densité, la formation à trois corps devient plus efficace que la voie par H^- . Notre prédiction analytique sous-estime alors l'abondance de H_2 . En accord avec l'équation (7.16), la densité critique pour laquelle la formation à trois corps est dominante correspond bien à $n_H \simeq 10^{10} cm^{-3}$ à $T_K = 200K$ ($n_H/G_0 = 10^6 cm^{-3}$, Fig. 7.4) et à $n_H \simeq 10^{12} cm^{-3}$ à $T_K = 1000K$ ($n_H/G_0 = 10^8 cm^{-3}$, Fig. 7.4).

Le rapport n_H/G_0 est-t-il pertinent ?

Dans cette section, nous avons choisi de tracer les abondances chimiques prédites par des modèles d'irradiation $G_0 = 10^4$ en fonction de n_H/G_0 et non en fonction de n_H . Lorsque le réseau chimique ne fait intervenir que des photoréactions dont les taux sont écrits comme $k_{photo} \propto G_0$ et des réactions à deux corps, les abondances chimiques à l'équilibre pour une densité n_H , une température T et un éclaircissement G_0 donnés ne dépendent que de n_H/G_0 et de T . Lorsque la réaction à trois corps (ou tout autre processus dont le temps caractéristique n'est pas proportionnel à $1/n_H$ ou à $1/G_0$) est pris en compte, cette propriété n'est plus vérifiée.

La Fig. 7.6 montre que les abondances des espèces ne dépendent que du rapport $\frac{n_H}{G_0}$ pour $\frac{n_H}{G_0} \leq 10^5 cm^{-3}$. Lorsque la réaction à trois corps apparaît ($n_H > n_{Hcrit}$), l'abondance de H_2 ne dépend plus uniquement du rapport $\frac{n_H}{G_0}$.

Dans ce chapitre, nous étudierons la dépendance des abondances en la densité pour un $G_0 = 10^4$. Les abondances seront tracées en fonction de n_H/G_0 pour que le lecteur

¹Dans notre modélisation, nous négligeons l'effet de la réaction de H_2 excité avec C^+ sur les populations des niveaux de H_2 . Lorsque la réaction de C^+ avec $H_2(v,J)$ devient importante, l'effet de cette réaction sur la population des niveaux de H_2 doit être prise en compte. La chimie de $H_2(v,J)$ a alors tendance à détruire les niveaux excités. La destruction de H_2 par C^+ est donc ici surestimée.

puisse extrapoler les résultats à d'autres valeurs de G_0 . Cependant, ces extrapolations doivent être faites avec une grande prudence pour $n_H/G_0 > 10^5 \text{cm}^{-3}$.

Retour sur le temps de formation de H_2

Nous pouvons désormais estimer le temps de mise à l'équilibre de l'abondance de H_2 noté t_{stat,H_2} lorsque H_2 est formé par H^- et détruit par photodissociation. En combinant l'équation (7.21) et l'équation 7.9 on obtient :

$$\tau_{stat} = 0.12 \left(\frac{G_0}{10^4} \right)^{-1} \text{ yr.} \quad (7.22)$$

Sous les hypothèses énoncées plus haut, ce temps mise à l'équilibre de H_2 ne dépend ni de la densité, ni de la température, ni de la fraction d'ionisation mais uniquement de G_0 . C'est effectivement ce que nous avons vu dans la section précédente (voir Fig. 7.2). Lorsque la densité est supérieure à la densité critique de formation de H_2 à trois corps, ce temps sera plus court.

Bilan

La formation de H_2 dans les jets sans poussière se produit donc préférentiellement par catalyse électronique à un taux donné par (7.9). La photodissociation est la voie principale de destruction bien que la réaction avec C^+ activée par l'excitation de niveaux rovibrationnels de H_2 puisse contribuer. L'équilibre entre la formation et la destruction de H_2 , décrit par l'équation 7.21 conduit à des abondances de H_2 à l'équilibre très faibles. Le gaz des jets sans poussière serait donc essentiellement atomique (H dominant par rapport à H_2).

7.3 Formation des molécules simples

7.3.1 OH

OH est un radical clé dans la formation de molécules oxydées comme CO, SiO ou SO. C'est également un refroidisseur important du gaz chaud détecté en direction des objets de Classe 0/I (e.g. Karska et al. 2018).

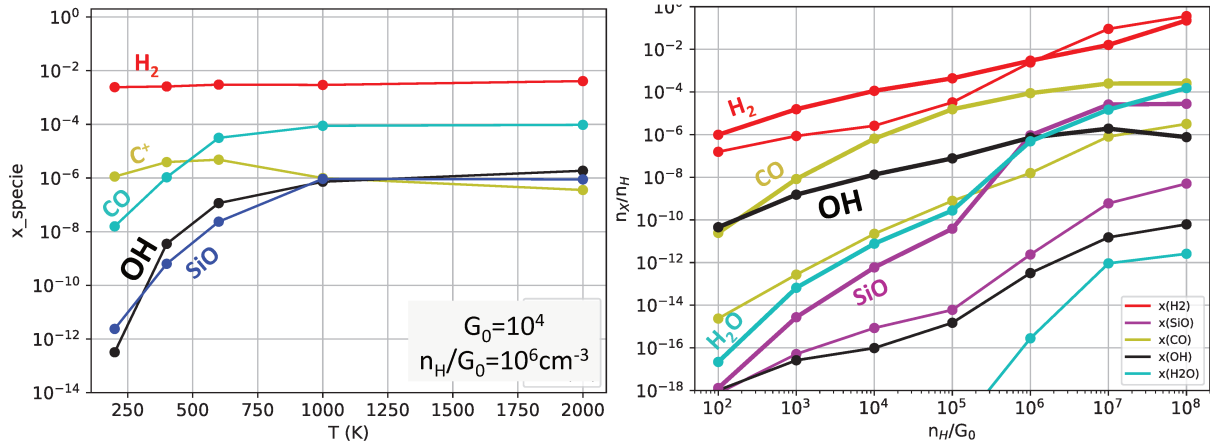


Figure 7.7 – Formation de OH sans poussière en fonction de la température pour une irradiation constante de $G_0 = 10^4$. Droite : abondance à l'équilibre de H_2 , OH et des ses principales molécules filles en fonction de n_H/G_0 pour des températures de $T_K = 200K$ (lignes fines) et de $T_K = 1000K$ (lignes épaisses). Gauche : abondance à l'équilibre des même espèces en fonction de n_H/G_0 pour $T = 200K$ (lignes épaisses) et $T = 1000K$ (lignes fines).

Formation de OH

OH est formé par réaction neutre-neutre avec H_2 selon (NIST database)

$$H_2 + O \rightarrow OH + H ; k = 9.54 \cdot 10^{-13} \left(\frac{T}{300K} \right)^2 e^{-1490K/T} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} ; \Delta H \sim 900K \quad (7.23)$$

Cette réaction est donc endothermique $\Delta H \sim 900K$ et possède une barrière d'activation importante $E_a \sim 4800K$.

Selon Agúndez et al. (2010), la prise en compte des niveaux excités de H_2 dans la réactivité n'augmente pas significativement le taux de réaction global en raison d'une barrière d'activation toujours importante pour les niveaux ($v \geq 1, J$) de H_2 . En suivant ces conclusions, je n'ai pas inclus le traitement niveau par niveau de H_2 pour calculer les taux de réaction. La variation d'abondance de OH en fonction de la température est donc due à l'endothermicité de sa formation par H_2 .

La Fig.7.7-a, montre que l'abondance de OH dépend effectivement fortement de la température. Elle s'accroît de 6 ordres de grandeur entre 200 K et 1000 K. Corrélées à cette variation, les abondances des molécules filles comme SiO et CO atteignent également des abondances significatives autour de $T_K \sim 600K$. Comme je le montre plus bas, OH est un précurseur important de la formation de ces molécules.

La corrélation entre l'augmentation de l'abondance de OH et celle de H_2 à n_H/G_0 croissant (Fig.7.7-b) reflète cette voie de formation dépendant de l'abondance de H_2 . Notons aussi qu'à haut rapport $n_H/G_0 \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ($n_H \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$), l'abondance de OH sature. Cela est dû à une pénurie d'oxygène atomique, présent alors sous forme de CO et H_2O .

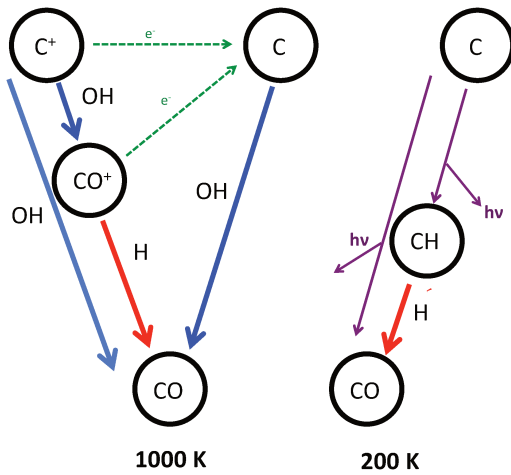
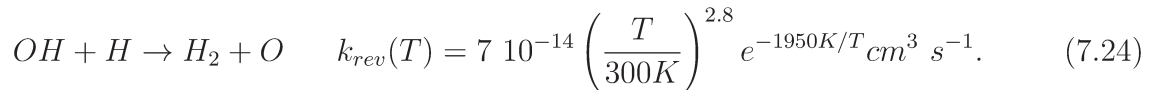


Figure 7.8 – Voies de formation de CO. Gauche : voie de formation efficace par OH. Droite : formation dans un milieu pauvre en OH par association radiative.

Voies de destruction de OH

Sous le "seuil de recombinaison du carbone" ($n_H/G_0 \leq 10^5 \text{ cm}^{-3}$), C^+ détruit efficacement OH pour former CO. Lorsque la température et la densité sont suffisamment élevées, la réaction inverse

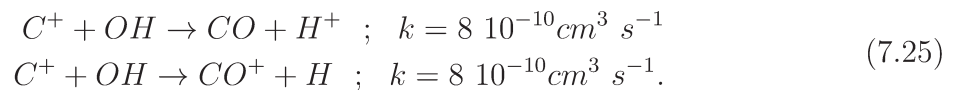


intervient également et un équilibre $H_2 + O \rightleftharpoons OH + H$ s'établit.

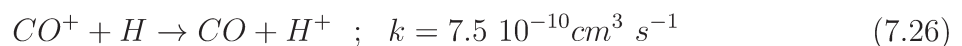
OH étant impliqué dans de nombreuses voies de formation, beaucoup d'autres réactions mineures peuvent détruire OH, rendant toute expression analytique de son abondance hasardeuse.

7.3.2 Formation et destruction de CO

La Fig. 7.8 résume les voies de formation principales de CO identifiées dans ce travail. À haute température, les voies de formation de CO passent par OH. En dessous du "seuil de recombinaison" du carbone, CO est formé par la réaction ion-neutre :



La seconde réaction est suivie par l'échange de charge



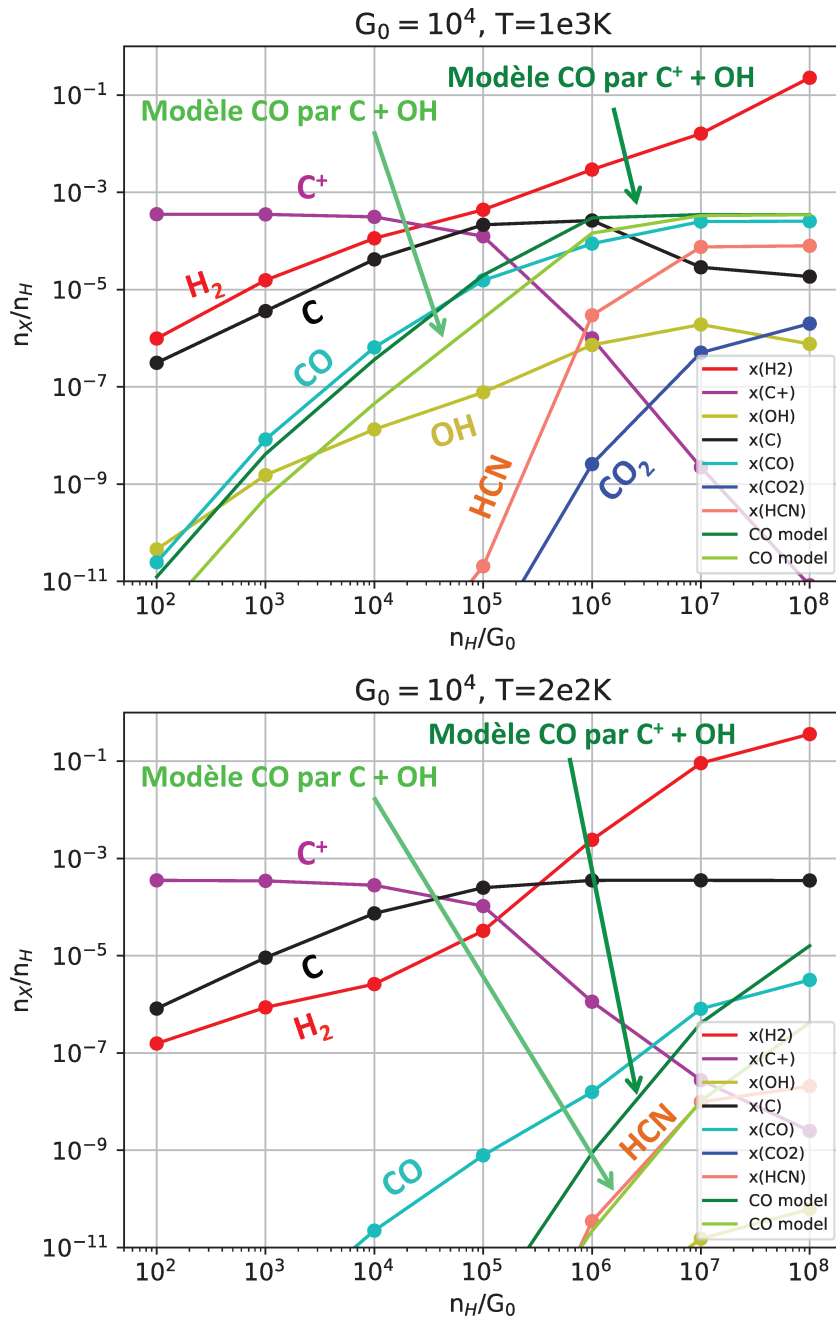


Figure 7.9 – Formation de CO sans poussière en fonction du rapport n_H/G_0 pour des modèles de même irradiation $G_0 = 10^4$ et pour des températures de $T_K = 1000\text{K}$ (haut) et de $T_K = 200\text{K}$ (bas). Les abondances calculées de CO ainsi que les espèces intervenant dans sa synthèse et sa destruction sont représentées par des points. Nous superposons également les modèles analytiques de l'abondance de CO à l'équilibre en trait vert sapin (formation par C^+) et vert chartreuse (formation par C).

La destruction de CO est dominée par la photodissociation avec un taux de

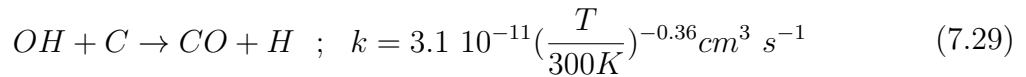
$$k_{\phi CO} = 1.03 \times 10^{-10} G_0 s^{-1} \quad (7.27)$$

Ainsi, lorsque OH est présent, CO se forme efficacement par des réactions ion-neutre et l'on peut écrire son abondance à l'équilibre comme

$$x(CO) \approx \frac{8 \cdot 10^{-10}}{1.03 \cdot 10^{-10}} \frac{n_H}{G_0} x(OH)x(C^+), \quad (7.28)$$

où $x(C^+) \sim 3.5 \cdot 10^{-4}$.

A $\frac{n_H}{G_0} > 10^5 \text{cm}^{-3}$, C^+ se recombine et la réaction neutre-neutre



intervient avec un taux plus faible. L'abondance de CO est alors

$$x(CO) \sim \frac{3.1 \cdot 10^{-11} \left(\frac{T}{300K}\right)^{-0.36}}{1.03 \cdot 10^{-10}} \frac{n_H}{G_0} x(C)x(OH) \quad (7.30)$$

La Fig. 7.9-a montre que l'abondance de CO augmente effectivement avec l'abondance de OH en fonction de n_H/G_0 . Les prédictions analytiques de l'abondance de CO formé à partir de C^+ et à partir de C sont représentées respectivement en ligne vert sapin et vert chartreuse. À 1000K, l'abondance de CO est bien reproduite par les prédictions analytiques. La voie de formation par $C + OH$ devient dominante devant la voie par $C^+ + OH$ à $n_H/G_0 = 10^6 \text{cm}^{-3}$. J'ai vérifié qu'à 400K, les conclusions sont les mêmes. À cette température, CO devient le principal porteur de carbone (avec HCN et C) au-delà de $n_H/G_0 > 10^6 \text{cm}^{-3}$. À $n_H/G_0 > 10^5 \text{cm}^{-3}$ la fraction $x(CO)/x(H_2)$ est supérieure à 10^{-4} .

À $T = 200K$, la transition C^+/C à n_H/G_0 croissant n'est pas suivie d'une conversion du C en CO. Le carbone se trouve toujours sous forme atomique (ionisée ou neutre) et l'abondance de CO reste très basse ($\leq 10^{-6}$). À cette température, les prédictions analytiques sous-estiment l'abondance de CO. Dans ce cas, OH est très peu abondant et la très faible fraction de CO se forme par l'association radiative très lente $C + H \rightarrow CH + h\nu$ suivie de la réaction neutre-neutre $CH + O \rightarrow CO + H$. Nous pouvons aussi ajouter au réseau chimique la réaction $C + O \rightarrow CO + h\nu$. Les réactions d'association radiative étant peu étudiées, l'incertitude est grande.

7.3.3 Formation et destruction de SiO

Nous donnons le réseau chimique principal de formation de SiO à basse et à haute température Fig. 7.10. Tout comme CO, SiO est efficacement produit via OH à haute

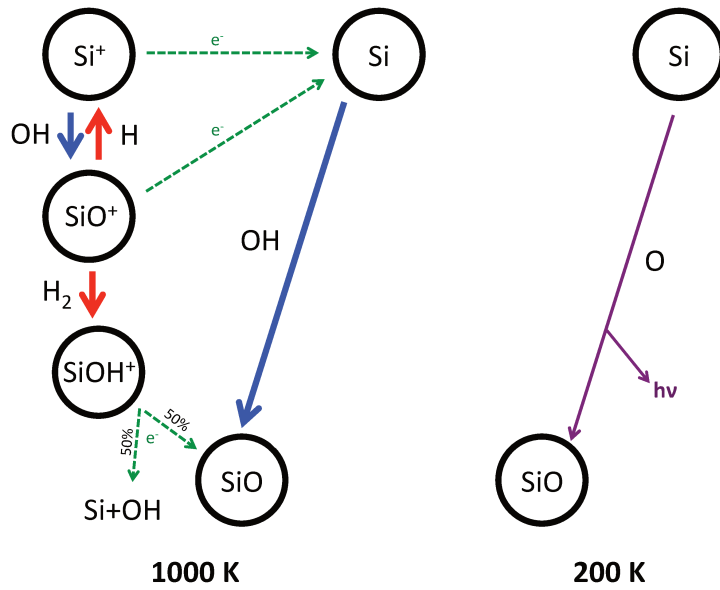


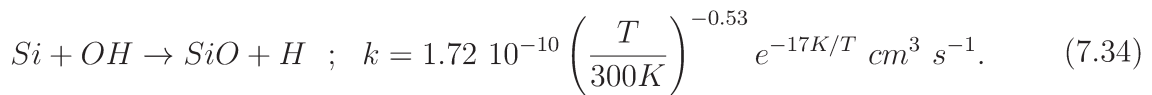
Figure 7.10 – Voies de formation de SiO. Gauche : voie de formation efficace par OH. Droite : voie de formation dans un milieu pauvre en OH par association radiative.

température lorsque ce dernier est abondant. La formation de SiO procède soit à partir de Si⁺, soit à partir de Si. En dessous du "seuil de recombinaison du silicium" (c'est à dire pour $n_H/G_0 \leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$), SiO est formé par la voie



À la différence de la voie de formation de CO par C⁺, les réactions $Si^+ + OH \rightarrow SiO^+ \rightarrow SiO$ ne peuvent se faire en raison de la faible affinité électronique de SiO⁺. La neutralisation de SiO⁺ doit passer par SiOH⁺.

Au dessus du seuil de recombinaison de Si, SiO est directement formé par la réaction neutre-neutre



La Fig. 7.11-a montre l'abondance de SiO en fonction de n_H/G_0 à mesure que OH devient plus abondant. SiO est effectivement formé par OH. Cependant, en dessous du seuil de recombinaison du silicium ($n_H/G_0 \leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$), l'abondance de SiO est très faible. En particulier, la fraction de silicium sous forme de SiO est très inférieure à la fraction de carbone sous forme de CO. Cela est dû au fait que la voie de formation de SiO par Si⁺ (réaction (7.33)) doit passer par plus d'étapes que la voie de formation de CO par C⁺. La croissance de l'abondance de SiO en fonction de n_H/G_0 subit une inflexion en $n_H/G_0 \simeq 10^6$. Au-delà de cette valeur, le silicium est majoritairement sous forme de SiO.

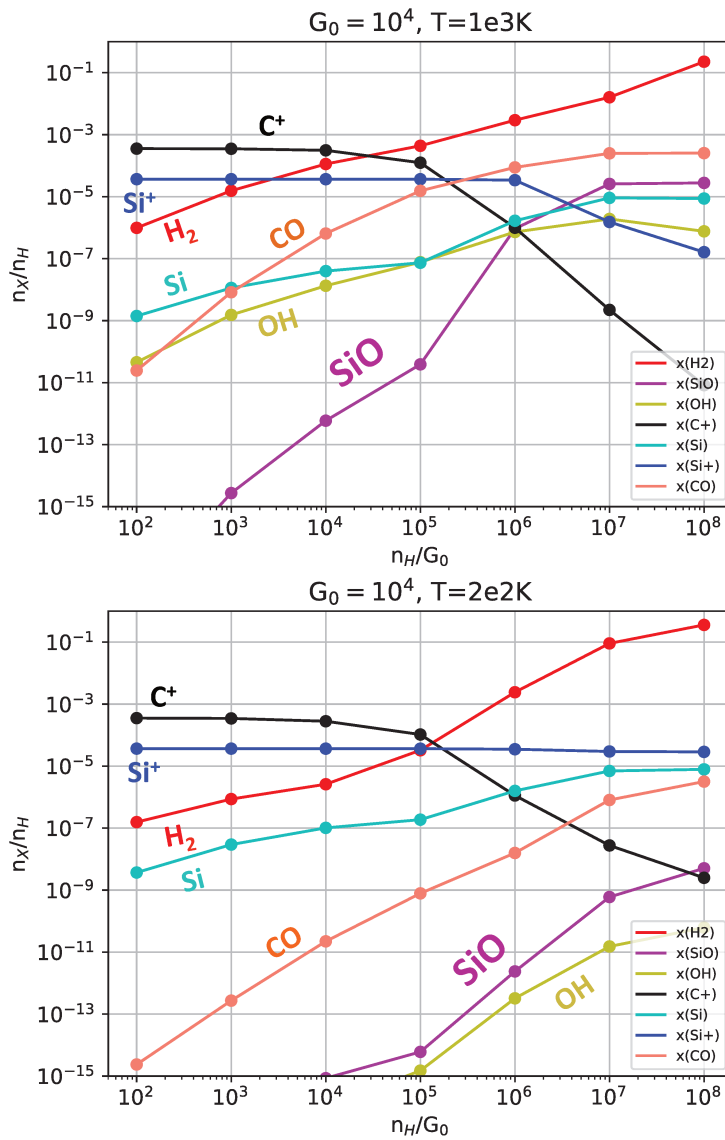


Figure 7.11 – Formation de SiO sans poussière en fonction du rapport n_H/G_0 pour des modèles de même irradiation $G_0 = 10^4$ pour des températures de $T_K = 1000\text{K}$ (haut) et de $T_K = 200\text{K}$ (bas). Les abondances par rapport à n_H calculées de CO ainsi que les espèces intervenant dans sa synthèse et sa destruction sont représentées par des points.

Cette inflexion s'explique en partie par le changement des voies de formation de SiO. En effet, à $n_H/G_0 \leq 10^6 \text{cm}^{-3}$, SiO est formé à partir de Si^+ . Cette voie est peu efficace. À $n_H/G_0 > 10^7 \text{cm}^{-3}$, Si^+ se recombine et la formation de SiO par Si devient beaucoup plus efficace. L'augmentation de SiO ne peut cependant pas s'expliquer uniquement par un changement dans ses voies de formation. On remarque notamment que le point d'inflexion à $n_H/G_0 = 10^6 \text{cm}^{-3}$ se situe légèrement avant le seuil de recombinaison du silicium. Un changement de voie de destruction se produit également en $n_H/G_0 \simeq 10^6 \text{cm}^{-3}$.

Destruction de SiO

En dessous du "seuil de recombinaison" du carbone, la réaction $\text{SiO} + \text{C}^+ \rightarrow \text{CO} + \text{Si}^+$ ($k = 5.4 \cdot 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) est la principale voie de destruction de SiO. Lorsque le carbone se recombine ($\frac{n_H}{G_0} > 10^5 \text{cm}^{-3}$), la voie de destruction de SiO devient progressivement la photodissociation.

L'augmentation très raide de l'abondance de SiO en fonction de n_H/G_0 à partir de 10^5cm^{-3} s'explique donc par un changement à la fois des voies de destruction (qui deviennent moins efficaces) et des voies de formation (qui deviennent plus efficaces). Ces changements sont dûs à la recombinaison du carbone et du silicium.

À $T=200 \text{K}$, seules les associations radiatives peuvent former SiO avec un taux très réduit. Tout comme CO, SiO est formé en très faible abondance et Si/Si⁺ sont les porteurs ultra-majoritaires du silicium entre $n_H/G_0 = 10^2 - 10^8 \text{cm}^{-3}$ même lorsque H₂ est abondant. La Fig. 7.7-a montre qu'une température de $T \geq 800 \text{K}$ est nécessaire pour former efficacement SiO.

7.4 Effet des X

En nous basant sur l'observation X des Classes II, nous nous attendons à ce que l'activité chromosphérique des objets de Classe 0 produise de fort flux X. Dans les modèles précédents, un taux d'ionisation de $\zeta = 3 \cdot 10^{-16} \text{s}^{-1}$ était adopté. Cependant, les taux d'ionisation peuvent être bien plus importants (Panoglou et al. 2012). J'étudie ici l'effet de fortes irradiations X en faisant varier ζ entre $3 \cdot 10^{-16}$ et $3 \cdot 10^{-6} \text{s}^{-1}$ pour deux densités (10^8cm^{-3} et 10^{10}cm^{-3}).

La Fig. 7.12 montre que l'abondance de H₂ ne varie que très peu sur l'espace des paramètres. Bien que l'irradiation X tende à détruire H₂ par ionisation dissociative, la formation d'une large quantité de H⁺ augmente la fraction d'ionisation et favorise la voie de formation par H⁻. Cependant, les autres espèces moléculaires telles que SiO et CO décroissent significativement en fonction de ζ à partir d'un taux typique de 10^{-11}s^{-1} . Ce taux est nettement supérieur au taux prédit par Panoglou et al. (2012) à une distance de 100 au pour une protoétoile de Classe 0. La destruction des espèces moléculaires n'est

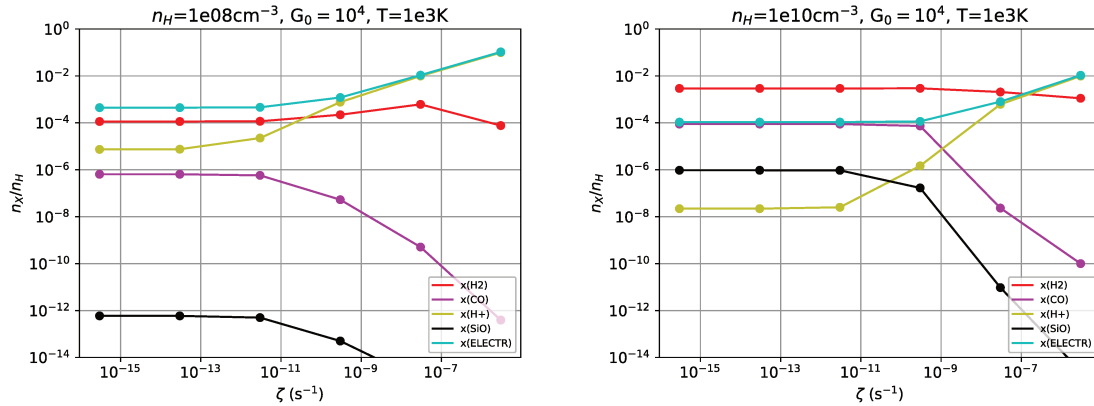


Figure 7.12 – Abondances des espèces d'intérêt en fonction de ζ . La température des modèles est fixée à $T_K = 1000K$ et la densité est de $10^8 cm^{-3}$ (gauche) et de $10^{10} cm^{-3}$ (droite).

pas due à la photo-dissociation par les photons secondaires mais par échange de charge avec H^+ ou He suivi d'une recombinaison dissociative.

Les photons X ont donc peu d'effet sur l'abondance de H_2 mais réduisent fortement les abondances des autres molécules (SiO , CO ...) par échange de charge avec H^+ pour un taux $\zeta \geq 10^{-11} s^{-1}$.

7.5 Influence de la quantité de poussière

Le rayon de sublimation est un concept très simplifié. Dans un environnement irradié, la température des grains résulte d'un équilibre entre le chauffage par absorption du rayonnement et de refroidissement par rayonnement thermique. Ces processus dépendent de la taille des grains. Les petits grains ont des températures moyennes plus réduites que les gros grains. D'autre part, la température de sublimation des poussières dépend de leur composition. La température de sublimation des grains carbonés est de $\sim 800 - 1100K$ alors qu'elle est de $\sim 1600K$ pour des oxydes d'aluminium. Ainsi, on peut s'attendre à ce que le rayon de sublimation soit en réalité une zone où la poussière est progressivement détruite à mesure que l'on se rapproche de la protoétoile. Une partie du jet lancé de $0.1 - 0.3$ au pourrait donc encore contenir des petits grains réfractaires.

7.5.1 Le modèle de grain

Le paramètre qui contrôle la fraction des grains par rapport au gaz est le rapport masse grain sur gaz :

$$Q = \frac{\rho_{dust}}{1.4n_H\bar{\mu}}, \quad (7.35)$$

Element	Fractional abundance	Gas phase	PAH	Grain mantles	Grain cores
H	1.00	1.00			
He	1.00 (-1)	1.00 (-1)			
C	3.55 (-4)	8.27 (-5)	5.40 (-5)	5.53 (-5)	1.63 (-4)
N	7.94 (-5)	6.39 (-5)		1.55 (-5)	
O	4.42 (-4)	1.24 (-4)		1.78 (-4)	1.40 (-4)
Mg	3.70 (-5)				3.70 (-5)
Si	3.37 (-5)				3.37 (-5)
S	1.86 (-5)	1.47 (-5)		3.93 (-6)	
Fe	3.23 (-5)	1.50 (-8)			3.23 (-5)

Figure 7.13 – *Abondances fractionnelles élémentaires du gaz, des grains et des manteaux utilisées par Flower & Pineau des Forêts (2003) pour décrire un milieu dense moléculaire.*

où $\bar{\mu}$ est la masse moléculaire moyenne et ρ_{dust} la densité massique des poussières. Pineau des Forêts & Flower (2003) utilisent des abondances fractionnelles dans la phase gazeuse, solide et glacée que nous reproduisons en Fig. 7.13. Dans mon modèle, je définis un modèle poussiéreux de référence en plaçant les abondances élémentaires des manteaux et des PAH de Flower & Pineau des Forêts (2003) en phase gazeuse. Notre modèle poussiéreux correspond alors à un rapport poussière-gaz de

$$Q_{ref} = 0.7\%. \tag{7.36}$$

Je fais varier Q entre Q_{ref} et $10^{-3} Q_{ref}$ en réduisant l'abondance élémentaire de tous les éléments des grains d'un même facteur. Les abondances fractionnelles dans la phase gazeuse et la phase solide (grains) ainsi obtenues pour différents rapports Q utilisés dans les modèles sont données dans l'appendice B.5 (Table B.1).

Notons que cette règle conduit à une variation du rapport C/O en phase gazeuse entre 0.46 pour un milieu poussiéreux standard à 0.8 pour un milieu sans poussière. Une distribution MRN est adoptée avec des tailles de grains comprises entre $a_- = 10\text{nm}$ et $a_+ = 0.3\mu\text{m}$. L'abondance fractionnelle des grains est alors

$$x(G) = 7.5 \times 10^{-11} \frac{Q}{Q_{ref}}. \tag{7.37}$$

7.5.2 Formation de H₂

Lorsque la poussière est ajoutée, deux nouveaux types de réaction entrent en jeu.

- Formation de H₂ sur les grains. Nous décrivons la formation de H₂ par catalyse sur les grains selon un taux de réaction de

$$R_f = 3.6 \cdot 10^{-17} x(H) \frac{Q}{Q_{ref}} \frac{S(T)}{S(1000K)} \sqrt{\frac{T}{1000 K}} n_H^2 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \tag{7.38}$$

où $S(T)$ est le coefficient de collage de H sur les grains. Dans mon modèle, j'adopte le coefficient de collage de Hollenbach & McKee (1979). Remarquons que la formule 7.38 dépend la distribution en taille des grains.

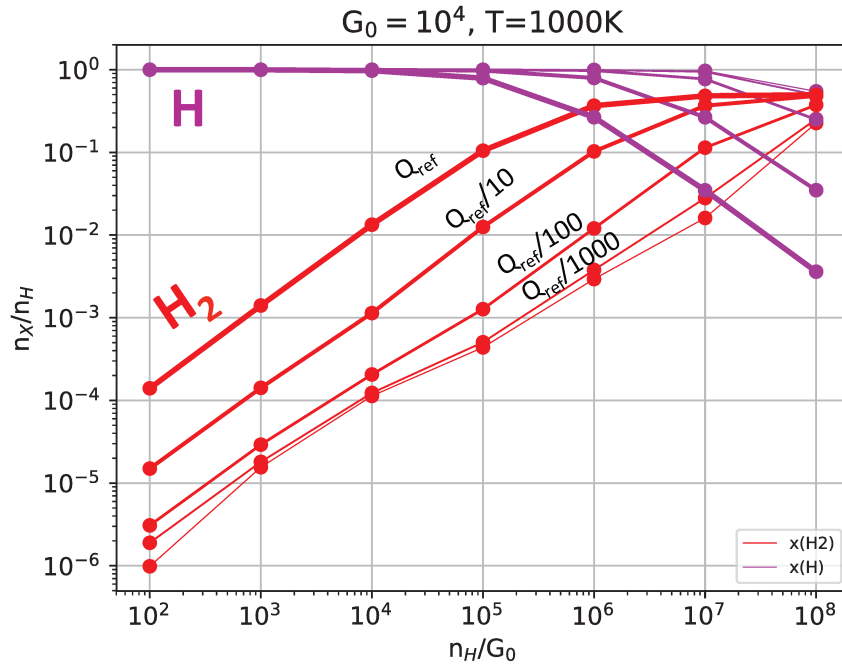


Figure 7.14 – Abondance de H_2 et de H à l'équilibre pour une température de $T = 1000K$, une irradiation de $G_0 = 10^4$ et pour des densités variant de $n_H = 10^6 cm^{-3}$ à $10^{12} cm^{-3}$. Les rapports massiques grain-gaz codés en épaisseur de trait (mince à épais pour des Q croissants) sont de $Q/Q_{ref} = 1, 0.1, 10^{-2}, 10^{-3}, 0$.

- Échange de charge avec les grains qui, compte tenu de l'importante fraction d'ionisation et de la faible abondance des grains a une influence négligeable sur la chimie.

Nous présentons fig. 7.14 l'abondance de H_2 et de H en fonction du rapport n_H/G_0 pour des modèles d'irradiation constante $G_0 = 10^4$ et pour différents rapports gaz sur poussière Q . Nous constatons que l'abondance prédite de H_2 croît avec Q . Plus le gaz est enrichi en poussière, plus il devient moléculaire pour des valeurs de n_H/G_0 faible. Le gaz est moléculaire dès $n_H/G_0 = 10^6 cm^{-3}$ pour un rapport Q_{ref} alors qu'à cette même valeur n_H/G_0 , son abondance n'est que de $2 \cdot 10^{-3}$ dans un gaz sans poussière. Nous remarquons également que pour $Q < Q_{ref}/100$ les abondances de H_2 sont très proches des modèles sans poussière ($Q = 0$).

La dépendance en Q de l'abondance de H_2 s'explique par la compétition entre la formation de H_2 sur les grains et la formation en phase gazeuse de H_2 notamment par H^- que l'on a détaillées plus haut. D'après les cinétiques de ces deux réactions décrites par les Eqs. (7.6) et (7.38), nous pouvons écrire le rapport entre ces deux voies de formation :

$$\frac{R_{H_2/dust}(T)}{R_{H_2/H^-}} = 3.6 \cdot 10^2 (Q/Q_{ref}) (x_e/10^{-4})^{-1} \left(\frac{T}{1000 K} \right)^{-1/2} \frac{S(T)}{S(1000 K)}. \quad (7.39)$$

À 1000 K, la formation de H_2 sur les grains devient dominante devant la formation de H_2 par H^- à $Q \gtrsim Q_{ref}/100$. Remarquons tout de même qu'à très haute température ($T > 1000K$), la chute du coefficient de collage $S(T)$ réduit fortement l'efficacité de la formation en phase solide de H_2 et les réactions en phase gazeuse deviennent dominantes à plus haut rapport gaz sur poussière Q . Cependant, le coefficient de collage à ces températures est très incertain du fait de la physisorption de H sur les gains (voir Flower & Pineau des Forêts 2013, pour une discussion plus détaillée).

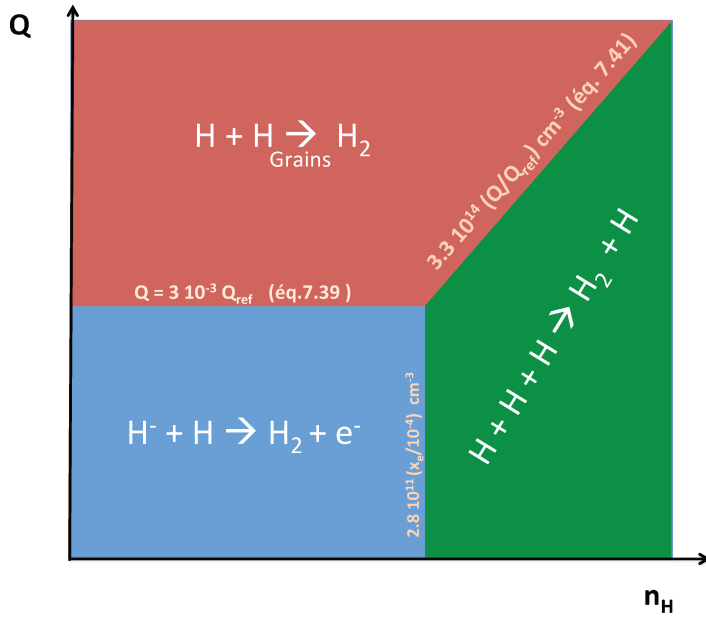


Figure 7.15 – Vue schématique des voies dominantes de formation de H_2 en fonction de la densité n_H et du rapport massique grain-gaz Q . Les chiffres aux frontières sont donnés pour $T = 1000\text{ K}$

À haute densité, la formation à trois corps domine la formation par H^- . En comparant la voie sur les grains et à trois corps

$$R_{H_2/dust}/R_{3B}(T) = 3.3 \cdot 10^{14} (Q/Q_{ref}) \left(\frac{T}{1000\text{ K}} \right)^2 \frac{S(T)}{S(1000\text{ K})} n_H^{-1} x(H)^{-2}, \quad (7.40)$$

nous pouvons définir une densité critique au-delà de laquelle les trois corps dominent sur la formation sur les grains

$$n_{crit,dust/3B} = 3.3 \cdot 10^{14} (Q/Q_{ref}) \left(\frac{T}{1000\text{ K}} \right)^2 \frac{S(T)}{S(1000\text{ K})} x(H)^{-2}. \quad (7.41)$$

Les voies dominantes de formation de H_2 en fonction de n_H/G_0 et de Q sont schématisées sur la Fig. 7.15

7.5.3 Autres molécules

Du fait de l'éclairement et des températures estimées dans les jets, la formation sur les grains des molécules autres que H_2 est négligeable. Nous n'ajoutons donc aucune réaction sur les grains autre que la formation de H_2 . La variation des abondances des molécules avec Q est donc uniquement une conséquence de la variation de la fraction de H_2 .

OH

La Fig. 7.16-a montre que pour $n_H/G_0 < 10^5\text{ cm}^{-3}$, l'abondance à l'équilibre de OH augmente avec Q . Dans ce régime, OH est approximativement proportionnel à H_2 . Cela est lié au fait que OH se forme directement à partir de H_2 .

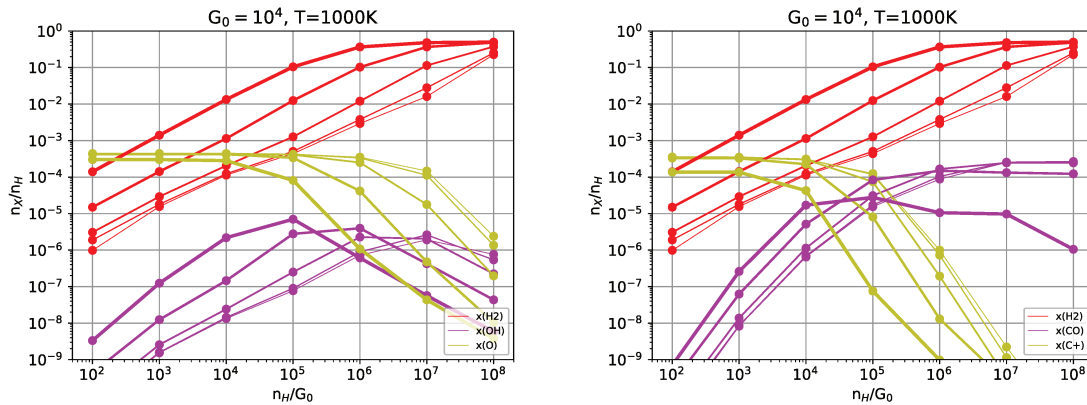


Figure 7.16 – Abondances à l'équilibre de OH et O (gauche) et CO et C⁺ (droite) dans un milieu partiellement poussiéreux pour une température de $T = 1000\text{K}$, une irradiation de $G_0 = 10^4$ en fonction de n_H/G_0 . Les rapports massiques grain-gaz, codés en épaisseur de ligne (mince à épais pour des Q croissants) sont de $Q/Q_{ref} = 1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 0$. Les abondances de H_2 sont également données dans les deux graphes.

À $n_H/G_0 \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$, la tendance s'inverse et l'abondance de OH diminue en fonction de Q . Cela est dû à la conversion du gaz atomique en gaz moléculaire. OH est efficacement consommé pour former CO, SiO ou encore H_2O alors que l'oxygène atomique décroît avec Q .

CO

La Fig. 7.16-b montre que pour $n_H/G_0 < 10^5 \text{ cm}^{-3}$, l'abondance à l'équilibre de CO augmente en fonction de Q . Cela est lié au fait que CO se forme à partir de OH qui lui-même se forme à partir de H_2 (voir formation de OH plus haut).

À plus haut $n_H/G_0 (> 10^6 \text{ cm}^{-3})$, l'abondance de CO sature à l'abondance élémentaire du carbone, indiquant que CO devient le porteur principal du carbone. Pour $Q = Q_{ref}$, on remarque que CO décroît à partir de $n_H/G_0 \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Cela est dû à la formation de nombreuses autres molécules porteuses de carbone, notamment HCN et CH_4 . Les modèles se rapprochent alors de l'ETL chimique. À ces densités, les abondances sont cependant très incertaines car les réactions inverses ne sont pas toujours connues.

SiO

Le Fig. 7.17 montre que pour $n_H/G_0 < 10^5 \text{ cm}^{-3}$, l'abondance à l'équilibre de SiO n'est significative que pour $Q \geq Q_{ref}/10$. Pour un rapport Q donné, la courbe d'abondance en fonction de n_H/G_0 sature à des n_H/G_0 décroissant pour Q croissant. La transition entre Si atomique et Si moléculaire intervient donc pour des valeurs n_H/G_0 d'autant plus petites que le rapport Q est élevé. On remarque aussi que pour $Q = Q_{ref}$, la valeur

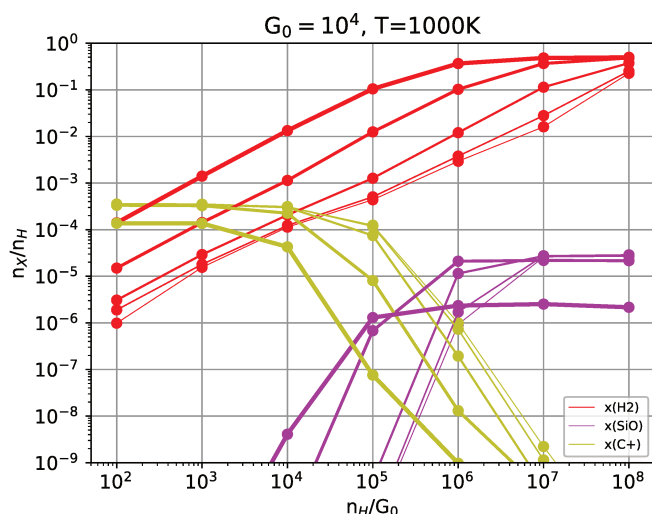


Figure 7.17 – Abondances à l'équilibre de SiO, Si et H₂ dans des milieux de différents rapports Q pour une température de $T = 1000\text{K}$ et une irradiation de $G_0 = 10^4$ en fonction de n_H/G_0 . Les rapports massiques grain-gaz Q , codés en épaisseur de ligne (mince à épais pour des Q croissants), sont de $Q/Q_{ref} = 1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 0$.

maximale de l'abondance de SiO est nettement plus faible que pour les autres valeurs. Cela est dû au fait que Si est piégé dans les grains. Q a donc deux effets antagonistes : 1) un faible Q permet d'avoir plus de silicium en phase gazeuse mais aboutit aussi à une transition silicium atomique/silicium moléculaire à des n_H/G_0 plus élevés.

7.6 Discussion

Dans ce travail préliminaire sur la chimie encore mal connue des jets sans poussière, plusieurs résultats nouveaux ont été obtenus.

- La formation de H₂ est faite essentiellement par catalyse électronique bien que la réaction à trois corps puisse devenir significative dans la région de très forte densité ($n_H \gtrsim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). L'anion H⁻ serait alors un intermédiaire réactionnel clé dans cette chimie.
- Le milieu est essentiellement atomique ($x(H) \gg x(H_2)$). Cependant, des molécules "traces" comme CO, OH ou SiO peuvent atteindre des abondances très importantes. Dans un gaz chaud ($500 \leq T \leq 2000\text{K}$) le carbone, l'oxygène et le silicium sont notamment présents sous forme moléculaire à $n_H/G_0 \geq 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Ce rapport correspond aux paramètres typiques d'un jet de Classe 0 choqué. Il s'agit d'une prédiction importante qui pourra être testée grâce à une synergie entre ALMA, qui donne accès à ces molécules "traces", et le JWST qui mesurera le contenu en H₂ des jets proches de leur point de lancement.
- La formation de "molécules traces" est très sensible à la température et au rapport n_H/G_0 . SiO en est un exemple particulièrement frappant. Son abondance dans un gaz chaud $T > 800 \text{ K}$ augmente de 6 ordres de grandeur lorsque le rapport n_H/G_0 passe de 10^5 à 10^7 cm^{-3} . Cette grande sensibilité aux conditions d'irradiation et de densité ouvre plusieurs perspectives.

- Les nœuds SiO à haute vitesse observés dans de nombreux jets de Classe 0 pourraient être le fruit de chocs qui, en comprimant le gaz (i.e. en augmentant n_H/G_0), convertiraient l'essentiel du silicium atomique en SiO. Le rapport n_H/G_0 critique à 100 au correspond effectivement aux conditions postchocs d'un choc radiatif à $\sim 20\text{km s}^{-1}$ dans un jet de Classe 0.
- La présence de jets moléculaires monopolaires (Codella et al. 2016) pourrait être due à une variation réduite des conditions de densité dans chaque lobe des jets et non à un jet intrinsèquement monopolaire.
- Si l'abondance de SiO est effectivement très sensible aux conditions de densité et d'irradiation, les jets de Classe 0 présenteraient une distribution bi-modale, séparant les jets où SiO est très abondant et les jets sans SiO. Le "large program" CALYPSO, imageant à haute résolution angulaire des jets de Classe 0, apportera une information statistique de première importance à ce sujet (Podio et al. in prep).

Dans ce travail préliminaire, le modèle physique a été grandement simplifié pour pouvoir quantifier les voies de formation des molécules. Plusieurs développements peuvent être faits à partir de l'outil unique qu'est le code Paris-Durham.

- Introduction du bilan thermique. Les molécules se formant par des voies endothermiques via OH, la température du gaz joue un grand rôle dans la chimie. L'absence de chauffage photoélectrique par les grains pourrait être compensé par le chauffage par photoionisation et photodissociation. Dans cette perspective, j'ai inclus ce nouveau type de chauffage dans le code Paris-Durham. Mon étude préliminaire suggère que la photoionisation du carbone pourrait contribuer significativement au bilan thermique du gaz.
- Prise en compte de l'atténuation du champ de rayonnement par les espèces chimiques et prise en compte de l'effet de l'auto-écranage de H_2 et de CO. Un auto-écranage de H_2 pourrait être plus efficace que l'atténuation du continuum par les photoprocessus continus. Cela conduirait à des rapports CO/ H_2 ou SiO/ H_2 plus élevés que ceux déduits ici.
- La modélisation de chocs sans poussière permettrait de comparer les observations des nœuds haute vitesse au modèle en prenant en compte l'effet du champ magnétique. Le paramètre clé serait alors le taux de compression du gaz qui permettrait d'atteindre des densités suffisantes pour former des molécules.

Perspectives

Perspectives

Les conclusions des trois projets principaux que j'ai menés pendant ma thèse sont données en fin de chaque partie (chapitres 3, 5, 7). Je propose ici une discussion sur les perspectives de mon travail de thèse.

Poursuite des tests sur les vents de disque de Classe 0.

Ma modélisation des observations du vent et du jet de HH212 suggèrent que le transport du moment cinétique pourrait être assuré par un vent magnétocentrifuge. Dans ce travail, je me suis concentré sur les propriétés *dynamiques* des vents pour contraindre les modèles MHD. Un test particulièrement sévère du modèle serait de mesurer les propriétés du champ magnétique. Les modèles de vents de disque prédisent un champ essentiellement toroïdal au delà du point d'Alfvén, assurant la recollimation du jet (voir Fig. A.1). Plusieurs techniques existent pour obtenir une information sur le champ magnétique. Du fait de la faible colonne de densité de poussière, la polarisation du continuum n'est pas envisageable dans les vents de disque. L'effet Goldreich & Kylafis (1981), basé sur l'opacité différentielle des raies en fonction de la configuration du champ magnétique et de l'excitation moléculaire est difficile à calculer et dépend fortement des modèles. Au contraire, l'effet Zeeman est très prometteur. Par chance, SO, qui est le meilleur traceur du vent de disque dans HH212, est aussi une des rares espèces sensible à l'effet Zeeman (Cazzoli et al. 2017). Des observations ALMA en polarisation pourraient donc apporter des contraintes décisives sur les modèles de vent de disque MHD.

Mes résultats sur HH 212 nous invitent également à étendre les tests des vents de disque MHD à d'autres objets de Classe 0. Du point de vue de la modélisation, cela permettrait d'apporter des tests complémentaires à ceux effectués sur HH 212 en comparant les modèles MHD à des jets moins inclinés (i.e. où la vitesse axiale est mieux contrainte). D'autre part, cela permettrait de déterminer la fréquence de ce type de vent au cours de la phase de Classe 0, en particulier pour des sources ayant des tailles de disque différentes. La tâche n'est pas aisée car les systèmes de Classe 0 présentent souvent des configurations plus complexes (binarité, asymétrie) et leurs jets sont moins lumineux en raies que HH 212. De plus, comme les simulations (chapitre 5) et les observations de HH 212 (chapitre 3) nous le suggèrent, les vents en rotation ne sont détectables qu'à petite échelle ($\lesssim 100$ au). Une bonne résolution angulaire ($\sim 0.3''$ à 125 pc) est donc nécessaire. Une première étude pourrait notamment cibler les Classes 0 isolées de luminosité bolométrique $L_{bol} \simeq 10L_{\odot}$ comparable à celle de HH 212. Le "large program" CALYPSO (Plateau de Bure), imageant à une résolution de $0.6''$ dix-sept objets de Classe 0 en raies moléculaires constitue un

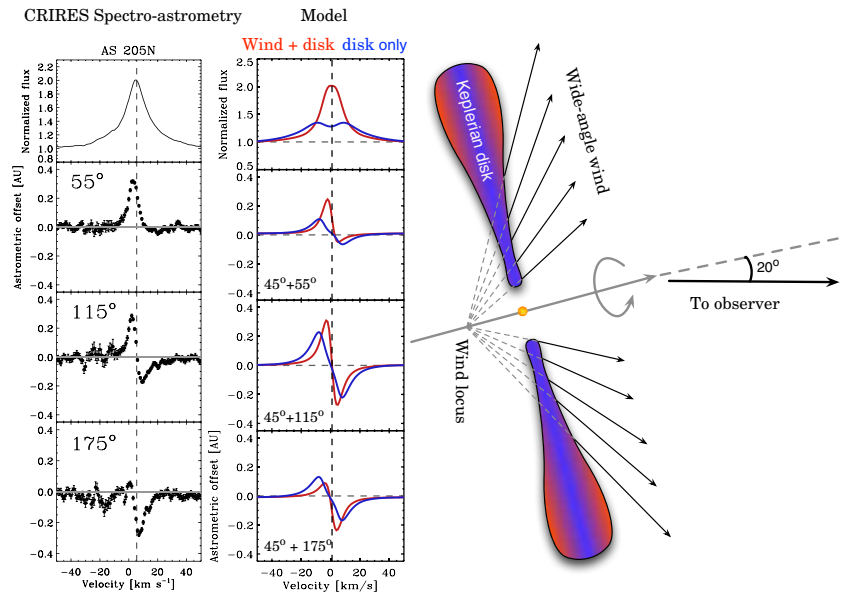


Figure 7.18 – Observations de CO ro-vibrationnel à $4.7\mu\text{m}$ par Pontoppidan et al. (2011). Gauche : spectres et mesure astrométriques de CO observés par CRIRES. Centre : prédictions synthétiques d'un modèle de disque d'accrétion et de vent de disque conique. Droite : représentation schématique du modèle adopté.

échantillon particulièrement utile pour une recherche préalable de candidats. J'ai ainsi identifié un candidat possible de vent SO émanant de la Classe 0 IRAS-2A, très similaire à celui de HH 212. J'ai à ce titre soumis avec S. Cabrit un proposal ALMA Cycle 6 que le lecteur pourra retrouver en annexe. Ce projet vient d'être accepté avec la note C. L'archive ALMA peut également être utilisée de manière intensive pour ré-analyser des observations.

Nouveaux tests sur les vents de disque de Classe I et II

Au cours de ma thèse, des observations ALMA ont également révélé des flots moléculaires CO en rotation autour de Classes I et II (Bjerkeli et al. 2016; Alves et al. 2017). Notre collaboration avec C. Dougados (IPAG-Grenoble) nous fournit également un accès privilégié aux observations ALMA de tels flots à haute résolution ($\lesssim 20\text{ au}$). Les observations de DG Tau B (Classe I) seront analysées par Aloïs de Valon au cours de sa thèse à l'IPAG et les premiers résultats de HH30 (Classe II) ont été publiés par Louvet et al. (2018). Dans ces deux sources, les signatures de rotation suggèrent des $\lambda_{BP} \sim 1.8$. De nouvelles solutions de vents de disque "magnéto-thermiques" atteignant ces faibles λ_{BP} sont en train d'être calculées par Jonatan Villemin au cours de sa thèse avec Jonathan Ferreira. Ces nouvelles solutions, comparées aux observations ALMA apporteront des contraintes fortes sur les vents de disque moléculaires au cours des phases plus évoluées.

De nouveaux tests sur les vents de disque MHD pourraient également être conduits à encore plus petite échelle ($\lesssim 1\text{ au}$), pour tracer un vent MHD lancé d'un rayon plus réduit. L'instrument CRIRES du VLT permet des mesures spectro-astrométriques combinant une haute résolution spatiale et une bonne résolution spectrale ($\sim 3\text{ km s}^{-1}$) dans l'infrarouge proche. Pontoppidan et al. (2011) a montré que l'émission ro-vibrationnelle de CO à $4.7\mu\text{m}$ observée en direction d'étoiles de Classe I-II traçait parfois des mouvements sub-képlériens qui pouvaient être interprétés comme un vent de disque lent (voir Fig. 7.18). Mon postdoctorat à l'observatoire de Leiden avec E. van Dishoeck me donnera un accès unique à ces observations. Pour interpréter ces données, un modèle détaillé de chimie et

d'excitation moléculaire est nécessaire. Le code MAMOJ, développé par S. Cabrit, G. Pineau des Forêts et leurs doctorants (Panoglou et al. 2012; Yvart et al. 2016) est un outil unique qui permet de calculer l'évolution thermo-chimique hors équilibre des vents de disque auto-similaires. Je pourrai adapter MAMOJ pour modéliser l'émission des raies ro-vibrationnelles de CO. Les résultats pourront également être étendus aux observations de la raie de [OI] λ 6300Å dans les Classe II, dont la composante large ($V \geq 20\text{km s}^{-1}$) à basse vitesse a été récemment interprétée comme traçant un vent de disque MHD (e.g. Simon et al. 2016; McGinnis et al. 2018).

Origine des cavités des flots CO et interaction jet-vent-enveloppe.

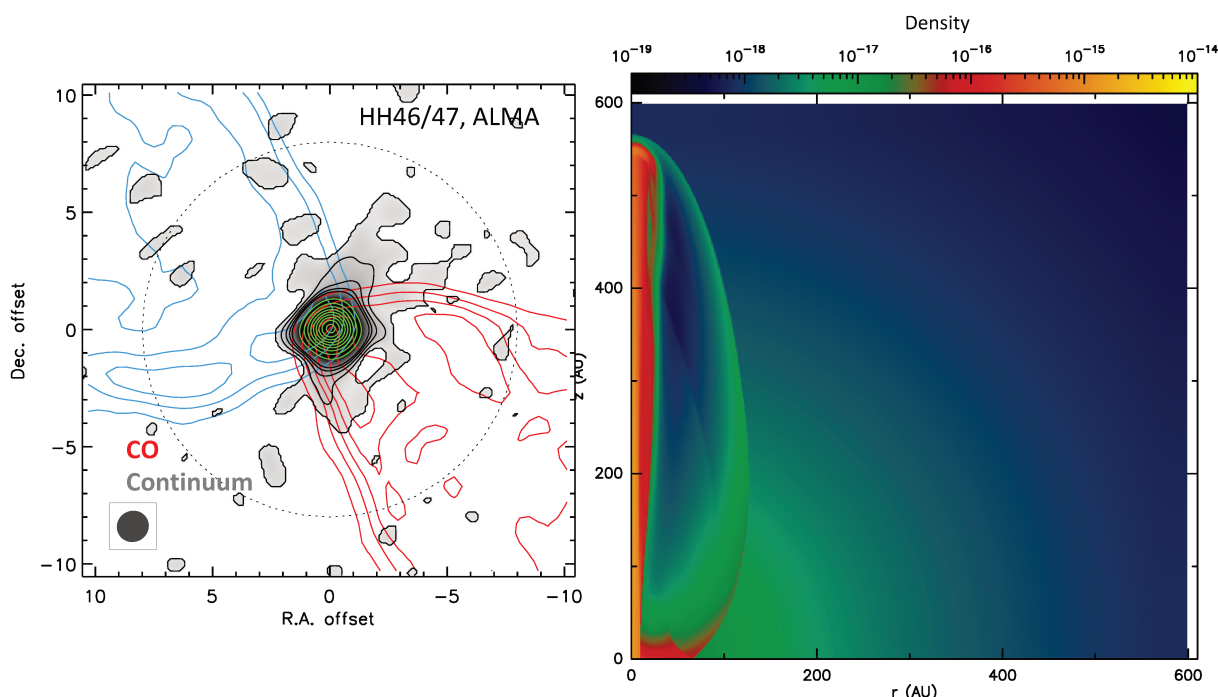


Figure 7.19 – *Origine des cavités.* Gauche: observations ALMA de la cavité du flot de HH46/47 (Classe I) en CO par Zhang et al. (2016). Droite: simulation Coyotl de la propagation d'un jet dans une enveloppe en effondrement ouvrant une cavité.

L'origine de la cavité C^{34}S dans HH 212, dont j'ai caractérisé la dynamique (voir chapitre 3) reste mystérieuse. Le scénario d'un entraînement de l'enveloppe en rotation par le jet ou le vent de disque n'est pas exclu. Les observations ALMA de chocs d'étrave de Tafalla et al. (2017) confirment l'hypothèse de Raga & Cabrit (1993) que les jets pulsants éjectent une quantité de mouvement radial qui pourrait suffire à ouvrir les cavités des flots CO. Le code *Coyotl*, traitant de manière rigoureuse la conservation du moment cinétique, permettra de modéliser l'interaction d'une enveloppe en rotation avec un jet pulsant et de la comparer aux observations ALMA (e.g. Fig. 7.19). La Fig. 7.19 donne un exemple d'une simulation *Coyotl* de jet ouvrant une cavité dans une enveloppe symétrique en effondrement.

Chimie sans poussière

Mes résultats du chapitre 7 sur la chimie des jets irradiés sont prometteurs et seront poursuivis. L'étude de la formation de H_2 , CO, SiO doit être étendue à d'autres espèces comme SO, H_2CO , CH_3OH observées dans les parties à haute vitesse des jets par Tafalla et al. (2010). Les processus dominants de refroidissement et de chauffage d'un gaz irradié poussiéreux sont à ré-évaluer dans un gaz sans poussière (absence de chauffage photoélectrique par les grains, faible fraction de H_2 , rôle de la photoionisation). La mise à jour du bilan thermique permettra de modéliser des chocs internes aux jets avec le code Paris-Durham. Ces modèles permettront d'identifier les diagnostics pertinents pour contraindre la présence de poussières dans les jets haute vitesse et remonter ainsi à leurs points de lancement.

Ces prédictions pourront être confrontées aux observations millimétriques à haute résolution angulaire de la base des jets (où un fort flux FUV et X est attendu) en SiO, CO, SO, H_2CO etc. ; comparées aux observations SOFIA de OI, OH, en collaboration avec Antoine Gusdorf (LERMA, ENS) ; et être utilisées pour préparer les futures observations JWST qui apporteront de précieuses informations sur le contenu atomique ([SI], [FeII]) et moléculaire (H_2) des jets.

Annexes

ANNEXE A

Vents de disque

A.1 Dérivation des équations monofluides de la MHD

A.1.1 Dynamique du fluide

Dans un plasma, on peut différencier au moins deux composantes: les électrons et les ions. Dans un environnement circumstellaire, beaucoup d'espèces différentes sont présentes: la poussière, dont les grains ont des tailles et des charges variables, des espèces chimiques ionisées de charge et de masse différentes, des espèces neutres, ou encore des anions. Une approche fluide consiste tout d'abord à réduire chaque population d'une même espèce à un fluide de vitesse moyenne \vec{u}_α , de densité particulaire n_α (densité massique $\rho_\alpha = m_\alpha n_\alpha$) et de température T_α . Chaque fluide est soumis aux forces hydrodynamiques classiques auxquelles on ajoute, la force de Lorentz. On peut donc écrire pour chaque fluide α une équation de conservation de la masse (en supposant qu'il n'y a pas d'échange de particule provenant par exemple de réactions chimiques entre les fluides) et une équation de Newton :

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_\alpha \rho_\alpha) = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\rho_\alpha \frac{D\vec{v}_\alpha}{Dt} = -\rho_\alpha \vec{\nabla} \bar{P}_\alpha - \rho_\alpha \vec{\nabla} \phi_G + \sum_{\beta} \vec{F}_{\beta\alpha} + n_\alpha q_\alpha (\vec{E} + \vec{v}_\alpha \wedge \vec{B}) \quad (\text{A.2})$$

où $\vec{F}_{\beta\alpha}$ est la force qui s'exerce du fluide β sur le fluide α via les collisions et \bar{P}_α est le tenseur de contraintes visqueuses et de pression thermique du fluide α .

Lorsque les collisions entre espèces des différents fluides sont suffisamment fréquentes, une approche mono-fluidique est possible. Dans ce cas, nous pouvons définir une température unique T (les espèces des différents fluides se thermalisent efficacement) et négliger toute dérive en vitesse ("drift") en supposant $\|\vec{u}_\alpha - \vec{u}_\beta\| \ll \|\vec{u}_\beta\|$. En définissant une

densité moyenne ρ , une vitesse moyenne \vec{u} , une pression moyenne P et un courant total \vec{J} comme

$$\begin{aligned}\rho &= \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} \\ \rho \vec{u} &= \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \vec{u}_{\alpha} \\ \bar{P} &= \sum_{\alpha} \bar{P}_{\alpha} \\ \vec{J} &= \sum_{\alpha} n_{\alpha} q_{\alpha} \vec{u}_{\alpha},\end{aligned}\tag{A.3}$$

et en utilisant le second principe de la dynamique qui assure $\sum_{\alpha, \beta} F_{\beta\alpha} = 0$ on obtient les équations mono-fluides

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{v}\rho) &= 0 \\ \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} &= -\vec{\nabla}P - \rho \vec{\nabla}\phi_G + \vec{J} \wedge \vec{B} + \nabla \bar{T}\end{aligned}\tag{A.4}$$

où l'on a décomposé le tenseur de contraintes en une partie due à la pression thermique totale P et une partie due aux contraintes visqueuses \bar{T} .

Remarquons que l'approche mono-fluide suppose que les espèces neutres, même lorsqu'elles sont majoritaires réagissent tout autant à la force de Lorentz que les particules chargées. Cela est dû aux collisions entre le(s) fluide(s) des neutres et le(s) fluide(s) de(s) ion(s) et des électrons. Dans la pratique, une ionisation de $x_e \sim 10^{-5}$ est amplement suffisante pour assurer un tel couplage dynamique dans les disques d'accrétion.

A.1.2 Dynamique du champ électromagnétique

L'évolution du champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) est liée à l'évolution des porteurs de charge via les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{Maxwell} - \text{flux})\tag{A.5}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell} - \text{Ampère})\tag{A.6}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{\star}}{\epsilon_0} \quad (\text{Maxwell} - \text{Gauss})\tag{A.7}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell} - \text{Faraday})\tag{A.8}$$

D'après l'équation de Faraday Eq. (A.8), $E/B \sim L/t \sim U$ où U est la vitesse typique du plasma et t le temps caractéristique d'évolution du système. Lorsque le plasma n'est

pas relativiste le courant de déplacement $\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ qui intervient comme source de \vec{B} dans l'équation d'Ampère est négligeable devant le courant électrique et l'eq. (A.6) se réduit à

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (\text{Maxwell} - \text{Ampère non} - \text{relativiste}). \quad (\text{A.9})$$

Remarquons ici qu'écrivant la divergence de l'équation de Maxwell-Ampère non-relativiste, nous obtenons l'équation de la conservation de la charge à $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$. Cette équation indique donc qu'il ne peut y avoir d'accumulation de charge en MHD non-relativiste. Les circuits électriques sont toujours refermés. L'équation de Maxwell-Gauss s'écrit alors

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{Maxwell} - \text{Gauss non} - \text{relativiste}) \quad (\text{A.10})$$

Les équations de Maxwell ne sont pas strictement indépendantes. En effet à partir d'une condition initiale où les équations de Maxwell-Gauss et de Maxwell-flux sont satisfaites, l'évolution des champs sous les équations de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday préservent ces deux premières équations. Par conséquent, le système d'équations ainsi écrit ne fournit que deux équations vectorielles indépendantes reliant les champs \vec{E} , \vec{B} , \vec{J} . Une dernière équation vectorielle est donc nécessaire pour fermer le système. Pour cela, nous écrivons une loi d'Ohm qui relie les champs \vec{E} , \vec{B} , \vec{J} . La loi d'Ohm n'est rien d'autre que l'équation de la dynamique appliquée aux électrons. La différence de masse entre les électrons et les espèces atomiques (ou moléculaires) permet de considérer que le fluide des électrons est beaucoup plus mobile que le fluide des autres espèces ¹. En supposant que les électrons réagissent instantanément à toute force, nous pouvons écrire l'équilibre des forces appliquées aux électrons comme

$$-\vec{\nabla} P_e + \sum_{\beta} \vec{F}_{\beta-elec} - en_e(\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B}) = \vec{0}. \quad (\text{A.11})$$

En écrivant le courant électrique comme $\vec{J} = en_e(\vec{v}_i - \vec{v}_e)$ on peut écrire la loi d'Ohm généralisée

$$\vec{E} = -\vec{u} \wedge \vec{B} + \underbrace{\eta \vec{J}}_{\text{Ohm}} + \underbrace{\frac{\vec{J} \wedge \vec{B}}{en_e}}_{\text{Hall}} - \underbrace{\left(\frac{\rho_n}{\rho}\right)^2 \frac{(\vec{J} \wedge \vec{B}) \wedge \vec{B}}{m_{in} n_i \nu_{in}}}_{\text{Ambipolar}} - \underbrace{\frac{\vec{\nabla} P_e}{n_e}}_{\text{electronic pressure}} \quad (\text{A.12})$$

où η est la résistivité électrique. Cette équation fait apparaître 5 termes décrivant le champ électrique \vec{E} . Le premier terme est la force de Lorentz s'appliquant aux électrons, il est parfois appelé champ "motionnel" ; le second est le terme de Ohm (collisions entre les électrons et les ions) ; le troisième est le terme de Hall (différence de vitesses entre les ions et les électrons) ; le quatrième est la diffusion ambipolaire (collisions entre les neutres et les ions) ; et le dernier est le terme de pression électronique.

¹Valentini et al. (2007) donne la loi d'Ohm totalement générale en considérant l'inertie des électrons.

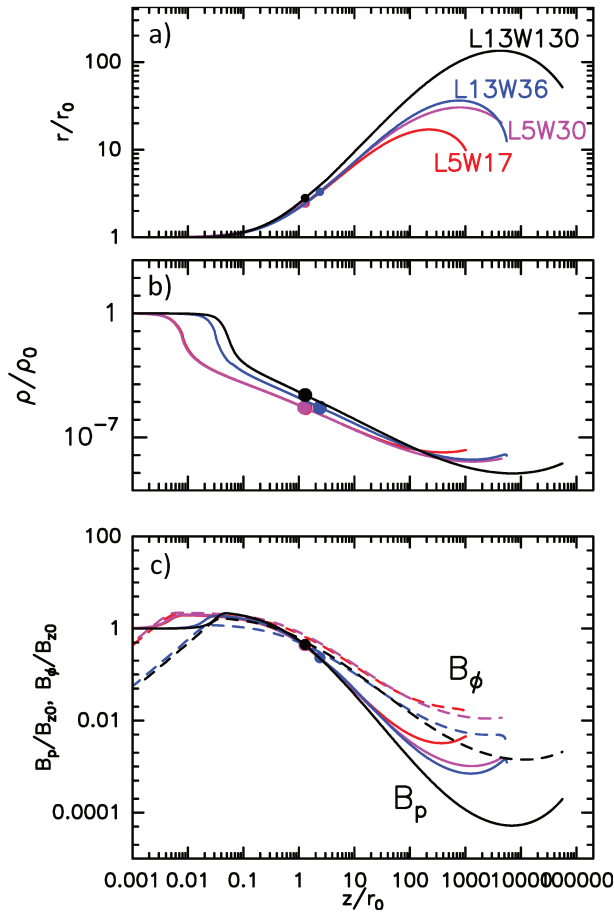


Figure A.1 – *Forme autosimilaire des surfaces magnétiques. a) Forme auto-similaire des surfaces magnétiques ; b) densité le long de ces surfaces ; c) champs magnétiques toroïdaux (traits interrompus) et poloïdaux (traits continus) pour les 4 solutions MHD calculées dans cette thèse. Les paramètres des solutions sont donnés en Table 1.1. Le code couleur utilisé pour repérer les solutions est indiqué dans le panneau a).*

A.2 Champs magnétiques des nouvelles solutions MHD

Je donne en Fig. A.1 l'évolution des champs magnétiques le long des surfaces magnétiques pour les quatre solutions de vent de disque calculées au chapitre 1. Les champs magnétiques sont renormalisés par le champ dans le plan médian du disque $B_{z,0}$ au point de lancement r_0 du jet et est donné par

$$B_{z,0}^2 = \frac{\mu}{m_S} \frac{\mu_0 \dot{M}_{acc}(r_0) \Omega_0(R_0)}{4\pi r_0} \quad (\text{A.13})$$

où m_S est le nombre de Mach sonique par rapport à $u_{r,0}$ (vitesse d'accrétion), $\dot{M}_{acc}(r_0)$ est le taux d'accrétion au rayon r_0 et $\Omega_K(r_0)$ est la vitesse de rotation képlérienne.

Le densité est renormalisée par

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}_{acc}(r_0)}{4\pi \Omega_0(R_0) r_0^3 m_S \epsilon^2}. \quad (\text{A.14})$$

Voir le chapitre 1 pour plus de détails sur la définition des paramètres.

ANNEXE B

Chimie

B.1 Approche collisionnelle de la cinétique chimique en phase gazeuse

Je propose ici des approches simples qui permettent d'estimer les coefficients de réaction pour des réactions bi-moléculaires. Je m'attache notamment à dériver les valeurs absolues de coefficients de réaction ainsi que leur dépendance en la température. Si les approches peuvent sembler très simplifiées, elles sont parfois les seules possibles pour évaluer un taux de réaction qui n'a pas été déterminé dans la littérature.

Supposons une réaction chimique entre deux espèces A et B:



La cinétique de cette réaction est déterminée par son coefficient $k(T)$ tel que

$$\frac{dn_A}{dt} = \frac{dn_B}{dt} = -k(T)n_A n_B, \quad (\text{B.2})$$

où n_A et n_B sont les densités particulières de A et de B. Cherchons à déterminer un ordre de grandeur du taux de réaction et la dépendance en la température. Pour cela nous pouvons utiliser la théorie des collisions.

- **Théorie des collisions avec sphères dures :** supposons qu'à chaque collision, la réaction (B.2) se produise. Notons σ la section efficace de A et de B et considérons ces espèces comme des sphères dures. Le taux de réaction est alors donné par

$$\begin{aligned} k_{\text{coll-th}}(T) &= \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi \bar{m}}} \sigma \quad [L^3 T^{-1}] \\ &= 1.45 \times 10^{-13} \sqrt{\frac{T/100K}{\bar{m}/m_H}} (\sigma/10^{-18} \text{cm}^2) \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

avec $\bar{m} = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}$ la masse réduite de A et B . Dans une première approche, nous voyons donc que la cinétique augmente selon la racine carrée de la température du fait de l'augmentation de l'agitation thermique.

Nous pouvons également considérer la présence d'une énergie d'activation ou d'une endothermicité E_a qui réduit le nombre de particule pouvant réagir aux seules particules ayant une énergie cinétique supérieure à E_a . Selon la théorie des collisions, on obtient alors

$$k_{coll-th-a}(T) = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi \bar{m}}} \sigma e^{-E_a/k_B T} \quad [L^3 T^{-1}] \quad (\text{B.4})$$

A basse température $T < E_a/k_B$, le taux de réaction chute ainsi très rapidement. Il est possible d'étendre ce modèle en considérant qu'une réaction peut se produire effectivement que si les molécules s'approchent l'une de l'autre selon une orientation précise. On aboutit alors à un facteur stérique réduisant le taux de réaction.

- **Taux de Langevin:** l'équation (B.3) donne une borne supérieure au taux de réaction entre deux espèces n'interagissant pas à longue portée. En réalité, des réactions chimiques peuvent se produire sur des temps beaucoup plus courts, notamment dans le cas des réactions ion-neutre. Une première explication est l'interaction à longue distance par polarisabilité des espèces. Dans ce cas, les espèces interagissent selon un potentiel à grande distance qui dépend de la polarisabilité de l'espèce neutre :

$$V(R) = -\frac{\alpha q^2}{2R^2}. \quad (\text{B.5})$$

Dans ce cas, le taux de réaction, appelé *taux de Langevin*, ne dépend plus de la température et s'écrit:

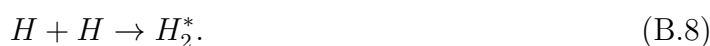
$$k_L = 2\pi \sqrt{\alpha q^2 / \bar{m}}. \quad (\text{B.6})$$

Pour une réaction entre un ion et H_2 , dont la polarisabilité est $\alpha = 4.5a_0^3$ (où a_0 est la rayon de Bohr), on obtient un taux de Langevin de

$$k_{Lav-H_2} = 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (\text{B.7})$$

Ce taux est ainsi beaucoup plus élevé que le taux donné par une simple théorie des collisions. Le potentiel d'interaction à grande distance augmente considérablement la section efficace de la réaction chimique. En général, les réactions ion-neutre n'ont pas de barrière d'activation.

La théorie des collisions permet de donner un premier ordre de grandeur de la cinétique des réactions. Cependant, la détermination précise de la cinétique montre que ces approches sont trop simplistes. Tout d'abord, les facteurs stériques nécessitent de traiter précisément l'interaction quantique entre les produits lors de leur approche via des surfaces de potentiel. D'autre part, cette théorie ignore la formation d'un complexe d'activation $A + B \rightarrow AB^*$ dont la désintégration détermine en partie la cinétique. Nous pouvons ici donner comme exemple extrême la formation de H_2 en phase gazeuse selon



A priori, cette réaction pourrait former efficacement H_2 en phase gazeuse grâce la désexcitation du complexe d'activation H_2^* . Pourtant, l'absence de transition dipolaire interdit la désexcitation de ce complexe pour former H_2 . Le complexe de transition relaxe alors vers $H_2^* \rightarrow H + H$ et la réaction $H + H \rightarrow H_2$ est impossible.

B.2 Définitions utiles relatives à la poussière

Dans les modèles, il est nécessaire de prendre en considération la distribution en taille de grain. La distribution des grains dans un environnement astrophysique résulte de processus complexes de formation, destruction et coagulation. La distribution en loi de puissance "MRN" issue de Mathis et al. (1977) a été historiquement définie par ces auteurs pour interpréter l'extinction visuelle dans le milieu diffus. Cette distribution est désormais largement utilisée par les modélisateurs du fait de la simplicité de sa forme. Cette distribution en loi de puissance est caractérisée par une taille minimale et maximale de grain notées a_- et a_+ et par une pente α . Le nombre de grain $dn(a)$ dont la taille est comprise entre a et $a + da$ est donné par

$$\frac{dn(a)}{da} = \kappa a^{-\alpha} \quad (\text{B.9})$$

ou, de manière équivalente, en fonction de la masse comme

$$\frac{dn(m)}{dm} = \kappa \frac{3^{-\beta}}{(4\pi\rho_{C/Si})^{1-\beta}} m^{-\beta}, \quad (\text{B.10})$$

où $\rho_{C/Si} \sim 2 \text{ g cm}^{-3}$ est la densité moyenne des cœurs des grains silicatés et carbonés et $\beta = (\alpha + 2)/3$. Dans le cas d'une distribution RMN, $\alpha = +3.5$ et $\beta = +1.83$. La distribution de la surface des grains étant proportionnelle à $a^2 n(a) = a^{2-\alpha}$, la surface offerte par les grains est dominée par les petits grains.

Le facteur de normalisation κ de la distribution dépend notamment du rapport entre la masse de la poussière et la masse du gaz que l'on note Q . Dans le milieu interstellaire $Q \sim 1\%$. Remarquons que, connaissant l'abondance x_i^{**} des espèces prisonnières des cœurs, ce rapport s'écrit:

$$Q = \frac{1}{1.4m_H} \sum_i m_i x_i^{**}, \quad (\text{B.11})$$

où m_i est la masse de l'espèce i .

Dans notre travail, Q joue un rôle clé puisque nous ferons varier ce rapport entre 0 et 0.6%. D'après la définition de Q , la masse en poussière par volume de gaz est de $\rho_{dust} = 1.4n_H m_H Q$. Or en intégrant la distribution en masse des poussières, on a

$$\rho_{dust} = \frac{4\pi\rho_{Si/C}}{3} \kappa (f_4(a_+) - f_4(a_-)), \quad (\text{B.12})$$

où l'on définit les fonctions $f_i(a)$ comme

$$f_i(a) = \frac{a^{i-\alpha}}{(i-\alpha)} \quad (\text{B.13})$$

Ainsi, le facteur de normalisation est donné par

$$\kappa = \frac{1.4m_H n_H}{(f_4(a_+) - f_4(a_-))} \frac{3}{4\pi\rho_{Si/C}} Q \quad (\text{B.14})$$

À partir de ces quantités, nous pouvons calculer l'abondance des grains

$$x(G) = \frac{1.4m_H}{4/3\pi\rho_{Si/C}} \frac{f_1(a_+) - f_1(a_-)}{f_4(a_+) - f_4(a_-)} Q, \quad (\text{B.15})$$

le rayon moyen des grains

$$\langle r_G \rangle = \frac{f_2(a_+) - f_2(a_-)}{f_1(a_+) - f_1(a_-)}, \quad (\text{B.16})$$

et sa valeur quadratique moyenne

$$\langle r_G^2 \rangle = \frac{f_3(a_+) - f_3(a_-)}{f_1(a_+) - f_1(a_-)}. \quad (\text{B.17})$$

Dans le travail présenté au chapitre 7, j'ai supposé une distribution MRN fixée avec $a_- = 10$ nm, $a_+ = 0.3$ μm , $\alpha = 3.5$ et $\rho_{Si/C} = 2$ g cm⁻³ et fais varier le rapport Q . L'abondance des grains, le rayon moyen des grains et la moyenne quadratique des grains valent alors

$$\begin{aligned} x(G) &= 1.25 \times 10^{-10} \frac{Q}{10^{-2}} \\ \langle r_G \rangle &= 1.67 \times 10^{-6} \text{ cm} \\ \langle r_G^2 \rangle^{1/2} &= 2.02 \times 10^{-6} \text{ cm}. \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

B.3 Définitions des grandeurs relatives au champ de rayonnement

Le champ de rayonnement est complètement défini par la donnée de la puissance par intervalle de fréquence et par unité d'angle solide traversant une surface élémentaire¹. Cette quantité est appelée *intensité spécifique* et est notée $I_\nu(x, \Omega, t)$ (unité en cgs : $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{str}^{-1} \text{Hz}^{-1}$). L'intensité spécifique peut aussi être comptée par intervalle de longueur d'onde plutôt que par intervalle de fréquence. On la note alors $I_\lambda(x, \Omega, t)$ (unité courante : $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{str}^{-1} \text{\AA}^{-1}$) avec

$$I_\lambda(x, \Omega, t) = \frac{c}{\lambda^2} I_\nu(x, \Omega, t) \quad \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{str}^{-1} \text{\AA}^{-1}. \quad (\text{B.19})$$

L'intensité spécifique peut également être convertie en flux de photon par intervalle de longueur d'onde et par unité d'angle solide

$$n_\lambda(x, \Omega, t) \equiv \frac{\lambda}{hc} I_\lambda(x, \Omega, t) \quad \text{photon s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{str}^{-1} \text{\AA}^{-1}. \quad (\text{B.20})$$

En intégrant ces deux dernières quantités sur toutes les directions d'incidence, on obtient l'intensité du champ $J_\lambda(x, t)$ (unité courante : $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$) et le flux de photon $N_\lambda(x, t)$. Notons que dans le cas d'un rayonnement isotrope, $J_\lambda = 4\pi I_\lambda$ et $N_\lambda = 4\pi n_\lambda$. Le flux de photon est directement relié à la densité d'énergie par

$$u_\lambda = \frac{hc}{\lambda} N_\lambda. \quad (\text{B.21})$$

¹Je ne prends pas en compte ici la polarisation du rayonnement.

B.4 Niveaux de H₂

Je donne ici une figure relative à l'excitation et aux raies de H₂. Fig. B.1-a schématise les niveaux et les raies de basse énergie. Fig. B.1-b schématise les niveaux les plus excités de H₂. Enfin, la table donne les paramètres physiques des 8 premières raies de H₂.

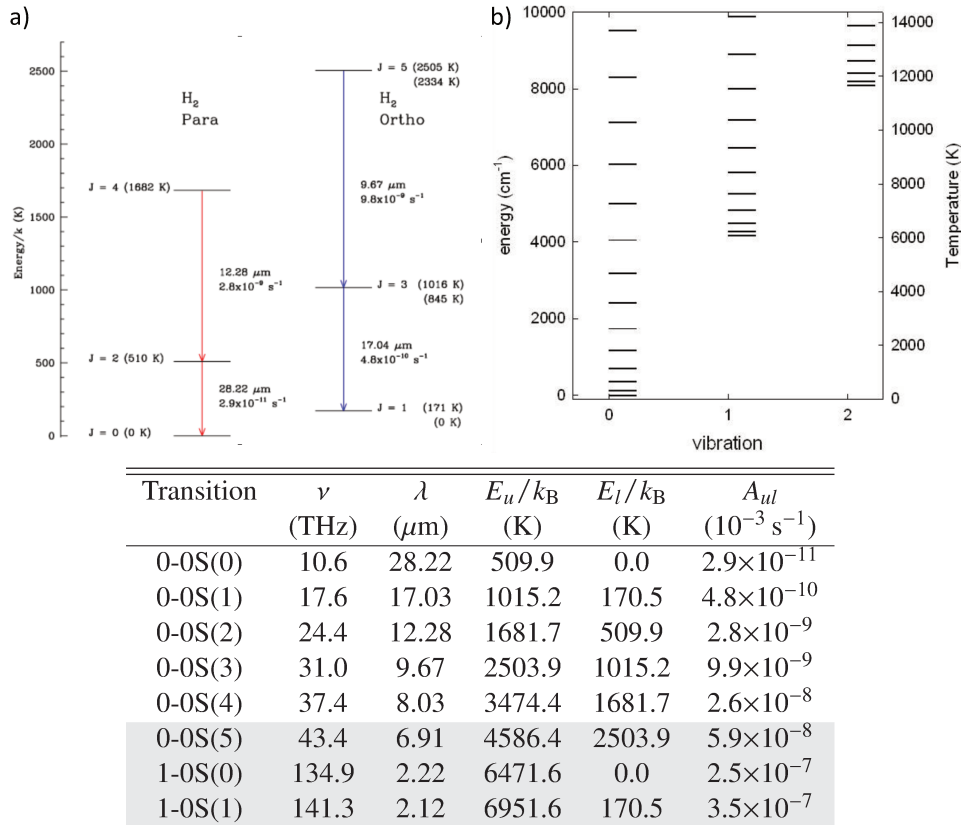


Figure B.1 – Niveaux ro-vibrationnels de H₂ et leurs transitions associées. a) Diagramme représentant les premiers niveaux ro-vibrationnels de H₂ ainsi que leurs transitions permises. b) Niveaux ro-vibrationnels de H₂ plus excités ($E(v, J) < 10^4 \text{ K}$) c) liste des transitions infrarouges de H₂ ainsi que leurs coefficients de désexcitation associés.

B.5 Abondances élémentaires en fonction du rapport grain-gaz

Je donne ici la répartition des différents éléments chimiques entre la phase solide (grain) et la phase gazeuse pour différents rapports massiques poussière-gaz. Le lecteur pourra retrouver les règles de répartition dans le texte principal, au chapitre 7.

	Q	C	O	N	S	Si	Fe	Mg
0	Gaz	$3.55 \cdot 10^{-4}$	$4.42 \cdot 10^{-4}$	$7.9 \cdot 10^{-5}$	$1.86 \cdot 10^{-5}$	$3.67 \cdot 10^{-5}$	$3.23 \cdot 10^{-5}$	$3.7 \cdot 10^{-5}$
	Coeur	0	0	0	0	0	0	0
$\frac{Q_{ref}}{1000}$	Gaz	$3.55 \cdot 10^{-4}$	$4.42 \cdot 10^{-4}$	Idem	Idem	$3.67 \cdot 10^{-5}$	$3.23 \cdot 10^{-5}$	$3.70 \cdot 10^{-5}$
	Coeur	$2.17 \cdot 10^{-7}$	$1.40 \cdot 10^{-7}$	0	0	$3.37 \cdot 10^{-8}$	$3.23 \cdot 10^{-8}$	$3.7 \cdot 10^{-8}$
$\frac{Q_{ref}}{100}$	Gaz	$3.53 \cdot 10^{-4}$	$4.41 \cdot 10^{-4}$	Idem	Idem	$3.64 \cdot 10^{-5}$	$3.20 \cdot 10^{-5}$	$3.66 \cdot 10^{-5}$
	Coeur	$2.17 \cdot 10^{-6}$	$1.40 \cdot 10^{-6}$	0	0	$3.37 \cdot 10^{-7}$	$3.23 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^{-7}$
$\frac{Q_{ref}}{10}$	Gaz	$3.33 \cdot 10^{-4}$	$4.28 \cdot 10^{-4}$	Idem	Idem	$3.33 \cdot 10^{-5}$	$2.91 \cdot 10^{-5}$	$3.33 \cdot 10^{-5}$
	Coeur	$2.17 \cdot 10^{-5}$	$1.40 \cdot 10^{-5}$	0	0	$3.37 \cdot 10^{-6}$	$3.23 \cdot 10^{-6}$	$3.7 \cdot 10^{-6}$
Q_{ref}	Gaz	$1.38 \cdot 10^{-4}$	$3.02 \cdot 10^{-4}$	Idem	Idem	$3 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-8}$	0
	Coeur	$2.169 \cdot 10^{-4}$	$1.40 \cdot 10^{-4}$	0	0	$3.37 \cdot 10^{-5}$	$3.23 \cdot 10^{-5}$	$3.7 \cdot 10^{-5}$

Table B.1 – Abondances fractionnelles élémentaires en phase gazeuse et en phase solide (cœurs des grains) pour différents rapports massiques poussière sur gaz notés Q . Les fractions totales correspondent aux fractions adoptées par Flower & Pineau des Forêts (2003) où les PAH et les manteaux sont placés en phase gazeuse.

B.6 Réseau chimique utilisé

Je présente ici le fichier de chimie que j'ai utilisé dans les modèles de chimie irradiée avec et sans poussière auxquelles j'ai ajouté plusieurs réactions (indiquées en violet). Mes ajouts à la chimie déjà existante sont :

- les réactions conduisant à la formation de H_2 en phase gazeuse par les réactions à trois corps (Flower & Harris 2007), avec H^- et avec H_2^+ (e.g. Galli & Palla 1998),
- la chimie de Mg^+ , dont l'abondance en phase gazeuse contribue de manière significative à la fraction d'ionisation.

Les références des taux de réactions que j'ai ajoutées sont indiqués sur chaque ligne. Les taux proviennent essentiellement des bases de données KIDA et UMIST.


```

!-----
!
! update :
!-----
!From file 2017
! * Tabone 11/2017: Added formation of H2 by H2+ and H-
!* Tabone 12/2107: Added Mg+ chemistry based on Fe chemistry
! columns :
!-----
!
! * reference or comment
! * R1, R2, P1, P2, P3, P4 : reactants and product of the reaction
!   R1 + R2 -> P1 + P2 + P3 + P4
! * gamma(cm3.s-1), beta(K), alpha : Ahrrenius coefficients
!   in general      :   rate = gamma*EXP(-beta/T)*(T/300)**alpha
!
! special cases :
! * photo-reactions
!   rate = gamma*EXP(-beta*Av)*RAD
! * CR induced desorption from grains
!   rate = gamma*sigma(grain)*N(grains)/N(species on grains)
! * CR ionisation or dissociation
!   rate = gamma*EXP(-beta/T)*(T/300)**alpha + other terms...
! * H2 and HD formation
!   rate = gamma*(T/300)**alpha*nH/n(H)
! * three body reactions on grains surface
!   rate = gamma*<sigma.v>(grain)*N(grains)/N(species on grains)
!         /((Teff/beta+1),Å)
! * sputtering of grain mantle
!   complicated !
! * erosion of grain cores
!   rate = gamma*EXP(-beta/T)*(T/300)**alpha * <sigma.v>(grain)
! * adsorption on grains
!   rate = gamma*<sigma.v>(grain)
!
!
! R1      R2      P1      P2      P3      P4      gamma      alpha      beta      (DE)
!end ----- do not change this line !!! -----
87 88 H      +H      =H2
IONIZ H      +ELECTR =H+      ELECTR  ELECTR  9.20D-10  0.5  157890.0
IONIZ H2     +ELECTR =H2+     ELECTR  ELECTR  1.40D-09  0.5  179160.0
IONIZ H      +H+     =H+      H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +H3+   =H3+   H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +He+   =He+   H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +H3O+ =H3O+  H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +H3S+ =H3S+  H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +HCO+ =HCO+  H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +Fe+   =Fe+   H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +NH3+  =NH3+  H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +NH4+  =NH4+  H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +S+    =S+    H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +SiOH+ =SiOH+ H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H      +O2+   =O2+   H+      ELECTR  1.30D-13  0.5  157890.0
IONIZ H2     +H+    =H+    H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +H3+   =H3+   H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +He+   =He+   H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +H3O+ =H3O+  H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +H3S+ =H3S+  H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +HCO+ =HCO+  H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +Fe+   =Fe+   H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +NH3+  =NH3+  H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +NH4+  =NH4+  H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +S+    =S+    H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +SiOH+ =SiOH+ H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ H2     +O2+   =O2+   H2+     ELECTR  1.10D-13  0.5  179160.0
IONIZ He     +H+    =H+    He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +H3+   =H3+   He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +He+   =He+   He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +H3O+ =H3O+  He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +H3S+ =H3S+  He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +HCO+ =HCO+  He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +Fe+   =Fe+   He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +NH3+  =NH3+  He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +NH4+  =NH4+  He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +S+    =S+    He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +SiOH+ =SiOH+ He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
IONIZ He     +O2+   =O2+   He+     ELECTR  1.10D-13  0.5  285328.0
DISSO H2     +ELECTR =ELECTR H      H      2.00D-09  0.5  116300.0
DISSO H2     +H      =H      H      H      1.00D-10  0.0  52000.0
DISSO H2     +He     =He     H      H      1.00D-11  0.0  52000.0
DISSO H2     +H2     =H2     H      H      1.25D-11  0.0  52000.0
DISSO H2     +H+     =H+     H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +H3+   =H3+   H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +He+   =He+   H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +H3O+ =H3O+  H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +H3S+ =H3S+  H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +HCO+ =HCO+  H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +Fe+   =Fe+   H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +NH3+  =NH3+  H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +NH4+  =NH4+  H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +S+    =S+    H      H      3.00D-11  0.5  52000.0
DISSO H2     +SiOH+ =SiOH+ H      H      3.00D-11  0.5  52000.0

```

DISSO H2	+O2+	=O2+	H	H	3.00D-11	0.5	52000.0					
D&B H2	+PHOTON	=H	H		2.54D-11	0.00	0.00					
lee CO	+PHOTON	=C	O		1.03D-10	0.00	0.00					
HEA17 C	+PHOTON	=C+	ELECTR		2.60E-10	0.00	3.76				!	HEAYS2017
HEA17 CH	PHOTON	C	H		6.40E-10	0.00	2.12	9.530			686 !	HEAYS2017
HEA17 CH	PHOTON	CH+	ELECTR		5.60E-10	0.00	3.67	2.359			687 !	HEAYS2017
HEA17 CH2	PHOTON	C	H2		3.90E-10	0.00	3.35	8.693			688 !	HEAYS2017
36b77 CH2	PHOTON	CH2+	ELECTR		3.00E-10	0.00	2.3	2.719			689 !	
HEA17 CH3	PHOTON	CH	H2		4.00E-10	0.00	2.50	8.198			690 !	HEAYS2017
HEA17 CH3	PHOTON	CH3+	ELECTR		2.30E-10	0.00	3.26	3.148			691 !	HEAYS2017
HEA17 CH4	PHOTON	CH3	H		1.10E-09	0.00	3.08	8.236			692 !	HEAYS2017
HEA17 CH4	PHOTON	CH4+	ELECTR		1.20E-11	0.00	4.31	0.513			693 !	HEAYS2017
HEA17 OH	PHOTON	O	H		2.50E-10	0.00	2.66	8.605			682 !	HEAYS2017
p & h OH	PHOTON	OH+	ELECTR		1.60E-12	0.00	3.1	0.002			683 !	
HEA17 H2O	PHOTON	OH	H		3.98E-10	0.00	2.63	7.884			684 !	HEAYS2017 table 22
HEA17 H2O	PHOTON	O	H2		1.32E-10	0.00	2.63	7.884			684 !	HEAYS2017 table 22
HEA17 H2O	PHOTON	H2O+	ELECTR		2.60E-11	0.00	4.27	0.390			685 !	HEAYS2017
HEA17 O2	PHOTON	O	O		5.00E-10	0.00	2.45	7.885			680 !	HEAYS2017
HEA17 O2	PHOTON	O2+	ELECTR		4.50E-11	0.00	4.22	0.928			681 !	HEAYS2017
HEA17 CO2	PHOTON	CO	O		6.80E-10	0.00	3.40	7.547			703 !	HEAYS2017
HEA17 C2	PHOTON	C	C		1.70E-10	0.00	3.04	6.853			694 !	HEAYS2017
HEA17 C2	PHOTON	C2+	ELECTR		3.40E-11	0.00	4.19	0.954			695 !	HEAYS2017
HEA17 C2H	PHOTON	C2	H		1.00E-09	0.00	2.67	7.079			696 !	HEAYS2017
h+189 C2H	PHOTON	C2H+	ELECTR		1.00E-11	0.00	2.0	0.394			697 !	
HEA17 C2H2	PHOTON	C2H	H		1.60E-09	0.00	2.64	8.203			698 !	HEAYS2017
HEA17 C2H2	PHOTON	C2H2+	ELECTR		4.10E-10	0.00	3.92	1.588			699 !	HEAYS2017
HEA17 C3	PHOTON	C2	C		3.20E-09	0.00	2.39	5.447			700 !	HEAYS2017
HEA17 C3	PHOTON	C3+	ELECTR		1.10E-10	0.00	4.03	5.447			700 !	HEAYS2017
HEA17 C3H	PHOTON	C3	H		1.20E-09	0.00	2.08	9.720			701 !	HEAYS2017 l-C3H
HEA17 C3H2	PHOTON	C3H	H		2.70E-09	0.00	2.51	8.549			702 !	HEAYS2017 l-C3H2
HEA17 CH3OH	PHOTON	CH3OH+	ELECTR		2.50E-10	0.00	3.78				!	HEAYS2017
HEA17 CH3OH	PHOTON	CH3	OH		9.50E-10	0.00	2.76				!	HEAYS2017 Careful, main
product CH3O	+ H but	CH3O not	in chemical species									
HEA17 HCO	PHOTON	CO	H		4.90E-10	0.00	2.43				!	HEAYS2017
HEA17 H2CO	PHOTON	H2CO+	ELECTR		3.10E-10	0.00	3.66				!	HEAYS2017
HEA17 H2CO	PHOTON	CO	H2		9.60E-10	0.00	2.54				!	HEAYS2017
HEA17 NH	PHOTON	N	H		3.80E-10	0.00	2.63	9.784			737 !	HEAYS2017
HEA17 NH	PHOTON	NH+	ELECTR		3.00E-12	0.00	4.34	-0.490			738 !	HEAYS2017
HEA17 NH2	PHOTON	NH	H		6.30E-10	0.00	2.31	8.862			739 !	HEAYS2017
HEA17 NH2	PHOTON	NH2+	ELECTR		1.50E-10	0.00	3.97	1.877			740 !	HEAYS2017
HEA17 NH3	PHOTON	NH2	H		5.60E-10	0.00	2.61	8.354			741 !	HEAYS2017 table 22
HEA17 NH3	PHOTON	NH	H2		4.30E-10	0.00	2.61	8.354			741 !	HEAYS2017 table 22
HEA17 NH3	PHOTON	NH3+	ELECTR		2.00E-10	0.00	3.49	2.844			742 !	HEAYS2017
HEA17 CN	PHOTON	C	N		4.30E-10	0.00	3.50	5.225			743 !	HEAYS2017
HEA17 HCN	PHOTON	CN	H		1.20E-09	0.00	3.12	7.690			744 !	HEAYS2017
HEA17 HCN	PHOTON	HCN+	ELECTR		7.00E-13	0.00	4.34	7.690			744 !	HEAYS2017
HEA17 HNC	PHOTON	CN	H		1.20E-09	0.00	3.12	8.367			745 !	HEAYS2017 as HCN
HEA17 N2	PHOTON	N	N		1.50E-10	0.00	4.25	3.241			736 !	HEAYS2017
HEA17 NO	PHOTON	N	O		2.70E-10	0.00	2.56	6.493			747 !	HEAYS2017
HEA17 NO	PHOTON	NO+	ELECTR		1.90E-10	0.00	3.38	3.726			748 !	HEAYS2017
HEA17 S	PHOTON	S+	ELECTR		8.50E-10	0.00	3.52	2.662			764 !	HEAYS2017
HEA17 SH	PHOTON	S	H		8.10E-10	0.00	2.40	9.330			765 !	HEAYS2017
HEA17 SH	PHOTON	SH+	ELECTR		3.70E-11	0.00	3.92	9.330			765 !	HEAYS2017
HEA17 H2S	PHOTON	SH	H		2.10E-09	0.00	2.64	9.164			767 !	HEAYS2017
HEA17 H2S	PHOTON	H2S+	ELECTR		5.90E-10	0.00	3.53	2.540			766 !	HEAYS2017
HEA17 CS	PHOTON	C	S		6.30E-10	0.00	2.77	5.516			768 !	HEAYS2017
HEA17 CS	PHOTON	CS+	ELECTR		1.80E-11	0.00	3.59	5.516			768 !	HEAYS2017
HEA17 SO	PHOTON	S	O		2.90E-09	0.00	2.76	7.650			769 !	HEAYS2017
HEA17 SO	PHOTON	SO+	ELECTR		3.70E-10	0.00	3.46	7.650			769 !	HEAYS2017
HEA17 SO2	PHOTON	SO	O		1.70E-09	0.00	2.78	7.342			770 !	HEAYS2017
HEA17 OCS	PHOTON	S	CO		3.10E-09	0.00	2.46	9.861			771 !	HEAYS2017
HEA17 Si	+PHOTON	=Si+	ELECTR		2.90D-09	0.00	2.61				!	HEAYS2017
HEA17 SiH	+PHOTON	=Si	H		1.80D-09	0.00	1.95				!	HEAYS2017
Guess SiH2	+PHOTON	=SiH	H		1.80D-09	0.00	1.95				!	HEAYS2017 as SiH
Guess SiH3	+PHOTON	=SiH2	H		1.80D-09	0.00	1.95				!	HEAYS2017 as SiH
Guess SiH4	+PHOTON	=SiH2	H2		1.80D-09	0.00	1.95				!	HEAYS2017 as SiH
HEA17 SiO	+PHOTON	=Si	O		1.00D-09	0.00	2.66				!	HEAYS2017
St&Da SiO	+PHOTON	=SiO+	ELECTR		5.00D-11	0.00	2.55				!	HEAYS2017
St&Da SiO2	+PHOTON	=SiO	O		2.00D-10	0.00	2.55				!	
HEA17 Fe	PHOTON	Fe+	ELECTR		3.10E-10	0.00	2.62	5.128			704 !	HEAYS2017
HEA17 H2+	PHOTON	H+	H		3.90E-10	0.00	2.78	10.349			705 !	HEAYS2017
35 87 H3+	PHOTON	H2+	H		5.00E-13	0.00	2.3	6.828			706 !	
35 87 H3+	PHOTON	H+	H2		5.00E-13	0.00	1.8	8.655			707 !	
HEA17 CH+	PHOTON	H+	C		2.60E-10	0.00	3.54	6.574			708 !	HEAYS2017
HEA17 CH2+	PHOTON	CH+	H		1.20E-10	0.00	2.73	8.333			710 !	HEAYS2017
36b77 CH3+	PHOTON	CH2+	H		1.00E-09	0.00	1.7	7.769			711 !	
36b77 CH3+	PHOTON	CH+	H2		1.00E-09	0.00	1.7	7.580			712 !	
HEA17 CH4+	PHOTON	CH3+	H		1.90E-10	0.00	3.11	11.195			713 !	HEAYS2017
15b CH5+	PHOTON	CH4+	H		1.00E-09	0.00	1.7	8.333			715 !	
15b CH5+	PHOTON	CH3+	H2		1.00E-09	0.00	1.7	11.005			716 !	
HEA17 O2+	PHOTON	O	O+		2.30E-11	0.00	2.38	6.340			718 !	HEAYS2017
HEA17 OH+	PHOTON	O+	H		1.10E-11	0.00	3.97	7.986			719 !	HEAYS2017
15b H2O+	PHOTON	OH+	H		3.00E-10	0.00	2.0	7.496			720 !	
15b H2O+	PHOTON	H+	OH		1.00E-10	0.00	2.0	6.897			721 !	
15b H2O+	PHOTON	H2+	O		1.00E-10	0.00	2.0	5.152			722 !	
15b H3O+	PHOTON	H2O+	H		1.50E-11	0.00	2.0	6.828			723 !	
15b H3O+	PHOTON	H2+	OH		5.00E-11	0.00	2.0	3.376			724 !	
15b H3O+	PHOTON	H2O	H+		5.00E-11	0.00	2.0	5.841			725 !	
HEA17 CO+	PHOTON	C+	O		7.10E-11	0.00	2.89	4.644			726 !	HEAYS2017
HEA17 HCO+	PHOTON	CO+	H		3.70E-12	0.00	3.67	6.482			727 !	HEAYS2017

15c	HCO2+	PHOTON	H+	CO2	3.00E-10	0.00	3.0	7.353	728	!
p & h	C2+	PHOTON	C	C+	1.00E-11	0.00	1.7	7.637	717	!
15c	C2H+	PHOTON	C2+	H	1.00E-10	0.00	2.0	7.639	729	!
15c	C2H2+	PHOTON	C2H	H2	1.00E-10	0.00	2.0	6.127	730	!
15c	C2H3+	PHOTON	C2H+	H2	1.00E-10	0.00	3.0	7.098	731	!
15c	C3+	PHOTON	C2+	C	1.00E-10	0.00	3.0	5.759	732	!
15c	C3H+	PHOTON	C3+	H	1.00E-10	0.00	3.0	6.511	733	!
15c	C3H2+	PHOTON	C3+	H2	1.00E-10	0.00	3.0	6.539	734	!
15c	C3H3+	PHOTON	C3H+	H2	1.00E-10	0.00	3.0	8.707	735	!
HEA17	NH+	PHOTON	N+	H	3.60E-11	0.00	2.07	8.741	749	! HEAYS2017
guess	NH2+	PHOTON	N+	H2	1.00E-10	0.00	2.0	6.713	750	!
guess	NH3+	PHOTON	NH+	H2	1.00E-10	0.00	2.0	5.359	751	!
guess	NH4+	PHOTON	NH3+	H	1.00E-10	0.00	2.0	7.556	752	!
guess	CN+	PHOTON	C+	N	1.00E-10	0.00	2.0	8.103	753	!
guess	C2N+	PHOTON	C+	CN	1.00E-10	0.00	2.0	6.673	754	!
guess	HCN+	PHOTON	CN+	H	1.00E-10	0.00	2.0	7.149	755	!
guess	H2CN+	PHOTON	HCN+	H	1.00E-10	0.00	2.0	5.557	757	!
guess	H2NC+	PHOTON	HCN+	H	1.00E-10	0.00	2.0	5.991	758	!
guess	N2+	PHOTON	N+	N	1.00E-10	0.00	2.0	4.287	760	!
guess	N2H+	PHOTON	H+	N2	1.00E-10	0.00	2.0	7.896	761	!
guess	NO+	PHOTON	N+	O	1.00E-10	0.00	2.0	1.234	762	!
guess	NNO+	PHOTON	NO+	H	1.00E-10	0.00	2.0	11.692	763	!
HEA17	SH+	PHOTON	S+	H	5.20E-10	0.00	2.83	9.365	772	! HEAYS2017
guess	H2S+	PHOTON	SH+	H	1.00E-10	0.00	2.0	9.252	775	!
guess	H3S+	PHOTON	H2S+	H	1.00E-10	0.00	2.0	8.723	776	!
guess	CS+	PHOTON	C+	S	1.00E-10	0.00	2.0	5.572	773	!
rfPDR	HCS+	PHOTON	CS+	H	7.00E-10	0.00	1.7	7.249	774	!
guess	SO+	PHOTON	S+	O	1.00E-10	0.00	2.0	7.633	777	!
guess	HSO+	PHOTON	SO+	H	1.00E-10	0.00	2.0	6.893	778	!
guess	HSO2+	PHOTON	HSO+	O	1.00E-10	0.00	2.0	10.139	779	!
guess	HOCs+	PHOTON	CS+	OH	1.00E-10	0.00	2.0	6.398	780	!
Guess	SiH+	+PHOTON	=Si+	H	1.00D-09	0.00	2.55			!
Guess	SiH2+	+PHOTON	=SiH+	H	1.00D-09	0.00	2.55			!
Guess	SiH3+	+PHOTON	=SiH2+	H	1.00D-09	0.00	2.55			!
Guess	SiH4+	+PHOTON	=SiH3+	H	1.00D-09	0.00	2.55			!
Guess	SiH5+	+PHOTON	=SiH4+	H	1.00D-09	0.00	2.55			!
St&Da	SiO+	+PHOTON	=Si+	O	1.50D-11	0.00	2.55			!
St&Da	SiOH+	+PHOTON	=SiO+	H	1.50D-11	0.00	2.55			!
jan11	H2CO+	PHOTON	CO+	H2	7.00E-10	.00	1.70	!	0	0 - assumed (taken from the
Meudon PDR code)										
jan11	H3CO+	PHOTON	HCO+	H2	7.00E-10	.00	1.70	!	0	0 - assumed (taken from the
Meudon PDR code)										
jan11	CH3OH+	PHOTON	CH3+	OH	7.00E-10	.00	1.70	!	0	0 - assumed (taken from the
Meudon PDR code)										
jan11	CH5O+	PHOTON	CH3+	H2O	7.00E-10	.00	1.70	!	0	0 - assumed (taken from the
Meudon PDR code)										
P & H H	+CRP	=H+	ELECTR		4.60D-01	0.00	0.0			
P & H He	+CRP	=He+	ELECTR		5.00D-01	0.00	0.0			
P & H H2	+CRP	=H+	H	ELECTR	4.00D-02	0.00	0.0			
P & H H2	+CRP	=H	H		1.50D+00	0.00	0.0			
P & H H2	+CRP	=H2+	ELECTR		9.60D-01	0.00	0.0			
P & H C	+CRP	=C+	ELECTR		1.80D+00	0.00	0.0			
P & H O	+CRP	=O+	ELECTR		2.80D+00	0.00	0.0			
HAY17	OH	SECPHO	O	H	4.700E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	H2O	SECPHO	OH	H	7.700E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	(Tables 20 & 22)
HAY17	H2O	SECPHO	O	H2	2.300E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	(Tables 20 & 22)
HAY17	H2O	SECPHO	H2O+	ELECTR	2.300E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	O2	SECPHO	O	O	7.800E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	O2	SECPHO	O2+	ELECTR	2.800E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C	SECPHO	C+	ELECTR	2.600E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CH	SECPHO	C	H	1.100E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CH	SECPHO	CH+	ELECTR	5.800E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CH2	SECPHO	C	H2	2.900E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CH3	SECPHO	CH	H2	2.800E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CH3	SECPHO	CH3+	ELECTR	3.800E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CH4	SECPHO	CH3	H	1.500E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CH4	SECPHO	CH4+	ELECTR	2.200E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CH+	SECPHO	C	H+	2.200E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C2	SECPHO	C	C	1.800E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C2	SECPHO	C2+	ELECTR	2.500E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C2H	SECPHO	C2	H	1.100E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C2H2	SECPHO	C2H	H	3.500E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C2H2	SECPHO	C2H2+	ELECTR	3.800E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C3	SECPHO	C2	C	6.900E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C3H	SECPHO	C3	H	3.000E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	C3H2	SECPHO	C3H	H	3.400E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	NH2	SECPHO	NH	H	7.200E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	NH2	SECPHO	NH2+	ELECTR	1.400E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	NH3	SECPHO	NH	H2	6.710E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	(Tables 20 & 22)
HAY17	NH3	SECPHO	NH2	H	4.290D+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	(Tables 20 & 22)
HAY17	NH3	SECPHO	NH3+	ELECTR	2.200E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	N2	SECPHO	N	N	3.900E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	NH	SECPHO	N	H	3.700E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	NH	SECPHO	NH+	ELECTR	7.100E+00	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	S	SECPHO	S+	ELECTR	8.000E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	SH	SECPHO	S	H	1.100E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	SH	SECPHO	SH+	ELECTR	3.400E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	H2S	SECPHO	SH	H	3.400E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	H2S	SECPHO	H2S+	ELECTR	6.200E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	
HAY17	CO2	SECPHO	CO	O	6.000E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017	

GRE87	CO	+SECPHO =C	O	6.800D+02	1.20	140000.0	!	GREDEL ET AL. (1987)
HAY17	CO	SECPHO CO+	ELECTR	1.400E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	HCO	SECPHO CO	H	5.300E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	H2CO	SECPHO H2CO+	ELECTR	2.900E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	H2CO	SECPHO CO	H2	1.300E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	CH3OH	SECPHO CH3OH+	ELECTR	2.400E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	CH3OH	SECPHO CH3	OH	1.600E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 Careful, main product CH3O +
H but CH3O not in chemical species								
HAY17	CN	SECPHO C	N	4.500E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	CN	SECPHO CN+	ELECTR	8.300E+00	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	HCN	SECPHO CN	H	2.000E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	HCN	SECPHO HCN+	ELECTR	1.400E+00	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	HNC	SECPHO CN	H	2.000E+03	0.00	140000.0	!	as HCN (HEAYS2017)
HAY17	NO	SECPHO N	O	3.000E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	NO	SECPHO NO+	ELECTR	2.400E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	SO	SECPHO S	O	5.500E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	SO	SECPHO SO+	ELECTR	4.500E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	CS	SECPHO S	C	1.900E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	CS	SECPHO CS+	ELECTR	2.000E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	OCs	SECPHO CO	S	5.200E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	SO2	SECPHO SO	O	2.700E+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	Fe	SECPHO Fe+	ELECTR	4.800E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	H2+	SECPHO H+	H	6.100E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	CH2+	SECPHO CH+	H	8.900E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	CH4+	SECPHO CH3+	H	2.700E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	OH+	SECPHO O+	H	8.600E+00	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	O2+	SECPHO O+	O	7.000E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	CO+	SECPHO C+	O	7.700E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	HCO+	SECPHO CO+	H	3.300E+00	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	NH+	SECPHO N+	H	2.200E+01	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	SH+	SECPHO S+	H	4.600E+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	Si	SECPHO Si+	ELECTR	4.20D+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	SiH	SECPHO Si	H	6.20D+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
HAY17	SiH+	SECPHO Si+	H	1.20D+03	0.00	140000.0	!	HEAYS2017 (new)
HAY17	SiO	SECPHO Si	O	8.90D+02	0.00	140000.0	!	HEAYS2017
L&G90	SiO2	+SECPHO =SiO	O	3.00D+03	0.00	140000.0		
13 87	SiH4	+SECPHO =SiH3	H	4.68D+03	0.00	140000.0		
16B83	O	+H2 =OH	H	1.55D-13	2.80	2980.0		
UMIST	CO	+H =OH	C	1.10D-10	0.50	77700.0		
72 83	O2	+H =OH	O	1.63D-09	-0.90	8750.0		
16B83	OH	+H =O	H2	7.00D-14	2.80	1950.0		
16B83	OH	+H2 =H2O	H	9.54D-13	2.00	1490.0		
16B83	H2O	+H =OH	H2	5.24D-12	1.90	9265.0		
17B73	C	+H2 =CH	H	1.16D-09	0.50	14100.0		
P & H	C	+H =CH	PHOTON	1.00D-17	0.00	0.0		
22 86	CH	+H2 =CH2	H	2.38D-10	0.00	1760.0		
17B73	CH2	+H2 =CH3	H	5.18D-11	0.17	6400.0		
23B83	CH3	+H2 =CH4	H	3.00D-10	0.00	5460.0		
59 82	C2	+H2 =C2H	H	1.60D-10	0.00	1419.0		
S88	C2H	+H2 =C2H2	H	1.14D-11	0.00	950.0		
KIDA	CH	+H =C	H2	1.24D-10	0.26	0.0	!	Fit by KIDA from van Harrevelt 2002
22 86	CH2	+H =CH	H2	4.70D-10	0.00	370.0		
17B73	CH3	+H =CH2	H2	5.18D-11	0.17	5600.0		
23B83	CH4	+H =CH3	H2	3.00D-10	0.00	6560.0		
P & H	O2	+C =CO	O	3.30D-11	0.50	0.0		
93 88	OH	+CO =CO2	H	4.40D-13	-1.15	390.0		
95 88	OH	+C =CO	H	3.10D-11	-0.36	0.0		
94 88	OH	+O =O2	H	3.10D-11	-0.36	0.0		
61 81	CH	+O =HCO+	ELECTR	2.40D-14	0.50	0.0		
61 81	CH	+O =CO	H	9.50D-11	0.50	0.0		
P & H	CH2	+O =CO	H	2.00D-11	0.50	0.0		
X	CH3	+O =CO	H2	1.80D-10	0.50	0.0		
P & H	C2	+O =CO	C	5.00D-11	0.50	0.0		
P & H	C2H	+O =CO	CH	1.00D-10	0.00	250.0		
X	C3	+O =CO	C2	5.00D-11	0.50	0.0		
13 87	C3H	+O =C2H	CO	5.00D-11	0.50	0.0		
13 87	C3H2	+O =C2H2	CO	5.00D-11	0.50	0.0		
BAR06	C+	+H =CH+	PHOTON	2.29D-17	-0.42	0.0	!	Fit from PDR validity 40-1000K
GRE92	C+	+H2 =CH2+	PHOTON	5.00D-16	0.00	0.0		
excit	C+	+H2 =CH+	H	1.58D-10	0.00	4827.0	!	from Gerlich 87, Agundez 2010
14 87	CH+	+H =C+	H2	1.50D-10	0.00	0.0		
27B77	CH+	+H2 =CH2+	H	1.20D-09	0.00	0.0		
27B77	CH2+	+H =CH+	H2	1.20D-09	0.00	2700.0		
28B75	CH2+	+H2 =CH3+	H	7.00D-10	0.00	0.0		
28B75	CH3+	+H =CH2+	H2	7.00D-10	0.00	10560.0		
4Z89	CH3+	+H2 =CH5+	PHOTON	6.00D-15	0.00	0.0		
28B75	CH3+	+H2 =CH4+	H	2.00D-10	0.00	32500.0		
28B75	CH4+	+H =CH3+	H2	2.00D-10	0.00	0.0		
28B75	CH4+	+H2 =CH5+	H	4.00D-11	0.00	0.0		
28B75	CH5+	+H =CH4+	H2	4.00D-11	0.00	2200.0		
H+	+ELECTR =H	PHOTON		2.90D-12	-0.74	0.0		
22Z90	H2+	+ELECTR =H	H	1.60D-08	-0.43	0.0		
P & H	He+	+ELECTR =He	PHOTON	4.50D-12	-0.67	0.0		
Mcc03	H3+	ELECTR H	H	5.10d-08	-0.52	0.0		
Mcc03	H3+	ELECTR H2	H	1.70d-08	-0.52	0.0		
P & H	C+	+ELECTR =C	PHOTON	4.40D-12	-0.61	0.0		
22Z90	CH+	+ELECTR =C	H	1.50D-07	-0.42	0.0		
22Z90	CH2+	+ELECTR =C	H2	1.25D-07	-0.50	0.0		
22Z90	CH2+	+ELECTR =CH	H	1.25D-07	-0.50	0.0		
22Z90	CH3+	+ELECTR =CH2	H	1.75D-07	-0.50	0.0		

22Z90	CH3+	+ELECTR	=CH	H2			1.75D-07	-.50	0.0
P & H	CH4+	+ELECTR	=CH3	H			3.00D-07	-.50	
P & H	CH4+	+ELECTR	=CH2	H	H		3.00D-07	-.50	
22Z90	CH5+	+ELECTR	=CH	H2	H2		8.75D-08	-.30	0.0
22Z90	CH5+	+ELECTR	=CH2	H2	H		8.75D-08	-.30	0.0
22Z90	CH5+	+ELECTR	=CH3	H2			8.75D-08	-.30	0.0
22Z90	CH5+	+ELECTR	=CH4	H			8.75D-08	-.30	0.0
79 79	H+	+H2	=H2+	H			6.40D-10	0.00	21300.0
01R79	H2+	+H	=H+	H2			6.40D-10	0.00	0.0
P & H	H2+	+H2	=H3+	H			2.10D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+H	=H2+	H2			2.10D-09	0.00	20000.0
52R84	H+	+O	=O+	H			6.00D-10	0.00	227.0
P & H	H+	+OH	=OH+	H			2.10D-09	0.00	0.0
80R74	H+	+O2	=O2+	H			1.20D-09	0.00	0.0
80R74	H+	+H2O	=H2O+	H			8.20D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+CH	=CH+	H			1.90D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+CH2	=CH2	H2			1.40D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+CH2	=CH2+	H			1.40D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+CH3	=CH3+	H			3.40D-09	0.00	0.0
80R74	H+	+CH4	=CH3+	H2			2.28D-09	0.00	0.0
80R74	H+	+CH4	=CH4+	H			1.52D-09	0.00	0.0
18R80	H+	+CO2	=HCO+	O			4.20D-09	0.00	0.0
P & H	H2+	+C	=CH+	H			2.40D-09	0.00	0.0
P & H	H2+	+O	=OH+	H			1.50D-09	0.00	0.0
38R75	H2+	+CO	=HCO+	H			2.16D-09	0.00	0.0
38R75	H2+	+CO	=CO+	H2			6.44D-10	0.00	0.0
P & H	H2+	+OH	=OH+	H2			7.60D-10	0.00	0.0
38R75	H2+	+H2O	=H2O+	H2			3.90D-09	0.00	0.0
38R75	H2+	+H2O	=H3O+	H			3.40D-09	0.00	0.0
P & H	H2+	+CH	=CH+	H2			7.10D-10	0.00	0.0
P & H	H2+	+CH	=CH2+	H			7.10D-10	0.00	0.0
P & H	H2+	+CH2	=CH3+	H			1.00D-09	0.00	0.0
P & H	H2+	+CH2	=CH2+	H2			1.00D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+O	=OH+	H2			8.00D-10	0.00	0.0
P & H	H3+	+OH	=H2O+	H2			1.30D-09	0.00	0.0
5Z89	H3+	+CO	=HCO+	H2			1.70D-09	0.00	0.0
39R82	H3+	+CO2	=HCO2+	H2			2.00D-09	0.00	0.0
40R75	H3+	+H2O	=H3O+	H2			4.30D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+C	=CH+	H2			2.00D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+CH	=CH2+	H2			1.20D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+CH2	=CH3+	H2			1.70D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+CH3	=CH4+	H2			2.10D-09	0.00	0.0
5Z89	H3+	+CH4	=CH5+	H2			1.90D-09	0.00	0.0
85 86	He+	+H2	=H+	H	He		1.10D-13	-.24	0.0
P & H	He+	+OH	=OH+	He			5.50D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+H2O	=O+	H	He		5.50D-10	0.00	0.0
74 85	He+	+H2O	=OH+	H	He		2.30D-10	-.94	0.0
74 85	He+	+H2O	=H2O+	He			4.86D-11	-.94	0.0
74 85	He+	+H2O	=H+	OH	He		1.64D-10	-.94	0.0
42R85	He+	+CO	=C+	O	He		1.50D-09	0.00	0.0
42R85	He+	+O2	=O+	O	He		1.00D-09	0.00	0.0
81R77	He+	+CO2	=CO+	O	He		7.70D-10	0.00	0.0
81R77	He+	+CO2	=O+	CO	He		1.80D-10	0.00	0.0
81R77	He+	+CO2	=C+	O2	He		4.00D-11	0.00	0.0
P & H	He+	+CH	=C+	H	He		1.10D-09	0.00	0.0
P & H	He+	+CH2	=C+	H2	He		7.50D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+CH2	=CH+	H	He		7.50D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+CH3	=CH+	H2	He		9.00D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+CH3	=CH2+	H	He		9.00D-10	0.00	0.0
43R76	He+	+CH4	=H+	CH3	He		4.00D-10	0.00	0.0
43R76	He+	+CH4	=CH+	H2	H	He	2.56D-10	0.00	0.0
43R76	He+	+CH4	=CH2+	H2	He		8.48D-10	0.00	0.0
43R76	He+	+CH4	=CH3+	H	He		8.00D-11	0.00	0.0
43R76	He+	+CH4	=CH4+	He			1.60D-11	0.00	0.0
88 85	C+	+OH	=CO+	H			8.00D-10	0.00	0.0
88 85	C+	+H2O	=H+	CO			8.00D-10	0.00	0.0
74 85	C+	+H2O	=HCO+	H			2.43D-09	-.63	0.0
73R84	C+	+O2	=O+	CO			5.15D-10	0.00	0.0
73R84	C+	+O2	=CO+	O			3.15D-10	0.00	0.0
82R81	C+	+CO2	=CO+	CO			1.10D-09	0.00	0.0
78 83	C+	+CH	=C2+	H			3.80D-10	0.00	0.0
78 83	C+	+CH	=CH+	C			3.80D-10	0.00	0.0
P & H	C+	+CH2	=CH2+	C			5.20D-10	0.00	0.0
P & H	C+	+CH2	=C2H+	H			5.20D-10	0.00	0.0
7R82	C+	+CH4	=C2H2+	H2			3.25D-10	0.00	0.0
7R82	C+	+CH4	=C2H3+	H			9.75D-10	0.00	0.0
52R84	O+	+H	=H+	O			6.00D-10	0.00	0.0
52R84	O+	+H2	=OH+	H			1.20D-09	0.00	0.0
P & H	O2+	+C	=CO+	O			5.20D-11	0.00	0.0
P & H	O2+	+C	=C+	O2			5.20D-11	0.00	0.0
44R81	OH+	+H2	=H2O+	H			1.01D-09	0.00	0.0
44R81	H2O+	+H2	=H3O+	H			8.30D-10	0.00	0.0
P & H	H3O+	+H	=H2O+	H2			6.10D-10	0.00	20500.0
P & H	H3O+	+C	=HCO+	H2			1.00D-11	0.00	0.0
P & H	H3O+	+CH	=CH2+	H2O			6.80D-10	0.00	0.0
P & H	H3O+	+CH2	=CH3+	H2O			9.40D-10	0.00	0.0
P & H	O+	+ELECTR	=O	PHOTON			3.40D-12	-.64	0.0
1Z83	O2+	+ELECTR	=O	O			1.95D-07	-.70	0.0
22Z90	OH+	+ELECTR	=O	H			3.75D-08	-.50	0.0
22Z90	H2O+	+ELECTR	=OH	H			3.15D-07	-.50	0.0

90 88	H3O+	+ELECTR	=OH	H2	8.45D-07	-.50	0.0	
90 88	H3O+	+ELECTR	=H2O	H	4.55D-07	-.50	0.0	
49R76	CH3+	+O	=HCO+	H2	3.10D-10	0.00	0.0	
49R76	CH3+	+O	=H3+	CO	1.30D-11	0.00	0.0	
8R80	CH5+	+O	=H3O+	CH2	2.16D-10	0.00	0.0	
51R80	CH5+	+CO	=HCO+	CH4	9.90D-10	0.00	0.0	
40R75	CH5+	+H2O	=H3O+	CH4	3.70D-09	0.00	0.0	
52R84	CO+	+H2	=HCO+	H	1.30D-09	0.00	0.0	
52R84	CO+	+H	=H+	CO	7.50D-10	0.00	0.0	
52R84	HCO+	+H	=CO+	H2	1.30D-09	0.00	24500.0	
P & H	HCO+	+C	=CH+	CO	1.10D-09	0.00	0.0	
P & H	HCO+	+CH	=CH2+	CO	6.30D-10	0.00	0.0	
P & H	HCO+	+CH2	=CH3+	CO	8.60D-10	0.00	0.0	
27R77	HCO+	+CH3	=CH4+	CO	1.40D-09	0.00	9060.0	
51R80	HCO+	+CH4	=CH5+	CO	9.90D-10	0.00	4920.0	
65R78	HCO+	+H2O	=H3O+	CO	2.50D-09	0.00	0.0	
15	HCO+	+O2	=HCO2+	O	1.00D-09	0.00	1450.0	
15	HCO2+	+O	=HCO+	O2	1.00D-09	0.00	0.0	
15	HCO+	+OH	=HCO2+	H	1.00D-09	0.00	0.0	
15	HCO2+	+H	=HCO+	OH	1.00D-09	0.00	7500.0	
15	HCO2+	+CO	=HCO+	CO2	1.00D-09	0.00	0.0	
15	HCO+	+CO2	=HCO2+	CO	1.00D-09	0.00	5000.0	
6R80	HCO2+	+CH4	=CH5+	CO2	7.80D-10	0.00	0.0	
22Z90	CO+	+ELECTR	=C	O	1.00D-07	-.46	0.0	
22Z90	HCO+	+ELECTR	=CO	H	2.40D-07	-.69	0.0	
6Z88	HCO2+	+ELECTR	=CO2	H	2.24D-07	-.50	0.0	
6Z88	HCO2+	+ELECTR	=CO	OH	1.16D-07	-.50	0.0	
27C77	C2+	+H2	=C2H+	H	1.40D-09	0.00	0.0	
45C77	C2+	+H2	=H+	C2H	1.50D-09	0.00	1260.0	
45C77	C2H+	+H2	=C2H2+	H	1.70D-09	0.00	0.0	
46C84	C2H2+	+H2	=C2H3+	H	5.00D-10	0.00	800.0	
22Z90	C2+	+ELECTR	=C	C	3.00D-07	-.50	0.0	
22Z90	C2H+	+ELECTR	=C2	H	1.35D-07	-.50	0.0	
22Z90	C2H+	+ELECTR	=CH	C	1.35D-07	-.50	0.0	
75 88	C2H2+	+ELECTR	=C2H	H	1.50D-07	-.50	0.0	
75 88	C2H2+	+ELECTR	=CH	CH	1.50D-07	-.50	0.0	
75 88	C2H3+	+ELECTR	=C2H	H2	1.35D-07	-.50	0.0	
75 88	C2H3+	+ELECTR	=CH2	CH	1.35D-07	-.50	0.0	
75 88	C2H3+	+ELECTR	=C2H2	H	3.00D-08	-.50	0.0	
58 83	C3+	+H2	=C3H+	H	3.00D-10	0.00	0.0	
46C84	C3H+	+H2	=C3H2+	H	1.00D-09	0.00	500.0	
62 86	C3H+	+H2	=C3H3+	PHOTON	3.00D-13	-1.0	0.0	
46C84	C3H2+	+H2	=C3H3+	H	1.00D-10	0.00	2000.0	
P & H	C3+	+ELECTR	=C2	C	3.00D-07	-.50	0.0	
P & H	C3H+	+ELECTR	=C2	CH	1.50D-07	-.50	0.0	
P & H	C3H+	+ELECTR	=C2H	C	1.50D-07	-.50	0.0	
75 88	C3H2+	+ELECTR	=C3H	H	1.50D-07	-.50	0.0	
75 88	C3H2+	+ELECTR	=C2H	CH	1.50D-07	-.50	0.0	
75 88	C3H3+	+ELECTR	=C3H2	H	1.50D-07	-.50	0.0	
75 88	C3H3+	+ELECTR	=C2H2	CH	1.50D-07	-.50	0.0	
P & H	H+	+C2	=C2+	H	3.10D-09	0.00	0.0	
P & H	H+	+C2H	=C2+	H2	1.50D-09	0.00	0.0	
P & H	H+	+C2H	=C2H+	H	1.50D-09	0.00	0.0	
78 83	H+	+C2H2	=C2H+	H2	2.00D-09	0.00	0.0	
78 83	H+	+C2H2	=C2H2+	H	2.00D-09	0.00	0.0	
4 84	H+	+C3H	=C3+	H2	2.00D-09	0.00	0.0	
4 84	H+	+C3H	=C3H+	H	2.00D-09	0.00	0.0	
4 84	H+	+C3H2	=C3H+	H2	2.00D-09	0.00	0.0	
4 84	H+	+C3H2	=C3H2+	H	2.00D-09	0.00	0.0	
P & H	He+	+C2H	=C+	CH	He	5.10D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+C2H	=CH+	C	He	5.10D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+C2H	=C2+	H	He	5.10D-10	0.00	0.0
3R75	He+	+C2H2	=CH+	CH	He	7.70D-10	0.00	0.0
3R75	He+	+C2H2	=C2+	H2	He	1.61D-09	0.00	0.0
3R75	He+	+C2H2	=C2H+	H	He	8.75D-10	0.00	0.0
3R75	He+	+C2H2	=C2H2+	He	He	2.45D-10	0.00	0.0
4 84	He+	+C3H	=C3+	H	He	2.00D-09	0.00	0.0
4 84	He+	+C3H2	=C3H+	H	He	1.00D-09	0.00	0.0
4 84	He+	+C3H2	=C3+	H2	He	1.00D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+C2H	=C2H2+	H2	1.70D-09	0.00	0.0	
2R77	H3+	+C2H2	=C2H3+	H2	2.90D-09	0.00	0.0	
4 84	H3+	+C3H	=C3H2+	H2	2.00D-09	0.00	0.0	
4 84	H3+	+C3H2	=C3H3+	H2	2.00D-09	0.00	0.0	
P & H	C+	+C2H	=C3+	H	1.00D-09	0.00	0.0	
7R82	C+	+C2H2	=C3H+	H	2.20D-09	0.00	0.0	
P & H	HCO+	+C2H	=C2H2+	CO	7.80D-10	0.00	0.0	
54R77	HCO+	+C2H2	=C2H3+	CO	1.36D-09	0.00	0.0	
4 84	HCO+	+C3H	=C3H2+	CO	1.40D-09	0.00	0.0	
4 84	HCO+	+C3H2	=C3H3+	CO	1.40D-09	0.00	0.0	
10R86	H3O+	+C2H	=C2H2+	H2O	2.20D-10	0.00	4100.0	
15	H3O+	+C2H2	=C2H3+	H2O	1.00D-09	0.00	7330.0	
75 88	H3O+	+C3H	=C3H2+	H2O	2.00D-09	0.00	0.0	
75 88	H3O+	+C3H2	=C3H3+	H2O	3.00D-09	0.00	0.0	
10R86	C2H2+	+H2O	=H3O+	C2H	2.20D-10	0.00	0.0	
10R86	C2H3+	+H2O	=H3O+	C2H2	1.11D-09	0.00	0.0	
83R83	C3H+	+H2O	=HCO+	C2H2	2.48D-10	0.00	0.0	
83R83	C3H+	+H2O	=C2H3+	CO	2.02D-10	0.00	0.0	
P & H	H+	+Fe	=Fe+	H	7.40D-09	0.00	0.0	
P & H	H3+	+Fe	=Fe+	H2	H	4.90D-09	0.00	0.0
P & H	C+	+Fe	=Fe+	C	2.60D-09	0.00	0.0	

P & H HCO+	+Fe	=Fe+	CO	H	1.90D-09	0.00	0.0
P & H H3O+	+Fe	=Fe+	H2O	H	3.10D-09	0.00	0.0
P & H O2+	+Fe	=Fe+	O2		1.10D-09	0.00	0.0
P & H Fe+	+ELECTR	=Fe	PHOTON		3.70D-12	- .65	0.0
P & H N	CRP	N+	ELECTR		2.10E+00	0.00	0.0
97 83 N	H2	NH	H		8.66D-10	0.50	14600.0
97 83 NH	H2	NH2	H		5.25D-12	0.79	6700.0
97 83 NH2	H2	NH3	H		6.22D-11	0.50	6300.0
14Z90 CN	H2	HCN	H		3.53D-13	3.31	756.0
97 83 NH	H	N	H2		8.66D-10	0.50	2400.0
97 83 NH2	H	NH	H2		5.25D-12	0.79	2200.0
97 83 NH3	H	NH2	H2		6.22D-11	0.50	5700.0
P & H NH	O	OH	N		2.90D-11	0.50	0.0
P & H NH2	O	NH	OH		3.50D-12	0.50	0.0
97 83 NH3	O	NH2	OH		2.50D-12	0.00	3020.0
P & H CN	O	CO	N		1.80D-11	0.50	50.0
97 83 NH3	OH	NH2	H2O		2.30D-12	0.00	800.0
P & H NH	C	CN	H		1.10D-10	0.50	0.0
94 88 CH	N	CN	H		2.10D-11	0.00	0.0
97 83 CN	N	N2	C		7.30D-10	0.00	4500.0
P & H NH	N	N2	H		5.00D-11	0.50	0.0
94E88 OH	N	NO	H		5.30D-11	0.00	50.0
97 83 O2	N	NO	O		3.30D-12	1.00	3150.0
P & H NO	C	CN	O		1.10D-10	0.50	0.0
94E88 NO	N	N2	O		3.40D-11	0.00	50.0
97 83 NO	O	O2	N		7.50D-13	1.00	16000.0
GUESS HNC	H	HCN	H		1.00D-10	0.50	200.0
GUESS HNC	O	CO	NH		2.00D-10	0.50	200.0
GUESS HNC	OH	H2O	CN		2.00D-10	0.50	200.0
GUESS HNC	O2	CO2	NH		2.00D-11	0.50	200.0
3Z82 NH2	C	HNC	H		2.00D-11	0.50	0.0
P & H CH2	N	HCN	H		2.00D-11	0.50	0.0
P & H CH3	N	HCN	H2		2.00D-11	0.50	0.0
GUESS CH5+	HNC	C2H3+	NH3		1.00D-09	0.00	0.0
GUESS CH5+	HCN	C2H3+	NH3		1.00D-09	0.00	5120.0
13R85 N+	H2	NH+	H		8.40D-10	0.00	168.5
10R80 NH+	H2	NH2+	H		1.27D-09	0.00	0.0
10R80 NH+	H2	H3+	N		2.25D-10	0.00	0.0
10R80 NH2+	H2	NH3+	H		2.70D-10	0.00	0.0
07R83 NH3+	H2	NH4+	H		2.40D-12	0.00	0.0
13R85 NH+	H	N+	H2		6.52D-10	0.00	0.0
10R80 NH2+	H	NH+	H2		1.27D-09	0.00	24000.0
10R80 NH3+	H	NH2+	H2		2.25D-10	0.00	12800.0
15 NH4+	H	NH3+	H2		1.00D-09	0.00	11000.0
04R84 CN+	H2	HCN+	H		1.00D-09	0.00	0.0
04R84 HCN+	H	CN+	H2		1.00D-09	0.00	15800.0
01R79 HCN+	H2	H2CN+	H		9.80D-10	0.00	0.0
01R79 H2CN+	H	HCN+	H2		9.80D-10	0.00	34400.0
9Z89 N2+	H2	N2H+	H		2.00D-09	0.24	0.0
10R80 N2H+	H	N2+	H2		2.10D-09	0.00	30300.0
08R82 N2H+	H2	H3+	N2		1.80D-09	0.00	8300.0
52 H+	HNC	H+	HCN		1.00D-09	0.00	0.0
15 H+	HCN	H+	HNC		1.00D-09	0.00	7850.0
P & H H+	NH	NH+	H		2.10D-09	0.00	0.0
P & H H+	NH2	NH2+	H		2.90D-09	0.00	0.0
12R85 H+	NH3	NH3+	H		5.20D-09	0.00	0.0
15 H+	CN	CN+	H		2.10D-09	0.00	6150.0
12R85 H+	HCN	HCN+	H		1.10D-08	0.00	0.0
01R72 H+	NO	NO+	H		1.90D-09	0.00	0.0
P & H He+	NH	N+	H	He	1.10D-09	0.00	0.0
P & H He+	NH2	NH+	H	He	8.00D-10	0.00	0.0
P & H He+	NH2	N+	H2	He	8.00D-10	0.00	0.0
02R75 He+	NH3	NH3+	He		2.64D-10	0.00	0.0
02R75 He+	NH3	NH2+	H	He	1.76D-09	0.00	0.0
02R75 He+	NH3	NH+	H2	He	1.76D-10	0.00	0.0
P & H He+	CN	C+	N	He	8.80D-10	0.00	0.0
P & H He+	CN	N+	C	He	8.80D-10	0.00	0.0
01R77 He+	HCN	CN+	H	He	1.46D-09	0.00	0.0
01R77 He+	HCN	CH+	N	He	6.20D-10	0.00	0.0
01R77 He+	HCN	C+	NH	He	7.75D-10	0.00	0.0
01R77 He+	HCN	N+	CH	He	2.48D-10	0.00	0.0
01R77 He+	HNC	CN+	H	He	1.55D-09	0.00	0.0
01R77 He+	HNC	C+	NH	He	1.55D-09	0.00	0.0
02R77 He+	N2	N+	N	He	7.92D-10	0.00	0.0
02R77 He+	N2	N2+	He		4.08D-10	0.00	0.0
02R77 He+	NO	N+	O	He	1.38D-09	0.00	0.0
02R77 He+	NO	O+	N	He	2.24D-10	0.00	0.0
P & H H3+	NH	NH2+	H2		1.30D-09	0.00	0.0
P & H H3+	NH2	NH3+	H2		1.80D-09	0.00	0.0
5Z89 H3+	NH3	NH4+	H2		9.10D-09	0.00	0.0
H3+	N	NH2+	H		4.50D-20	0.00	0.0
P & H H3+	CN	HCN+	H2		1.00D-09	0.00	0.0
P & H H3+	CN	H2CN+	H		1.00D-09	0.00	0.0
12R85 H3+	HCN	H2CN+	H2		9.50D-09	0.00	0.0
12R85 H3+	HNC	H2CN+	H2		9.50D-09	0.00	0.0
5Z89 H3+	N2	N2H+	H2		1.30D-09	0.00	0.0
08R82 H3+	NO	HNO+	H2		1.10D-09	0.00	0.0
19R80 H3O+	NH3	NH4+	H2O		2.20D-09	0.00	0.0
H3O+	CN	H2CN+	OH		4.50D-09	0.00	0.0
19R78 H3O+	HCN	H2CN+	H2O		4.50D-09	0.00	0.0

19R78	H2CN+	H2O	H3O+	HCN	4.50D-09	0.00	2460.0
19R78	H3O+	HNC	H2CN+	H2O	4.50D-09	0.00	0.0
19R78	H2CN+	H2O	H3O+	HNC	4.50D-09	0.00	10300.0
P & H	HCO+	NH	NH2+	CO	6.40D-10	0.00	0.0
P & H	NH2+	CO	HCO+	NH	6.40D-10	0.00	6100.0
P & H	HCO+	NH2	NH3+	CO	8.90D-10	0.00	0.0
05R78	HCO+	NH3	NH4+	CO	1.90D-09	0.00	0.0
12R85	HCO+	HCN	H2CN+	CO	3.70D-09	0.00	0.0
12R85	HCO+	HNC	H2CN+	CO	3.70D-09	0.00	0.0
04R71	HCO2+	NO	HNO+	CO2	1.00D-10	0.00	0.0
P & H	C+	NH	CN+	H	7.80D-10	0.00	0.0
P & H	C+	NH2	HCN+	H	1.10D-09	0.00	0.0
05R79	C+	NH3	NH3+	C	5.29D-10	0.00	0.0
05R79	C+	NH3	H2NC+	H	7.80D-10	0.00	0.0
05R79	C+	NH3	H2CN+	H	7.80D-10	0.00	0.0
05R79	C+	NH3	HCN+	H2	2.08D-10	0.00	0.0
12R85	C+	HCN	C2N+	H	3.40D-09	0.00	0.0
12R85	C+	HNC	C2N+	H	3.40D-09	0.00	0.0
09R84	C+	NO	NO+	C	3.40D-09	0.00	0.0
09R84	C+	NO	N+	CO	9.02D-10	0.00	0.0
09R84	N+	CO	C+	NO	9.02D-10	0.00	15400.0
17R77	O2+	N	NO+	O	7.84D-11	0.00	0.0
18R83	O2+	NH3	NH3+	O2	2.00D-09	0.00	0.0
08R78	O2+	NO	NO+	O2	4.40D-10	0.00	0.0
P & H	CH2+	N	HCN+	H	9.40D-10	0.00	0.0
P & H	C2H+	N	C2N+	H	8.30D-10	0.00	0.0
P & H	CH3+	N	HCN+	H2	6.70D-11	0.00	0.0
M88	CH3+	N	H2CN+	H	6.70D-11	0.00	0.0
M88	C2H2+	N	CH+	HCN	2.50D-11	0.00	0.0
M88	C2H2+	N	CH+	HNC	2.50D-11	0.00	2600.0
M88	C2H2+	N	C2N+	H2	2.25D-10	0.00	0.0
17R80	N+	O2	O2+	N	2.81D-10	0.00	0.0
17R80	N+	O2	NO+	O	2.37D-10	0.00	0.0
17R80	N+	O2	O+	NO	3.30D-11	0.00	0.0
09R84	N+	CO	CO+	N	8.25D-10	0.00	0.0
09R84	N+	CO	NO+	C	1.46D-10	0.00	0.0
10R80	N+	NO	NO+	N	4.51D-10	0.00	0.0
10R80	N+	NO	N2+	O	7.95D-11	0.00	0.0
13R83	NH3+	H2O	NH4+	OH	2.50D-10	0.00	0.0
13R83	NH4+	OH	NH3+	H2O	2.50D-10	0.00	3400.0
06R80	N2H+	O	OH+	N2	1.40D-10	0.00	3400.0
08R82	N2H+	H2O	H3O+	N2	2.60D-09	0.00	0.0
06R80	N2H+	CO	HCO+	N2	8.80D-10	0.00	0.0
06R80	HCO+	N2	N2H+	CO	8.80D-10	0.00	11200.0
08R82	N2H+	CO2	HCO2+	N2	1.40D-09	0.00	0.0
08R82	HCO2+	N2	N2H+	CO2	1.40D-09	0.00	6400.0
15R74	N2H+	NH3	NH4+	N2	2.30D-09	0.00	0.0
15R74	NH4+	N2	N2H+	NH3	2.30D-09	0.00	44000.0
08R82	N2H+	NO	HNO+	N2	3.40D-10	0.00	0.0
01R83	C2N+	NH3	N2H+	C2H2	1.90D-10	0.00	0.0
01R83	C2N+	NH3	H2CN+	HCN	1.70D-09	0.00	0.0
P & H	HNO+	C	CH+	NO	1.00D-09	0.00	0.0
04R71	HNO+	CO	HCO+	NO	1.00D-10	0.00	0.0
04R71	HNO+	CO2	HCO2+	NO	1.00D-10	0.00	0.0
P & H	HNO+	OH	H2O+	NO	6.20D-10	0.00	0.0
08R82	HNO+	H2O	H3O+	NO	2.30D-09	0.00	0.0
P & H	NO+	Fe	Fe+	NO	1.00D-09	0.00	0.0
P & H	N+	ELECTR	N	PHOTON	3.80D-12	-0.62	0.0
P & H	NH+	ELECTR	N	H	2.00D-07	-0.50	0.0
P & H	NH2+	ELECTR	NH	H	1.50D-07	-0.50	0.0
P & H	NH2+	ELECTR	N	H	1.50D-07	-0.50	0.0
22Z90	NH3+	ELECTR	NH2	H	3.00D-07	-0.50	0.0
22Z90	NH4+	ELECTR	NH2	H2	7.60D-07	-0.50	0.0
22Z90	NH4+	ELECTR	NH3	H	7.60D-07	-0.50	0.0
P & H	CN+	ELECTR	C	N	1.80D-07	-0.50	0.0
75 88	C2N+	ELECTR	C2	N	1.00D-07	-0.50	0.0
75 88	C2N+	ELECTR	CN	C	2.00D-07	-0.50	0.0
75 88	HCN+	ELECTR	CN	H	1.50D-07	-0.50	0.0
75 88	HCN+	ELECTR	CH	N	1.50D-07	-0.50	0.0
22Z90	N2+	ELECTR	N	N	3.60D-08	-0.42	0.0
6Z88	N2H+	ELECTR	N2	H	1.70D-07	-1.00	0.0
7Z88	H2CN+	ELECTR	HCN	H	1.75D-07	-0.50	0.0
7Z88	H2CN+	ELECTR	HNC	H	1.75D-07	-0.50	0.0
7Z88	H2NC+	ELECTR	HNC	H	1.75D-07	-0.50	0.0
7Z88	H2NC+	ELECTR	NH2	C	1.75D-07	-0.50	0.0
22Z90	NO+	ELECTR	N	O	4.30D-07	-0.37	0.0
P & H	HNO+	ELECTR	NO	H	3.00D-07	-0.50	0.0
PDRrf	S	+H2	=SH	H	4.20E-10	0.00	10494.0
PDRrf	SH	H2	H	H2S	7.36E-13	2.31	6862.0
PDRrf	SH	+H	=S	H2	1.39E-10	-0.18	697.0
PDRrf	H2S	+H	=SH	H2	3.70E-12	1.94	455.0
16Z88	SO	+H	=OH	S	5.90D-10	-0.31	11100.0
16Z88	SO2	+H	=SO	OH	9.25D-09	-0.74	14700.0
16Z88	OCS	+H	=SH	CO	1.70D-11	0.00	2000.0
UMIST	SH	+O	=SO	H	1.58D-10	0.00	0.0
17Z88	SH	+O	=OH	S	1.70D-11	0.67	950.0
PDRrf	H2S	+O	=SH	OH	7.90D-12	1.00	1737.0
16Z88	H2S	+OH	=SH	H2O	6.30D-12	0.00	80.0
16Z88	CS	+O	=CO	S	2.70D-10	0.00	760.0
16Z88	CS	+OH	=OCS	H	1.55D-13	1.12	800.0

24Z87	S	+O2	=SO	O	5.19D-12	0.00	265.0
16Z88	SO	+O	=S	O2	6.60D-13	0.00	2760.0
16Z88	SO	+O2	=SO2	O	1.40D-12	0.00	2820.0
23Z90	SO	+OH	=SO2	H	1.96D-10	-0.17	0.0
UMIST	SO	+N	=NO	S	1.73D-11	0.50	750.0
16Z88	SO	+C	=CO	S	7.20D-11	0.00	0.0
16Z88	SO	+C	=CS	O	1.70D-10	0.00	0.0
16Z88	SO2	+O	=SO	O2	9.27D-11	-0.46	9140.0
16Z88	OCS	+O	=SO	CO	2.60D-11	0.00	2250.0
16Z88	CH	+S	=CS	H	1.10D-12	0.00	0.0
16Z88	CH	+S	=SH	C	1.73D-11	0.50	4000.0
16Z88	OH	+S	=SO	H	6.59D-11	0.00	0.0
16Z88	SH	+C	=CS	H	2.00D-11	0.00	0.0
16Z88	SH	+C	=CH	S	1.20D-11	0.58	5880.0
16Z88	SH	+CO	=OCS	H	5.95D-14	1.12	8330.0
18Z86	S+	+H2	=SH+	H	2.20D-10	0.00	9860.0
PDRrf	S+	+H2	=H2S+	PHOTON	1.00D-17	-0.20	0.0
18Z86	SH+	+H2	=H2S+	H	1.90D-10	0.00	6380.0
P & H	SH+	+H2	=H3S+	PHOTON	2.40D-16	-0.80	0.0
18Z86	H2S+	+H2	=H3S+	H	1.40D-11	0.00	2900.0
1R84	CS+	+H2	=HCS+	H	4.50D-10	0.00	0.0
18Z86	SH+	+H	=S+	H2	1.10D-10	0.00	0.0
18Z86	H2S+	+H	=SH+	H2	2.00D-10	0.00	0.0
18Z86	H3S+	+H	=H2S+	H2	6.00D-11	0.00	0.0
P & H	SO+	+H	=S+	OH	6.10D-10	0.00	11385.0
GUESS	H+	+S	=S+	H	1.00D-15	0.00	0.0
P & H	H+	+SH	=SH+	H	1.60D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+SH	=S+	H2	1.60D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+H2S	=H2S+	H	7.60D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+CS	=CS+	H	4.90D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+SO	=SO+	H	3.20D-09	0.00	0.0
P & H	H+	+OCS	=SH+	CO	5.90D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+S	=SH+	H2	2.60D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+SH	=H2S+	H2	1.90D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+H2S	=H3S+	H2	3.70D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+CS	=HCS+	H2	2.90D-09	0.00	0.0
P & H	H3+	+SO	=HSO+	H2	1.90D-09	0.00	0.0
8R82	H3+	+SO2	=HSO2+	H2	1.30D-09	0.00	0.0
8R82	H3+	+OCS	=HOCS+	H2	1.90D-09	0.00	0.0
P & H	He+	+SH	=S+	H	1.70D-09	0.00	0.0
P & H	He+	+H2S	=S+	H2	3.60D-09	0.00	0.0
P & H	He+	+H2S	=SH+	H	4.80D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+H2S	=H2S+	He	3.10D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+CS	=C+	S	1.30D-09	0.00	0.0
P & H	He+	+CS	=S+	C	1.30D-09	0.00	0.0
P & H	He+	+SO	=O+	S	8.30D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+SO	=S+	O	8.30D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+OCS	=CS+	O	7.60D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+OCS	=S+	CO	7.60D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+OCS	=CO+	S	7.60D-10	0.00	0.0
P & H	He+	+OCS	=O+	CS	7.60D-11	0.00	0.0
2R73	He+	+SO2	=S+	O2	8.60D-10	0.00	0.0
2R73	He+	+SO2	=SO+	O	3.44D-09	0.00	0.0
P & H	C+	+S	=S+	C	1.50D-09	0.00	0.0
P & H	C+	+SH	=CS+	H	1.10D-09	0.00	0.0
3R78	C+	+H2S	=HCS+	H	1.28D-09	0.00	0.0
3R78	C+	+H2S	=H2S+	C	4.25D-10	0.00	0.0
P & H	C+	+CS	=CS+	C	1.60D-09	0.00	700.0
P & H	C+	+SO	=S+	CO	2.60D-10	0.00	0.0
P & H	C+	+SO	=CS+	O	2.60D-10	0.00	0.0
P & H	C+	+SO	=SO+	C	2.60D-10	0.00	0.0
P & H	C+	+SO	=CO+	S	2.60D-10	0.00	0.0
P & H	C+	+OCS	=CS+	CO	1.60D-09	0.00	0.0
P & H	C+	+SO2	=SO+	CO	2.30D-09	0.00	0.0
P & H	CH+	+S	=S+	CH	4.70D-10	0.00	0.0
P & H	CH+	+S	=SH+	C	4.70D-10	0.00	0.0
P & H	CH+	+S	=CS+	H	4.70D-10	0.00	0.0
19Z82	CH+	+SO	=OH+	CS	1.00D-09	0.00	0.0
19Z82	CH+	+SO	=SH+	CO	1.00D-09	0.00	0.0
P & H	CH3+	+S	=HCS+	H2	1.40D-09	0.00	0.0
P & H	CH3+	+SO	=HOCS+	H2	9.50D-10	0.00	0.0
P & H	CH5+	+S	=SH+	CH4	1.30D-09	0.00	0.0
P & H	H3O+	+S	=SH+	H2O	3.20D-10	0.00	4930.0
4R79	H3O+	+H2S	=H3S+	H2O	1.90D-09	0.00	0.0
P & H	HCO+	+S	=SH+	CO	3.30D-10	0.00	0.0
P & H	HCO+	+SH	=H2S+	CO	8.20D-10	0.00	0.0
P & H	HCO+	+CS	=HCS+	CO	1.20D-09	0.00	0.0
P & H	HCO+	+SO	=HSO+	CO	7.50D-10	0.00	0.0
7R75	HCO+	+H2S	=H3S+	CO	1.60D-09	0.00	0.0
5R78	HCO+	+OCS	=HOCS+	CO	1.10D-09	0.00	0.0
P & H	O2+	+S	=SO+	O	5.40D-10	0.00	0.0
P & H	O2+	+S	=S+	O2	5.40D-10	0.00	0.0
P & H	O2+	+H2S	=H2S+	O2	1.40D-09	0.00	0.0
P & H	S+	+CH	=CS+	H	6.20D-10	0.00	0.0
P & H	S+	+CH2	=HCS+	H	1.00D-11	0.00	0.0
P & H	S+	+OH	=SO+	H	6.10D-10	0.00	0.0
P & H	S+	+OH	=SH+	O	2.90D-10	0.00	8820.0
P & H	S+	+SH	=SH+	S	9.70D-10	0.00	350.0
1R84	S+	+NO	=NO+	S	3.20D-10	0.00	0.0
10R81	S+	+NH3	=NH3+	S	1.60D-09	0.00	0.0

1R84	S+	+O2	=SO+	O	2.30D-11	0.00	0.0
5R84	NH3+	+H2S	=NH4+	SH	6.00D-10	0.00	0.0
P & H	HNO+	+S	=SH+	NO	1.10D-09	0.00	0.0
P & H	N2H+	+S	=SH+	N2	1.10D-09	0.00	0.0
P & H	SH+	+O	=SO+	H	2.90D-10	0.00	0.0
P & H	SH+	+O	=S+	OH	2.90D-10	0.00	0.0
P & H	SH+	+S	=S+	SH	9.70D-10	0.00	0.0
P & H	SH+	+C	=CS+	H	9.90D-10	0.00	0.0
P & H	SH+	+CH	=CH2+	S	5.80D-10	0.00	0.0
P & H	SH+	+OH	=H2S+	O	3.10D-10	0.00	7500.0
P & H	SH+	+OH	=H2O+	S	4.30D-10	0.00	9200.0
10R81	SH+	+H2O	=H3O+	S	6.30D-10	0.00	0.0
10R81	SH+	+H2S	=H2S+	SH	5.00D-10	0.00	1000.0
10R81	SH+	+H2S	=H3S+	S	5.00D-10	0.00	0.0
1R84	SH+	+NO	=NO+	SH	3.30D-10	0.00	0.0
10R81	SH+	+NH3	=NH3+	SH	5.25D-10	0.00	0.0
10R81	SH+	+NH3	=NH4+	S	9.75D-10	0.00	0.0
P & H	H2S+	+O	=SH+	OH	3.10D-10	0.00	0.0
P & H	H2S+	+O	=SO+	H2	3.10D-10	0.00	0.0
P & H	H2S+	+C	=HCS+	H	1.00D-09	0.00	0.0
P & H	H2S+	+S	=S+	H2S	1.10D-09	0.00	0.0
10R81	H2S+	+SH	=SH+	H2S	5.00D-10	0.00	0.0
10R81	H2S+	+NO	=NO+	H2S	3.70D-10	0.00	0.0
10R81	H2S+	+H2O	=H3O+	SH	8.10D-10	0.00	0.0
10R81	H2S+	+NH3	=NH4+	SH	1.36D-09	0.00	0.0
10R81	H2S+	+NH3	=NH3+	H2S	3.40D-10	0.00	0.0
10R81	H3S+	+NH3	=NH4+	H2S	1.90D-09	0.00	0.0
13R78	H3S+	+HCN	=H2CN+	H2S	1.90D-09	0.00	0.0
19Z82	HCS+	+O	=HCO+	S	1.00D-09	0.00	0.0
P & H	SO+	+NH3	=NH3+	SO	1.30D-09	0.00	0.0
P & H	S+	+Fe	=Fe+	S	1.80D-10	0.00	0.0
P & H	SH+	+Fe	=Fe+	SH	1.60D-09	0.00	0.0
P & H	SO+	+Fe	=Fe+	SO	1.60D-09	0.00	0.0
P & H	H2S+	+Fe	=Fe+	H2S	1.80D-09	0.00	0.0
P & H	S+	+ELECTR	=S	PHOTON	3.90D-12	-0.63	0.0
P & H	SH+	+ELECTR	=S	H	2.00D-07	-0.50	0.0
PDRrf	H2S+	ELECTR	SH	H	2.40E-07	-0.72	0.0
PDRrf	H2S+	ELECTR	S	H	2.40E-07	-0.72	0.0
P & H	H2S+	+ELECTR	=H2S	PHOTON	1.10D-10	-0.70	0.0
PDRrf	H3S+	ELECTR	H2S	H	8.84E-08	-0.50	0.0
PDRrf	H3S+	ELECTR	SH	H	3.02E-07	-0.50	0.0
PDRrf	H3S+	ELECTR	SH	H2	7.80E-08	-0.50	0.0
PDRrf	H3S+	ELECTR	S	H2	5.20E-08	-0.50	0.0
P & H	CS+	+ELECTR	=C	S	2.00D-07	-0.50	0.0
PDRrf	HCS+	+ELECTR	=CS	H	1.84D-07	-0.57	0.0
PDRrf	HCS+	+ELECTR	=CH	S	7.86D-07	-0.57	0.0
P & H	SO+	+ELECTR	=S	O	2.00D-07	-0.50	0.0
P & H	HSO+	+ELECTR	=SO	H	2.00D-07	-0.50	0.0
UMIST	HSO2+	ELECTR	SO	H	1.00E-07	-0.50	0.0
UMIST	HSO2+	ELECTR	SO	OH	1.00E-07	-0.50	0.0
P & H	HOCs+	+ELECTR	=OH	CS	2.00D-07	-0.50	0.0
P & H	HOCs+	+ELECTR	=OCS	H	2.00D-07	-0.50	0.0
McKay	SiH4	H	SiH3	H2	2.60D-11	0.00	1400.0
McKay	SiH3	H	SiH2	H2	2.00D-11	0.00	0.0
McKay	SiH2	H	SiH	H2	2.00D-11	0.00	0.0
McKay	SiH	H	Si	H2	2.00D-11	0.00	0.0
McKay	SiH2	O2	SiO	H2O	7.50D-12	0.00	0.0
McKay	SiH	O2	SiO	OH	1.70D-10	0.00	0.0
UMIST	SiH2	O	SiO	H	5.00D-11	0.50	0.0
UMIST	SiH	O	SiO	H	4.00D-11	0.50	0.0
ROW01	Si	O2	SiO	O	1.72D-10	-0.53	17.0
ROW01	Si	OH	SiO	H	1.72D-10	-0.53	17.0
HRBST	SiO	OH	SiO2	H	1.00D-12	-0.70	0.0
2063	Si+	H2	SiH2+	PHOTON	3.00D-18	0.00	0.0
2227	SiH+	H2	SiH3+	PHOTON	3.00D-17	-1.00	0.0
2459	SiH3+	H2	SiH5+	PHOTON	1.00D-18	-0.50	0.0
1724	Si+	H2	SiH+	H	1.50D-10	0.00	14310.0
27B77	SiH+	H2	SiH2+	H	1.20D-09	0.00	28250.0
28B75	SiH2+	H2	SiH3+	H	7.00D-10	0.00	6335.0
28B75	SiH3+	H2	SiH4+	H	2.00D-10	0.00	47390.0
2570	SiH4+	H2	SiH5+	H	1.00D-09	0.00	0.0
2223	SiH+	H	Si+	H2	1.90D-09	0.00	0.0
27B77	SiH2+	H	SiH+	H2	1.20D-09	0.00	0.0
28B75	SiH3+	H	SiH2+	H2	7.00D-10	0.00	0.0
28B75	SiH4+	H	SiH3+	H2	2.00D-10	0.00	0.0
28B75	SiH5+	H	SiH4+	H2	4.00D-11	0.00	4470.0
2791	SiO+	H2	SiOH+	H	3.20D-10	0.00	0.0
383	H+	Si	Si+	H	9.90E-10	0.00	0.0
411	H+	SiH	SiH+	H	1.70E-09	0.00	0.0
412	H+	SiH	Si+	H2	1.70E-09	0.00	0.0
419	H+	SiH2	SiH2+	H	1.50E-09	0.00	0.0
420	H+	SiH2	SiH+	H2	1.50E-09	0.00	0.0
425	H+	SiH3	SiH3+	H	1.50E-09	0.00	0.0
426	H+	SiH3	SiH2+	H2	1.50E-09	0.00	0.0
429	H+	SiH4	SiH4+	H	1.50E-09	0.00	0.0
430	H+	SiH4	SiH3+	H2	1.50E-09	0.00	0.0
461	H+	SiO	SiO+	H	3.30E-09	0.00	0.0
759	He+	Si	Si+	He	3.30E-09	0.00	0.0
812	He+	SiH	Si+	H	1.80E-09	0.00	0.0
821	He+	SiH2	SiH+	H	1.00E-09	0.00	0.0

822	He+	SiH2	Si+	H2	He	1.00E-09	0.00	0.0												
829	He+	SiH3	SiH2+	H	He	1.00E-09	0.00	0.0												
830	He+	SiH3	SiH+	H2	He	1.00E-09	0.00	0.0												
834	He+	SiH4	SiH3+	H	He	1.00E-09	0.00	0.0												
835	He+	SiH4	SiH2+	H2	He	1.00E-09	0.00	0.0												
879	He+	SiO	Si+	O	He	8.60E-10	0.00	0.0												
880	He+	SiO	O+	Si	He	8.60E-10	0.00	0.0												
L&G90	He+	SiO2	SiO+	O	He	5.00E-10	0.00	0.0												
L&G90	He+	SiO2	Si+	O2	He	5.00E-10	0.00	0.0												
1033	C+	Si	Si+	C		2.10E-09	0.00	0.0												
1072	C+	SiH2	SiH2+	C		1.00E-09	0.00	0.0												
1078	C+	SiH3	SiH3+	C		1.00E-09	0.00	0.0												
1125	C+	SiO	Si+	CO		5.40E-10	0.00	0.0												
L&G90	C+	SiO2	SiO+	CO		1.00E-09	-0.60	0.0												
2471	S+	Si	Si+	S		1.60E-09	0.00	0.0												
2489	S+	SiH	SiH+	S		4.20E-10	0.00	0.0												
618	H3+	Si	SiH+	H2		2.00E-09	0.00	0.0												
644	H3+	SiH	SiH2+	H2		2.00E-09	0.00	0.0												
	H3+	Si	SiH2+	H		1.70E-09	0.00	0.0												
648	H3+	SiH2	SiH3+	H2		2.00E-09	0.00	0.0												
652	H3+	SiH3	SiH4+	H2		2.00E-09	0.00	0.0												
654	H3+	SiH4	SiH5+	H2		2.00E-09	0.00	0.0												
680	H3+	SiO	SiOH+	H2		2.00E-09	0.00	0.0												
1731	H3O+	Si	SiH+	H2O		1.80E-09	0.00	0.0												
1745	H3O+	SiH	SiH2+	H2O		9.70E-10	0.00	0.0												
1746	H3O+	SiH2	SiH3+	H2O		2.00E-09	0.00	0.0												
1764	H3O+	SiO	SiOH+	H2O		2.00E-09	0.00	0.0												
2258	HCO+	Si	SiH+	CO		1.60E-09	0.00	0.0												
2279	HCO+	SiH	SiH2+	CO		8.70E-10	0.00	0.0												
2283	HCO+	SiH2	SiH3+	CO		2.00E-09	0.00	0.0												
2286	HCO+	SiH4	SiH5+	CO		1.40E-09	0.00	0.0												
2305	HCO+	SiO	SiOH+	CO		7.90E-10	0.00	0.0												
2071	Si+	OH	SiO+	H		6.30E-10	0.00	0.0												
L&G90	Si+	H2O	SiOH+	H		2.30E-10	-0.60	0.0												
2082	Si+	O2	SiO+	O		1.00E-13	0.00	0.0												
2226	SiH+	O	SiO+	H		4.00E-10	0.00	0.0												
2229	SiH+	NH3	NH4+	Si		1.00E-09	0.00	0.0												
2230	SiH+	H2O	H3O+	Si		8.00E-10	0.00	0.0												
2391	SiH2+	O	SiOH+	H		6.30E-10	0.00	0.0												
2393	SiH2+	O2	SiOH+	OH		2.40E-11	0.00	0.0												
2458	SiH3+	O	SiOH+	H2		2.00E-10	0.00	0.0												
2571	SiH4+	H2O	H3O+	SiH3		2.00E-09	0.00	0.0												
2572	SiH4+	CO	HCO+	SiH3		1.00E-09	0.00	0.0												
2623	SiH5+	H2O	H3O+	SiH4		2.00E-09	0.00	0.0												
3116	Si+	ELECTR	Si	PHOTON		4.90E-12	-0.60	0.0												
3125	SiH+	ELECTR	Si	H		2.00E-07	-0.50	0.0												
3135	SiH2+	ELECTR	Si	H	H	2.00E-07	-0.50	0.0												
3136	SiH2+	ELECTR	SiH	H		1.50E-07	-0.50	0.0												
3137	SiH2+	ELECTR	Si	H2		1.50E-07	-0.50	0.0												
3146	SiH3+	ELECTR	SiH2	H		1.50E-07	-0.50	0.0												
3147	SiH3+	ELECTR	SiH	H2		1.50E-07	-0.50	0.0												
3156	SiH4+	ELECTR	SiH3	H		1.50E-07	-0.50	0.0												
3157	SiH4+	ELECTR	SiH2	H2		1.50E-07	-0.50	0.0												
3163	SiH5+	ELECTR	SiH4	H		1.50E-07	-0.50	0.0												
3164	SiH5+	ELECTR	SiH3	H2		1.50E-07	-0.50	0.0												
3227	SiO+	ELECTR	Si	O		2.00E-07	-0.50	0.0												
3247	SiOH+	ELECTR	SiO	H		1.50E-07	-0.50	0.0												
3248	SiOH+	ELECTR	Si	OH		1.50E-07	-0.50	0.0												
jan11	CO	H2	H	HCO		3.76E-10	.70	44246.00	4 !	300	2700	-	>INV NIST within a							
factor 2 to all data																				
jan11	HCO	H	CO	H2		3.32E-10	.00	.00	4 !	300	2700	-	NIST within a factor 2							
to all data																				
jan11	HCO	H2	H2CO	H		2.70E-13	2.00	8973.00	4 !	300	2500	-	NIST 1986TSA							
jan11	HCO	O	OH	CO		5.00E-11	.00	.00	4 !	300	2500	-	1992BAU							
jan11	HCO	O	H	CO2		5.00E-11	.00	.00	4 !	300	2500	-	1992BAU							
jan11	HCO	O	CH	O2		1.62E-11	.18	36830.00	4 !	13	3500	-	>INV 2001BER							
(branChing ratio 0.2)																				
jan11	CH2	O	HCO	H		5.00E-11	.00	.00	4 !	1200	1800	-	NIST 1981TSU							
jan11	CH	O2	HCO	O		7.11E-12	.42	40.00	4 !	13	3500	-	2001BER (branChing							
ratio 0.2)																				
jan11	C2H2	O2	HCO	HCO		6.64E-12	.00	14092.00	4 !	0	0	-	AK 1968data							
jan11	CH3	O2	HCO	H2O		3.54E-12	.00	1459.00	4 !	393	2000	-	NIST 1951MAR & 1969SEE							
(reaction must have Ea since =PRODUCTS is very low at 298K)																				
jan11	H2CO	H	O	CH3		3.37E-09	-.22	34645.00	4 !	300	2500	-	>INV NIST 1992BAU							
jan11	H2CO	H	OH	CH2		2.78E-08	-.76	38861.00	4 !	1887	2164	-	>INV 2004KRA							
jan11	H2CO	H	HCO	H2		4.27E-12	1.45	1334.00	4 !	250	5000	-	NIST fit all data							
jan11	H2CO	H2	OH	CH3		2.60E-13	-.19	37889.00	4 !	200	1200	-	>INV 1997DEA							
jan11	H2CO	O	O2	CH2		1.43E-11	-.37	30444.00	4 !	250	1700	-	>INV 2005BAU							
(branChing ratio 0.16 from 1994ALV)																				
jan11	H2CO	O	HCO	OH		1.78E-11	.57	1390.00	4 !	250	2000	-	2005BAU, it seems to							
be the major Channel 1991WEL																				
jan11	H2CO	CO	HCO	HCO		1.63E-09	.39	36440.00	4 !	295	820	-	>INV NIST 2002FRI							
jan11	CH3	O	H2CO	H		1.40E-10	.00	.00	4 !	300	2500	-	NIST 1992BAU							
jan11	CH2	O2	H2CO	O		4.82E-13	.00	.00	4 !	250	1700	-	2005BAU (branChing							
ratio 0.16 from 1994ALV)																				
jan11	CH3	O2	H2CO	OH		1.74E-13	.00	2693.00	4 !	259	3000	-	NIST fit to all data							
after 1974																				
jan11	CH3OH	H	CH3	H2O		4.56E-16	3.26	1616.00	4 !	298	2500	-	NIST branChing ratio							
aprox 0.1% from 97LEN, assumed Constant for all T																				
jan11	H+	HCO	CO+	H2		9.40E-10	-.50	.00	4 !	10	41000	-	udfa06 Ref							

jan11 H+	HCO	CO	H2+	9.40E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
jan11 H+	HCO	HCO+	H	9.40E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
jan11 H3+	HCO	H2CO+	H2	1.70E-09	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
jan11 He+	HCO	O	CH+	4.90E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
jan11 He+	HCO	CO+	He	4.90E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
jan11 C+	HCO	CO	CH+	4.80E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
jan11 C+	HCO	HCO+	C	4.80E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
jan11 S+	HCO	SH+	CO	3.60E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
jan11 S+	HCO	S	HCO+	3.60E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref
oh_hb H+	H2CO	HCO+	H2	4.60d-09	-0.50	0.0					
oh_hb H+	H2CO	H2CO+	H	4.60d-09	-0.50	0.0					
oh_hb H3+	H2CO	H3CO+	H2	5.50d-09	-0.50	0.0					
oh_hb He+	H2CO	CO+	H2	2.40d-09	-0.50	0.0					
oh_hb He+	H2CO	HCO+	H	2.40d-09	-0.50	0.0					
um_hb He+	H2CO	H2CO+	He	9.69d-10	0.00	0.0					
um_hb He+	H2CO	O	CH2+	1.71d-09	0.00	0.0					
jan11 C+	H2CO	CO	CH2+	2.34E-09	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref 7803
jan11 C+	H2CO	HCO+	CH	7.80E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref 7803
oh_hb S+	H2CO	H2S+	CO	1.10d-09	-0.50	0.0					
oh_hb S+	H2CO	HCO+	SH	1.10d-09	-0.50	0.0					
jan11 H+	CH3OH	CH3OH+	H	5.90E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref 9205
jan11 H+	CH3OH	H3CO+	H2	3.84E-09	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref 9205
jan11 H+	CH3OH	CH3+	H2O	5.90E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref 9205
jan11 H+	CH3OH	HCO+	H2	8.85E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref 9205
oh_hb H3+	CH3OH	CH3+	H2O	1.80e-09	-0.50	0.0					
oh_hb H3+	CH3OH	H3CO+	H2	1.12e-09	-0.50	0.0					
oh_hb H3+	CH3OH	CH50+	H2	1.04e-09	-0.50	0.0					
oh_hb He+	CH3OH	OH+	CH3	1.70e-09	-0.50	0.0					
oh_hb He+	CH3OH	CH3+	OH	1.70e-09	-0.50	0.0					
jan11 C+	CH3OH	HCO	CH3+	2.08E-09	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref 7803
jan11 C+	CH3OH	H3CO+	CH	5.20E-10	-0.50	.00	4 !	10 41000	-	udfa06	Ref 7803
oh_hb H2CO+	ELECTR	CO	H	5.00d-07	-0.50	0.0					
oh_hb H2CO+	ELECTR	HCO	H	1.00d-07	-0.50	0.0					
oh_hb H2CO+	ELECTR	H2CO	PHOTON	1.10d-10	-0.70	0.0					
um_hb H3CO+	ELECTR	H2CO	H	2.00d-07	-0.50	0.0					
um_hb H3CO+	ELECTR	HCO	H	2.00d-07	-0.50	0.0					
um_hb H3CO+	ELECTR	CO	H2	2.00d-07	-0.50	0.0					
oh_hb CH3OH+	ELECTR	CH3	OH	3.00e-07	-0.50	0.0					
oh_hb CH3OH+	ELECTR	H2CO	H2	3.00e-07	-0.50	0.0					
oh_hb CH50+	ELECTR	H2CO	H2	9.10e-08	-0.67	0.0					
oh_hb CH50+	ELECTR	CH3	H2O	8.19e-08	-0.67	0.0					
oh_hb CH50+	ELECTR	CH3	OH	4.64e-07	-0.67	0.0					
oh_hb CH50+	ELECTR	CH2	H2O	1.91e-07	-0.67	0.0					
oh_hb CH50+	ELECTR	CH3OH	H	2.73e-08	-0.67	0.0					
KIDA H	+ELECTR	=H-	PHOTON	3.00D-16	1.00	0.0				!	added Tabone 11/2017
HEAYS H-	+PHOTON	=H	ELECTR	2.40D-07	0.0	0.9				!	added Tabone 11/2017
KIDA H-	+H	=H2	ELECTR	1.30D-09	0.0	0.0				!	added Tabone 11/2017
KIDA H-	+H+	=H	H	2.30D-07	-0.5	0.0				!	added Tabone 11/2017
GP98 H-	+H+	=H2+	ELECTR	8.40D-09	-0.35	0.0				!	added Tabone 11/2017
UMIST H+	H	=H2+	PHOTON	1.15e-18	1.49	228.00				!	UMIST12. Invalid KIDA rates => 11/2017;
updated KIDA base											
HEA17 Mg	PHOTON	Mg+	ELECTR	4.30E-11	0.00	2.43				!	Tabone 12/2017 from Heays2017
HAY17 Mg	SECPHO	Mg+	ELECTR	1.100E+02	0.00	140000.0				!	Tabone 12/2017 from Heays2017
KIDA H+	+Mg	=Mg+	H	1.10D-9	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
KIDA H3+	+Mg	=Mg+	H2	1.00D-09	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
KIDA C+	+Mg	=Mg+	C	1.10D-09	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
KIDA HCO+	+Mg	=Mg+	HCO	2.90D-09	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST => /= yield
that for Fe -> CO + H											
KIDA H30+	+Mg	=Mg+	H2O	1.00D-09	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA; no UMIST data
KIDA H20+	+Mg	=Mg+	H2O	2.20D-09	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST no
equivalent reaction in Fe network!											
KIDA O2+	+Mg	=Mg+	O2	1.20D-09	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
KIDA Mg+	+ELECTR	=Mg	PHOTON	2.80D-12	-0.86	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA; UMIST: different
alpha=-0.68											
KIDA NO+	Mg	=Mg+	NO	8.10D-10	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
KIDA S+	+Mg	=Mg+	S	2.80D-10	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
KIDA SH+	+Mg	=Mg+	SH	2.60D-09	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
KIDA SO+	+Mg	=Mg+	SO	1.00D-10	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
KIDA H2S+	+Mg	=Mg+	H2S	2.80D-09	0.00	0.0				!	Tabone 12/2017 KIDA/UMIST
IONIZ H	+Mg+	=Mg+	H+	ELECTR	1.30D-13	0.5	157890.0			!	Idem Fe
IONIZ H2	+Mg+	=Mg+	H2+	ELECTR	1.10D-13	0.5	179160.0			!	Idem Fe
IONIZ He	+Mg+	=Mg+	He+	ELECTR	1.10D-13	0.5	285328.0			!	Idem Fe
DISSO H2	+Mg+	=Mg+	H	H	3.00D-11	0.5	52000.0			!	Idem Fe
UMIST Si	+O	=SiO	PHOTON	5.52D-18	0.31	0.0				!	UMIST not in KIDA Andreazza+ 1995
UMIST Si+	+O	=SiO+	PHOTON	9.22e-19	-0.08	-21.20				!	UMIST not in KIDA Andreazza+ 1995
3BODY H	+H	+H	=H2	H	2.20D-30	-1.5	0.0			!	3body from Flower&Harris 2007
END											

ANNEXE C

Proposal ALMA

Je reproduis dans cette annexe les "proposals" ALMA auxquels j'ai participé. Le premier "proposal", dont je suis "co-I", est dédié à l'observation de HH212 et a été classé A ("high priority project"). J'ai contribué à la préparation de ce projet en construisant des prédictions synthétiques de vent de disque et en déterminant la configuration ALMA à adopter pour réduire le filtrage spatial (voir figures dans le "proposal"). Le proposal était notamment motivé par les résultats de ma modélisation des observations Cycle 0 et 1 du jet SO/CS de HH212 (voir chapitre 3).

Le second "proposal", dont je suis "PI", vise à effectuer des tests plus contraignants sur les modèles de vent de disque MHD et à étudier la fréquence de ce type de flot en rotation riche en SO/SO₂. Afin de sélectionner un nouvel objet, j'ai recherché dans les données du "large program" CALYPSO les flots riches en SO/SO₂ similaires à celui de HH212. IRAS-2A est apparu être la source la plus prometteuse, présentant un flot dont les caractéristiques spatio-cinématiques sont cohérentes avec un vent de disque MHD. Ce proposal a été accepté et classé C. Je donne également ici le rapport du TAC ALMA.

C.1 Proposal Cycle 4 : les jets moléculaires de Classe 0 sont-ils vraiment moléculaires ?


ARE CLASS 0 MOLECULAR JETS REALLY MOLECULAR? ALMA INSIGHT INTO THE ORIGIN OF PROTOSTELLAR JETS
2016.1.01475.S
ABSTRACT

We propose to exploit the new capabilities reached by ALMA in Cycle 4 to image for the first time a protostellar molecular jet (HH212) at 0.12 resolution, ie. comparable to HST images of Class 2 atomic jets, with sensitivity to extended emission up to 4. We will observe a range of bright jet tracers in Band 7 (SO, SiO, CO, SO₂) with differing critical densities and chemical behaviors. This unprecedented dataset will allow us to carry out, for the first time, several decisive tests of the origin of molecules in protostellar jets, namely: whether they are ejected from the dusty disk surface or whether they could reform behind shocks in dust-free winds; this will bring key constraints on the long-lasting issue of the launch region of jets from accreting stars. The comparison of these data with models will be the central subject of the Ph.D. thesis of B. Tabone.

PI NAME:	Claudio Codella			SCIENCE CATEGORY:	ISM, star formation and astrochemistry
PI E-MAIL:	codella@arcetri.astro.it			PI INSTITUTE:	Arcetri Astrophysical Observatory, INAF
ESTIMATED 12M TIME:	5.7 h	ESTIMATED ACA TIME:	0.0 h	ESTIMATED NON-STANDARD MODE TIME (12-M):	0.0 h
CO-PI NAME(S): (Large Proposals only)					
CO-INVESTIGATOR NAME(S):	Sylvie cabrit; Frederic Gueth; Linda Podio; Edwige Chapillon; Guillaume Pineau des Forets; Benoît Tabone; Antoine Gusdorf				
EXECUTIVE SHARES[%]:	NA :	0		STUDENT PROJECT?	Yes
	EU :	100		RESUBMISSION OF	
EA :	0				
CL :	0				
OTHER :	0				

PREVIOUS PROPOSALS

CODE	TITLE	PI NAME	PUBLICATION STATUS
2011.0.00647.S	Probing the SiO content in HH212 - new clues from CO and SiO in HH212	C. Codella	Codella et al. 2014 & 2016 & Podio et al. 2015

RELATED PROPOSALS

CODE	TITLE	PI NAME
------	-------	---------

REPRESENTATIVE SCIENCE GOALS (UP TO FIRST 30)

SCIENCE GOAL	POSITION	BAND	ANG.RES.(*)	LAS.(*)	ACA?	NON-STANDARD MODE
Band 7; SO+SO ₂ +CO+SiO	ICRS 05:43:51.4100, -01:02:53.160	7	0.125	4.000	N	N
Total # Science Goals : 1						

SCHEDULING TIME CONSTRAINTS	NONE	TIME ESTIMATES OVERRIDDEN ?	No
------------------------------------	------	------------------------------------	----

Are Class 0 molecular jets really molecular ? ALMA insight into the origin of protostellar jets

PI: Claudio Codella

1 Scientific rationale:

Jets from young accreting stars remain one of the most spectacular and enigmatic phenomena in astrophysics. However, their precise launch region remains unknown : stellar magnetosphere, inner disk edge at $\simeq 0.1$ AU, or outer disk at $\simeq 0.1 - 10$ AU ? (eg. Ferreira et al. 2006). Distinguishing between these options is crucial to understand the role of jets in solving the "angular momentum problem" of star formation and the jet dynamical and chemical feedback on disk accretion, planet formation and migration (see eg. Turner et al. and Baruteau et al. 2014, PPVI).

Most investigations of the jet origin are made in atomic microjets from optically visible T Tauri (Class 2) stars, thanks to the high angular resolution $\simeq 0.15''$ available in the optical/nearIR range. The advent of sub-arcsecond resolution at mm-interferometers has opened a new window by allowing studies of the jet base in heavily obscured, much younger (Class 0) protostars. SiO and CO turned out as key tracers in this context, sampling highly collimated and fast material distinct from the slower swept-up outflow and closely related to the primary wind (eg. Hirano et al. 2006, Codella et al. 2007). The width of these "molecular" jets appears remarkably close to atomic jet widths in T Tauri stars, despite much denser infalling envelopes in Class 0 sources, favoring a universal MHD collimation process on 20-50 AU scales (Cabrit et al. 2007).

A fundamental issue yet to be resolved is **why molecules are so abundant in jets from young Class 0 sources, and not in older Class 2 jets**. The striking similarity in jet collimation makes this molecular richness even more intriguing. Two competing scenarios have been proposed :

1) *Dust-free winds* launched from the magnetosphere or innermost disk edge : H_2 formation being inefficient without grains, the wind becomes molecular only at high Class 0 mass-fluxes. However, without dust attenuation, FUV from the accretion shock should dissociate most molecules at the wind base (Glassgold et al. 1991; Table 5). Molecules could reform later behind dust-free shocks, if far enough that the FUV is not as destructive (see Raga et al. 2005 for H_2). This scenario has never been tested for molecules in Class 0 jets.

2) *Dusty MHD disk-winds* launched from $\simeq 0.2 - 20$ AU, modeled recently by our team (Panoglou et al. 2012). Molecules are launched from the disk and internal dust attenuation allows them to survive in Class 0 jets, but not in less dense Class 2 jets, in agreement with observations. Such an MHD disk wind extending to 3-25 AU reproduces remarkably well H_2O line wings seen by Herschel/HIFI towards Class 0 sources (Yvart et al. 2016), raising further interest in testing this scenario.

Discriminating whether molecular jets are dust-free or dusty gives a direct clue to the jet launch zone, namely: inside or outside the dust sublimation radius $\simeq 0.2$ AU. Hence it represents a crucial step in our quest to elucidate the jet driving mechanism. The SiO abundance was initially proposed as a discriminant test, since most elemental silicon should be trapped in grains in dusty disk winds. Unfortunately, its accurate determination in HH212 with ALMA Cycle 1 (see below) falls right in the "grey zone" where neither scenario can be excluded. More decisive observational constraints can now be obtained with ALMA Cycle 4, which are the goals of the present proposal.

2 Previous ALMA results on HH212

HH212 is a strikingly symmetric bipolar jet from a Class 0 source in OrionB (at 400 pc, Lombardi et al. 2011) first revealed in H₂ imaging. It was then extensively studied in CO and SiO with SMA and IRAM PdBI, in particular by our team, at resolutions ranging from $\simeq 1''$ - $2.5''$ (Lee et al. 2006, 2007) down to $\simeq 0.3''$ - $0.4''$ (Codella et al. 2007, Lee et al. 2008). These maps revealed a bright and compact bipolar SiO "microjet" with inner peaks at ± 1 - $2'' = 400$ - 800 AU of the protostar, indicating that SiO is able to form within a dynamical timescale of only 25 yr (Cabrit et al. 2007). To constrain the SiO abundance, temperature, and density we were allocated ALMA time in Cycle 0 (2011.0.00647.S) in CO(6-5), CO(3-2), SiO(8-7) and Cycle 1 (2012.1.00997.S) in ³⁰SiO(8-7). Several remarkable results were obtained:

- In addition to the strong targeted SiO and CO lines, the ALMA sensitivity in Cycle 0 Band 7 yielded spectacular maps in a wealth of less abundant chemical tracers. A remarkable outcome was that each tracer tended to mainly highlight different regions of the system: SiO the axial jet, CO the swept-up flow, C³⁴S the rotating cavity walls, C¹⁷O the envelope and embedded disk, providing a powerful "chemical tomography" tool unique to ALMA (Codella et al. 2014). HDO and CH₃CHO revealed a very dense and hot (≥ 70 K) unresolved region at the outflow base (Codella et al. 2016).
- The 0.4'' in Cycle 1 reveals that innermost SiO emission traces a pair of compact peaks at $\pm 0.2''$ and more distant bowshocks at $\pm 1'' - 3''$, with no clear continuous emission in between (see Figure). Hence **SiO may not be a primary jet constituent but forms where conditions are favorable**. ³⁰SiO(8-7), detected for the first time in a jet, yields an SiO abundance of 10% of elemental silicon (Cabrit et al. 2016, submitted). This is compatible with both dust-free reformation and grain sputtering (Cabrit et al. 2012) so is not sufficient to tell if jets are dusty or not.
- Only 20min-on source of Band 9 time was allocated, under unstable conditions (T_{sys} up to 2000K), hence the data have low SNR and serious image cleaning issues. However they suggest that the jet remains unresolved laterally at 0.2'' resolution and show that it is optically thick and bright in CO (20-100K) out to 2'' from the source (see Figure).
- Excited lines of SO and SO₂ are a particularly powerful probe of the jet out to several hundreds AU from the protostar (Podio et al. 2015). A bright, apparently continuous "jet" structure is seen at intermediate velocities out to 2-3'', pointing to the inner SiO bowshocks (see Figure). This feature is also present in CO but partly confused by overlapping bowshock cavities (Lee et al. 2015). We find that it is well modeled by an MHD dusty disk wind from 0.25 to 3 AU once beam smearing of rotation is taken into account (see Figure); however, rotation should become fully resolved at higher resolution of 0.12'' = 50 AU.

3 Specific objectives of the proposal

We propose to map the base of the HH 212 jet in Band 7 at unprecedented angular resolution of 0.12'' = 50 AU in complementary jet tracers (SO, SiO, CO, SO₂), in order to carry out decisive tests of *the origin of molecules and the presence of dust in Class 0 jets*. To perform these tests, it is critical to obtain high-angular resolution of the innermost jet < 500 AU from the driving source, where MHD disk wind dynamical signatures should be clearest, and the effect of stellar FUV photons on molecule reformation behind dust-free shocks should be the most discernable.

- Continuous vs knotty jet: The first question we will adress is whether the "jet-like" structure seen within 3'' = 1000 AU from the driving source in SO and CO is really continuous, or breaks into a series of closely spaced internal shocks. Our Band 9 data have too low quality to address this question. The SNR and imaging quality in Band 7 will be far superior. The 0.12'' resolution will be the highest yet reached on a Class 0 jet, matching the best HST studies of Class 2 atomic jets

and allowing a direct comparison of inner knot spacing and morphologies to shed new light on their resemblance/differences.

- Stringent tests of MHD disk winds: our synthetic predictions show that if the jet-like emission within $2''$ traces a steady MHD disk wind, its rotation should become clearly detectable at a resolution of $\simeq 0.12'' = 50$ AU (see Figure), where the MHD disk wind would become laterally resolved. This dictates our requested resolution for ALMA mapping, to perform *a decisive test of steady MHD disk winds models*. We will also confront the shape and kinematics of the innermost SiO bowshocks at $1 - 3''$ from the source (and closer knots if resolved), to simulations of the magnetized bowshocks expected in *non-steady* regions of dusty MHD disk winds (with P. Lesaffre), providing a complete range of tests of this class of model.

- Tests of postshock reformation: The proposed dataset will allow us to test, for the first time, the scenario where molecules *at the base* of Class 0 jets result from postshock reformation in a dust-free, mostly atomic jet. We will compare the SO, SO₂, SiO and CO line intensities with our shock model predictions (see Figure) to determine whether or not they are compatible with dust-free reformation, given the expected FUV irradiation from the central source, and the short dynamical times. The high angular resolution of $0.12'' = 50$ AU will be crucial to avoid blending between different shock regions and constrain the shock cooling length. The different chemical formation paths, critical densities, and upper level energies of the chosen lines (see Podio et al. 2015 for a detailed discussion) will help to constrain basic shock parameters such as density and velocity, so that we can get tighter limits on the allowed dust content.

4 Why is ALMA essential, and why HH212?

ALMA is the only instrument able to map the kinematical and chemical structure of a Class 0 jet on the small spatial scale of 50 AU required to test models of ejection, internal shocks, and molecule formation. The HH212 jet is best suited for such a study because 1) it is the brightest known, and our previous work ensures good SNR even at $0.12''$ resolution, 2) it is well visible from the ALMA site. Other known jets (L1448, HH211) are further north (Perseus), making high resolution maps challenging, 3) its edge-on orientation is optimal to separate the jet from the cavity walls, distinguish individual shocks, study chemical evolution as a function of distance, and test for rotation.

5 Team expertise and management plan:

The observers in our team have a long expertise in processing and analysing millimeter interferometric data, including complex ALMA datasets (Codella, Podio). Two of the co-Is (Chapillon, Gueth) work at the ALMA ARC node in Grenoble, ensuring the best data reduction possible. Our team also includes expert modelers of the thermo-chemistry of dusty MHD disk winds (Cabrit, Pineau des Forêts; cf. Yvart et al. 2016), and of magnetic shocks with different levels of FUV irradiation, magnetization, and dust abundance, both steady and time-dependent (Pineau des Forêts, Lesaffre; cf. Lesaffre et al. 2004; 2013). These modeling codes have no equivalent worldwide. ALMA synthetic predictions for MHD dusty disk winds and dust-free shocks are being developed by B. Tabone (Ph.D. thesis started Sept 2015), and comparison with the present dataset would thus constitute the 2nd half of his PhD.

6 References

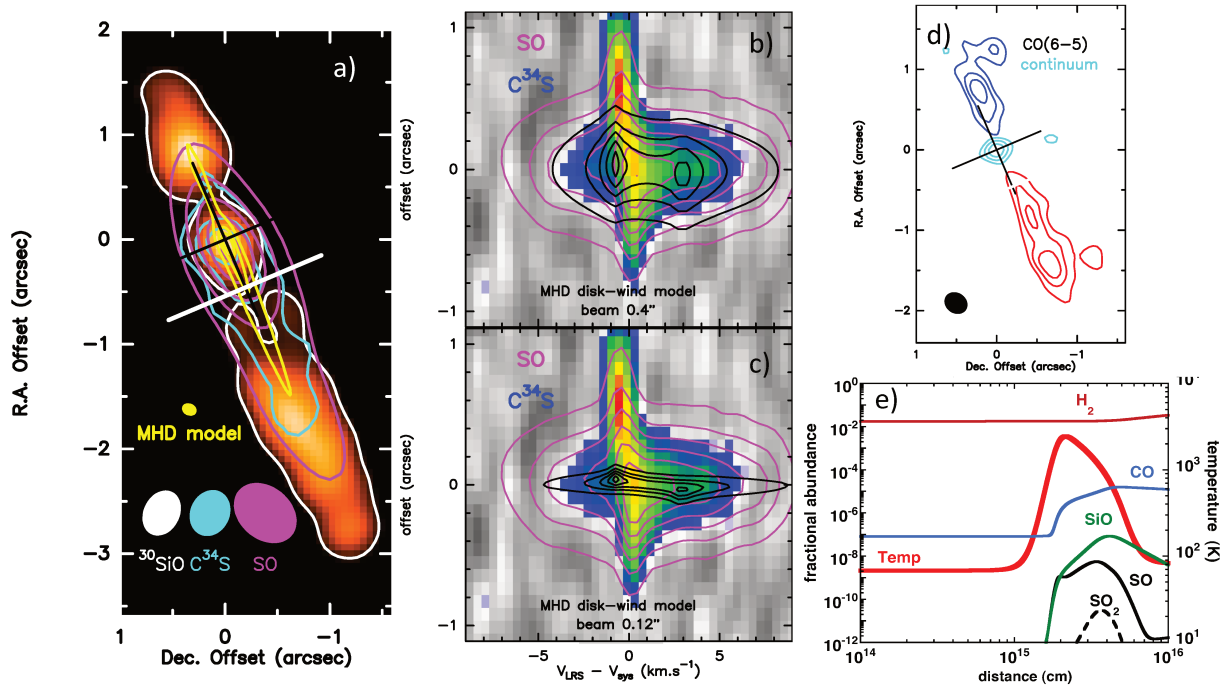


Figure 1: **a)** SiO bowshocks (colour image), and the intermediate velocity "jet" in SO (pink contours) and $C^{34}S$ (turquoise contours) pointing at them, from our Cycle 0/1 observations. Yellow contours show the best fitting MHD disk wind model convolved at the $0.12''$ resolution requested in this proposal (from B. Tabone Ph.D. thesis). Transverse cut for the PV diagrams is indicated in white. **b)** transverse PV diagrams across the SO and $C^{34}S$ map with MHD disk wind model superimposed (black contours) at same $0.6'' - 0.4''$ resolution. **c)** same with MHD disk wind convolved at $0.12''$ resolution requested in this proposal: the rotation signature is now fully resolved. **d)** CO(6-5) map of HH212 inner jet from Cycle 0, showing that the jet remains bright and unresolved laterally at $0.2''$. **e)** example of magnetic shock model showing reformation of CO, SiO, SO, and SO_2 behind a shock into an initially atomic medium. Parameters are only illustrative and not meant to apply to HH212.

Baruteau, S. et al. 2014, PPVI
 Cabrit, S., et al., 2007, A&A, 468, L29
 Cabrit, S., et al., 2012, A&A, 548, L2
 Codella, C., et al., 2007, A&A, 462, L53
 Codella, C., et al., 2014, A&A, 568, L5
 Codella, C., et al. 2016, A&A 586, L3
 Ferreira, J., et al., 2006, A&A, 453, 785
 Flower D.R. & Pineau des Forêts G. 2003 MNRAS 341, 1272
 Glassgold, A., et al., 1991, ApJ 373, 254
 Hirano N., et al., 2006, ApJ 636, L141
 Lee, C.-F., et al., 2006, ApJ, 639, 292
 Lee, C.-F., et al., 2007, ApJ 659, 499

Lee, C.-F., et al., 2008, ApJ 685, 1032
 Lee, C.-F., et al., 2015, ApJ 805, 186
 Lesaffre, P. et al. 2004, A&A 427, 147
 Lesaffre, P. et al. 2013, A&A 550, A106
 Lombardi, M., et al. 2011, A&A 535, A16
 Murphy, G. et al. 2010, A&A 512, A82
 Panoglou D., et al., 2012, A&A 538, 2
 Podio, L. et al. 2015, A&A 581, A85
 Raga, A. et al. 2005, RMexAA 41, 137
 Turner, N. et al. 2014, PPVI
 Yvart, W. et al. 2016, A&A 585, A74

2016.1.01475.S

SG : 1 of 1 Band 7; SO+SO2+CO+SIO Band 7

We propose to image the innermost region of the HH212 jet in Band 7 using 2 SO lines, 2 SO2 lines, plus CO(3-2), and SiO(8-7).

Science Goal Parameters

Ang.Res.	LAS	Requested RMS	RMS Bandwidth	Rep.Freq.	Cont. RMS	Cont. Bandwidth	Poln.Prod.	Non-standard mode
0.13"	4.0"	2.312 mJy, 1.5 K	400 m/s, 463.4 kHz	347.330579 GHz	31.21 μ Jy, 20.2 mK	2.535 GHz	XX,YY	No

Use of 12m Array (40 antennas)

t_total(all configs)	t_science(C40-6)	t_total(C40-3)	Imaged area	#12m pointing	12m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Avg. Data Rate
5.7 h	2.3 h	1.3 h	5.6 "	1	offset	16.8 "	8436.7 s	507.0 GB	25.5 MB/s

Use of ACA 7m Array (10 antennas) and TP Array

t_total(ACA)	t_total(7m)	t_total(TP)	Imaged area	#7m pointing	7m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Avg. Data Rate

Spectral Setup : Spectral Line

BB	Center Freq Rest GHz	spw name	Eff #Ch p.p.	Bandwidth	Resolution	Vel. Bandwidth	Vel. Res.	Res. El. per FWHM
1	347.330579	SiO v=0 8-7	960	58.59 MHz	0.122 MHz	50.6 km/s	0.105 km/s	190
1	346.202776	CH3OH v t=0 5(4,2)-6(3,3) --	960	58.59 MHz	0.122 MHz	50.7 km/s	0.106 km/s	189
1	345.919191	CH3OH v t=0 18(-3,16)-17(-4,....	960	58.59 MHz	0.122 MHz	50.8 km/s	0.106 km/s	189
1	345.795990	CO v=0 3-2	960	58.59 MHz	0.122 MHz	50.8 km/s	0.106 km/s	189
2	346.998347	H13CO+ 4-3	960	58.59 MHz	122.070 kHz	50.6 km/s	0.105 km/s	190
2	346.652169	SO2 v=0 19(1,19)-18(0,18)	960	58.59 MHz	122.070 kHz	50.7 km/s	0.106 km/s	189
2	346.550484	SO 9(8)-8(7)	960	58.59 MHz	0.122 MHz	50.7 km/s	0.106 km/s	189
2	345.903965	CH3OH v t=0 16(1,15)-15(2,14)...	960	58.59 MHz	0.122 MHz	50.8 km/s	0.106 km/s	189
3	337.396459	C34S v=0 7-6	960	58.59 MHz	0.122 MHz	52.1 km/s	0.108 km/s	184
3	337.061104	C17O J=3-2	960	58.59 MHz	122.070 kHz	52.1 km/s	0.109 km/s	184
3	336.669581	SO2 v=0 16(7,9)-17(6,12)	960	58.59 MHz	0.122 MHz	52.2 km/s	0.109 km/s	184
3	336.553811	SO 3 Σ v=0 10(11)-10(10)	960	58.59 MHz	0.122 MHz	52.2 km/s	0.109 km/s	184
4	335.021271	CONTINUUM	3840	1875.00 MHz	0.977 MHz	1677.9 km/s	0.874 km/s	23

1 Target

Expected Source Properties

	Peak Flux	SNR	Pol.	Pol. SNR	Linewidth	RMS (over 1/3 linewidth)	linewidth / bandwidth used for sensitivity
Line	60.00 mJy	106.1	0.0%	0.0	20 km/s	565.34 μ Jy, 366.7 mK	50.00
Continuum	200.00 mJy	6408.7	0.0%	0.0			

Dynamic range (cont flux/line rms): 86.7

No.	Target	Ra,Dec (ICRS)	V,def,frame --OR--z
1	1-HH212	05:43:51. -01:02:53	1.70 km/s,Isr,RADIO

1 Tuning

Tuning	Target	Rep. Freq. Sky GHz	RMS (Rep. Freq.)	RMS Achieved
1	1	347.328609	2.31 mJy, 1.5 K	2.26 mJy - 2.34 mJy

Justification for requested RMS and resulting S/N (and for spectral lines the bandwidth selected) for the sensitivity ca...

According to our Cycle 0 and Cycle 1 results, the requested SO, SO₂, SiO, and CO lines show high velocity wings up to ± 20 km/s with respect to the systemic velocity. The lines will be observed through spectral windows 51 km/s broad with a spectral resolution of 0.1 km/s, which will be successively smoothed to 0.4 km/s to reach the requested sensitivity.

The emission of the SO 9(8)-8(7) line in the intermediate velocity range at 0.5 from the source (where we want to test MHD disk wind rotation) is about 10 K inside a 0.5 arcsec beam (see Figure 4 of Podio et al 2015). Since the emission is unresolved in the direction perpendicular to the jet, and the jet remains unresolved transversally in 0.2 Band 9 data,

we expect 30 K in the 0.12 requested arcsec beam.

Using the same approach we expect for the high velocity SO₂(1,19)-18(0,18) emission about 6 K.

Using a 1.5 K rms we will then obtain S/N = 20 (SO) in 0.4 km/s, enough to confirm or exclude the rotation signature (see predictions in Science justif), and a S/N of 6 in SO₂.

The fainter emission from the more distant regions at 1-4 will be recovered by smoothing to 1-2 km/s, largely sufficient given the broad line profiles. The emission closer to the source will have excellent SNR. CO and SiO emission is definitely brighter than SO and SO₂, thus being easily detected (see Podio et al 2015).

Justification of the chosen angular resolution and largest angular scale for the source(s) in this Science Goal.

The jet is unresolved laterally at 0.4' resolution. An angular resolution of about 0.12 arcsec (about 50 AU) is required to provide a decisive test of the rotation predicted by MHD disk wind model of the SO emission in HH212, and to resolve the kinematics and chemistry within individual shock regions that could produce the molecules at the base of the jet. Our Cycle 0 and Cycle 1 data in SiO reveal emission from a pair of compact peaks at ± 0.2 arcsec and more extended bowshocks at $\pm 1-3$ arcsec; the latter emit also strongly in SO, CO, and SO₂ (Podio et al. 2015). To avoid cleaning problems we thus need to image structures with maximum size up to about 4 arc sec. Both C40-6 and C40-3 configurations are thus required to obtain the quality of the image needed to reach our scopes.

Justification of the correlator set-up with particular reference to the number of spectral resolution elements per line ...

We select 6 spectral windows of ~ 122 kHz to observe:

- 2 SO lines, 9(8)-8(7) and 10(11)-10(10), at $E_u = 79$ K and 143 K, respectively.
- 2 SO₂ lines, 19(1,19)-18(0,18) and 16(4,12)-16(3,13), at $E_u = 168$ K and 245 K, respectively.
- CO(3-2), $E_u = 33$ K
- SiO(8-7), $E_u = 75$ K.

As a bonus, without extra-time, other lines will be observed:

C17O at 337.031 GHz (disk tracer)

CH₃OH at 345.904 GHz, 345.919 GHz, and 346.203 GHz (tracer of dust mantle release)

C34S at 337.396 GHz (high-density tracer)

H₁₃CO⁺ at 346.998 GHz (outflow tracer).

The continuum is observed with a spectral window of 1.9 GHz with a resolution ~ 977 kHz (i.e. 0.87 km/s), which could possibly show further bonus lines (given HH212 is associated with a hot-corino, Codella et al. 2016).

C.2 Proposal Cycle 6 : IRAS-2A, un candidat de vent de disque prometteur

C.2.1 Rapport du TAC d'ALMA

CONSENSUS REPORT

PROPOSAL STRENGTHS

The target and science justification are compelling. Both the complementary data and models are ready and convincing. Confirming or refuting a second case is an important intermediate step in assessing the role of these disk winds in the early formation history of protostars.

PROPOSAL WEAKNESSES

The jump from a sample size of one to two will not conclusively reveal much about the general role of disk winds in the early history of protostars, and as such the impact is likely limited. The proposal is vague on what exactly is meant by "MHD disk wind", and what key observational diagnostics are needed to confirm or refute its presence. There is still some question in the literature as to whether or not the first "confirmed" case is in fact truly confirmed.

OVERALL EVALUATION

A potentially very interesting proposal that includes some significant weaknesses.

C.2.2 Proposal


NGC1333-IRAS2A, another promising candidate for chemically rich MHD disk-wind

2018.1.01342.S

ABSTRACT

Our previous Cycle 4 ALMA observations have resolved a striking slow rotating outflow on scales < 100 au emanating from the disk of HH212, a prototypical Class 0 protostar in Orion. The spatio-kinematic pattern in SO/SO₂ is well reproduced by a slow MHD disk-wind. Possible disk-wind signatures are also observed closer to the disk surface in ice-species such as CH₃OH, HDO, and CH₃CHO. We propose here to map at similar linear resolution (~30-50 au), sensitivity, and in the same tracers the base of the flow in another Class 0 disk-wind candidate, NGC1333-IRAS2A in Perseus. This source was selected for showing bright and promising SO spatio-kinematical structure at 0.75" resolution in the IRAM-PdBI CALYPSO large program, Herschel H₂O lines in agreement with MHD disk-wind predictions, and associated hot corino. This project will allow an independent test of MHD disk-wind models, thanks to a smaller inclination than the edge-on source HH212 and also to start investigating a possible correlation between disk winds and the hot corino phenomenon, that could signal a common origin in the centrifugal barrier.

PI NAME:	Benoît Tabone			SCIENCE CATEGORY:	ISM, star formation and astrochemistry
ESTIMATED 12M TIME:	5.5 h	ESTIMATED ACA TIME:	0.0 h	ESTIMATED NON-STANDARD MODE TIME (12-M):	0.0 h
CO-PI NAME(S): (Large & VLBI Proposals only)					
CO-INVESTIGATOR NAME(S):	Sylvie cabrit; Claudio Codella; Charlene Lefevre; Anaëlle Maury; Linda Podio; Guillaume Pineau des Forets; Eleonora Bianchi; Kazi Rygl; Frederic Gueth				
DUPLICATE OBSERVATION JUSTIFICATION:					

REPRESENTATIVE SCIENCE GOALS (UP TO FIRST 30)

SCIENCE GOAL	POSITION	BAND	ANG.RES.(")	LAS.(")	ACA?	NON-STANDARD MODE
IRAS2A outflow in Band 6	ICRS 03:28:55.5695, 31:14:37.020	6	0.200	7.000	N	N
Total # Science Goals : 1						

SCHEDULING TIME CONSTRAINTS	NONE	TIME ESTIMATES OVERRIDDEN ?	No
------------------------------------	------	------------------------------------	----

1 Scientific Justification

Magnetic fields in protoplanetary disks (hereafter PPDs) have a fundamental effect on the accretion process in young stars and the formation and migration conditions of planets. Over the past decades, it was realized that “turbulent” *radial* transport of angular momentum by the magneto-rotational instability (MRI) can be quenched not only in the low-ionisation disk midplane (Gammie 1996) but also at the disk surface, by ambipolar diffusion (eg. Bai & Stone 2011). Efficient disk accretion would then require that angular momentum is extracted *vertically* through large scale MHD disk winds (e.g., Ferreira et al. 2006; Bai 2016; Zhu&Stone 2017).

In particular, MHD DWs could play a fundamental role during the earliest protostellar phase (Class 0): MHD simulations suggest that they could **regulate disk formation**, by extracting excess angular momentum from infalling gas at the “centrifugal barrier” (eg. Zhao et al. 2017). If they eject a substantial fraction $\sim 50\%$ of the accreted mass, Class 0 DWs would also **limit the final core-to-star efficiency and IMF peak** (Frank et al. 2014). It is therefore crucial to search for DWs at this early phase.

One of the key observable predictions of MHD DWs is that they should carry a large specific angular momentum, indicative of the disk launch point (eg. Ferreira et al. 2006, Anderson et al. 2003). Thanks to sub/mm interferometers, potential wind rotation signatures consistent with DWs ejected from radii $\sim 5 - 25$ au have been reported in several sources, mostly of Class 1 (Launhardt et al. 2009, Pech et al. 2012, Zapata et al. 2015, Bjerkeli et al. 2016, Hirota et al. 2017, Alves et al. 2017) Except for the massive protostar Irc2, they all relied on CO. But this is not an optimal DW tracer in Class 0s due to uv-filtering, self-absorption, and contamination by bright swept-up cavities and jets.

In-depth ALMA studies by our team of the bright HH212 jet reveal that SO/SO₂ may provide the most convincing DW signatures in Class 0 sources (see Sect. 1.1). They are well modeled by an MHD DW extending up to the “centrifugal barrier” at $\simeq 40$ AU. The “hot corino” (compact emission of interstellar complex organic molecules, hereafter iCOMs) also seems to partly trace the base of the disk wind in this source.

However, a strong limitation of HH212 for fully validating the MHD DW interpretation is its edge-on view, which projects poloidal velocities to zero and removes an important model test. In addition, it is so far a unique example. *Similar ALMA studies of other Class 0 sources (less edge-on) are needed to check whether MHD DWs are common behavior at that stage, or an exception.*

In this context, **we propose here a pilot study of the Class 0 NGC1333-IRAS2A, a promising new DW candidate, that will provide first answers to 3 key issues: 1) are DWs in SO/SO₂ frequent in Class 0 sources? 2) are they always linked to the hot corino phenomenon (as in HH212)? 3) do MHD-DW models remain consistent with the data at view angles $< 90^\circ$?**

1.1 Previous DW modeling and ALMA results on HH212

Pioneering thermo-chemical modeling of dusty MHD DWs by our team (Panoglou et al. 2012, Yvart et al. 2016) predict that they will remain molecular in Class 0 sources, and enriched in species such as H₂O, SO, and SO₂ through endothermic gas-phase reactions in the warm wind ($H_2 + OH \rightarrow H_2O + H$, $S + OH \rightarrow SO + H$, $SO + OH \rightarrow SO_2 + H$);. Synthetic predictions of H₂O line profiles reproduce remarkably well the ubiquitous broad (± 40 km s⁻¹) H₂O component revealed by *Herschel* in a large sample of low-mass protostars (Yvart et al. 2016). Hence, **chemically selective tracers are a**

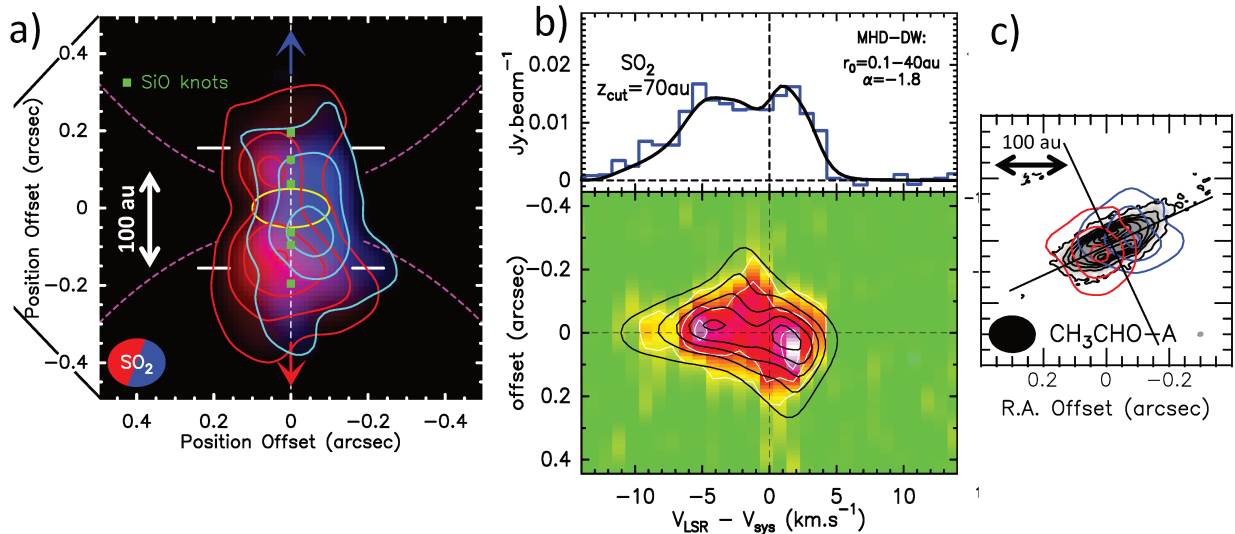


Figure 1: ALMA view of MHD-DW in HH212 from our Cycle 4 data at $0.13'' \sim 50$ au resolution (Tabone et al. 2017 and Codella et al. sub.). a) blue and red SO_2 at ± 2 km s^{-1} shows a slow rotating outflow from the disk (yellow ellipse). b) observation (color) and MHD DW model (black) of on-axis line profile and transverse PV diagram of SO_2 at +70au across the northern jet. c) CH_3CHO maps at ± 2.5 km s^{-1} overlaid on top of the disk observed in continuum by Lee et al. (2017c).

powerful tool to highlight disk-winds in the complex environment of embedded Class 0 sources.

The first detailed comparison of MHD DW models with resolved wind tracers was then made in the framework of our Cycle 4 ALMA project on the bright and well-studied Class 0 jet source HH212 (PI: Codella, 2016.1.01475.S). Our observations at $0.13''$ angular resolution (50 au at $d \sim 400$ pc) revealed for the first time **a slow rotating wide-angle flow in SO and SO_2 emanating from within the disk and surrounding the fast SiO axial jet on scales ≤ 100 au** (see Fig. 1a, Tabone et al. 2017). The observed SO and SO_2 rotation signatures and line profiles are very well modeled by a self-similar MHD disk-wind launched from $\simeq 0.2$ au to the outer edge of the disk at ~ 40 au (see Fig. 1b).

The same model also reproduced rotation signatures across the SiO axial jet reported by Lee et al. (2017a), with DW streamlines from 0.05 to 0.2 au (see Tabone et al. 2018). **Comparison with synthetic MHD DW predictions (including projection effects) was crucial to properly constrain the DW angular momentum and launch radius, which otherwise were strongly underestimated.**

Another important finding from our ALMA data is that **iCOMs in HH212 may trace the basis of the disk-wind**, in addition to the disk atmosphere and centrifugal barrier (see Fig 1c, Bianchi et al. 2017; Codella et al. 2016, 2018 sub.; Lee et al. 2017b). This could be explained eg. if the warm temperatures required for ice evaporation also favor MHD DW launching (cf. Ferreira et al. 2006). On the contrary, less chemically selective tracers like CO (and its isotopes) and HCO^+ are not good tracers of the low-velocity disk wind, due to ambient absorption and extended emission from the infalling envelope and swept-up cavity.

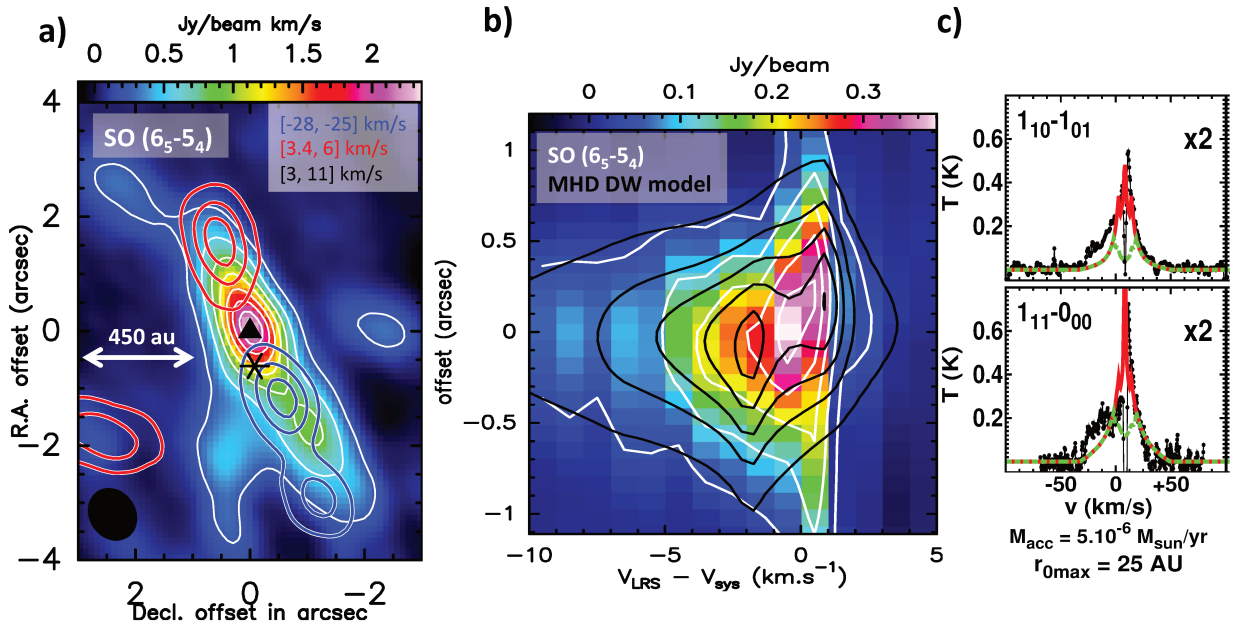


Figure 2: a) SO outflow from IRAS2A from Calypso data (Codella et al. 2014). b) Observed SO PV diagram at 0.4'' across the southern flow lobe (white contour and color map), overlaid by an MHD disk wind model at an inclination of 75° (black contours). c) Example of H₂O lines in IRAS2A observed by Herschel (in black) overlaid by best fit MHD-DW models from Yvart et al. (2016).

1.2 NGC1333-IRAS2A: a new Class 0 DW candidate

Our results on HH212 show that searching for a DW in a Class 0 requires to 1) map the wind base at high resolution and sensitivity within <100 au of the source, 2) in selective chemical tracers least contaminated by swept-up material (SO/SO₂, iCOMs), 3) and compare with synthetic DW model predictions. Because such in-depth studies are time consuming, even with ALMA, it is crucial to identify the most promising targets.

As a first step, we searched for DW candidates in SO/SO₂ in the CALYPSO survey of Class 0s mapped at $\simeq 0.75''$ at IRAM Plateau de Bure (Maury et al. 2014a). NGC 1333-IRAS2A (at 235 pc), was found to display the most promising signatures : its on-source low-velocity SO emission is the brightest in CALYPSO sample, and extends smoothly along the jet axis (See Fig. 1a and Codella et al. 2014). Transverse Position-Velocity (PV) cuts (Fig. 2b) exhibit a clear velocity gradient at low velocity $-4\text{ km s}^{-1} < V - V_{sys} < 3\text{ km s}^{-1}$ suggestive of rotation, whereas at higher velocity, the flow becomes progressively more collimated. **All of these PV features are well reproduced by a self-similar MHD disk-wind model with outer launch radius $\sim 40\text{ au}$ (Fig. 2b)**, assuming a stellar mass of $\simeq 0.2M_{\odot}$ (Brinch et al. 2009).

Another favorable property is that like HH212, it hosts a hot corino, with single-peaked CH₃OH line profiles (Maury et al. 2014b, Maret et al. 2014). This suggests that the base of the DW could be chemically rich and possibly detectable with ALMA in various COM tracers. IRAS2A also possesses a strong H₂O broad component observed in 6 different lines by Herschel, all well reproduced by thermo-chemical MHD disk-wind models (Fig 2c, Yvart et al. 2016). Furthermore, the SiO jet in IRAS2A reaches radial velocities of -30 km/s (Codella et al. 2014), implying an inclination to the line of sight < 80° for a typical jet speed < 200 km/s. **All of this makes IRAS2A an ideal target for ALMA follow-up to test the MHD DW interpretation in a second source, at lower inclination than HH212.**

2 Specific objectives of the proposal

Based on our first successful discovery of a slow small-scale rotating DW in HH212 (Sect. 1.1), we propose to map the base of the NGC1333-IRAS2A jet/flow in Band 6 at the same linear resolution ~ 50 au (0.2 at 235 pc), sensitivity ($\simeq 1$ K), spectral resolution ($\simeq 0.4$ km/s), and selective disk-wind tracers (SO, SO₂, iCOMs: CH₃OH, H₂CO..). Our immediate goals and results will be:

- **test whether a rotating MHD disk wind is also present in IRAS2A** : SO and SO₂ maps will probe the dynamics in the inner 100 au regions at high resolution ~ 50 au comparable to the expected DW launch radius, and high SNR (≥ 20). It will provide a much more stringent and decisive test of MHD DW models than CALYPSO data at 0.75". *If this second source studied at the same level of detail as HH212 also shows a rotating DW, it will be a strong first indication that extended MHD DWs may be common in the Class 0 phase.*

- **Potential link between hot corino and disk wind phenomena**: Our most extended configuration (C43-6, 0.13" = 30 au) will be used to resolve bright iCOM Band 6 lines in IRAS2A, of typical size ~ 50 -70 au (Maury et al. 2014b). This will reveal if the iCOMs emission traces the disk atmosphere / basis of a disk-wind, like in HH212, or rather the inner parts of the infalling envelope and centrifugal barrier. If a connection between a hot corino and a DW is also found in this object, it could be used to identify further candidates for in-depth DW studies with ALMA.

- **Bonus result: deep search for the SiO counterjet**: The high-velocity SiO jet of IRAS2A appears monopolar in our CALYPSO maps, a rare situation. Our ALMA maps will be > 5 times more sensitive and may reveal a possible faint counterjet in SiO(5-4) that could help understand this unusual asymmetry.

2.1 Why ALMA? ALMA is the only instrument able to map the kinematical and chemical structure on small spatial scale ($\leq 0.2''$), high sensitivity, and high imaging quality required to test disk-wind models. Three ALMA projects (J. Tobin: 2013.1.00031.S, A. Maury: 2016.1.01284.S, and J. Tobin: 2017.1.00053.S) have requested to observe IRAS2A in SO_{6₅-5₄} at 0.17" – 0.25", but their rms level in 0.4 km/s is 2 to 5 times higher than our requested sensitivity, and they do not include the compact configuration (C43-3) needed for reliable cleaning at low-velocity (where fainter but very extended outflow structures are present in the fov).

2.2 Team expertise

The observers in our team have a long expertise in processing and analysing millimeter interferometric data, including complex ALMA datasets (Codella, Podio). Two of the co-Is (Gueth, Rygl) work at the ALMA ARC nodes in Grenoble and Bologna, ensuring the best data reduction possible. Our team also includes expert modelers of the thermo-chemistry of dusty MHD disk winds (Cabrit, Pineau des Forêts; cf. Panoglou et al. 2012, Yvart et al. 2016), and associated synthetic predictions (Tabone, Cabrit, cf. Tabone et al. 2018). These modeling codes have no equivalent worldwide.

References. Alves et al. 2017, 603, L3; Anderson et al. 2003, ApJ, 590, L107; Bai 2016, ApJ, 218, 152; Bai & Stone 2017, ApJ, 836, 46; Bianchi et al. 2017, A&A, 606, L7; Bjerkeli, Nature, 540, 406; Codella et. al 2014, A&A, 563, L3; Codella et al. 2016, A&A, 586, L3; Ferreira et al. 2006, A&A, 453, 785; Frank et al. 2014, PPVI, 451; Gammie 1996, ApJ, 457, 355; Hirota et al. 2017, NatAs, 1, 0146; Launhardt et al. 2009, A&A, 494, 147; Lee et al. 2017a, NatAs, 1, 152; Lee et al. 2017b, ApJ, 843, 27; Lee et al. 2017c, SciA, 3, 2935; Lee et al. 2018, ApJ, 856, 14; Maret et al. 2014, A&A, 563, L1; Maury et al. 2014a, ASSP, 36, 233; Maury et al. 2014b, A&A, 563, L2; Panoglou et al. 2012, A&A, 538, A2; Pech et al. 2012, ApJ, 751, 78; Sakai et al. 2017, MNRAS, 467, L76; Tabone et al. 2017, A&A, 607, L6; Yvart et al. 2016, A&A 585, 74; Zhao et al. 2017, MNRAS, 473, 4868, Zapata et al. 2015, ApJ, 798, 131; Zhu & Stone 2017, ApJ 857, 34

2018.1.01342.S

SG : 1 of 1 IRAS2A outflow in Band 6 Band 6

Science Goal Parameters

Ang.Res.	LAS	Requested RMS	RMS Bandwidth	Rep.Freq.	Cont. RMS	Cont. Bandwidth	Poln.Prod.	Non-standard mode
0.2000"	7.0"	1.899 mJy, 1.2 K	384.693 m/s, 282.2 kHz	219.949440 GHz	17.557 μ Jy, 11.1 mK	3.281 GHz	XX,YY	No

Use of 12m Array (43 antennas)

t_total(all configs)	t_science(C43-6)	t_total(C43-3)	Imaged area	#12m pointing	12m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Avg. Data Rate
5.5 h	2.5 h	1.1 h	8.8 "	1	offset	26.5 "	9192.6 s	320.2 GB	19.8 MB/s

Use of ACA 7m Array (10 antennas) and TP Array

t_total(ACA)	t_total(7m)	t_total(TP)	Imaged area	#7m pointing	7m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Avg. Data Rate

Spectral Setup : Spectral Line

BB	Center Freq Rest GHz	spw name	Eff #Ch p.p.	Bandwidth	Resolution	Vel. Bandwidth	Vel. Res.	Res. El per FWHM
1	221.285241	13CH3OH v t=0 8(-1,8)-7(0,7)	960	117.19 MHz	0.282 MHz	158.8 km/s	0.382 km/s	16
1	220.078490	CH3OH v t=0 8(0,8)-7(1,6)	960	117.19 MHz	0.282 MHz	159.6 km/s	0.384 km/s	16
1	219.949442	SO 3 Σ v=0 6(5)-5(4)	960	117.19 MHz	0.282 MHz	159.7 km/s	0.385 km/s	16
1	219.560358	C18O 2-1	960	117.19 MHz	0.282 MHz	160.0 km/s	0.385 km/s	16
2	218.903355	OCS v=0 18-17	960	117.19 MHz	0.282 MHz	160.5 km/s	0.387 km/s	16
2	218.440050	CH3OH v t=0 4(2,2)-3(1,2)	960	117.19 MHz	0.282 MHz	160.8 km/s	0.387 km/s	15
2	218.222192	H2CO 3(0,3)-2(0,2)	960	117.19 MHz	0.282 MHz	161.0 km/s	0.388 km/s	15
2	217.104980	SiO v=0 5-4	960	117.19 MHz	0.282 MHz	161.8 km/s	0.390 km/s	15
3	236.452293	SO 3 Σ v=0 1(2)-2(1)	1920	234.38 MHz	0.282 MHz	297.2 km/s	0.358 km/s	17
3	235.151720	SO2 v=0 4(2,2)-3(1,3)	1920	234.38 MHz	282.227 kHz	298.8 km/s	0.360 km/s	17
4	233.000000	continuum	3840	1875.00 MHz	1.129 MHz	2412.6 km/s	1.453 km/s	4

1 Target

Expected Source Properties

	Peak Flux	SNR	Linewidth	RMS (over 1/3 linewidth)	linewidth / bandwidth used for sensitivity	Pol.	Pol. SNR
Line	32.00 mJy	38.5	6 km/s	830.23 μ Jy, 524.6...	15.60	0.0%	0.0
Continuum	94.00 mJy	5354.1				0.0%	0.0

Dynamic range (cont flux/line rms): 49.7

No.	Target	Ra,Dec (ICRS)	V.def.frame --OR--z
1	1-NGC1333 IRAS2A	03:28:55, 31:14:37	6.50 km/s,lsrk RADIO

1 Tuning

Tuning	Target	Rep. Freq. Sky GHz	RMS (Rep. Freq.)	RMS Achieved
1	1	219.944671	1.89 mJy, 1.2 K	1.88 mJy - 2.06 mJy

Justification for requested RMS and resulting S/N (and for spectral lines the bandwidth selected) for the sen...

SO and SiO lines show high blue velocity wings up to -50km/s with respect to the systemic velocity. The lines will be thus observed through spectral windows 160km/s broad with a spectral resolution of 0.38km/s at the exception of the baseband 3 for which a spectral window 300km/s broad is chosen. These broad bandwidths could possibly show further bonus lines (given IRAS2A is associated to a hot-corino, Maury et al. 2014b).

Our sensitivity requirement is based on the SO 6(5)-5(4) line that traces a potential disk-wind at $0.2''=50\text{au}$.

The velocity gradient suggestive of rotation in the IRAS2A flow is detected in a $\sim 3\text{km/s}$ range (see Fig. 2). The sensitivity is thus requested at 0.38km/s spectral resolution to enable decisive test of MHD disk-winds.

According to our CALYPSO data on IRAS-2A at $0.75''$ spatial resolution, the SO 6(5)-5(4) emission at systemic velocity ranges from 30K on the VLA1 source down to 20K at a distance of $0.4''$. At $\pm 3.5\text{km/s}$, the emission ranges from 20K on the source to 15K at $0.4''$ away from the source.

At systemic velocity, the (transverse) deconvolved width of the flow is $0.7''$. At higher velocity (-3.5km/s), the deconvolved width ranges from $0.3''$ on the source to $0.5''$ at $0.4''$ from the source.

Requesting a 1.2K rms we will then obtain in a beam of $0.2''$, a $S/N(\text{SO}) = 15$ to 25 at systemic velocity, and a $S/N(\text{SO}) = 20$ to 40 , enough to test MHD disk-wind models.

Methanol lines plus H₂CO observed in our CALYPSO large program and included in this spectral setup, have typical deconvolved size of $0.5''$ and peak emission of 20K in a $0.75''$ beam (Maury et al. 2014). The expected minimum SNR ratio in a $0.13''$ beam (provided by the C43-6 configuration) is then $S/N(\text{CH}_3\text{OH}, \text{H}_2\text{CO}) = 15$ in 0.38km/s channels, enough to detect signatures of a disk-wind base in these tracers.

Justification of the chosen angular resolution and largest angular scale for the source(s) in this Science Goal.

IRAS2A is a binary system separated by $0.6''$ (Tobin et al. 2015) with VLA1 being the driving source of the disk-wind candidate. In order to unambiguously probe the dynamics of VLA1 outflow, the angular resolution has to be smaller than $0.6''$. In our HH212 observations, we have detected a disk-wind up to 100au from the source and shown that a linear resolution of 50au is required to probe in detail the dynamics of the disk (see Fig. 1). We thus request a $0.2''$ angular resolution, corresponding to the same linear resolution at Perseus distance. This beam size insure also a high sensitivity for structures marginally resolved in our CALYPSO observations at $0.75''$ angular resolution.

Our PdBI observations show that the largest structure in the FOV in SO (outflow cavity) is about $7''$ (see Fig. 2). To avoid any cleaning problem we thus need to image structures with maximum size up to about $7''$. Both C43-6 and C43-3 configurations are thus required to obtain the quality of the image needed to reach our scopes.

The maximum angular resolution affordable with C43-6 configuration is $0.13''$. This angular resolution is requested to well resolve the very basis of the potential disk wind and link it to hot corino emission at 30au scale.

Justification of the correlator set-up with particular reference to the number of spectral resolution element...

We select 10 spectral windows of $\sim 282\text{kHz}$ to observe:

- 2 SO lines, 6(5)-5(4) and 2(3)-3(2), at $E_u = 24\text{K}$ and 15K , respectively.
- SO₂ 4(2,2)-3(1,3) line, at $E_u = 19\text{K}$
- 3 CH₃OH lines, 5(-4,2)-6(-3,4), 8(0,8)-7(1,6) and 4(2,2)-3(1,2), at $E_u = 122\text{K}$, 97K and 46K , respectively.
- 13CH₃OH 8(-1,8)-7(0,7), at $E_u = 44\text{K}$ (a very bright methanol transition in dense and warm environments)
- H₂CO 3(0,3)-2(0,2) at $E_u = 20\text{K}$
- SiO(5-4) (fast axial jet tracer)
- C₁₈O(2-1) (disk and envelope tracer)

Continued ...

As a bonus, without extra-time, a OCS line will be observed:

- OCS(18-17) at 218.903 GHz (outflow tracer)

The continuum is observed with a spectral window of 1.9 GHz with a resolution 1.13 MHz (i.e. 1.45 km/s), which could possibly shows further bonus lines (given IRAS2A is associated with a hot-corino, Maury et al. 2014).

ANNEXE D

Articles publiés

Dans cette section, je reproduis en partie les articles parus, à paraître ou soumis au cours de ma thèse à des revues à comité de lecture. Une première partie reproduit l'intégralité des articles parus et le résumé de mon article soumis à "Astronomy & Astrophysics" en tant que premier auteur. La seconde partie regroupe les résumés des articles parus en tant que co-auteur dans le cadre de projets observationnels en collaboration avec l'équipe de Claudio Codella et avec l'équipe de Catherine Dougados. Enfin, la dernière partie présente les publications auxquelles ma collaboration avec Etienne Behar et Melaine Saillenfest sur l'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère d'une comète de faible activité a abouti. Au total, ce sont donc 3 articles en premier auteur et 9 articles en co-auteur qui ont été publiés ou soumis, à savoir (par ordre choisi) :

1) *ALMA discovery of a rotating SO/SO₂ flow in HH212. A possible MHD disk wind?*

B. Tabone, S. Cabrit, E. Bianchi, J. Ferreira, G. Pineau des Forêts, C. Codella, A. Gusdorf, F. Gueth, L. Podio, E. Chapillon, 2017, A&A, 607, L6

2) *Interaction between a pulsating jet and a surrounding disk wind. A hydrodynamical perspective.*

B. Tabone, A. Raga, S. Cabrit, G. Pineau des Forêts, 2018, A&A, 614, A119

3) *Constraining MHD disk winds with ALMA - Edge-on rotation signatures and application to HH212*

B. Tabone, S. Cabrit, G. Pineau des Forêts, J. Ferreira, A. Gusdorf, C. Codella, F. Gueth, L. Podio, E. Chapillon, E. Bianchi, submitted to A&A

4) *The HH30 edge-on T Tauri star A rotating and precessing monopolar outflow scrutinized by ALMA*

F. Louvet; C. Dougados; S. Cabrit; D. Mardones; F. Ménard; **B. Tabone**; C. Pinte; W. Dent, A&A, in press, 2018arXiv180803285L

5) *Water and interstellar complex organics associated with the HH 212 protostellar disc - On disc atmospheres, disc winds, and accretion shocks*

C. Codella, E. Bianchi, **B. Tabone**, C.-F. Lee, S. Cabrit, C. Ceccarelli, L. Podio, F. Bacciotti, R. Bachiller, E. Chapillon, F. Gueth, A. Gusdorf, B. Lefloch, S. Leurini, G. Pineau des Forets, K.L.J. Rygl, M. Tafalla, *A&A*, in press, 2018arXiv180607967C

6) *Deuterated methanol on a solar system scale around the HH212 protostar*
Bianchi, E.; Codella, C.; Ceccarelli, C.; Taquet, V.; Cabrit, S.; Bacciotti, F.; Bachiller, R.; Chapillon, E.; Gueth, F.; Gusdorf, A.; Lefloch, B.; Leurini, S.; Podio, L.; Rygl, K. L. J.; **B. Tabone**; Tafalla, M., 2017, *A&A*, 606, L7

7) *CALYPSO view of SVS 13A with PdBI: Multiple jet sources*
C. Lefèvre, S. Cabrit, A. J. Maury, F. Gueth, **B. Tabone**, L. Podio, A. Belloche, C. Codella, S. Maret, S. Anderl, P. André, P. Hennebelle, 2017, *A&A*, 604, L1

8) *First image of the L1157 molecular jet by the CALYPSO IRAM-PdBI survey*
L. Podio, C. Codella, F. Gueth, S. Cabrit, A. Maury, **B. Tabone**, C. Lefèvre, S. Anderl, P. André, A. Belloche, S. Bontemps, P. Hennebelle, B. Lefloch, S. Maret, L. Testi, 2016, 593, L4

9) *Dawn-dusk asymmetry induced by the Parker spiral angle in the plasma dynamics around comet 67P/Churyumov-Gerasimenko*
E. Behar, **B. Tabone**, H. Nilsson, 2018, *MNRAS*, 478, 2

10) *Solar wind dynamics around a comet - A 2D semi-analytical kinetic model*
E. Behar, **B. Tabone**, M. Saillenfest, P. Henri, J. Deca, J. Lindkvist, M. Holmström, H. Nilsson, *A&A*, in press, 2018arXiv180503459B

11) *Solar wind dynamics around a comet - The paradigmatic inverse-square-law model*
M. Saillenfest, **B. Tabone**, E. Behar, *A&A*, in press, 2018arXiv180601942S

12) *The root of a comet tail: Rosetta ion observations at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko*
E. Behar, H. Nilsson, P. Henri, L. Bercic, G. Nicolaou, G. Stenberg Wieser, M. Wieser, **B. Tabone**, M. Saillenfest, C. Goetz, 2018, *A&A*, 616, A21

D.1 Articles publiés ou soumis en premier auteur

LETTER TO THE EDITOR

ALMA discovery of a rotating SO/SO₂ flow in HH212

A possible MHD disk wind?

B. Tabone¹, S. Cabrit^{1,2}, E. Bianchi^{3,4}, J. Ferreira², G. Pineau des Forêts^{1,5}, C. Codella³, A. Gusdorf¹, F. Gueth⁶, L. Podio³, and E. Chapillon^{6,7}

¹ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, 75014 Paris, France
e-mail: benoit.tabone@obspm.fr

² Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

³ INAF, Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

⁴ Università degli Studi di Firenze, Dipartimento di Fisica e Astronomia, via G. Sansone 1, 50019 Sesto Fiorentino, Italy

⁵ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS UMR 8617, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

⁶ Institut de Radioastronomie Millimétrique, 38406 Saint-Martin d'Hères, France

⁷ OASU/LAB-UMR5804, CNRS, Université Bordeaux, 33615 Pessac, France

Received 1 August 2017 / Accepted 29 September 2017

ABSTRACT

We wish to constrain the possible contribution of a magnetohydrodynamic disk wind (DW) to the HH212 molecular jet. We mapped the flow base with ALMA Cycle 4 at 0′′.13 ~ 60 au resolution and compared these observations with synthetic DW predictions. We identified, in SO/SO₂, a rotating flow that is wider and slower than the axial SiO jet. The broad outflow cavity seen in C³⁴S is not carved by a fast wide-angle wind but by this slower agent. Rotation signatures may be fitted by a DW of a moderate lever arm launched out to ~40 au with SiO tracing dust-free streamlines from 0.05–0.3 au. Such a DW could limit the core-to-star efficiency to ≤50%.

Key words. stars: formation – ISM: jets and outflows – ISM: individual objects: HH212

1. Introduction

The question of angular momentum extraction from protoplanetary disks (hereafter PPDs) is fundamental in understanding the accretion process in young stars and the formation conditions of planets. Pioneering semi-analytical work, followed by a growing body of magnetohydrodynamic (MHD) simulations, have shown that when a significant vertical magnetic field is present, MHD disk winds (hereafter DWs) can develop that extract some or all of the angular momentum flux required for accretion (see e.g. Ferreira et al. 2006; Béthune et al. 2017; Zhu & Stone 2017, and references therein). The wind dynamics depend crucially on the disk magnetization, surface heating, and ionization structure, which are still poorly known in PPDs. Observing signatures of DWs would thus provide unique clues to these properties.

Spatially resolved rotation signatures suggestive of a DW were first reported in the intermediate velocity component ($V \simeq 50 \text{ km s}^{-1}$) surrounding the DG Tau optical atomic jet by Bacciotti et al. (2002). Their variation with radius was found to be in excellent agreement with synthetic predictions for an extended DW that extracts all of the accretion angular momentum out to a radius of 3 au (Pesenti et al. 2004). The inner regions of the same DW could also explain the speed of the fast axial jet (Ferreira et al. 2006). However, rotation signatures in this faster component are less clear (e.g. Louvet et al. 2016) because of the limited spectral resolution and wavelength accuracy in the optical. Sub/mm interferometric observations do not have this limitation and have provided clear evidence for flow rotation in several younger protostellar sources, although at lower speeds than the axial jets, suggesting ejection from ~5–25 au in the disk (Launhardt et al. 2009; Matthews et al. 2010; Bjerkeli et al. 2016; Hirota et al. 2017). Thermo-chemical models show that

dusty DWs launched from this range of radii would indeed remain molecular despite magnetic acceleration (Panoglou et al. 2012). These models would also reproduce all characteristics of the ubiquitous broad ($\pm 40 \text{ km s}^{-1}$) H₂O line components revealed by *Herschel* in low-mass protostars (Yvart et al. 2016).

More stringent tests of the DW paradigm require high angular resolution. Using ALMA observations with an 8 au beam, Lee et al. (2017a) recently detected evidence for rotation in fast SiO jet knots from the HH212 protostar in the same sense as the rotating envelope. Assuming steady magneto-centrifugal launching and taking the observed gradient as a direct measure of specific angular momentum, these authors inferred a launch radius of $0.05^{+0.05}_{-0.02}$ au, which suggested that the SiO jet arises from the inner disk edge. Here we present Cycle 4 ALMA observations of the same source at 0′′.13 ~ 60 au resolution (for $d = 450 \text{ pc}$), which reveal rotation in SO₂ and SO in the same sense as the SiO jet, but in a wider structure surrounding it. We compare the observations with synthetic predictions for extended DWs to constrain the possible range of launch radii and magnetic lever arm, and we discuss the major implications of our findings.

2. Observations

HH212 was observed in Band 7 with ALMA between 6 October and 26 November 2016 (Cycle 4) using 44 antennas of the 12 m array with a maximum baseline of 3 km. The SO₂(8_{2,6}–7_{1,7}) line at 334.67335 GHz was observed with a spectral resolution of 1 km s^{-1} and the lines of SO(9₈–8₇) 346.52848 GHz, SiO(8–7) 347.33063 GHz, C³⁴S(7–6) 337.39669 GHz, and C¹⁷O(3–2) 337.06113 GHz with a spectral resolution of 0.1 km s^{-1} (re-binned to 0.44 km s^{-1}). Calibration was carried out following

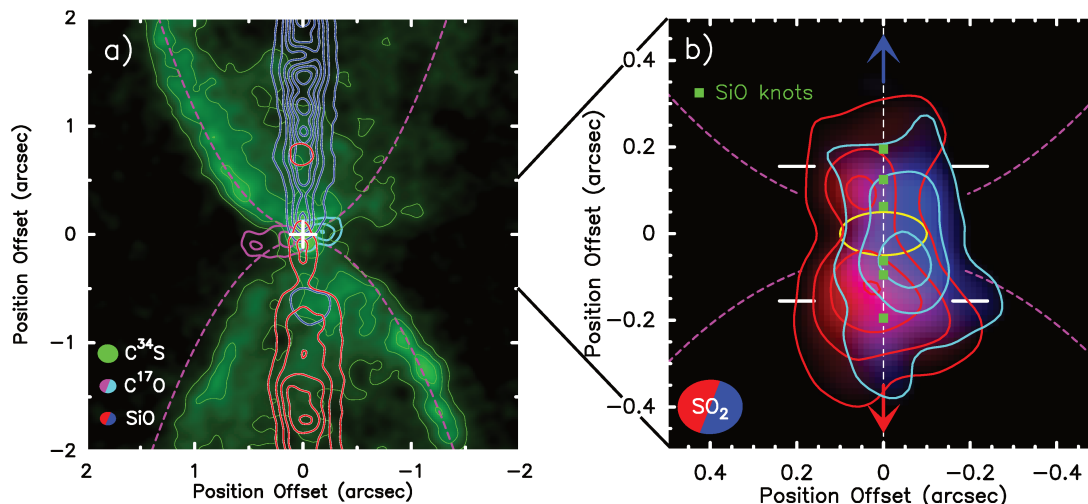


Fig. 1. *Panel a:* HH212 inner region viewed by ALMA Cycle 4. The SiO jet at $|V_{\text{LSR}} - V_{\text{sys}}| = 5\text{--}10\text{ km s}^{-1}$ (blue and red contours), C^{17}O rotating envelope at $|V_{\text{LSR}} - V_{\text{sys}}| = 1.5\text{ km s}^{-1}$ (pink and turquoise), and cavity walls in C^{34}S at $|V_{\text{LSR}} - V_{\text{sys}}| \leq 0.6\text{ km s}^{-1}$ (green, with parabolic fits in dashed magenta) are shown. First contour and step are 6σ and 18σ for SiO, 6σ and 6σ for C^{17}O , 4σ and 4σ for C^{34}S , where σ is the rms noise level. The source is shown as a white cross and beam sizes are in the bottom left corner. *Panel b:* zoom-in on blue and red SO_2 at $\pm 2\text{ km s}^{-1}$ shows a slow outflow rotating in the same sense as the C^{17}O disk. First contour and step are 7σ . White segments show the positions of PV cuts in Fig 2. Green squares show inner SiO knots imaged by Lee et al. (2017a); the yellow ellipse marks the centrifugal barrier radius at $r \sim 45\text{ au}$ and the height of the COM-rich disk atmosphere at $z \pm 20\text{ au}$ (Lee et al. 2017c). Images are rotated such that the vertical axis corresponds to the jet axis at $\text{PA} = 22^\circ$.

standard procedures under the CASA environment using quasars J0510+1800, J0552+0313, J0541–0211, and J0552–3627. Spectral line imaging was performed in CASA with natural weighting for C^{34}S to increase sensitivity, resulting in a clean-beam $0.19'' \times 0.17''$ ($\text{PA} = -76^\circ$), and with a $R = 0.5$ robust factor for the other lines, resulting in a beam of $.15'' \times 0.13''$ ($\text{PA} \sim -89^\circ$). The rms noise level is $\sigma \sim 1\text{ mJy/beam}$ in SO_2 in 1 km s^{-1} channels, and $\sigma \sim 1.5\text{ mJy/beam}$ in 0.44 km s^{-1} channels for the other lines. Further data analysis was performed using the GILDAS¹ package. Positions are given with respect to the continuum peak at $\alpha(\text{J2000}) = 05^{\text{h}} 43^{\text{m}} 51.41^{\text{s}}$, $\delta(\text{J2000}) = -01^\circ 02' 53''.17$ (Lee et al. 2014) and velocities are with respect to a systemic velocity $V_{\text{sys}} = 1.7\text{ km s}^{-1}$ (Lee et al. 2014).

3. Results and discussion

3.1. Evidence for a rotating wide-angle flow in SO and SO_2

Figure 1a presents a view of the various components of the HH 212 outflow system from our Cycle 4 data. The chemical stratification first noted by Codella et al. (2014) in Cycle 0 is even more striking: SiO traces the narrow high-velocity jet, while C^{34}S outlines the dense walls of a broad outflow cavity, and C^{17}O traces the rotating equatorial envelope and disk. We find that the cavity walls may be fitted by a parabolic shape $z = r^2/a + 0.05''$ with $a = 0.9''$ in the north and $a = 1''$ in the south (slightly less open than sketched in Lee et al. 2017c).

Figure 1b presents a zoom on SO_2 emission within $0.5'' = 250\text{ au}$ of the source. This tracer, together with SO, was found to be abundant in the HH 212 jet on a larger scale (Podio et al. 2015). Our data resolve its bright emission near the base, revealing a rotation signature in the form of a transverse shift $\approx \pm 0.05''$ between redshifted and blueshifted emission at $\pm 2\text{ km s}^{-1}$ from systemic, in the same (east-west) sense in both lobes and in the same sense as the envelope rotation in Fig. 1a. The emission

peaks at a typical distance of $0.1\text{--}0.15''$, well above the disk atmosphere at $z \approx \pm 0.05''$ traced by complex organic molecules (Lee et al. 2017c; Bianchi et al. 2017) and extends out to $\pm 0.3''$ along the jet axis, indicating that this rotating material is outflowing. In the equatorial plane, the emission appears to originate from a region of typical radius $\approx 0.1'' = 45\text{ au}$, i.e., similar to the centrifugal barrier (hereafter CB) estimated from HCO^+ infall kinematics, inside which the disk is expected to become Keplerian (Lee et al. 2017c). Channel maps (see Fig. A.1) further show that this rotating outflow has an onion-like velocity structure with increasing width at progressively lower velocities, which eventually fills up the base of the cavity. The SO emission has a similar behavior (see Fig. A.2). Figure 2 shows transverse position-velocity (PV) cuts and line profiles of SO_2 and SO at $\pm 70\text{ au}$ from the midplane (beyond 1 beam diameter, to avoid any contamination by infall). Rotation is clearly apparent as a tilt in the PV cuts. The velocity decrease away from the jet axis is also visible. The centroid velocity in on-axis line profiles, $\sim 1\text{--}2\text{ km s}^{-1}$, yields a mean deprojected speed of $V_p \approx 20\text{--}40\text{ km s}^{-1}$ for an inclination $i \approx 87^\circ$ (Claussen et al. 1998). Hence, the outflow cavity is not carved by a fast wide-angle wind at $\sim 100\text{ km s}^{-1}$, but by a slower component.

3.2. Comparison with MHD disk wind models

We compared the PV cuts and line profiles with synthetic predictions for steady-state, axisymmetric, self-similar DWs from Keplerian disks, calculated following the equations described in Casse & Ferreira (2000). Two key properties of the MHD solution affect the predictions. First, the magnetic lever arm parameter $\lambda \approx (r_A/r_0)^2$, where r_A is the Alfvén radius along the streamline launched from r_0 , which determines the extracted angular momentum and poloidal acceleration. Second, the maximum widening $\mathcal{W} = r_{\text{max}}/r_0$ reached by the streamline, which controls the flow transverse size. In order to limit the number of free parameters, we kept a fixed inclination $i = 87^\circ$ and stellar mass $M_\star = 0.2 M_\odot$ (Lee et al. 2017c). The minimum and

¹ <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

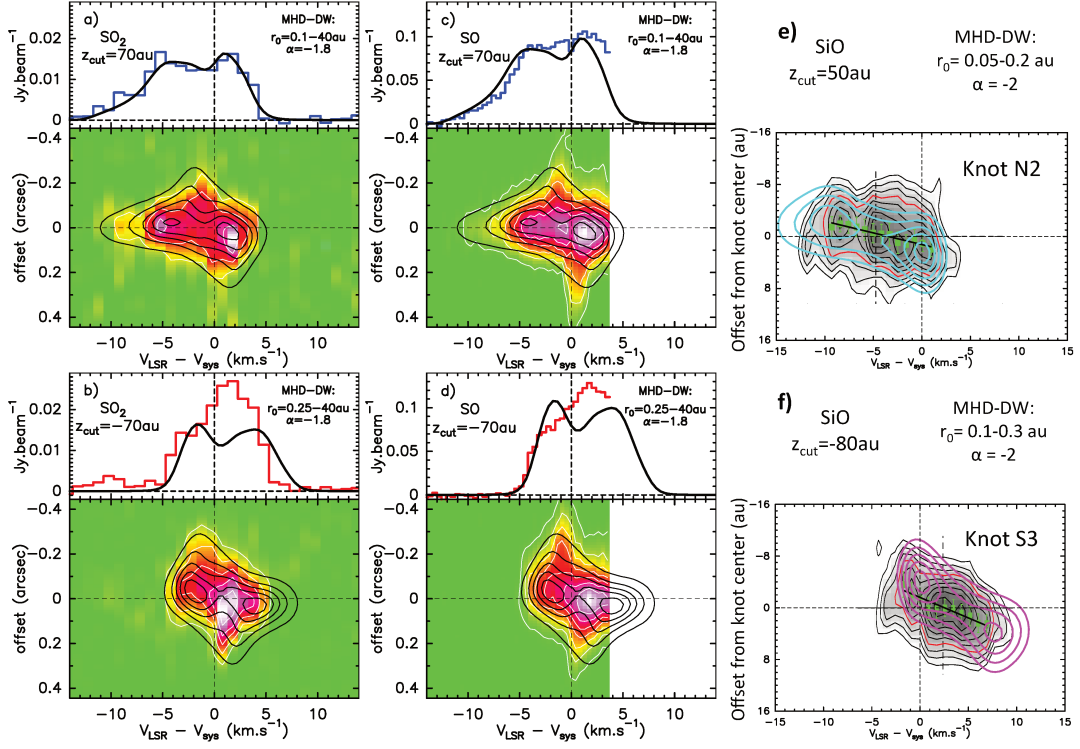


Fig. 2. Panels a–d: observed on-axis line profiles (histograms) and transverse PV diagrams (color map and white contours) of SO₂ (left) and SO (middle) at ± 70 au across the northern blue jet (top) and the southern red jet (bottom). The red wing of SO falls outside our spectral set-up. A DW model fit, with $\lambda = 5.5$ and $\mathcal{W} = 30$ (see text), is overlotted in black for parameters denoted in each panel. Panels e–f: PV diagrams observed by Lee et al. (2017a) across the SiO knots N2 and S3 (grayscale and black/red contours). Their measured centroids are shown as green squares and fitted rotation gradient as a black line. The DW model is overlotted in cyan (top) or magenta (bottom) with parameters denoted above each panel.

maximum launch radii, r_{in} and r_{out} , then determine the range of velocities in the wind (through the Keplerian scaling). Since initial SO and SO₂ abundances at the disk surface are very uncertain, we did not compute the emissivity from a full thermochemical calculation along flow streamlines, as carried out for H₂O by Yvart et al. (2016). Instead we assumed a power-law variation with radius $\propto r^\alpha$ which allowed us to investigate rapidly a broader range of parameters. Synthetic data cubes were then computed assuming optically thin emission and a velocity dispersion of 0.6 km s^{-1} (the sound speed in molecular gas at 100 K), and convolved by a Gaussian beam of the same FWHM as the ALMA clean beam. Parameter α determines the relative weight of inner versus outer streamlines and influences the predicted tilt in the PV. For a given MHD solution, the value of α is well constrained by the slope of the line profile wings.

We find that the DW solution with $\lambda = 13$ used to fit the DG Tau jet in Pesenti et al. (2004) is too fast to reproduce the HH212 data; this solution would require an angle from the sky plane of only 0.5° , outside the observed estimate of 4_{-1}^{+3} (Claussen et al. 1998). However, we could obtain a good fit for a slower MHD solution with $\lambda = 5.5$ and $\mathcal{W} = 30$. While the emission peaks defining the tilt in PV diagram can be reproduced with $r_{\text{out}} = 8$ au, the more extended emission is better reproduced if we increase r_{out} to the expected radius of the Keplerian disk, namely 40 au (Lee et al. 2017c). The corresponding best-fit predictions are superposed in black in Fig. 2. The value of r_{in} is constrained by the highest velocity present in the data; in the blue lobe, the extent of the blue wing suggests $r_{\text{in}} \leq 0.1$ au. In the red lobe, our model fit is less good because the centroid is slower than in the

blue by a factor 1.5–2. A slower solution with a smaller lever arm (not yet available to us) would probably work better; numerical simulations show that it is indeed possible for a DW to have asymmetric lobes (Fendt & Sheikhnezhani 2013). The value $r_{\text{in}} \approx 0.2$ au in Figs. 2b, d is thus only illustrative. The model poloidal speeds at $z = 70$ au range from ~ 100 to 2 km s^{-1} for $r_0 = 0.1$ to 40 au.

Interestingly, we find that the same DW solution that fits the SO and SO₂ PV cuts can also reproduce the rotation signatures across axial SiO knots at similar altitude, if SiO traces only inner streamlines launched from 0.05–0.1 au to 0.2–0.3 au. This is shown in Figs. 2e–f, where our synthetic predictions, convolved by 8 au are compared with the ALMA SiO data of Lee et al. (2017a). The predicted range of terminal speeds is 70 – 170 km s^{-1} , which is consistent with SiO proper motions. Since the dust sublimation radius is also 0.2–0.3 au (Yvart et al. 2016), SiO would be released by dust evaporation at the wind base.

3.3. Biases in analytical estimates of DW outer launch radius

An unexpected result is that our best fitting $r_{\text{out}} \approx 0.2$ – 0.3 au for SiO knots is 2–10 times larger than the $0.05_{-0.02}^{+0.05}$ au estimated by Lee et al. (2017a) with the Anderson et al. (2003) formula, which is valid for all steady DWs. Since the knots are resolved, this cannot be due to beam smearing as in the cases investigated by Pesenti et al. (2004). The same applies to our SO and SO₂ PV cuts, whereas inserting the apparent velocity gradient in the Anderson formula would give $r_{\text{out}} \sim 1$ au instead of 40 au.

We explored the reason for this discrepancy and found that the superposition of many flow surfaces along the line of sight creates a shallower velocity gradient leading to strongly underestimate r_{out} . A detailed study of this effect, which also leads to underestimating λ , will be presented in Tabone et al. (in prep.).

3.4. Further model tests and limitations

A strong test of the DW picture would be to detect the predicted helical magnetic field structure, for example, through dust polarization measurements with ALMA. Figure 3 plots the poloidal magnetic surfaces in our best-fit model. Beyond the Alfvén surface (at $z/r_0 \approx 2$), a strong toroidal field develops. In the disk atmosphere at $z \sim 20$ au, brightest in dust continuum, the ratio of toroidal to poloidal magnetic field B_ϕ/B_p ranges from 1.5 to 10, from outer to inner streamlines. Hence, polarization maps (if not dominated by dust scattering) should not show a pure “hourglass” geometry but be more toroidal closer to the axis.

We also caution that our DW modeling is only illustrative, owing to its simplifications. Notably, self-similarity cannot properly treat the effect of outer truncation. In reality, the shape and dynamics of the last DW streamlines would be determined by pressure balance with the cavity and infalling envelope. As depicted in Fig. 3, they would thus open in the cavity more widely than predicted. This wider opening might explain the broader SO and SO₂ emission beyond the last model contour in PV diagrams and the slow HCO⁺ wind noted by Lee et al. (2017c). The opposite pressure effect occurs near the equator, where the thick infalling stream would confine the streamlines inside the CB more tightly than in our model. As shown in Fig. 3, the heating resulting from this interaction might naturally explain the presence of a warm ring of COM emission close to the centrifugal barrier (Lee et al. 2017c; Bianchi et al. 2017). DW models including these effects remain to be developed.

4. Conclusions

Our Cycle 4 ALMA data reveal a rotating wide-angle flow in SO and SO₂ around the SiO jet with a mean speed of ~ 30 km s⁻¹ and an onion-like velocity structure filling in the base of the outflow cavity. Hence, the cavity is not carved by a fast wide-angle wind, but by a slower component. This component emerges from within and up to the centrifugal barrier, and contributes to remove excess angular momentum and mass from this region.

The observed kinematics set tight constraints on stationary, self-similar MHD disk wind models. The lever arm parameter λ should be $\lesssim 5$, smaller than in the atomic DG Tau rotating flow (Pesenti et al. 2004), and the launch radii would range from 0.05 to ~ 40 au, with SiO tracing only dust-free streamlines launched up to 0.2–0.3 au. If such a disk wind is extracting most of the angular momentum required for disk accretion, it would be ejecting 50% of the incoming accretion flow². If this is widespread among low-mass protostars, as suggested by H₂O line profiles (Yvart et al. 2016), this component could strongly contribute to the low core-to-star efficiency $\approx 30\%$ (e.g. André et al. 2010). We nevertheless caution that our modeling is very idealized and probably not unique. Higher angular resolution and dust polarization maps with ALMA could provide powerful tests of this scenario.

Finally, an important side result of our study is that the apparent rotation gradient strongly underestimates the actual outermost launch radius of an extended MHD disk wind. A detailed

² $\dot{M}_{\text{ej}}/\dot{M}_{\text{acc}}(r_{\text{out}}) = [1 - (r_{\text{in}}/r_{\text{out}})^\xi]$ with $\xi \approx 1/(2\lambda - 2)$ when the wind braking torque dominates (Casse & Ferreira 2000).

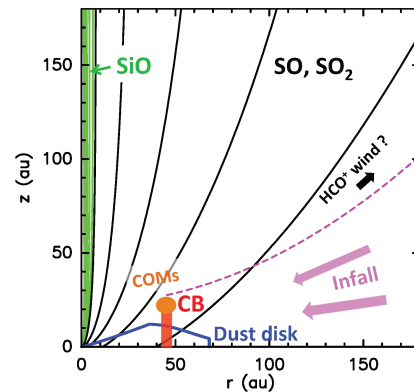


Fig. 3. Schematic view of the inner 180 au of the HH212 system following our MHD disk-wind modeling. The streamlines rich in SiO are pictured in green, the wider component traced by SO and SO₂ is in black, for launch radii of 0.25, 0.9, 3, 11, and 40 au. The magenta dashed curve shows the boundary of the cavity from Fig. 1. The dusty disk scale height from Lee et al. (2017b) is indicated in blue, the centrifugal barrier in red, and the COMs warm ring in orange (Lee et al. 2017c; Bianchi et al. 2017).

study of the magnitude of this effect, which applies beyond HH 212, will be presented in Tabone et al. (in prep.).

Acknowledgements. We are very grateful to K. L. J. Rygl for her support with data reduction at the Bologna ARC node, and we thank the anonymous referee for useful comments. This paper makes use of the ALMA 2016.1.01475.S data (PI: C. Codella). ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA), and NINS (Japan), together with NRC (Canada) and NSC and ASIAA (Taiwan), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO, and NAOJ. This work was supported by the Programme National “Physique et Chimie du Milieu Interstellaire” (PCMI) of CNRS/INSU with INC/INP and co-funded by CNES, and by the Conseil Scientifique of Observatoire de Paris. This research has made use of NASA’s Astrophysics Data System.

References

- Anderson, J. M., Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., & Blandford, R. D. 2003, *ApJ*, 590, L107
- André, P., Men’shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
- Bacciotti, F., Ray, T. P., Mundt, R., Eisloffel, J., & Solf, J. 2002, *ApJ*, 576, 222
- Béthune, W., Lesur, G., & Ferreira, J. 2017, *A&A*, 600, A75
- Bianchi, E., Codella, C., Ceccarelli, C., et al. 2017, *A&A*, 606, L7
- Bjerkeli, P., van der Wiel, M. H. D., Harsono, D., Ramsey, J. P., & Jørgensen, J. K. 2016, *Nature*, 540, 406
- Casse, F., & Ferreira, J. 2000, *A&A*, 353, 1115
- Claussen, M. J., Marvel, K. B., Wootten, A., & Wilking, B. A. 1998, *ApJ*, 507, L79
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F., et al. 2014, *A&A*, 568, L5
- Fendt, C., & Sheikhnezhadi, S. 2013, *ApJ*, 774, 12
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, *A&A*, 453, 785
- Hirota, T., Machida, M. N., Matsushita, Y., et al. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0146
- Launhardt, R., Pavlyuchenkov, Y., Gueth, F., et al. 2009, *A&A*, 494, 147
- Lee, C.-F., Hirano, N., Zhang, Q., et al. 2014, *ApJ*, 786, 114
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Li, Z.-Y., et al. 2017a, *Nature Astronomy*, 1, 0152
- Lee, C.-F., Li, Z.-Y., Ho, P. T. P., et al. 2017b, *Sci. Adv.*, 3, e1602935
- Lee, C.-F., Li, Z.-Y., Ho, P. T. P., et al. 2017c, *ApJ*, 843, 27
- Louvet, F., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2016, *A&A*, 596, A88
- Matthews, L. D., Greenhill, L. J., Goddi, C., et al. 2010, *ApJ*, 708, 80
- Panoglou, D., Cabrit, S., Pineau Des Forêts, G., et al. 2012, *A&A*, 538, A2
- Pesenti, N., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2004, *A&A*, 416, L9
- Podio, L., Codella, C., Gueth, F., et al. 2015, *A&A*, 581, A85
- Yvart, W., Cabrit, S., Pineau des Forêts, G., & Ferreira, J. 2016, *A&A*, 585, A74
- Zhu, Z., & Stone, J. M. 2017, ArXiv e-prints [arXiv:1701.04627]

Appendix A: SO and SO₂ channel maps

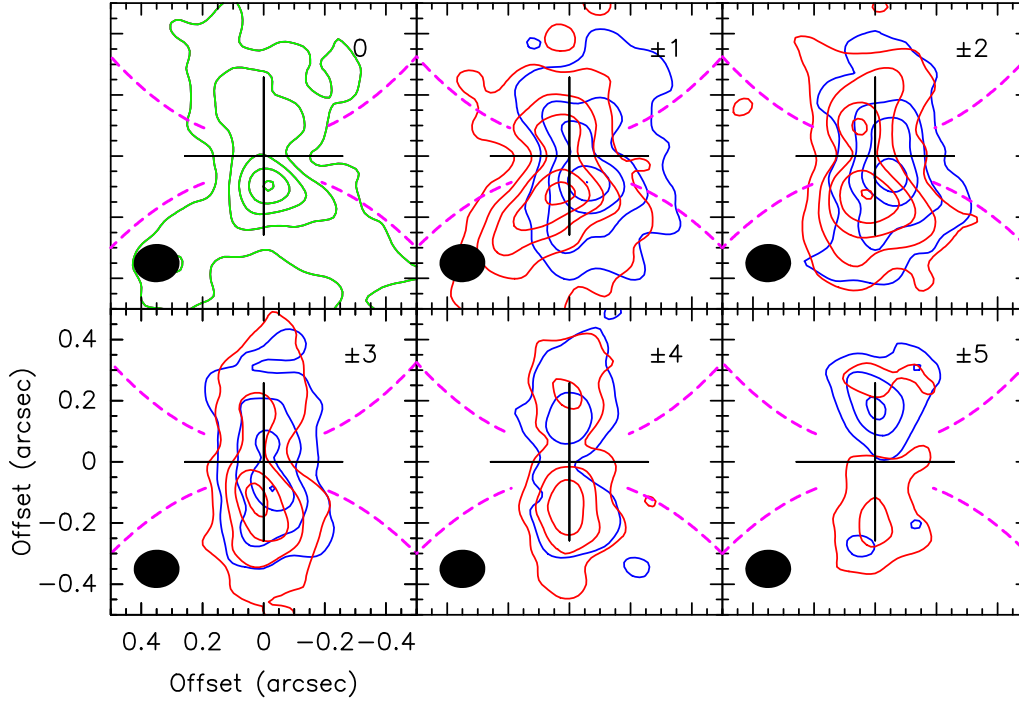


Fig. A.1. Channel maps of continuum-subtracted SO₂ 8(2,6) – 7(1,7) emission within $\pm 0.5''$ of the central source of HH212. The velocity offset from the systemic velocity ($V_{\text{sys}} = 1.7 \text{ km s}^{-1}$) is indicated (in km s^{-1}) in the upper right corner with blue and red contours denoting blueshifted and redshifted emission. The channel width is 1 km s^{-1} . First contour and steps corresponds to 4σ and 6σ ($\sigma = 1 \text{ mJy/beam}$), respectively. The C³⁴S cavity boundary from Fig. 1 is drawn in magenta dashed lines.

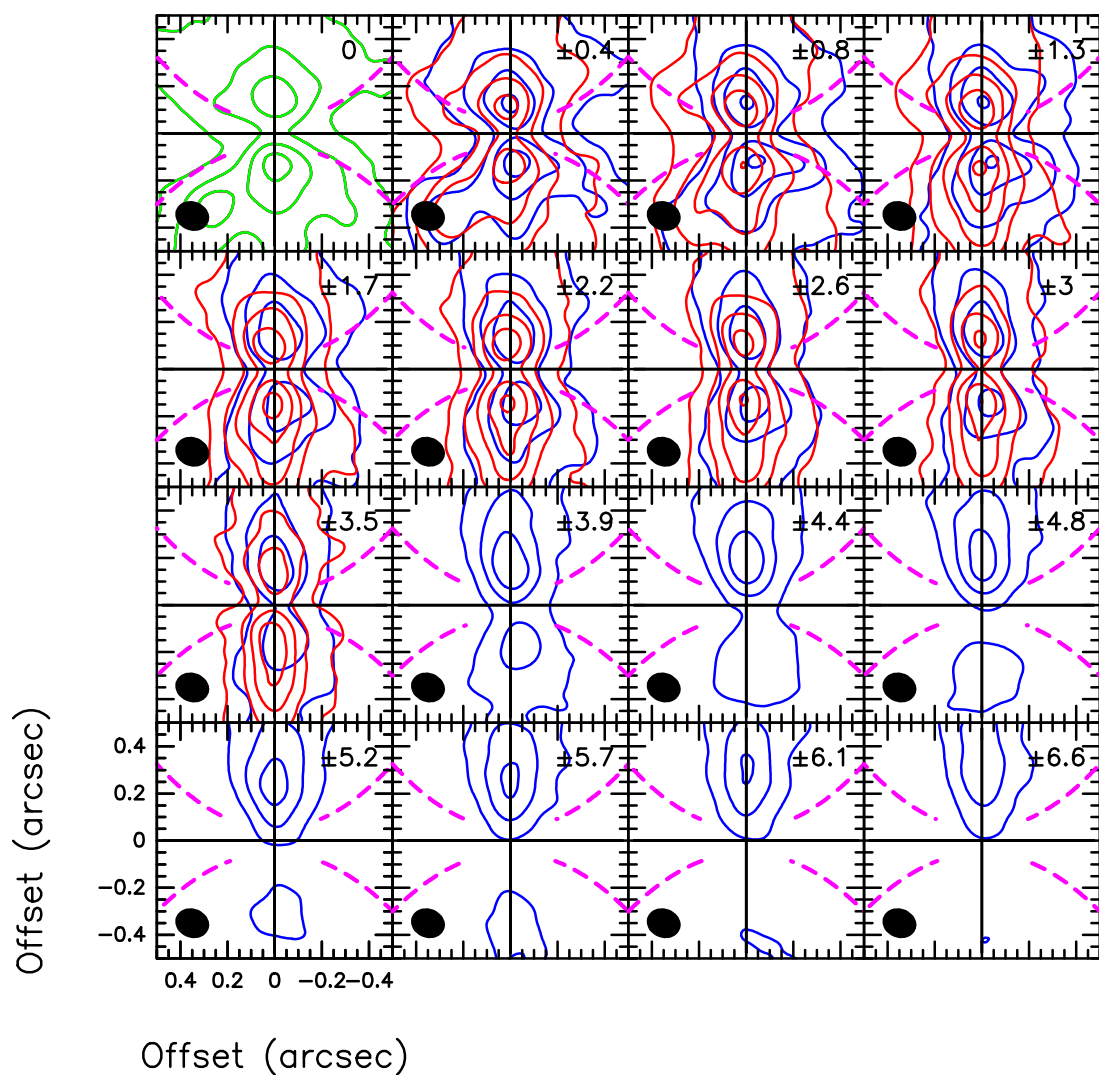


Fig. A.2. Channel maps of continuum-subtracted SO 9_8-8_7 emission within $\pm 0.5''$ of the central source of HH212. The velocity offset from the systemic velocity ($V_{\text{sys}} = 1.7 \text{ km s}^{-1}$) is indicated (in km s^{-1}) in the upper right corner with blue and red contours denoting blueshifted and redshifted emission. The channel width is 0.44 km s^{-1} . First contour and steps corresponds to 6σ and 16σ ($\sigma = 1.7 \text{ mJy/beam}$), respectively. The C^{34}S cavity boundary from Fig. 1 is drawn in magenta dashed lines.

Interaction between a pulsating jet and a surrounding disk wind

A hydrodynamical perspective

B. Tabone¹, A. Raga², S. Cabrit^{1,3}, G. Pineau des Forêts^{1,4}

¹ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, 75014 Paris, France

² Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Ap. 70-543, 04510 Cd. Mx., Mexico

³ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁴ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS UMR 8617, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

January 12, 2018

ABSTRACT

Context. The molecular richness of fast protostellar jets within 20-100 au of their source, despite strong ultraviolet irradiation, remains a challenge for the models investigated so far.

Aims. We aim to investigate the effect of interaction between a time-variable jet and a surrounding steady disk wind, to assess the possibility of jet chemical enrichment by the wind, and the characteristic signatures of such a configuration.

Methods. We have constructed an analytic model of a jet bow shock driven into a surrounding slower disk wind in the thin shell approximation. The refilling of the post bow shock cavity from below by the disk wind is also studied. An extension of the model to the case of two or more successive internal working surfaces (IWS) is made. We then compared this analytic model with numerical simulations with and without a surrounding disk wind.

Results. We find that at early times (of order the variability period), jet bow shocks travel in refilled pristine disk-wind material, before interacting with the cocoon of older bow shocks. This opens the possibility of bow shock chemical enrichment (if the disk wind is molecular and dusty) and of probing the unperturbed disk wind structure near the jet base. Several distinctive signatures of the presence of a surrounding disk wind are identified, in the bow shock morphology and kinematics. Numerical simulations validate our analytical approach and further show that at large scale, the passage of many jet IWS inside a disk wind produces a stationary V-shaped cavity, closing down onto the axis at a finite distance from the source.

Key words. Stars: formation – ISM: jets, outflows – ISM: Herbig-Haro objects – Hydrodynamics – Shock waves

1. Introduction

Protostellar jets appear intimately linked to the process of mass accretion onto the growing star; their strikingly similar properties across protostellar age, mass, and accretion rate all point to universal ejection and collimation mechanisms (Cabrit 2002; Cabrit et al. 2007; Ellerbroek et al. 2013). Yet, jets from the youngest protostars — so-called Class 0 — are much brighter in molecules (e.g., Tafalla et al. 2000) than jets from more evolved protostars and pre-main sequence stars which are mainly atomic; Molecules have been traced as close as 20-100 au from the source (e.g., Lee et al. 2017; Hodapp & Chini 2014). The origin of this selective molecular richness remains an important issue for models of the jet origin. Three broad scenarios have been considered, with no fully validated answer so far.

In models of ejection from the stellar magnetosphere or the inner disk edge (e.g., Shu et al. 1994; Romanova et al. 2002; Matt & Pudritz 2005; Zanni & Ferreira 2013), the jet would be expected to be dust-free (the grain sublimation radius around a typical solar-mass protostar is $R_{\text{sub}} \sim 0.3$ au, see for example Yvart et al. (2016)). The lack of dust screening then makes the wind extremely sensitive to photodissociation by the accretion shock. Chemical models of dust-free winds by Glassgold et al. (1991) found that CO, SiO, and H₂O could no longer form at the wind base in the presence of a typical expected level of FUV

excess¹. Raga et al. (2005) showed that H₂ could form further out behind internal shocks. However, the key ions involved are also easily destroyed by FUV photons. Hence, molecule formation in a dust-free jet within 20-100 au of protostars remains an open issue.

A second proposed explanation is that the molecular component of jets may be tracing dusty MHD disk winds launched beyond R_{sub} , where dust can shield molecules against the FUV field and allow faster H₂ reformation. Detailed models are successful at reproducing the higher molecule richness of Class 0 jets (Panoglou et al. 2012) the broad water line components revealed by *Herschel*/HIFI (Yvart et al. 2016), and the rotation signatures recently resolved by ALMA in the HH212 jet and in the slow wider angle wind surrounding it (Lee et al. 2017; Tabone et al. 2017). However, the same disk wind models predict that the fastest, SiO-rich streamlines in HH212 (flowing at ~ 100 km s⁻¹) would be launched from 0.05-0.2 au, within the dust sublimation radius (Tabone et al. 2017). Hence, this scenario still partly faces the unsolved question of molecule survival in a dust-free wind.

A third scenario is that molecules could be somehow "entrained" from the surroundings into the jet, assumed initially atomic. In a time-dependent jet, travelling internal shocks will squeeze out high-pressure jet material, which then sweeps up the

¹ the flat UV flux in their UV1-UV2 models is ~ 30 -500 that in BP Tau (Bergin et al. 2003), for a wind-mass flux corresponding to a 1000 times larger accretion rate ($\sim 3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)

surrounding gas into a curved bowshock. If the surrounding material is molecular, a partly molecular bowshock will result, with a more tenuous "wake" of shocked molecular gas trailing behind it (Raga & Cabrit 1993; Raga et al. 2005). As the next "internal working surface" (IWS) propagates into this wake, it may again produce a molecular jet bowshock. However, after the passage of many such IWS, the wake will be so shock-processed and tenuous that not enough molecules may be left to produce molecular bowshocks close to the jet axis.

In the present paper, we revisit this last scenario in a new light by investigating whether a slower molecular "disk wind" surrounding the jet could help refill the wake and re-inject fresh (unprocessed) molecules into the jet path. This new outlook is prompted by the discovery of a potential molecular disk wind wrapped around the dense axial jet in HH212 (Tabone et al. 2017). We explore this possibility by studying analytically and numerically the propagation of bow shocks driven by a time-variable, inner jet into a surrounding slower disk wind. This scenario may be seen as an extension of the recent modeling work of White et al. (2016) who studied the turbulent mixing layer between a jet and disk wind, with the novel addition of internal working surfaces in the jet to produce a stronger coupling between the two outflow components.

Besides our main goal of exploring the impact of a DW on the chemical richness of Class 0 jets, our study has two other important motivations. First, we aim to identify specific signatures in the morphology and kinematics of jet bowshocks that could reveal the presence of a surrounding DW. Secondly, we aim to identify in which regions of space the pristine DW material would remain unperturbed, for comparison to theoretical DW models.

In the present exploratory study, we have limited ourselves to purely hydrodynamical and cylindrical flows, which allow us to develop an analytical model that greatly helps to capture the main effects of the two-flow interaction, and to understand the numerical results. Also, this is expected to be an optimal case for interaction between the two flows, as magnetic tension would tend to oppose mixing.

The paper is organized as follows. In Section 2, we build an analytical model (in the thin shell approximation) for the propagation of a bow shock driven by an IWS into a surrounding disk wind. The model is extended to the case of two or more successive IWS in Section 3. In Section 4 we compare the analytic model with axisymmetric simulations of a variable jet+surrounding disk wind configuration, and compare the results with a "reference simulation" in which the same variable jet propagates into a stationary environment. Finally, the results are discussed in Section 5.

2. Analytical approach

2.1. Basic equations

We considered the "disk wind+jet" configuration shown in Fig. 1. where a cylindrical jet of radius r_j and time-variable velocity v_j directed along the z -axis is immersed in a plane-parallel "disk wind" with uniform density ρ_w and time-independent velocity v_w parallel to v_j .

The jet velocity variation is such that an internal working surface is produced within the jet beam. In the following derivations, we assume that the working surface is formed at $t = 0$ at

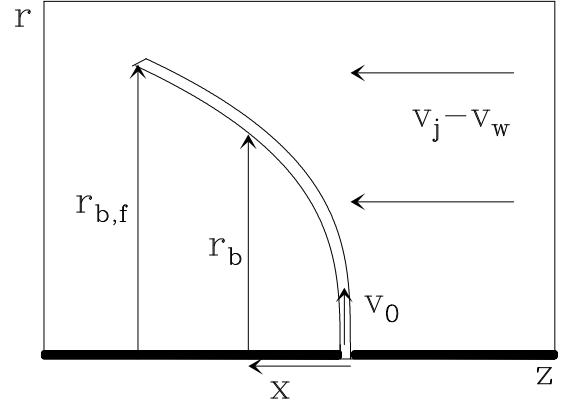


Fig. 1. Schematic diagram of the flow around an internal working surface (IWS) in the frame of reference co-moving with the IWS at velocity $v_z = v_j$ (a similar configuration would apply for the leading working surface of a jet). The thick, horizontal line at the bottom of the graph is the jet (with a gap showing the position of the IWS). The working surface ejects jet material sideways at an initial velocity v_0 into the slower disk wind, which in this frame of reference moves towards the outflow source at velocity $v_j - v_w$. The distance x is measured towards the outflow source. The shape of the thin shell bow shock is given by $r_b(x)$ (see Equ. 5), and terminates at the cylindrical radius $r_{b,f}(t)$ with t the time elapsed since formation of the IWS (see Equ. 8).

the position of the source (i.e., $z = 0$), and that it then travels at a constant velocity v_j (for $t > 0$). Such a working surface could be produced, for example, by an outflow velocity with a constant value $v_1 < v_j$ for $t < 0$, jumping to a constant value $v_2 > v_j$ for $t \geq 0$. Note that if the shock is produced at distance $z_s > 0$ at a time $t_s > 0$, the equations below remain valid with the transformation $z \rightarrow z - z_s$ and $t \rightarrow t - t_s$.

In a frame of reference moving with the internal working surface (see Fig. 1) the over-pressured shocked jet material which is ejected sideways from the working surface interacts with the slower moving, surrounding disk wind. In the strong radiative cooling limit, this sideways ejection leads to the formation of a thin-shell bow shock, which sweeps up material of the surrounding disk wind, flowing towards the source at a relative velocity $(v_j - v_w)$.

Assuming full mixing between jet and disk-wind material, we can write the mass, r - and x -momentum conservation equations at any point of radius r_b along this thin-shell (r , x and r_b being defined in Fig. 1) as:

$$\dot{m} = \dot{m}_0 + \int_{r_j}^{r_b} 2\pi r' \rho_w (v_j - v_w) dr', \quad (1)$$

$$\dot{\Pi}_r = \dot{m}_0 v_0 = \dot{m} v_r, \quad (2)$$

$$\dot{\Pi}_x = \int_{r_j}^{r_b} 2\pi r' \rho_w (v_j - v_w)^2 dr' = \dot{m} v_x, \quad (3)$$

where \dot{m} is the mass rate, $\dot{\Pi}_r$ the r -momentum rate and $\dot{\Pi}_x$ the x -momentum rate of the mixed jet+disk-wind material flowing along the thin-shell bow shock, and \dot{m}_0 and v_0 are the mass rate and velocity (respectively) at which jet material is initially ejected sideways by the working surface. These equations have straightforward interpretations. As an illustration, we point

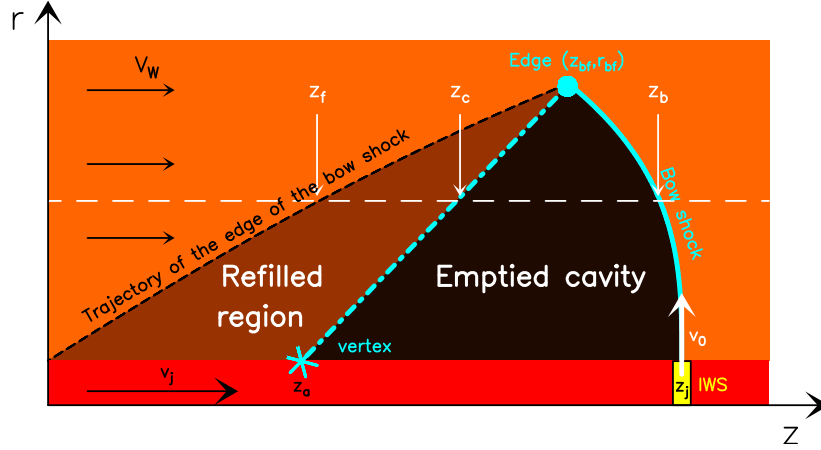


Fig. 2. Schematic diagram showing the flow around a working surface of a jet (in this case the leading working surface, but the diagram also applies for an internal working surface). The jet is the horizontal, red rectangle at the bottom of the graph, with the source located at $z=0$. The working surface in yellow is located at a distance z_j from the source and travels at a velocity v_j . It ejects material away from the axis at an initial velocity v_0 . The jet is surrounded by a “disk wind”, which travels along the outflow axis at a velocity v_w . The shape of the thin-shell bow shock (thick cyan line) is given by z_b as a function of r and ends at the edge of the bow wing (cyan point) $(z_{b,f}, r_{b,f})$. The bow shock leaves behind a “cavity” (black region), which is partially refilled by the disk wind (brown region). The boundaries of the initial swept up cavity (in black dashed line) and of the refilled region (cyan dash-dotted line) are given by z_f and z_c (respectively) as a function of cylindrical radius r (see Eqs. 14 and 15).

out that Eq. (2) states that the radial momentum of the material flowing along the thin shell remains constant over time (which is due to the fact that the disk wind material adds no r -momentum), so that its radial velocity v_r decreases as \dot{m} increases, the r -momentum being shared with a larger amount of zero r -momentum material from the disk wind.

The mass rate \dot{m}_0 and velocity v_0 of the sideways ejected material are determined only by the properties of the working surface. For a highly radiative working surface, we would expect the post-shock jet material to cool to $\sim 10^4$ K before exiting sonically into the disk wind. Therefore, we would expect $v_0 \sim 10$ km s^{-1} . The mass rate \dot{m}_0 will have values of the order of the (time-dependent) mass loss rate \dot{M}_j in the jet beam.

We note that although our basic equations are similar to those of Ostriker et al. (2001) our approaches and derived equations will differ. They considered only the case of the leading jet bow-shock propagating in a medium at rest ($v_w = 0$), so that the injected mass and momentum rates \dot{m}_0 and $\dot{m}_0 v_0$ were expressed as a function of the velocity of the shock and the jet radius. Here, we keep \dot{m}_0 and v_0 as explicit parameters, so that we can consider a moving surrounding disk wind of arbitrary velocity v_w , and an arbitrarily small r_j .

2.2. Shape of the bow shock shell

For a disk-wind with position-independent density ρ_w and velocity v_w , the integrals in Eqs. (1-3) can be trivially performed, and from the ratio of Eqs. (2-3) one obtains the differential equation of $r_b(x)$:

$$\frac{dr_b}{dx} = \frac{\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_w (r_b^2 - r_j^2) (v_j - v_w)^2}, \quad (4)$$

which can be integrated to obtain the shape of the thin shell bow shock as a function of x in the IWS reference frame:

$$r_b(r_b^2 - 3r_j^2) + 2r_j^3 = L_0^2 x, \quad (5)$$

where we defined the characteristic scale²

$$L_0 \equiv \sqrt{\frac{3\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_w (v_j - v_w)^2}}. \quad (6)$$

Clearly, as the thin shell bow shock began to grow at $t = 0$, the solution given by Eq. (5) must terminate at a finite maximum radius $r_{b,f}$ (see Fig. 1). The growth of this outer radius with time can be calculated combining Eqs. (1-2) to obtain:

$$\frac{dr_{b,f}}{dt} = v_r = \frac{\dot{m}_0 v_0}{\dot{m}_0 + \pi \rho_w (r_{b,f}^2 - r_j^2) (v_j - v_w)}, \quad (7)$$

which can be integrated with the boundary condition $r_{b,f}(t = 0) = r_j$ to obtain $r_{b,f}(t)$ at the current time t :

$$\frac{1}{\gamma L_0^2} [r_{b,f}^3 - r_j^3 + 3r_j^2(r_j - r_{b,f})] + r_{b,f} - r_j = v_0 t, \quad (8)$$

with

$$\gamma \equiv \frac{v_j - v_w}{v_0}. \quad (9)$$

Now, in order to obtain the shape of the bowshock shell in the source frame (z, r) (see Fig. 2, cyan curve), when the IWS is located at distance z_j from the source, we simply insert the relation $x = (z_j - z_b)$ into Eq. (5) and $t = t_j \equiv z_j/v_j$ in Eq. (8). In the “narrow jet” limit where $r_j \rightarrow 0$, the thin shell bow shock has the simple cubic shape given by equation:

$$\frac{r_b}{L_0} = \left(\frac{z_j - z_b}{L_0} \right)^{1/3}, \quad (10)$$

ending at the maximum “outer edge” radius $r_{b,f}$ (see the cyan dot in Fig. 2) given by Eq. 8 evaluated at $t = t_j$:

$$\frac{1}{\gamma} \left(\frac{r_{b,f}}{L_0} \right)^3 + \frac{r_{b,f}}{L_0} = \left(\frac{v_0}{L_0} \right) t_j = \left(\frac{v_0}{L_0} \right) \left(\frac{z_j}{v_j} \right). \quad (11)$$

² Noting that L_0 is the radius where the swept-up x -momentum is equal to 3 times the injected r -momentum $\dot{m}_0 v_0$, Eq. (5) is equivalent to Eq. (22) in Ostriker et al. (2001).

For a "wide jet" where r_j is no longer negligible, the corresponding equations can also straightforwardly be obtained from Eqs. (5) and (8), and are given in appendix A. In the following, we will consider the "narrow jet" regime, which leads to simpler equations.

2.3. The post-bow shock cavity

Let us now consider the trajectory $r_f(z_f)$ described in the z, r plane by the outer edge of the thin shell bow shock at earlier times, when the IWS travelled from its formation point $z = 0$ at $t = 0$ to its current location z_j at time t_j . This trajectory will define the shape of the volume swept out by the travelling and expanding bowshock into the slower disk wind (see Fig. 2, dashed black line).

At an earlier time t_f ($0 \leq t_f \leq t_j$), the bowshock terminated at an outer radius $r_f \leq r_{b,f}$ given by Eq. 11 with $t_j = t_f$:

$$\frac{r_f^3}{\gamma L_0^2} + r_f = v_0 t_f. \quad (12)$$

The distance z_f from the source where this radius r_f was reached is obtained from Eq. (10) by setting $z_b = z_f$, $r_b = r_f$ and $z_j = v_j t_f$.

$$\frac{r_f^3}{L_0^2} = v_j t_f - z_f. \quad (13)$$

Combining Eqs. (12-13) to eliminate t_f , and recalling that $\gamma = (v_j - v_w)/v_0$ we then obtain the shape $r_f(z_f)$ of the cavity swept by the (growing) edge of the bow shock wing associated with the travelling internal working surface (see dashed black curve in Fig. 2):

$$\frac{v_w}{v_j - v_w} \left(\frac{r_f}{L_0} \right)^3 + \frac{v_j}{v_0} \left(\frac{r_f}{L_0} \right) = \frac{z_f}{L_0}. \quad (14)$$

2.4. Refilling of the cavity by the disk-wind

Of course, as soon as the bow shock wing has passed by, the disk wind (travelling in the z -direction at a velocity v_w , see Fig. 2) immediately starts to refill the swept-up cavity. For a given radius $r_f(z_f)$ along the boundary of the swept-up volume, the refilling by the disk-wind will thus start at the time t_f (given by Eq. 13) when the bowshock edge reached this position; at the present time t_j the disk wind will have refilled a region of length $(t_j - t_f)v_w$ along the z -axis. The boundary between the wind-refilled region and the emptied cavity thus has a locus $z_c(r_c)$ (see the cyan dash-dotted line in Fig. 2) given by:

$$z_c = z_f + (t_j - t_f)v_w = \gamma r_c + v_w t_j, \quad (15)$$

where for the second equality we have used Eqs. (12-13) and set $r_c = r_f$.

Therefore, the slower disk wind refills the cavity swept by the bow shock except for an inner, conical "hole" with half-opening angle $\alpha = \arctan \gamma^{-1} = \arctan[v_0 / (v_j - v_w)]$. The conical cavity is attached to the wings of the bow shock at $(z_{b,f}, r_{b,f})$, and its vertex along the jet axis is located at a distance from the source $z_a = v_w t_j = z_j (v_w/v_j)$ (see Eq. 15 with $r_c = 0$ and cyan asterisk in Fig. 2).

Fig. 3 shows the analytical flow configurations obtained at three different evolutionary times (corresponding to $t = 2L_0/v_j$, $4L_0/v_j$ and $8L_0/v_j$), and for two choices of the wind velocity

($v_w = 0$ and $v_w = 0.4v_j$). In the two models, we have set $v_0 = 0.2v_j$. The model with $v_w = 0$ (left frames of Fig. 3) produces a cavity which does not fill up. For $v_w = 0.4v_j$ (right frames of Fig. 3), the bow shock has a more stubby shape compared to the $v_w = 0$ bow shock (L_0 is larger) and the cavity which it leaves behind is partially refilled by the disk wind (brown region).

2.5. Kinematics along the shell

From Eqs. (1-3), it is straightforward to show that for a narrow jet surrounded by a homogeneous disk-wind, the radial and axial velocities (in the source rest frame) of the well-mixed thin shell material as a function of cylindrical radius r_b are :

$$v_r = v_0 \left(1 + \frac{3r_b^2}{\gamma L_0^2} \right)^{-1}, \quad (16)$$

$$v_z = v_w + (v_j - v_w) \left(1 + \frac{3r_b^2}{\gamma L_0^2} \right)^{-1}, \quad (17)$$

where for the second equation we have also considered that $v_z = v_j - v_x$ (see Figs. 1 and 2). In evaluating the radial velocities, one should keep in mind that the radius r_b is always smaller than the $r_{b,f}$ value given by Eq. (11).

As expected, we find the following asymptotic limits :

- v_r has an initial value v_0 for $r_b \rightarrow 0$ (i.e., as it leaves the jet working surface) and goes to 0 at large radii (as the radial momentum of the thin shell bow shock is shared with an increasing mass of disk wind),
- v_z has an initial value v_j when it leaves the working surface ($r_b \rightarrow 0$), and for large radii tends to the disk wind velocity v_w .

Eqs. (16-17) give the velocity of the well-mixed material within the thin shell bow shock. These velocities correspond to the Doppler velocities observed in an astronomical observation provided that the emission does indeed come from fully-mixed material.

Another extreme limit is if the emission is actually dominated by the gas that has just gone through the bow shock and which is not yet mixed with the thin shell flow material. In this case, the axial and radial velocities of the emitting material would correspond to the velocity directly behind a highly compressive radiative shock. For such a shock, the velocity of the post shock flow (measured in the reference system moving with the bow shock) is basically equal to the projection of the incoming flow velocity parallel to the shock front. It is straightforward to show that in this case the immediate post shock radial and axial velocities of the emitting material in the source rest frame are given - in the "narrow jet" limit - by:

$$v_{r,ps} = (v_j - v_w) \frac{3(r_b/L_0)^2}{1 + 9(r_b/L_0)^4}, \quad (18)$$

$$v_{z,ps} = \frac{v_j + 9 v_w (r_b/L_0)^4}{1 + 9(r_b/L_0)^4}. \quad (19)$$

We note that while $v_{z,ps}$ has the same asymptotic limits as v_z in the full mixing case (see Eqs. 17 and 19), the radial post-shock velocity $v_{r,ps}$ tends to zero both for $r_b \rightarrow 0$ and for $r_b \rightarrow \infty$ (see Eqs. 18), reaching a maximum value of $(v_j - v_w)/2$ for a

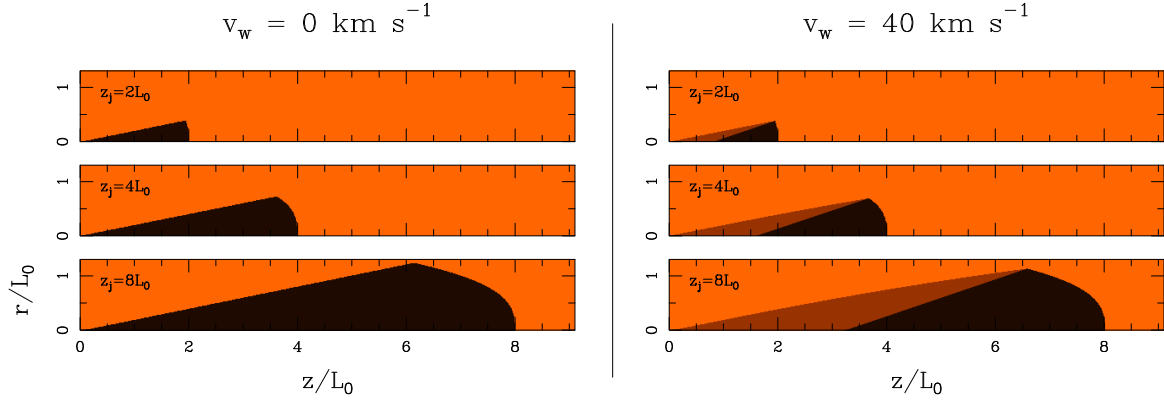


Fig. 3. The time evolution of the bow shock + cavity flow predicted by the analytic model for two choices of the wind velocity: $v_w = 0$ (left frame) and $v_w = 0.4v_j$ (right frame). The dark region is the empty part of the cavity (swept-up in the thin shell bow shock) and the brown region is the part of the cavity that has been refilled by the disk wind (this region being of course absent in the $v_w = 0$ model of the left frame). For both models, we show snapshots corresponding to $t = 2L_0/v_j, 4L_0/v_j$ and $8L_0/v_j$, which result in positions $z_j = 2L_0, 4L_0$ and $8L_0$ for the working surface (see the labels on the top left of each frame). Both models have $v_0 = 0.2v_j$.

radius equal to $L_0/\sqrt{3}$. This peak value for the radial velocity is a general result of bow shock kinematics, valid regardless of the shape of the bow shock, which was first derived by Hartigan et al. (1987).

By combining Eqs. (16-19) with Eq. (10) it is straightforward to obtain the axial and radial velocities as a function of the distance z along the symmetry axis. Examples of these dependencies are shown in the following section.

2.6. A dimensional example

We now consider a particular model of an internal working surface moving at a velocity $v_j = 100 \text{ km s}^{-1}$, located at $z_j = 10^{16} \text{ cm}$ along the z -axis and ejecting side way material at a rate $\dot{m}_0 = 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ with a lateral ejection velocity $v_0 = 10 \text{ km s}^{-1}$.

For the surrounding disk wind, we assume a number density of atomic nuclei $n_w = \rho_w/1.4m_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and velocities $v_w = 0$ and $v_w = 40 \text{ km s}^{-1}$. With these parameters, we obtain $L_0 = 5.2 \times 10^{14} \text{ cm}$ (for $v_w = 0$) and $L_0 = 8.7 \times 10^{14} \text{ cm}$ (for $v_w = 40 \text{ km s}^{-1}$). Note that \dot{m}_0 and ρ_w are only involved in the shape and kinematic equations through $L_0 \propto (\dot{m}_0/\rho_w)^{1/2}$, so that only their ratio actually matters in defining the flow properties.

For these two working surfaces, we obtain the shapes, and the radial and axial velocities (as a function of z) shown in Fig. 4. From this figure, it is clear that for the $v_w = 40 \text{ km s}^{-1}$ model we obtain a flatter working surface than for the $v_w = 0$ case, because L_0 is larger.

The velocities of the fully mixed thin shell material (shown with solid lines in Fig. 4) have the following behaviors:

- v_r has a value of $v_0 = 10 \text{ km s}^{-1}$ at $z = z_j$, and monotonically decreases toward (but not reaching) zero for decreasing values of z ,
- v_z (lower plots of Fig. 4) has a value of $v_j = 100 \text{ km s}^{-1}$ at z_j , and monotonically decreases for lower values of z , towards (but not reaching) an asymptotic limit of v_w .

The immediate post-bow shock velocities (shown with dashed lines in Fig. 4) have the following behaviors:

- $v_{r,ps}$ (central plots of Fig. 4) is zero at the apex of the bow shock surface at $z = z_j$, and rapidly grows to a maximum

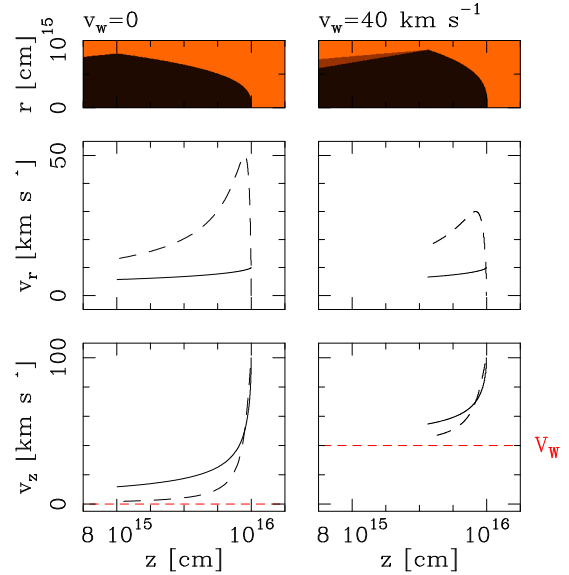


Fig. 4. Shape of the bow shock and the cavity (top), radial velocities v_r (center) and axial velocities v_z (bottom) for the two models discussed in the text. The solid curves show the velocities of the well-mixed material within the thin shell flow, and the dashed curves show the immediate post-bow shock velocities. The dotted red line shows $v_z = v_w$.

value of 50 km s^{-1} (for $v_w = 0$) and 30 km s^{-1} (for $v_w = 40 \text{ km s}^{-1}$), this value corresponding to $(v_j - v_w)/2$, as discussed in the previous section is reached at $z = z_j - L_0/3\sqrt{3}$. The radial velocity then decreases again at smaller z until the end of the bowshock wings,

- the axial velocity $v_{z,ps}$ has the same qualitative behavior as the well-mixed v_z (see above), but with a different functional form that approaches faster its limit v_w in the bowshock wings.

We expect that in reality, due to incomplete mixing, the emitting material will have axial and radial velocities between the fully-mixed layer and immediate post-bow shock velocities shown in Fig. 4. The difference between these two velocities is

particularly important for the radial component of the velocity of the emitting material.

2.7. Successive bow shocks

In the previous section, we assumed that the bow shock associated with an internal working surface travels through undisturbed disk wind material. However, we saw that the cavity formed behind it is only partially refilled by fresh disk wind. Therefore, a second bow shock will travel into a disk wind structure containing an empty, conical cavity left behind by the first bow shock.

We now assume that the variable ejection velocity of the jet produces a second working surface at $z = 0$ at a time τ_j , which also travels along the jet axis with the same velocity v_j as the first working surface. Fig. 5 illustrates three steps of the propagation of this second working surface.

At $t = \tau_j$ (Fig. 5, first panel) the first working surface is at a distance $z_{j1} = v_j \tau_j$ from the outflow source and its cavity is partially filled with fresh disk wind material, while the second working surface has not yet expanded. At a time $\tau_j < t < t_c$ (Fig. 5, center) the second bow shock travels in unperturbed, pristine disk wind material that refilled the cavity behind the first bowshock; hence its shape and kinematics are still given by the same equations derived above for the leading internal working surface, and any molecules present in the disk-wind can enter the second bowshock. At a time $t = t_c$ (Fig. 5, bottom panel) the apex of the second bowshock just catches up with the vertex of the conical cavity emptied by the first bow shock and not refilled by the disk wind.

To obtain the time t_c , we note that at any time t ($\tau_j < t < t_c$), the position of the apex of the second bow shock is $z_{j2} = v_j(t - \tau_j)$ and the position of the vertex of the empty cavity behind the first bow shock is $z_{a1} = v_w t$. By equating these two quantities we get:

$$t_c = \frac{v_j}{v_j - v_w} \tau_j. \quad (20)$$

This interaction occurs at a distance l_c from the source:

$$l_c = z_{a1}(t_c) = v_w t_c = \frac{v_j}{v_j/v_w - 1} \tau_j = \frac{\Delta z}{v_j/v_w - 1} \quad (21)$$

where $\Delta z = \tau_j v_j$ denotes the distance between two successive IWS. Unless v_w is very close to v_j , we find that l_c is of the order of a few times the typical IWS spacing.

Our model thus predicts that no more pristine unperturbed disk wind material can remain close to the jet axis beyond $z = l_c$. When the second IWS reaches $z > l_c$, the central region of its bow shock shell propagates into the emptied cavity left behind by the previous IWS. This second bow shock shell will in general become less curved than the first one, because its central region travels into a low density cavity instead of unperturbed disk wind.

3. Numerical simulations

In the previous section, we proposed a simple analytical "thin-shell" model that describes the morphology and the kinematics of a bow shock produced by a pulsating jet travelling in a surrounding disk wind. We especially show that the disk wind refills up part of the cavity carved by the bow shock, allowing us to observe pristine disk wind close the source. For successive bow shocks, bow shocks travels in an undisturbed disk wind up to a

critical distance l_c . Above this altitude, bow shock shells interact with each other and analytical models can only be heuristic.

In this section, we present numerical simulations that start with the simple configuration adopted above, first to determine to what extent the analytical model can be used to describe a realistic situation -e.g., with a partial mixing - and secondly to study briefly the long term evolution of the interacting bow shock shells.

3.1. Numerical method and setup

We carry out numerical simulations of a variable ejection jet surrounded by a wide "disk wind" outflow. We have implemented the new HD numerical code *Coyotl* which solves the "2.5D" Euler ideal fluid equations in cylindrical coordinates:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \mathbf{F}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{G} = \mathbf{S}, \quad (22)$$

where \mathbf{U} is the vector of conserved quantities

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho v_r, \rho v_z, e, n_i) \quad (23)$$

with fluxes in the r - and z - directions given, respectively, by

$$\mathbf{F} = (\rho v_r, \rho v_r^2 + p, \rho v_z v_r, v_r(e + p), v_r n_i), \quad (24)$$

$$\mathbf{G} = (\rho v_z, \rho v_r v_z, \rho v_z^2 + p, v_z(e + p), v_z n_i). \quad (25)$$

n_i are passive scalars used to separate the jet from the disk-wind material in the flow. Assuming an ideal equation of state, the total energy density e is

$$e = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} + \frac{1}{2} \rho (v_r^2 + v_z^2). \quad (26)$$

and the source term is

$$\mathbf{S} = (0, \frac{p}{r}, 0, -\rho^2 \Lambda(T), 0). \quad (27)$$

where the cooling function $\Lambda(T)$ is the parametrized atomic/ionic cooling term of Raga & Canto (1989), which approximates the cooling curve of Raymond et al. (1976) for temperatures above 10^4 K.

The numerical scheme is based on a second order Godunov method with an HLLC Riemann solver (Toro 1999). The calculation of the fluxes and data reconstruction uses the second order scheme described by Falle (1991). This algorithm solves Euler equations in a true cylindrical coordinate system as written in Eq. (22) and calculates the cell gradients through the center of gravity of the cylindrical cells.

We ran two simulations: a reference simulation called *no-DW* model, with $v_w = 0$ (i.e., a jet in a stationary ambient medium) and a simulation with $v_w = 0.4v_j$ called *DW* model. To follow the refilling of the cavity close to the source and the interaction between various shells, we integrate equations on a $2000 \text{ au} \times 350 \text{ au}$ domain, with a resolution of 1 au per cell. All jet and wind parameters except v_w are kept equal between the two simulations, and are summarized in Table 1.

Our initial conditions have an inner, constant velocity jet filling the $r < r_j$ region at all z , and the disk wind (or external stationary medium) filling the rest of the computational domain. This setup differs from the standard jet initialization in which the jet is introduced only in a small region around $z \simeq 0$ and

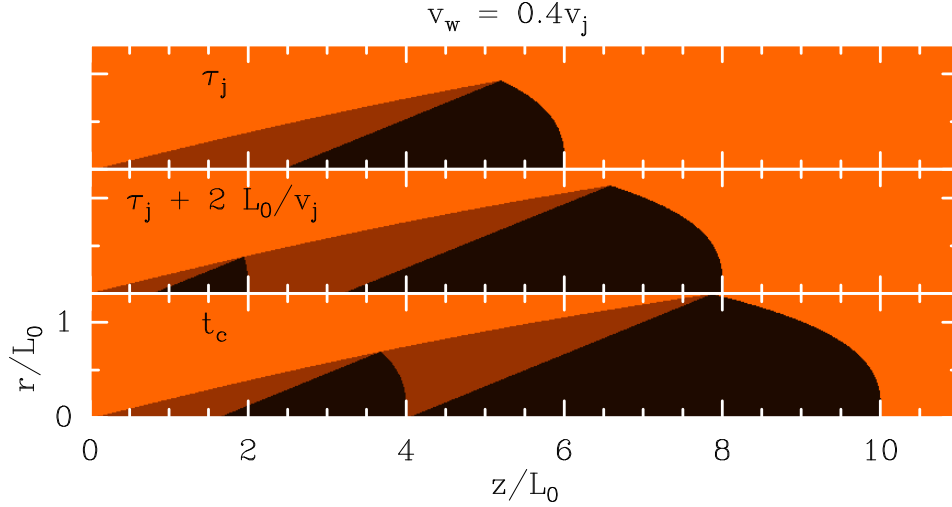


Fig. 5. The time evolution of two successive bow shocks and the cavities predicted by the analytical model. The first bow shock is ejected at $t = 0$, the second shock is formed at time $t = \tau_j$ when the first bow shock is at $z = v_j \tau_j$ taken here as $6L_0$ (top). At a time $t = \tau_j + 2L_0/v_j$, the second bow shock is still propagating in the undisturbed disk wind material (center). At a time t_c the second bow shock catches up the emptied cavity of the first bow shock at its vertex (bottom).

Table 1. Model parameters

Parameter	Value
resolution	1 au per cell
simulation domain $z \times r$	2000 au \times 350 au
Jet	
average jet velocity, v_j	96 km s ⁻¹
variability amplitude, δv_j	48 km s ⁻¹
variability period, $\Delta \tau_j$	33 yr
time of velocity increase $\eta \Delta \tau_j$	0.1 $\Delta \tau_j$
jet density	9×10^{-22} g cm ⁻³
jet temperature	28K
jet radius	20 au
Disk wind	
disk wind velocity, v_w	0 (<i>no-DW</i> reference model) 0.4 v_j (<i>DW</i> model)
disk wind density	3×10^{-23} g cm ⁻³
disk wind temperature	800K

then propagates through the domain, producing a transient with a leading jet bow shock that sweeps aside the ambient medium (Blondin et al. 1990; de Gouveia dal Pino & Benz 1993). By initializing our simulations with a jet that already extends across the whole range of z , we do not perturb the surrounding medium with the transient leading jet bow shock and we can directly follow the interaction between an IWS and the unperturbed disk wind close to the outflow source.

In order to form internal working surfaces in the jet, we impose a saw-tooth ejection variability with a mean velocity v_j , a velocity jump δv_j and a period $\Delta \tau_j$. The ejection velocity is assumed to rise linearly from $v_j - \delta v_j/2$ to $v_j + \delta v_j/2$ during a time-lapse $\eta \Delta \tau_j$ and to linearly decrease over a time $(1 - \eta) \Delta \tau_j$ back to a velocity $v_j - \delta v_j/2$. Using the small amplitude velocity variability approximation of (Raga et al. 1990), we estimate that for our chosen parameters in Table 1 this variability will produce an internal working surface in the jet at time $t_S = 5$ yr and distance $z_S = (v_j - \delta v_j/2)^2 \eta \Delta \tau_j / \delta v_j = 75$ au from the central source,

and that the working surface will travel in the jet at a velocity $v_j = 96$ km s⁻¹.

We adopt a jet radius $r_j = 20$ au consistent with the width of the HH 112 molecular jet obtained from VLBI measurements by Claussen et al. (1998) and with the widths of atomic jets estimated by Dougados et al. (2000) close to the source. The density contrast between the jet and the wind is chosen to be sufficiently high ($\rho_j/\rho_w = 29$) to produce wide bow shock shell. Temperatures are chosen to insure a transverse pressure equilibrium between the jet and the wind. Note that simulations are not very sensitive to the jet temperature since strong internal shocks cooled down by atomic lines set the temperature of the IWS at $T \sim 10^4$ K.

The boundary conditions are reflecting on the symmetry axis ($r = 0$) and outflowing in the outer radial and axial cells. On the $z = 0$ boundary, we introduce the jet by imposing fixed constant physical conditions for $r < r_j$. For $r > r_j$ we impose either the disk wind physical conditions, or a reflecting condition (for the reference simulation with $v_w = 0$). In order to avoid numerical problems due to the z -velocity shear between the jet and the surrounding disk-wind we put a velocity gradient on three cells (i.e., 3 au) at the outer edge of the jet inflow.

3.2. Single bow shock propagation

Fig. 6 shows snapshots of the *no-DW* simulation (two frames on the left) and of the *DW* simulation (two frames on the right) after a $t = 48$ yr time integration, which is larger than the ejection variability period of 33 yr (see Table 1). The first internal working surface (IWS) has travelled to a distance of 995 au from the source, and a second IWS to 355 au. In this subsection, we study successively the shape of the first bow shock shell, the refilling of the cavity behind it, and the kinematics of the shell, comparing each of them with our analytical predictions.

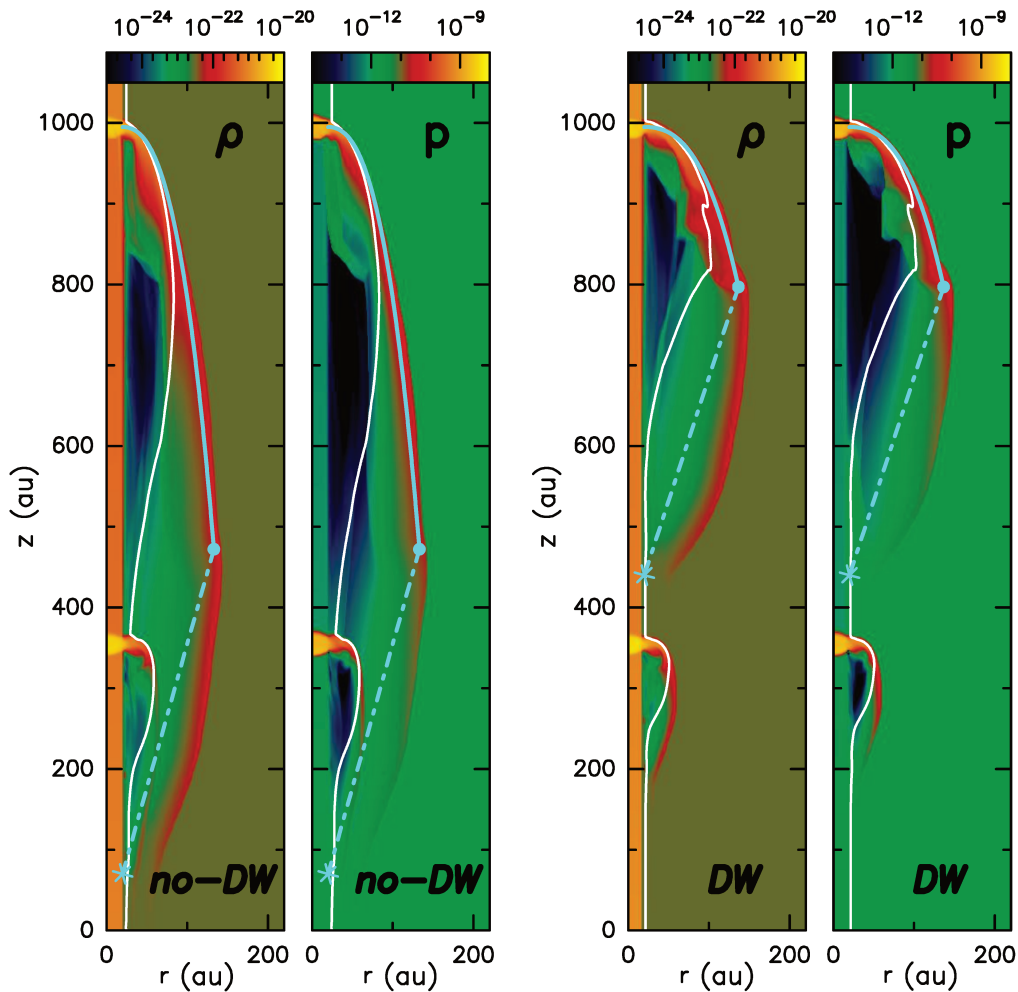


Fig. 6. Maps of density and pressure for the reference *no-DW* simulation with $v_w = 0$ (left) and the *DW* simulation with $v_w = 0.4v_j$ (right) at a time $t = 48\text{yr}$. Color scales on top are in g cm^{-3} for density and in dyn cm^{-2} for pressure. White contours show the locus of 50% mixing ratio between jet and disk-wind/ambient material. The cyan curve shows a fit (to the numerical results) by the analytic shell shape in Eq. 11, with $L_0 = 65$ au (left) and 108 au (right). The cyan dot indicates the maximum radius of the shell, the cyan asterisk indicates the predicted vertex of the empty conical cavity left behind the shell, and the cyan dash-dotted line is the analytical predicted boundary between the emptied cavity and the region refilled from below by fresh disk wind (see Fig. 2 and Eq. 15).

3.2.1. The shape of the bow shock shell

The cyan curves in Fig. 6 show that the bow shock shells in the two simulations can be well fitted with the cubic analytic solution for the thin-shell (5), with values for the characteristic scale $L_0 = 65$ au for the reference *no-DW* simulation and $L_0 = 108$ au for the *DW* simulation. In the simulations, the sideways ejection velocity v_0 and mass-flux \dot{m}_0 (see Section 2) are a result of the IWS shock configuration, which compresses the jet material and ejects it sideways. Since the two simulations only differ in the presence or lack of a surrounding disk wind, the jet IWS in the two simulations have similar characteristics. We then expect that $\dot{m}_0 v_0$ is the same, and that L_0 should vary with the wind velocity as $L_0 \propto (v_j - v_w)^{-1}$ (see Eq. 6). The values of L_0 found above by fitting the shell shape are indeed consistent with this expectation.

The cyan dots on the leading bow shock wings in Fig. 6 indicate the maximum radius of the bow shock shell as observed in the numerical simulations, $r_{\text{max}} = 133$ au in the *no-DW* and $r_{\text{max}} = 137$ au in the *DW* cases. Assuming that it corresponds

to the current position of the edge of the thin shell (r_{bf}, z_{bf}), as defined in Fig. 2, our analytic model predicts that r_{bf} depends on L_0 and v_0 through Eq. (11) or (A.2). With $L_0 = 65, 108$ au, we would deduce $v_0 = 27, 19$ km s^{-1} for the *no-DW* and *DW* simulations, respectively.

To obtain a direct measurement of v_0 , we plot in Fig. 7 a transverse cut of the radial velocity v_r at the position of the leading working surface ($z = 993$ au) in the *DW* simulation. Inside the IWS, because of both the adiabatic expansion and the mass flux across the IWS, u_r increases from zero to a maximum velocity of 14 km s^{-1} . This direct measurement of v_0 is smaller than the values of $27, 19$ km s^{-1} inferred from the maximum radius of the shell in our simulations using Eq. 11 (see above). However, we note that taking $v_0 = 14$ km s^{-1} (its real value), the predicted r_{bf} would be $r_{bf} = 111$ au in the *no-DW* case and $r_{bf} = 121$ au in the *DW* case, only slightly smaller than the r_{max} found in our simulations.

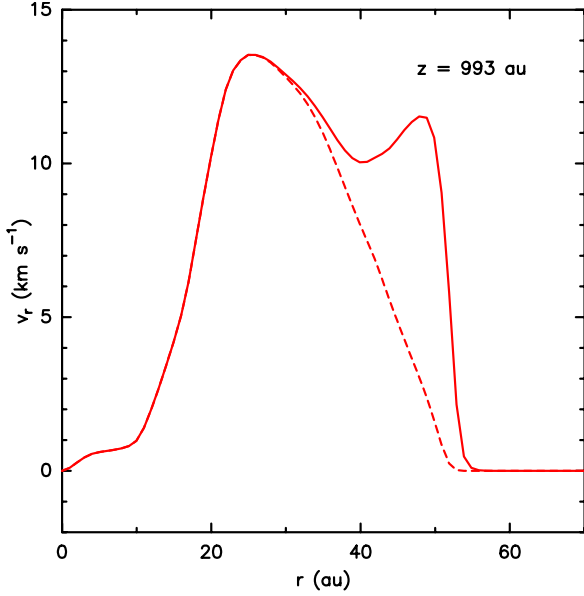


Fig. 7. Transverse cut across the flow at the IWS location ($z = 993$ au) in the *no-DW* time-frame shown in Fig. 6. This cut shows the radial velocity as a function of distance from the jet axis in solid line. We also plot the radial velocity weighted by the abundance of the jet tracer with a dashed line. The radial velocity first grows outwards, reaches a maximum velocity of ≈ 14 km s $^{-1}$ at a radius of ~ 25 au (somewhat larger than the 20 au initial jet radius), and then remains with values > 10 km s $^{-1}$ until it drops sharply to 0 at $r \sim 50$ au. The velocity maximum at $r \sim 25$ au corresponds to the shock against the jet material. The second maximum at $r \sim 50$ au is the shock that propagates in the disk-wind and the zero radial velocity material at larger radii is the undisturbed disk wind.

This slight difference in outer radius between the analytic model and the numerical simulations could be a result of several effects:

- The analytic model assumes a working surface with a time-independent, sideways ejection, while the numerical simulation has an IWS with time-dependent sideways ejection that depends on the evolution of the IWS shocks. The IWS in the simulations produces a higher sideways velocity at early times ($v_0 \sim 18$ km s $^{-1}$)³, closer to the values deduced from the analytic cavity shapes,
- in the numerical simulation, the sideways ejection from the IWS is not highly super-sonic. The thermal gas pressure is therefore expected to be an additional source of sideways momentum for the shell (an effect not included in our momentum conserving analytic model); this will act to produce a higher “effective” v_0 .
- similarly, the thermal pressure in the head of the bow shock driven into the surrounding environment will result in a sideways push which is not present in the momentum conserving analytic model.
- the numerical simulations do not have instant mixing between the sideways ejected jet material and the shocked environment (or disk wind), as assumed in the analytic model. Since the immediate post shock velocity in the radial direction is generally greater than the radial mean shell velocity

³ Note that following Ostriker et al. (2001) the maximum velocity that an atomic gas at $T = 10^4$ K can reach through adiabatic expansion is $\sqrt{3}c_s = 18$ km s $^{-1}$, where c_s is the adiabatic sound speed.

(see example in Fig. 4), the growth rate of the bow shock can be enhanced. In the reference frame of the IWS (see Fig. 1), the non-mixed material will “slide” along the shell surface, extending $r_{b,f}$ to larger values.

Lee et al. (2001) found in their simulations similar disagreements between direct measurements of the sideways momentum ejected by the IWS and the momentum estimated from the fitted shape of their analytic shell model.

3.2.2. Cavity refilling

The asterisk in cyan in each panel of Fig. 6 indicates the location of the vertex of the emptied cavity as predicted from the analytic model (see Fig. 2). For the *no-DW* simulation, this point is located at the shock formation position ($z_s = 75$ au) whereas for the *DW* simulation this point is located at $z_a = z_{sf} + \frac{v_w}{v_j}(z_j - z_{sf}) = 440$ au. We also plot in cyan dash-dotted the line connecting this vertex to r_{\max} , which traces the boundary predicted by the analytical model between the emptied swept-out conical cavity and the unperturbed surrounding medium/refilled disk wind (see black conical region in Fig. 2). Three important features can be seen.

In both numerical simulations, the emptied cavity predicted by the analytical thin-shell model, i.e. the conical volume inside the dash-dotted cyan line, is not really empty, but partially filled with a cocoon of low density and pressure material. No unperturbed ambient gas or disk wind can be left inside this volume (in black in Fig. 3), which was entirely swept-out by the growing shell during the IWS propagation. Hence this cocoon is made of shocked material that did not fully mix in the shell, and re-expanded in the low-pressure cavity behind it, refilling it “from above”. The white contour, which denotes the surface of 50% jet/environment mixing fraction (obtained following a passive scalar) shows that the cocoon is mainly filled with jet material close to the axis, where the shell mass is dominated by gas ejected from the IWS. Further from the axis and closer to the theoretical boundary (cyan dash-dot line) it is filled by ambient material that was swept up by the bowshock and re-expanded behind it.

*The boundary with unperturbed ambient or disk wind material closes back to the axis at the predicted vertex position (see cyan asterisk Fig. 6), but is delimited by a weak shock that extends slightly outside from the predicted analytical boundary (dash-dotted cyan line Fig. 6). In the *no-DW* model, the analytical boundary represents the trajectory of the edge of the bow shock ($z_c = z_f$ in the case $v_w = 0$). Hence, this weak shock is produced by the supersonic motion of the high-pressure edge of the bow shock ($r_{b,f}, z_{b,f}$) in the static surrounding medium. This launches a weak outward shock that repels the boundary of the unperturbed ambient material slightly outside the predicted cavity boundary (in cyan dash-dotted line). In the presence of a supersonic disk wind, the weak shock front is advected away from the source so that it still closes back on-axis at the predicted vertex position z_a . Hence, Eq. (15) gives a strong limit on the boundary between perturbed and unperturbed material.*

*In the presence of a disk-wind, the region between the predicted cavity boundary (cyan dash-dotted line) and the weak shock front outside it is refilled by fresh disk wind material coming from below. To analyse this process we show in Fig. 8 density and velocity maps of the region around the leading bow shock of the *DW* simulation. The dashed white contours show 10%, 0.1% and 0.001% jet material mixing fractions. Material that went through the bowshock and re-expanded in the cocoon has*

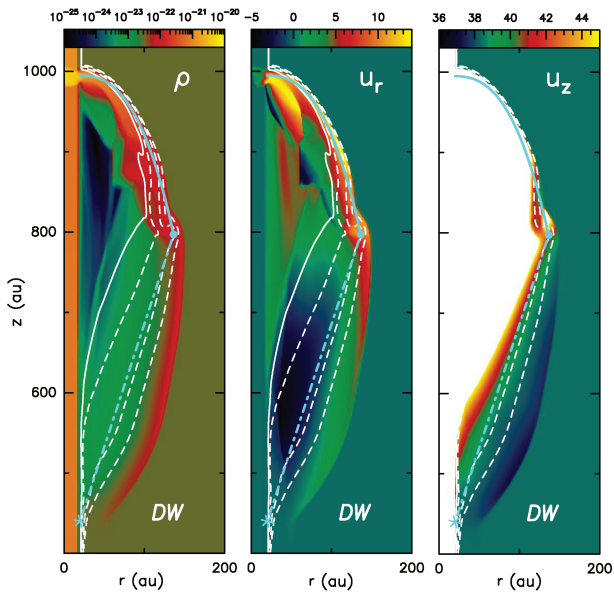


Fig. 8. Zoom of the leading IWS of the simulation with a surrounding disk wind at time $t = 48$ yr. Left: density stratification (with the logarithmic color scale given by the top bar in g cm^{-3}), center: radial velocity (with the linear scale of top bar in km s^{-1}) and right: axial velocity structure (with the linear scale of the top bar in km s^{-1}). The white contours show the surfaces of 50% (solid line), 10%, 0.1% and 0.001% (outer contour) jet material mixing fractions. The cyan asterisk is the predicted vertex of the cavity, the cyan dash-dotted line is the predicted boundary of the cavity, and the cyan curve is the fitted shape of the bow shock.

also been partially mixed with jet material. As a consequence, regions where no jet material is observed are regions where the disk wind has refilled the cocoon from below. The location of the last, outer contour (corresponding to a 10^{-5} jet material mixing fraction) shows that the weak outer shock front propagates into un-mixed, fresh DW material. This material manages to cross the weak shock to refill “from below” the bottom part of the swept-up cavity.

The weak shock provides a slight push outwards to the refilling DW, with radial velocities that vary from $+6 \text{ km s}^{-1}$ to $+3 \text{ km s}^{-1}$ along the shock front (middle panel of Fig. 8), similar to the adiabatic sound speed of the disk wind ($c_{s,w} \approx 2.8 \text{ km s}^{-1}$). The weak shock also reduces the DW inflow velocity v_z to values slightly below $v_w = 0.4v_j = 38.4 \text{ km s}^{-1}$ (right panel of Fig. 8). However, refilling remains efficient up to the locus predicted by our analytical model (dash-dotted cyan line), as the jet mixing fraction there remains very small ($\approx 0.1\%$). The presence of the weak shock does not appear to significantly modify the extent of DW refilling compared to analytical expectations.

In summary, we can therefore distinguish in our simulations three refilling regions behind the bowshock:

- a low density cocoon trailing the bow shock, that is refilled “from above” by shell material re-expanding into the emptied cavity. This region is mainly composed of jet material close to the apex of the bow shock, and of shocked swept-up disk wind material behind the wings of the bowshock,
- an intermediate region (outside the cyan dash-dotted line and inside the weak shock closing the cavity) refilled “from below” by weakly shocked disk wind material,

- a region upstream of the weak shock closing the cavity, that is refilled by unperturbed fresh disk wind keeping its initial physical conditions.

3.2.3. Kinematics

We now compare the kinematics in both simulations with our analytical predictions. Fig. 9 shows “position-velocity” (PV) diagrams for v_r and v_z as a function of distance z along the flow axis. In order to enhance the contribution from the material that has just been shocked, each pixel in a snap shot has been weighted by the cube of the pressure p^3 times the elementary volume $2\pi r \Delta r \Delta z$. Using this weighting, the maximum intensity (in yellow and orange shades) at each position in the PV diagrams then traces the velocity in the shell. The separation between material originating mainly from the jet or mainly from the surroundings/disk wind is done using a passive scalar. The predicted mixed shell velocities (Eqs. 16 and 17) are shown in blue, and the predicted immediate post-bowshock velocities (Eqs. 18 and 19) are shown in magenta. Following the discussion of Fig. 7, we take $v_0 = 14 \text{ km s}^{-1}$.

In the v_r PV diagrams of the surrounding material, the expansion velocities of shocked material in the shell (orange shading) are always larger than predicted by the (blue) full-mixing curve (except very close to the bow shock apex where the shear is maximum). The simulation more closely follows the immediate post-bow shock velocity curve (magenta), indicating that high-pressure shocked material in the shell is not fully mixed in our simulations. Conversely, the v_r PV diagram of the jet material decreases monotonically along the bow shock wing with velocities always slightly smaller than the full mixing velocity curve (in blue).

Concerning the velocity along the jet z -axis, the v_z values for jet material lie close to, or slightly above the full mixing curve in blue. The v_z PV diagrams for the surrounding material generally show smaller v_z than predicted by the full mixing curves. The high-pressure swept-up shell material (in orange) lies close to the immediate post-shock velocities (magenta curve).

The relatively small v_r velocities and large v_z velocities observed in the jet dominated material indicate that even if the full mixing hypothesis does not hold, the momentum is still conserved: if the velocities of the swept-up surrounding material are greater than expected from the full mixing hypothesis, then the velocities of the jet material (in the IWS rest-frame) must be smaller than the predicted full mixing velocities (and vice-versa).

As predicted, the most striking difference between the disk wind model and the reference no-DW model is the saturation of the v_z velocity in the bowshock wings to a non-zero value of $v_z \approx v_w$. Even if this asymptotic limit does not depend on any mixing, the incomplete mixing obtained in the simulations produces a more rapid convergence to v_w than predicted in the case of full mixing (blue curve).

3.3. Long-term evolution

Fig. 10 shows the longer-term evolution of the reference no-DW simulation (three left frames) and of the disk-wind simulation (three right frames) at times $t = 71, 119$ and 167 yr. From this figure, we see that the morphologies of the regions perturbed by the jet after the passage of several IWS are very different in the two cases.

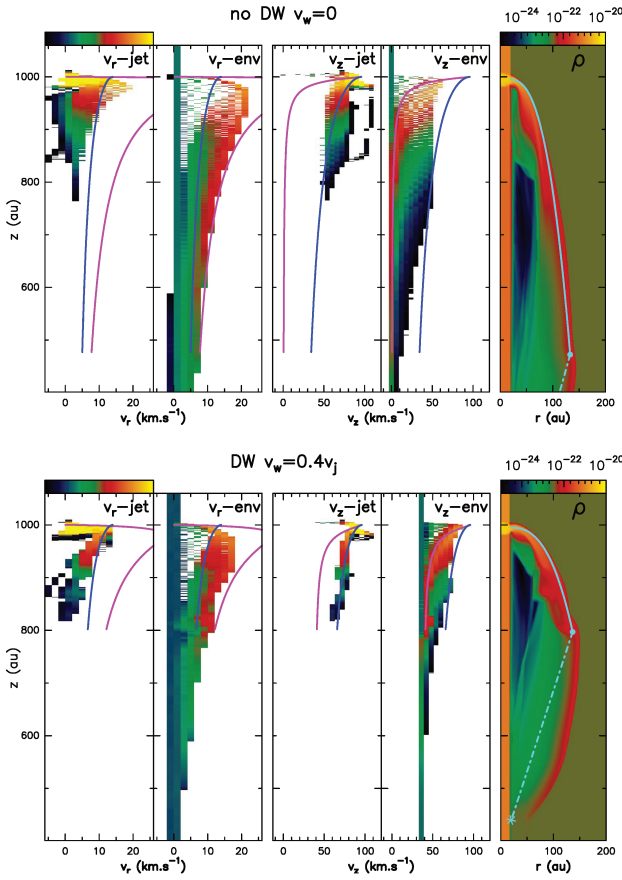


Fig. 9. Longitudinal position-velocity (PV) diagrams for the *no DW* simulation (top) and the *DW* simulation (bottom). From left to right: v_r for the jet material only, v_r for the surrounding material only, v_z for the jet material only, v_z for the surrounding material only, and density stratification. The ordinate of all frames is position along the outflow axis (in au). The color scale in the PVs is scaled by volume \times cube of pressure so as to be maximum (in red and yellow shades) for shocked material in the shell, while the color scale for density is in g cm^{-3} . Blue curves are predicted velocities in the full mixing hypothesis (Eqs. 16 and 17), while magenta curves are the predicted immediate-post shock velocities (Eqs. 18 and 19).

In the *no-DW* simulation, the region perturbed by the jet behind the leading bowshock expands into a roughly cylindrical shape, which tapers off close to the position of the outflow source (where it becomes a weak, radially expanding shock). This is the standard shape of the perturbed region in simulations of variable, radiative jets propagating into a uniform static medium, seen since the early work of Stone & Norman (1993) and Biro & Raga (1994).

In the disk wind simulation, in contrast, the region perturbed by the jet behind the leading bowshock takes a conical shape, tapering off at large distances from the outflow source. For the parameters of our DW simulation, the half-opening angle of the perturbed region is $\alpha \approx 11^\circ$ (see Fig. 10). This cone is located outside the predicted trajectory of the edge of the bow shock (drawn in black dashed line) given by Eq. (14). This broadening occurs because, as discussed in item 3 of Section 3.2.2, the edge of the bow shock drives a weak outer shock into the undisturbed DW, which propagates away at a speed close to $c_s \sim 3.8 \text{ km s}^{-1}$.

Taking into account the advection of the weak shock by the DW, one predicts that this will broaden the disturbed region by an angle $\beta = \arctan c_s/v_w = 4^\circ$, in agreement with the observed cone opening. Obviously, in the *no-DW* simulations, this weak outer shock travels laterally without being advected, and no limiting cone forms.

In this surprisingly simple configuration adopted by our jet+disk wind simulation, the overall long-term effect of the disk wind is to stop the perturbations from travelling beyond this “opening cone” of the sideways ejection from the IWS.

Another important effect of the DW is to push the locus of 50% ambient material (white contour) closer to the jet axis than in the *no-DW* case, due to the disk wind partial refilling behind each bowshock. Hence, the first few IWS close to the source can still sweep up (possibly molecular) DW material. The internal IWS are also more curved than in the *no-DW* case, where material ejected sideways meets a very low-density cocoon, producing flat-topped internal bowshocks (see Fig. 10).

4. Summary

In this paper we have presented a first exploration of an hydrodynamical flow composed by an inner, variable jet surrounded by a slower, steady, cylindrical disk wind. The jet variability produces internal working surfaces (IWS) which drive bow shocks into the disk wind, producing a strong coupling between the two components of the flow.

We have developed a standard thin shell model for the bow shock driven into the disk wind by a single IWS, for a jet of arbitrarily small radius (see Section 2), deriving the shape of the bow shock and the refilling by the continuing disk wind of the cavity left behind by the bow shock. The model was extended to give a qualitative description of the flow resulting from two or more successive IWS bow shocks plowing through the disk wind (Section 3).

The appropriateness and limitations of the predictions of bow shock shapes and kinematics from this analytic model have been checked with axisymmetric numerical simulations: one of a variable jet+disk wind configuration, and a second reference simulation with the same variable jet surrounded by a stationary environment. We compared the analytic model with the numerical simulations, and we found a relatively good agreement, giving us an understanding of the main features of the simulated flows. These features are:

- the bow shocks of the numerical IWS have cubic morphologies which can be reproduced quite convincingly with the thin-shell, momentum conserving analytic model (see Eqs. 10-11 and Fig. 6),
- the kinematics in the simulated bow shocks has a behavior which approximately follows the kinematics predicted from the analytic model for the fully-mixed layer (for jet-dominated material) or the immediate post-bow shock gas (for high-pressure swept-up ambient gas) (see Figs. 4. and 8).
- these bow shocks leave behind cavities which are partially refilled by the slower disk wind (see Figs. 3, 5 and 8).
- thanks to this refilling, subsequent IWS will propagate into fresh disk wind material up to a distance from the source $l_c = \Delta z/(v_j/v_w - 1)$ (see Fig. 7).

The main contribution of this paper is thus to provide a numerically validated, simple analytic model which can be used to model bow-like shapes of knots observed close to the outflow sources in high velocity, collimated optical and molecular

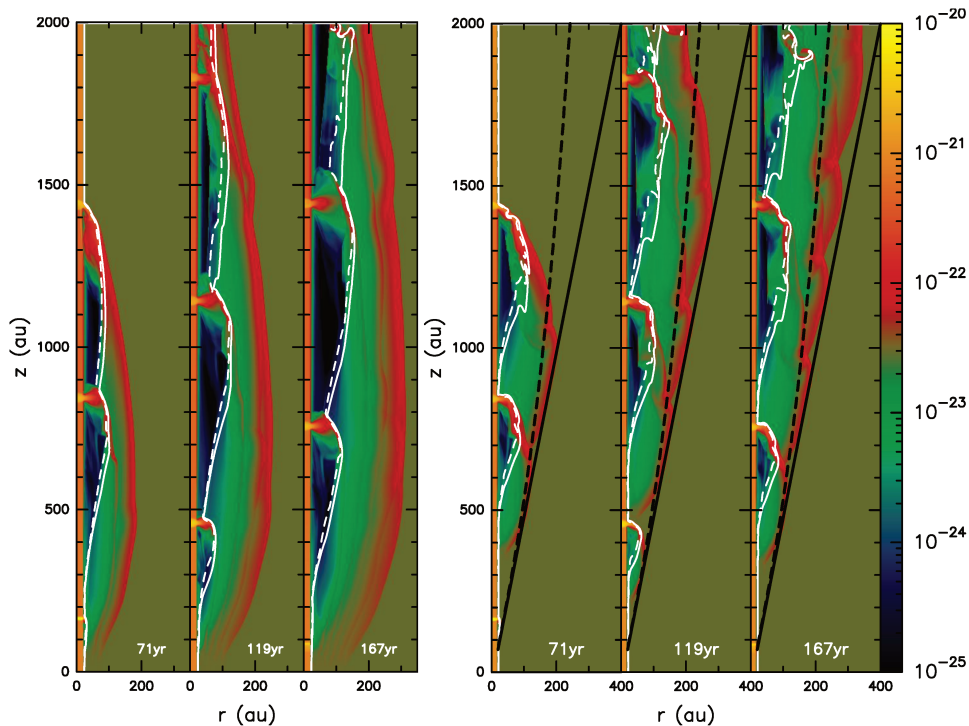


Fig. 10. Density maps for the no-DW reference simulation (three frames on the left) and the DW simulation (three frames on the right) at $t = 71$, 119 and 167 yr. The white contours indicate the surface of 50% (solid line) and 90 % (dashed line) jet material mixing fractions. The black lines in the disk-wind simulation show a cone of $\alpha = 11^\circ$ opening half-angle, which circumscribes the boundary the region perturbed by the jet and its internal working surfaces. The black dashed lines show the predicted trajectory of the edge of the bow shock (see eq. 14). The density color scale is given by the right bar (in g cm^{-3}).

outflows (Lavalley-Fouquet et al. 2000; Podio et al. 2015). As shown by our simulations, this shape modeling (in the narrow jet limit) allows one to estimate the sideways ejection velocity from the IWS and the length scale of the bowshock. From this, constraints could be inferred on the mass-loss rate from the IWS and the surrounding flow properties (see Eq. 6).

Another important contribution of this paper is to predict the regions where a surrounding disk-wind would remain unperturbed. A quite dramatic result of our jet+disk wind simulation is that the perturbations of the disk wind by the IWS bow shocks are confined inside a cone. Therefore, all of the gas outside this confinement cone is unperturbed disk wind material. Also, there are pockets of undisturbed disk wind material within this cone, in the refilled region between the source and the last IWS, and also ahead of the latest IWS when it is at $z < l_c$ (see the three right hand frames of Fig. 10). These are the regions in which one still finds a record of the undisturbed characteristics of the disk wind, which could be useful for comparisons with disk wind models.

Finally, another result of observational interest is that we identify several distinctive signs of a cylindrical DW around a time-variable jet: (i) bow shocks that close upon the axis at a finite distance from the source (at a fraction v_w/v_j of the distance to the bow apex), (ii) a non-zero ($= v_w$) asymptotic value of longitudinal velocity in the far bowshock wings, (iii) internal bowshocks that are curved rather than "flat-topped", (iv) a predominance of DW material ahead of the first few IWS, which (if the DW is chemically richer and/or dustier than the jet) should produce different emission signatures compared to the more distant IWS.

Extensions of the analytic model to more complex jet+disk wind flows do not appear very attractive (as, e.g., relaxing the assumption of a cylindrical uniform disk wind) as quite complex expressions are obtained, and are therefore not straightforwardly applicable to model observed structures. On the other hand, the numerical simulations presented here can be extended in many directions:

- including a more realistic disk wind model (e.g., with a radial dependence of the density and velocity, and a velocity not aligned with the outflow axis),
- studying the effect of a non-top hat jet cross section,
- going from the HD to the MHD equations,
- including a chemical/ionic network and the associated cooling functions.

If future comparisons between jet+disk wind models and observations are sufficiently promising, the items listed above (as well as other easily imagined possibilities) will become worthy of exploration.

Acknowledgements. We thank the anonymous referee for useful comments. This work has been done within the LABEX PLAS@PAR project, and received financial state aid managed by the Agence Nationale de la Recherche, as part of the "Programme d'Investissements d'Avenir" under the reference ANR-11-IDEX-0004-02. AR acknowledges support from the DGAPA (UNAM) grant IG100218. This research has made use of NASA's Astrophysics Data System.

References

Bergin, E., Calvet, N., D'Alessio, P., & Herczeg, G. J. 2003, *ApJ*, 591, L159

Biro, S. & Raga, A. C. 1994, ApJ, 434, 221
 Blondin, J. M., Fryxell, B. A., & Konigl, A. 1990, ApJ, 360, 370
 Cabrit, S. 2002, in EAS Publications Series, Vol. 3, EAS Publications Series, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 147–182
 Cabrit, S., Codella, C., Gueth, F., et al. 2007, A&A, 468, L29
 Claussen, M. J., Marvel, K. B., Wootten, A., & Wilking, B. A. 1998, ApJ, 507, L79
 de Gouveia dal Pino, E. M. & Benz, W. 1993, ApJ, 410, 686
 Dougados, C., Cabrit, S., Lavalley, C., & Ménard, F. 2000, A&A, 357, L61
 Ellerbroek, L. E., Podio, L., Kaper, L., et al. 2013, A&A, 551, A5
 Falle, S. A. E. G. 1991, MNRAS, 250, 581
 Glassgold, A. E., Mamon, G. A., & Huggins, P. J. 1991, ApJ, 373, 254
 Hartigan, P., Raymond, J., & Hartmann, L. 1987, ApJ, 316, 323
 Hodapp, K. W. & Chini, R. 2014, ApJ, 794, 169
 Lavalley-Fouquet, C., Cabrit, S., & Dougados, C. 2000, A&A, 356, L41
 Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Li, Z.-Y., et al. 2017, Nature Astronomy, 1, 0152
 Lee, C.-F., Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Mundy, L. G. 2001, ApJ, 557, 429
 Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005, ApJ, 632, L135
 Ostriker, E. C., Lee, C.-F., Stone, J. M., & Mundy, L. G. 2001, ApJ, 557, 443
 Panoglou, D., Cabrit, S., Pineau Des Forêts, G., et al. 2012, A&A, 538, A2
 Podio, L., Codella, C., Gueth, F., et al. 2015, A&A, 581, A85
 Raga, A. & Cabrit, S. 1993, A&A, 278, 267
 Raga, A. C., Binette, L., Canto, J., & Calvet, N. 1990, ApJ, 364, 601
 Raga, A. C. & Canto, J. 1989, ApJ, 344, 404
 Raga, A. C., Williams, D. A., & Lim, A. J. 2005, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 41, 137
 Raymond, J. C., Cox, D. P., & Smith, B. W. 1976, ApJ, 204, 290
 Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2002, ApJ, 578, 420
 Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, ApJ, 429, 781
 Stone, J. M. & Norman, M. L. 1993, ApJ, 413, 198
 Tabone, B., Cabrit, S., Bianchi, E., et al. 2017, A&A, 607, L6
 Tafalla, M., Myers, P. C., Mardones, D., & Bachiller, R. 2000, A&A, 359, 967
 White, M. C., Bicknell, G. V., Sutherland, R. S., Salmeron, R., & McGregor, P. J. 2016, MNRAS, 455, 2042
 Yvart, W., Cabrit, S., Pineau des Forêts, G., & Ferreira, J. 2016, A&A, 585, A74
 Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, A&A, 550, A99

Appendix A.2: Kinematics

Integration of Eqs. (1-3) gives the fully mixed radial and axial velocities:

$$\frac{v_r}{v_0} = \left(1 + \frac{3(r_b^2 - r_j^2)}{\gamma L_0^2} \right)^{-1}, \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{v_z}{v_0} = \frac{v_w}{v_0} + \gamma \left(1 + \frac{3(r_b^2 - r_j^2)}{\gamma L_0^2} \right)^{-1}. \quad (\text{A.6})$$

Immediate post-shock velocities obtained by considering the velocity component tangential to the shock surface are:

$$v_{r,ps} = (v_j - v_w) \frac{3(r_b^2 - r_j^2)/L_0^2}{1 + 9(r_b^2 - r_j^2)^2/L_0^4}, \quad (\text{A.7})$$

$$v_{z,ps} = \frac{v_j + 9v_w(r_b^2 - r_j^2)^2/L_0^4}{1 + 9(r_b^2 - r_j^2)^2/L_0^4}. \quad (\text{A.8})$$

Appendix A: General equations

In the analytic part of this work, equations ruling the geometry and the kinematics of a bow shock travelling in a disk wind are given for simplicity in the "narrow jet" limit $r_j \rightarrow 0$. In this appendix, we give equations valid for an arbitrary jet width that we have used to fit numerical simulations. For the definition of the quantities, we refer to Figs. 1 and 2.

Appendix A.1: Shape of the bow-shock and of the cavity

Eqs. (1) to (8) are valid for an arbitrary width of a jet. Inserting $z_b = z_j - x$ into Eq. (5) we get the shape of the bow shock (z_b, r_b) (see thick cyan line Fig. 1):

$$\frac{z_b}{L_0} = \frac{z_j}{L_0} - \frac{1}{L_0^3} (r_b^3 - 3r_b r_j^2 + 2r_j^3). \quad (\text{A.1})$$

Eq. (8) gives straightforwardly the radius $r_{b,f}$ of the edge of the bow shock shell

$$\frac{1}{\gamma L_0^2} [r_{b,f}^3 - r_j^3 + 3r_j^2(r_j - r_{b,f})] + r_{b,f} - r_j = v_0 t = z_j \frac{v_0}{v_j}, \quad (\text{A.2})$$

Combining Eqs. A.1 and A.2 we get the trajectory of the outer edge of the cavity (black dotted line Fig. 1):

$$\frac{z_f}{L_0} = \frac{v_w}{v_j - v_w} \frac{1}{L_0^3} (r_f^3 - 3r_f r_j^2 + 2r_j^3) + \frac{v_j}{v_0} \frac{1}{L_0} (r_f - r_j). \quad (\text{A.3})$$

The boundary of the partially refilled cavity (cyan dash-dotted line Fig. 1) is obtained from Eqs. A.2 and A.3 and is given by:

$$z_c = \gamma(r_c - r_j) + v_w t. \quad (\text{A.4})$$

Hence, in the wide jet case, the boundary between the refilled region and the empty cavity has a conical shape.

Constraining MHD disk winds with ALMA

Edge-on rotation signatures and application to HH212

B. Tabone¹*, S. Cabrit^{1,2}, G. Pineau des Forêts^{1,3}, J. Ferreira² et al.

¹ LERMA, Observatoire de Paris, Observatoire de Paris, École normale supérieure, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, 75231 Paris, France
e-mail: benoit.tabone@obspm.fr

² Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

³ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS UMR 8617, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

⁴ INAF, Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

⁵ Institut de Radioastronomie Millimétrique, 38406 Saint-Martin-d'Hères, France

⁶ OASU/LAB-UMR5804, CNRS, Université Bordeaux, 33615 Pessac, France

September 18, 2018

ABSTRACT

Context. The high angular resolution and sensitivity provided by recent millimeter interferometers (ALMA, NOEMA, SMA) opens a unique opportunity to unravel the angular momentum transport process during the main accretion phase of young stars, through the observation of a growing number of rotating flows suggested to trace magneto-centrifugal disk winds (MHD DWs).

Aims. We wish to identify systematic biases in retrieving the launch radius and magnetic level arm parameters of an MHD DW from the apparent specific angular momentum at angular resolutions typical of ALMA observations.

Methods. Synthetic position-velocity (PV) diagrams for MHD DW solutions are presented for a broad range of parameters, with an emphasis on the estimation of the apparent angular momentum carried away by the wind. The results are then confronted with published ALMA observations of the HH212 protostellar jet at angular resolutions ranging from $0.6''$ (~ 250 au) to $0.04''$ (~ 20 au).

Results. The apparent angular momentum derived from the peak separation in PV diagrams can dramatically underestimate the true angular momentum of the outermost streamline of an MHD DW. This bias is not due to the limited angular resolution but to the contribution of inner nested streamlines projected at low velocity. Its magnitude increases with the radial extension of the wind and with the radial gradient of the line emissivity. The inferred outer launch radius is typically underestimated by a factor $\sim \sqrt{r_{out}/r_{in}}$, even at high angular resolution, and the magnetic level arm parameter by a factor 2. This result is robust against the choice of the MHD DW solution. We demonstrate that the MHD DW model fitting the SO/SO₂ rotating wind in HH212 at $0.13''$ (Tabone et al. 2017) remains valid at both lower and higher resolutions. In particular, it reproduces nicely the small-scale kinematics of the SO flow on both sides of the disk atmosphere (Lee et al. 2018a), including their shifted Keplerian pattern.

Conclusions. TBD

Key words. Stars: formation – ISM: jets & outflows – ISM: individual: HH 212 – ISM: kinematics and dynamics – Magnetohydrodynamics (MHD)

1. Introduction

A major enigma in our understanding of the structure and evolution of protoplanetary disks (PPDs) is the exact mechanism by which angular momentum is extracted to allow accretion onto the central object at the observed rates, much larger than expected for microscopic collisional viscosity (eg. Hartmann et al. 2016). The problem is particularly acute during the early protostellar phase (so-called Class 0), where $\simeq 0.3M_{\odot}$ of material must accrete through the disk in less than 10^5 yrs so that the second Larson's core can grow to stellar masses. An efficient mechanism, first introduced by Blandford & Payne (1982) in the context of active galactic nuclei, is that the angular momentum flux required for disk accretion may be removed vertically by the twisting of large-scale poloidal magnetic field lines, and carried away in a magneto-centrifugal disk wind (hereafter MHD DW) that becomes collimated into a jet on large scale. The same process was proposed to explain bipolar jets and outflows from

young stars and their correlation with accretion luminosity by Pudritz & Norman (1983) and Konigl (1989). The feasibility to launch a steady, super-Alfvénic MHD DW from the surface of a resistive Keplerian accretion disk was demonstrated through detailed semi-analytical works and numerical simulations (see eg. Ferreira 1997; Pudritz et al. 2007, and references therein). An alternative mechanism able to transfer angular momentum through PPDs is the magneto-rotational instability (Balbus & Hawley 1991). However, non-ideal MHD simulations reveal that this instability will be quenched in low-ionization disk regions around 1-10 au, and that MHD DWs seem more promising to induce disk accretion through these regions (see the review in Turner et al. 2014, and references therein). Robust observational tests of the occurrence and radial extent of MHD DWs in PPDs are thus crucially needed to understand the process of disk accretion in young stars, and how it affects planet formation.

A key observational diagnostic for testing the MHD DW scenario and constraining the range of wind launch radii is the amount of angular momentum carried by the wind. Indeed, An-

* benoit.tabone@obspm.fr

D.2 Articles publiés en coauteur

LETTER TO THE EDITOR

First image of the L1157 molecular jet by the CALYPSO IRAM-PdBI survey

L. Podio¹, C. Codella¹, F. Gueth², S. Cabrit^{3,4,5}, A. Maury⁶, B. Tabone³, C. Lefèvre², S. Anderl^{4,5},
P. André⁶, A. Belloche⁷, S. Bontemps⁸, P. Hennebelle⁶, B. Lefloch^{4,5}, S. Maret^{4,5}, and L. Testi^{9,1}

¹ INAF–Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy
e-mail: lpodio@arcetri.astro.it

² IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 Saint Martin d’Hères, France

³ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, UMR 8112, 75014 Paris, France

⁴ Univ. Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁵ CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁶ Laboratoire AIM-Paris-Saclay, CEA/DSM/Irfu – CNRS – Université Paris Diderot, Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

⁷ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁸ OASU/LAB-UMR 5804, CNRS, Université Bordeaux 1, 33270 Floirac, France

⁹ ESO, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, 85748 Garching bei München, Germany

Received 8 May 2016 / Accepted 8 August 2016

ABSTRACT

Context. Fast jets are thought to be a crucial ingredient of star formation because they might extract angular momentum from the disk and thus allow mass accretion onto the star. However, it is unclear whether jets are ubiquitous, and likewise, their contribution to mass and angular momentum extraction during protostar formation remains an open question.

Aims. Our aim is to investigate the ejection process in the low-mass Class 0 protostar L1157. This source is associated with a spectacular bipolar outflow, and the recent detection of high-velocity SiO suggests the occurrence of a jet.

Methods. Observations of CO 2–1 and SiO 5–4 at $\sim 0''.8$ resolution were obtained with the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI) as part of the CALYPSO large program. The jet and outflow structure were fit with a precession model. We derived the column density of CO and SiO, as well as the jet mass-loss rate and mechanical luminosity.

Results. High-velocity CO and SiO emission resolve for the first time the first 200 au of the outflow-driving molecular jet. The jet is strongly asymmetric, with the blue lobe ~ 0.65 times slower than the red lobe. This suggests that the large-scale asymmetry of the outflow is directly linked to the jet velocity and that the asymmetry in the launching mechanism has been at work for the past 1800 yr. Velocity asymmetries are common in T Tauri stars, which suggests that the jet formation mechanism from Class 0 to Class II stages might be similar. Our model simultaneously fits the properties of the inner jet and of the clumpy 0.2 pc scale outflow by assuming that the jet precesses counter-clockwise on a cone inclined by 73° to the line of sight with an opening angle of 8° on a period of ~ 1640 yr. The estimated jet mass flux and mechanical luminosity are $\dot{M}_{\text{jet}} \sim 7.7 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ and $L_{\text{jet}} \sim 0.9 L_\odot$, indicating that the jet could extract at least 25% of the gravitational energy released by the forming star.

Key words. stars: formation – circumstellar matter – ISM: jets and outflows – ISM: molecules

1. Introduction

Young Class 0 protostars ($t < 10^5$ yr) are representative of the main accretion phase, during which most of the final stellar mass is accreted from the dense parental envelope onto the central protostellar embryo (André et al. 2000). During this phase, the gas in the protostellar envelope must reduce its specific angular momentum by 5 orders of magnitude to allow the star to form without reaching its break-up speed. Early theoretical studies (e.g., Pudritz & Norman 1986) suggested that this angular momentum problem might be solved thanks to the ejection of magneto-centrifugal jets, which transport away angular momentum.

Fast and collimated molecular jets as well as slower wide-angle outflows, which are thought to be produced by the ambient gas entrained and accelerated by the ejected material, are frequently observed at the earliest protostellar stage (e.g., Arce et al. 2007). However, several aspects are still unclear, for instance, the amount of accretion energy and angular momentum that the jet extracts from the system and the fraction of time for which they are active. Most importantly, it is not clear whether jets are truly universal or only present in the most powerful outflow sources.

A particularly interesting target in which to investigate the role of jets at the early protostellar stage is the low-mass Class 0 source L1157-mm, located at $d \simeq 250$ pc (Looney et al. 2007). The protostar is associated with a spectacular bipolar outflow that has been the subject of a large number of observational campaigns. These studies have shown a number of indirect pieces of evidence of a jet driven by the L1157-mm: (i) a chain of curved bow shocks in NH_3 , SiO, H_2 , indicating the action of a precessing time-variable jet (Tafalla & Bachiller 1995; Zhang et al. 1995; Gueth et al. 1998; Takami et al. 2011); (ii) elongated CO cavities trailing behind these bright shocks, suggestive of jet-driven entrainment in the bow wings (Gueth et al. 1996); (iii) and a compact dissociative shock in [O I] $63 \mu\text{m}$ behind the tip of the brightest bow shock B1, consistent with a jet Mach disk with momentum flux sufficient to drive the large-scale CO outflow (Benedettini et al. 2012). Different scenarios have been proposed to explain how such a jet can produce the morphology and kinematics of the spectacular parsec-scale outflow. Gueth et al. (1996) and Bachiller et al. (2001) suggested that the observed outflow cavities are opened by a jet precessing on the surface of a cone with a period of about 4000–5000 yr.

LETTER TO THE EDITOR

CALYPSO view of SVS 13A with PdBI: Multiple jet sources

C. Lefèvre¹, S. Cabrit², A. J. Maury³, F. Gueth¹, B. Tabone², L. Podio⁴, A. Belloche⁵, C. Codella⁴, S. Maret⁶, S. Anderl⁶, Ph. André³, and P. Hennebelle³

¹ Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM), 300 rue de la Piscine, 38406 Saint-Martin d'Hères, France
e-mail: lefevre@iram.fr

² LERMA, Observatoire de Paris, CNRS, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France

³ Laboratoire AIM-Paris-Saclay, CEA/DSM/Irfu – CNRS – Université Paris Diderot, CE-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

⁴ Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo Enrico Fermi 5, 50125 Florence, Italy

⁵ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁶ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

Received 10 March 2017 / Accepted 6 July 2017

ABSTRACT

Aims. We aim to clarify the origin of the multiple jet features emanating from the binary protostar SVS 13A (=VLA4A/VLA4B).
Methods. We used the Plateau de Bure Interferometer to map at 0.3–0.8'' (~70–190 au) dust emission at 1.4 mm, CO(2–1), SiO(5–4), SO(6₅–5₄). Revised proper motions for VLA4A/4B and jet wiggling models are computed to clarify their respective contribution.
Results. VLA4A shows compact dust emission suggestive of a disk <50 au, and is the hot corino source, while CO/SiO/SO counterparts to the small-scale H₂ jet originate from VLA4B and reveal the jet variable velocity structure. This jet exhibits ≈ 3'' wiggling consistent with orbital motion around a yet undetected ≈ 20–30 au companion to VLA4B, or jet precession. Jet wiggling combined with velocity variability can explain the large apparent angular momentum in CO bullets. We also uncover a synchronicity between CO jet bullets and knots in the HH7–11 chain demonstrating that they trace two distinct jets. Their ≈ 300 yr twin outburst period may be triggered by close perihelion approach of VLA4A in an eccentric orbit around VLA4B. A third jet is tentatively seen at PA ≈ 0°.
Conclusions. SVS13 A harbors at least 2 and possibly 3 distinct jet sources. The CO and HH7–11 jets are launched from quasi-coplanar disks, separated by 20–70 au. Their synchronous major events every 300 yr favor external triggering by close binary interactions, a scenario also invoked for FU Or outbursts.

Key words. stars: protostars – stars: low-mass – ISM: jets and outflows – ISM: individual objects: NGC 1333 SVS 13A

1. Introduction

The role of close stellar encounters in accretion and ejection bursts in young stars is a debated issue (Reipurth et al. 2014; Audard et al. 2014, and references therein). An interesting target of study in this context is SVS 13A, a 0.3'' (70 au) binary solar-type protostar (VLA4A, VLA4B; Anglada et al. 2000) in NGC 1333 ($d \approx 235$ pc, Hirota et al. 2008) with multiple signs of ejection bursts. SVS 13A is the candidate source of the HH7–11 chain of optica /H₂ knots (Davis et al. 2000), drives high-velocity CO bullets (Bachiller et al. 2000, hereafter B00), and hosts small scale [Fe II] jet with H₂ arcs (see Hodapp & Chini 2014, hereafter HC14, and references therein). An unusually large angular momentum extraction by CO outbursts, compared to other rotating outflows like DG Tau, was recently claimed from SMA maps at 3'' resolution (Chen et al. 2016). Here we present the highest angular resolution (0.3''–0.8'') study of the SVS13 A system in dust continuum, CO, SiO and SO, obtained in the frame of the CALYPSO (Continuum And Lines in Young ProtoStellar Objects¹) Large Program at the IRAM Plateau de Bure interferometer (hereafter PdBI, Maury et al., in prep.). The high astrometric precision, angular resolution, and sensitivity reveal the jet structure in unprecedented detail and the key role of multiplicity in its outstanding outflow properties.

2. Observations and data reduction

CALYPSO data of SVS 13A were taken with the six antennas of the PdBI in A and C configurations in the winters of 2011, 2012,

¹ <http://irfu.cea.fr/Projets/Calyпсо>

and 2013, with baselines ranging from 24 m to 760 m. The typical system temperature and water vapor were 140 K and ~2 mm. We used the WideX backend with 2 MHz channels (~2.8 km s⁻¹) to extract a range of ±300 km s⁻¹ around SiO(5–4), SO(6₅–5₄) and CO(2–1) at 217.10498, 219.949442, and 230.53800 GHz, respectively. Data calibration was performed with the GILDAS–CLIC software. Continuum was obtained by averaging line-free channels over the 4 GHz WideX band centered at 219 GHz. Self-calibration was performed on the continuum *uv*-data. The same gain tables were then applied to all WideX *uv*-tables, and images cleaned using natural weighting, with a synthesized beam of 0.83'' × 0.56'' in continuum, SiO and SO and 0.76'' × 0.5'' in CO. Each line cube was continuum-subtracted by baseline fitting in the image plane, and also corrected from primary beam attenuation. A high-resolution continuum image was generated from A configuration data alone with uniform weighting, resulting in a 0.52'' × 0.31'' beam. The absolute astrometric precision based on phase calibrators is ≈ 20 mas. Absolute flux calibration was based on MWC349, with an uncertainty of 20%. The 1σ noise level is 0.7 and 1.2 mJy/beam in continuum for A and A+C configurations, respectively, and 1.7 mJy/beam ≈ 0.1 K per channel for the lines.

3. Results

3.1. Dust and COM distribution in SVS 13A

The 1.4 mm continuum maps are presented in Fig. 1. The A-configuration map reveals an EW elongation indicating similar peak fluxes towards both sources of the close (0.3'') binary

LETTER TO THE EDITOR

Deuterated methanol on a solar system scale around the HH212 protostar

E. Bianchi^{1,2}, C. Codella¹, C. Ceccarelli^{3,4,1}, V. Taquet¹, S. Cabrit⁵, F. Bacciotti¹, R. Bachiller⁶, E. Chapillon^{7,8},
F. Gueth⁸, A. Gusdorf⁹, B. Lefloch^{3,4}, S. Leurini¹⁰, L. Podio¹, K. L. J. Rygl¹¹, B. Tabone⁵, and M. Tafalla⁶

¹ INAF, Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy
e-mail: ebianchi@arcetri.astro.it

² Università degli Studi di Firenze, Dipartimento di Fisica e Astronomia, via G. Sansone 1, 50019 Sesto Fiorentino, Italy

³ Univ. Grenoble Alpes, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), 38401 Grenoble, France

⁴ CNRS, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), 38401 Grenoble, France

⁵ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, École Normale Supérieure, 75014 Paris, France

⁶ IGN, Observatorio Astronómico Nacional, Alfonso XII 3, 28014 Madrid, Spain

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

⁸ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 Saint-Martin-d'Hères, France

⁹ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, École Normale Supérieure, 75005 Paris, France

¹⁰ INAF-Osservatorio Astronomico di Cagliari, via della Scienza 5, 09047 Selargius (CA), Italy

¹¹ INAF-Istituto di Radioastronomia & Italian ALMA Regional Centre, via P. Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy

Received 19 June 2017 / Accepted 14 September 2017

ABSTRACT

Context. Deuterium fractionation is a valuable tool for understanding the chemical evolution during the process that leads to the formation of a Sun-like planetary system.

Aims. Methanol is thought to be mainly formed during the prestellar phase, and its deuterated form keeps a memory of the conditions at that epoch. The unique combination of high angular resolution and sensitivity provided by ALMA enables us to measure methanol deuteration in the planet formation region around a Class 0 protostar and to understand its origin.

Methods. We mapped both the $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ and CH_2DOH distribution in the inner regions (~ 100 au) of the HH212 system in Orion B. To this end, we used ALMA Cycle 1 and Cycle 4 observations in Band 7 with angular resolution down to $\sim 0''.15$.

Results. We detected 6 lines of $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ and 13 lines of CH_2DOH with upper level energies of up to 438 K in temperature units. We derived a rotational temperature of (171 ± 52) K and column densities of $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ($^{13}\text{CH}_3\text{OH}$) and $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (CH_2DOH), respectively. This yields a D/H ratio of $(2.4 \pm 0.4) \times 10^{-2}$, which is lower by an order of magnitude than previously measured values using single-dish telescopes toward protostars located in Perseus. Our findings are consistent with the higher dust temperatures in Orion B with respect to the temperature derived for the Perseus cloud. The emission traces a rotating structure extending up to 45 au from the jet axis, which is elongated by 90 au along the jet axis. So far, the origin of the observed emission appears to be related with the accretion disc. Only higher spatial resolution measurements will be able to distinguish between different possible scenarios, however: disc wind, disc atmosphere, or accretion shocks.

Key words. stars: formation – ISM: molecules – ISM: individual objects: HH212 – ISM: abundances

1. Introduction

Molecular deuteration is a powerful diagnostic tool for studying the past history of the gas associated with the formation of a proto-Sun and its protoplanetary system (see e.g. Ceccarelli et al. 2014, and references therein). In the prestellar core phase, the low temperatures and the resulting CO freeze-out enhance the abundance of the deuterated molecules. These molecules are stored in the icy grain mantles and are then released into the gas phase in the protostellar stage (Ceccarelli et al. 2007; Caselli et al. 2008). This is the case of methanol (CH_3OH), which is formed on the grain surfaces (e.g. Tielens 1983; Rimola et al. 2014) and is then released into the gas phase because dust mantles are thermally evaporated in the inner warm regions around

low-mass protostars (e.g. Ceccarelli et al. 2000, 2007; Parise et al. 2002, 2004, 2006) and/or sputtered by shocks (Codella et al. 2012; Fontani et al. 2014).

Deuterated methanol has been analysed towards Class 0 protostars (Parise et al. 2006): the measured D/H of 0.4–0.6 indicates that CH_2DOH can be almost as abundant as CH_3OH . In the only other more evolved source studied so far, the same ratio appears to be lower ($\text{D}/\text{H} \sim 1\text{--}7 \times 10^{-3}$), suggesting a decrease in deuterated species that is due to evolutionary effects (Bianchi et al. 2017). However, all the existing observations have been performed with single-dish telescopes (angular resolution $\geq 10''$), which do not distinguish the different components associated with a protostellar system (jet, high-velocity shocks, slower accretion shocks, and inner envelope). Sub-arcsecond resolution

Water and interstellar complex organics associated with the HH 212 protostellar disc

On disc atmospheres, disc winds, and accretion shocks

C. Codella¹, E. Bianchi^{1,2,3}, B. Tabone⁴, C.-F. Lee^{5,6}, S. Cabrit⁴, C. Ceccarelli³, L. Podio¹, F. Bacciotti¹, R. Bachiller⁷, E. Chapillon^{8,9}, F. Gueth⁸, A. Gusdorf⁴, B. Lefloch³, S. Leurini¹⁰, G. Pineau des Forêts⁴, K.L.J. Rygl¹¹, and M. Tafalla⁷

¹ INAF, Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

² Università degli Studi di Firenze, Dipartimento di Fisica e Astronomia, Via G. Sansone 1, I-50019 Sesto Fiorentino, Italy

³ Univ. Grenoble Alpes, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), 38401 Grenoble, France

⁴ LERMA, UMR 8112 du CNRS, Observatoire de Paris, École Normale Supérieure, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France

⁵ Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, P.O. Box 23-141, Taipei 106, Taiwan

⁶ Graduate Institute of Astronomy and Astrophysics, National Taiwan University, No. 1, Sec. 4, Roosevelt Road, Taipei 10617, Taiwan

⁷ IGN, Observatorio Astronómico Nacional, Alfonso XII 3, 28014 Madrid, Spain

⁸ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 Saint-Martin-d'Hères, France

⁹ Laboratoire d'astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France

¹⁰ INAF-Osservatorio Astronomico di Cagliari, Via della Scienza 5, I-09047, Selargius (CA), Italy

¹¹ INAF - Istituto di Radioastronomia & Italian ALMA Regional Centre, Via P. Gobetti 101, I-40129 Bologna, Italy

Received date; accepted date

ABSTRACT

Context. The unprecedented combination of high-sensitivity and high-angular resolution provided by the ALMA interferometer allows us to shed light on the processes leading to the formation of the jet-disc system associated with a Sun-like mass protostar.

Aims. We investigate the physical and chemical properties of the gas associated with water and interstellar complex organic molecules around a protostar on solar system scales.

Methods. The HH 212 protostellar system, in Orion B, has been mapped thanks to ALMA-Band 7 Cycle 1 and Cycle 4 observations of deuterated water (HDO) and acetaldehyde (CH₃CHO) emission with an angular resolution down to $\sim 0''.15$ (60 au).

Results. Many emission lines due to 14 CH₃CHO and 1 HDO transitions at high excitation (E_u between 163 K and 335 K) have been imaged in the inner ~ 70 au region. The local thermal equilibrium analysis of the CH₃CHO emission leads to a temperature of 78 ± 14 K and a column density of $7.6 \pm 3.2 \times 10^{15}$ cm⁻², which, when N_{H_2} of 10^{24} cm⁻² is assumed, leads to an abundance of $X_{\text{CH}_3\text{CHO}} \approx 8 \times 10^{-9}$. The large velocity gradient analysis of the HDO emission also places severe constraints on the volume density, $n_{\text{H}_2} \geq 10^8$ cm⁻³. The line profiles are 5–7 km s⁻¹ wide, and CH₃CHO and HDO both show a ± 2 km s⁻¹ velocity gradient over a size of ~ 70 au (blue-shifted emission towards the north-west and red-shifted emission towards the south-east) along the disc equatorial plane, in agreement with what was found so far using other molecular tracers.

Conclusions. The kinematics of CH₃CHO and HDO are consistent with the occurrence of a centrifugal barrier, that is, the infalling envelope-rotating disc ring, which is chemically enriched through low-velocity accretion shocks. The emission radius is ~ 60 au, in good agreement with what was found before for another interstellar complex organic molecule such as NH₂CHO. We support a vertical structure for the centrifugal barrier, suggesting the occurrence of two outflowing, expanding, and rotating rings above and below (of about 40–45 au) the optically thick equatorial disc plane. It is tempting to speculate that these rings could probe the basis of a wind launched from this region.

Key words. Stars: formation – ISM: jets and outflows – ISM: molecules – ISM: individual objects: HH 212

1. Introduction

Imaging of molecular emission from Class 0 protostars is fundamental for understanding the steps needed to reach more evolved stages, eventually associated with protoplanetary systems (e.g. Ceccarelli et al. 2007, 2015; Herbst & van Dishoeck 2009; Tobin et al. 2012; Jørgensen 2016, and references therein). The recent advent of ALMA is making a great contribution, among other topics, to the study of the pristine jet-disc systems associated with Sun-like protostars (e.g. Murillo et al. 2013; Harsono et

al. 2015). More specifically, the unprecedented combination of sensitivity and high-spatial resolution finally allows us to distinguish the numerous kinematical components at work in the inner 50 au, which is the region where a planetary system is expected to form. In this context, astrochemical studies are crucial for imaging the transition from an infalling-rotating envelope to a rotating disc, which occurs around protostars on spatial scales of 30 to 100 au. Slow (less than 2 km s⁻¹) accretion shocks are expected at the envelope-disc surface, and a consequent drastic enrichment of the gas-phase material is the natural consequence (Sakai et al. 2014ab, 2016, 2017; Oya et al. 2016; Lee et al. 2016, 2017b). Among other species, this effect concerns

Send offprint requests to: C. Codella, e-mail: codella@arcetri.astro.it

The HH30 edge-on T Tauri star

A rotating and precessing monopolar outflow scrutinized by ALMA

F. Louvet¹, C. Dougados^{2,1,3}, S. Cabrit^{4,3}, D. Mardones¹, F. Ménard^{2,1,3}, B. Tabone⁴, C. Pinte^{2,1,3,5}, and W. R. F. Dent⁶

¹ Departamento de Astronomía de Chile, Universidad de Chile, Santiago, Chile e-mail: flouvet@das.uchile.cl

² UMI-FCA, CNRS/INSU, France (UMI 3386)

³ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁴ Laboratoire d'Etudes du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique et Atmosphères (LERMA) - Observatoire de Paris-Meudon, France

⁵ Monash Centre for Astrophysics (MoCA) and School of Physics and Astronomy, Monash University, Clayton Vic 3800, Australia

⁶ ALMA/ESO, Alonso de Cordova 3107, Santiago, Chile

Received September 15, 1996; accepted March 16, 1997

ABSTRACT

Context. The disk-outflow connection is thought to play a key role in extracting excess angular momentum from a forming protostar. HH30 is a rare and beautiful example of a pre-main sequence star exhibiting a flared edge-on disk, an optical jet, and a CO molecular outflow, making this object a case study for the disk-jet-outflow paradigm.

Aims. We aim to clarify the origin of the small-scale molecular outflow of HH30 and its link and impact on the accretion disk.

Methods. We present ALMA 0.25'' angular resolution observations of the circumstellar disk and outflow around the T Tauri star HH30 in the dust continuum at 1.33 mm and of the molecular line transitions of ¹²CO(2-1) and ¹³CO(2-1). We performed a disk subtraction from the ¹²CO emission, from which we analysed the outflow properties in detail in the altitudes $z \lesssim 250$ au. We fit the transverse position-velocity diagrams across the ¹²CO outflow to derive the ring positions and projected velocity components (including rotation). We use the results of these fits to discuss the origin of the CO outflow.

Results. The 1.3 mm continuum emission shows a remarkable elongated morphology along $PA = 31.2^\circ \pm 0.1^\circ$ that has a constant brightness out to a radius of $r = 75$ au. The emission is marginally resolved in the transverse direction, implying an intrinsic vertical width ≤ 24 au and an inclination to the line-of-sight $i \geq 84.8^\circ$. The ¹³CO emission is compatible with emission from a disk in Keplerian rotation, in agreement with the previous findings. The monopolar outflow, detected in ¹²CO, arises from the north-eastern face of the disk from a disk radius $r \leq 22$ au and extends up to 5'' (or 700 au) above the disk plane. We derive a lower limit to the total mass of the CO cavity/outflow of $1.7 \times 10^{-5} M_\odot$. The CO cavity morphology is that of a hollow cone with semi-opening angle $\sim 35^\circ$. The derived kinematics are consistent with gas flowing along the conical surface with constant velocity of 9.3 ± 0.7 km s⁻¹. We detect small rotation signatures ($V_\phi \sin i \in [0.1; 0.5]$ km s⁻¹) in the same sense as the underlying circumstellar disk. From these rotation signatures we infer an average specific angular momentum of the outflow of 38 ± 15 au km s⁻¹ at altitudes $z \leq 250$ au. We also report the detection of small amplitude wiggling (1.2°) of the CO axis around an average inclination to the line of sight of $i = 91^\circ$.

Conclusions. The derived morphology and kinematics of the CO cavity are compatible with expectations from a slow disk wind, originating either through photo-evaporation or magneto-centrifugal processes. Under the steady assumption, we derive launching radii in the range 0.5-7 au. In that scenario, we confirm the large minimum mass flux of $9 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ for the CO wind. The wind would therefore extract a significant amount of the accreted mass flux through the disk and would likely play a crucial role in the disk evolution. If the CO flow originates from a steady-state disk wind, our ALMA observations rule out the 18 au binary orbital scenario previously proposed to account for the wiggling of the optical jet and favour instead a precession scenario in which the CO flow originates from a circumbinary disk around a close (separation ≤ 3.5 au) binary. Alternatively, the CO outflow could also trace the walls of a stationary cavity created by the propagation of multiple bow shocks. Detailed numerical simulations are under way to fully test the entrainment hypothesis.

Key words. Low-mass star formation – Disk – Jet – Individual: HH30, V* V1213 Tau, Tau L1551 6

1. Introduction

A necessary prerequisite to understand the formation of stars is the comprehension of the complex processes linking the collapsing molecular core, the protostar, its circumstellar disk, and the bipolar jets and outflows that expel material. Together, these processes regulate the protostar fragmentation and the mass that the protostar(s) acquires; plus, they appear to be key for the existence and morphology of planetary systems. Among these processes, the initial amount, evolution, and re-distribution of an-

gular momentum appear to be fundamental. Part of the excess of angular momentum may be carried away by jets and outflows and, thus, provide a solution to the angular momentum problem in star formation (e.g. Ray et al. 2007). Yet, the exact link between jets/flows and the accretion disk is still a critical issue in contemporary physics. One attractive possibility is a transfer of angular momentum from the disk to the jets/outflows by means of magneto-centrifugal forces, such that circumstellar material may continue to accrete onto the central object (e.g. Blandford & Payne 1982). Exactly where and how this transfer occurs, and

D.3 Articles sur l'interaction entre une comète de faible activité et le vent solaire

Solar wind dynamics around a comet

A 2D semi-analytical kinetic model

E. Behar^{1,2}, B. Tabone³, M. Saillenfest⁴, P. Henri⁵, J. Deca^{6,7}, J. Lindkvist⁸, M. Holmström¹, H. Nilsson¹

¹ Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden.

² Luleå University of Technology, Department of Computer Science, Electrical and Space Engineering, Kiruna, Sweden

³ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, 75014 Paris, France

⁴ IMCCE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, LAL, Université de Lille, 75014 Paris, France

⁵ LPC2E, CNRS, Orléans, France

⁶ Laboratory for Atmospheric and Space Physics (LASP), University of Colorado Boulder, Boulder, Colorado 80303, USA

⁷ Institute for Modeling Plasma, Atmospheres and Cosmic Dust (IMPACT), NASA/SSERVI, Boulder, Colorado 80303, USA

⁸ Umeå University, Department of Physics, Umeå, Sweden

e-mail: etienne.behar@irf.se

Received 2018-01-31; accepted 2018-04-28

ABSTRACT

Aims. We aim at analytically modelling the solar wind proton trajectories during their interaction with a partially ionised cometary atmosphere, not in terms of bulk properties of the flow but in terms of single particle dynamics.

Methods. We first derive a generalised gyromotion, in which the electric field is reduced to its motional component. Steady-state is assumed, and simplified models of the cometary density and of the electron fluid are used to express the force experienced by individual solar wind protons during the interaction.

Results. A three-dimensional (3D) analytical expression of the gyration of two interacting plasma beams is obtained. Applying it to a comet case, the force on protons is always perpendicular to their velocity and has an amplitude proportional to $1/r^2$. The solar wind deflection is obtained at any point in space. The resulting picture presents a caustic of intersecting trajectories, and a circular region is found that is completely free of particles. The particles do not lose any kinetic energy and this absence of deceleration, together with the solar wind deflection pattern and the presence of a solar wind ion cavity, is in good agreement with the general results of the *Rosetta* mission.

Conclusions. The qualitative match between the model and the *in situ* data highlights how dominant the motional electric field is throughout most of the interaction region for the solar wind proton dynamics. The model provides a simple general kinetic description of how momentum is transferred between these two collisionless plasmas. It also shows the potential of this semi-analytical model for a systematic quantitative comparison to the data.

Key words. Comets: general, Methods: analytical, Plasmas

1. A global model

The plasma interaction between the solar wind and a cometary atmosphere (coma) offers a unique situation in the solar system. The absence of an intrinsic magnetic field, the typical small size of the nucleus, and its negligible gravity combined with its highly elliptical orbit result in an ever changing interaction, in which the coma continuously and completely escapes the comet, dragged away by the magnetised stream of solar particles. These properties also result in one of the largest obstacles to the solar wind in the solar system. At comet Halley, the first cometary ions were detected 7.8 million kilometres away from the nucleus by the *Giotto* probe (Johnstone et al. 1986), a distance comparable to the day-side extent of the Jovian magnetosphere.

A major advance to comprehend this interaction was proposed by Alfvén (1957), who emphasised the role of the solar wind magnetic field in the formation of the cometary tails. Biermann et al. (1967) proposed a model of the day-side of a comet atmosphere in a hydrodynamical description of the interaction. These and all the previous efforts were tackling the features of

the comet's head and tails that were visible from Earth, naturally directing the scientific interest towards strongly outgassing comets close to their perihelion. In the next two decades, space probes were leaving Earth targeting such active comets, and at Giacobini-Zinner and Halley, what had previously been invisible became visible: a whole set of plasma structures came within the reach of scientists (Grewing et al. 1988; Cowley 1987; Gombosi 2015).

Between 2014 and 2016, the *Rosetta* spacecraft cohabited for more than two years with its host body, comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (67P/CG), enabling for the first time observations at large heliocentric distances (> 3 au). Scientists were given the opportunity to witness the early interaction between a young tenuous coma and the solar wind, far away from the Sun. The nature of such an interaction was entirely new. Indeed, whereas at previously visited comets the interaction region was much larger than the scale of the ion gyromotion, resulting in what one could call a "fluid comet", for which the classical fluid treatment of the plasmas applies, at 67P/CG and at large heliocentric distances, the ion transit timescale through the coma is shorter than its gy-

roperiod, resulting in a "kinetic comet" for which no analytical approach is available so far.

Using *in situ* measurements, the evolution of this interaction was followed carefully (Behar et al. 2016a; Nilsson et al. 2017) resulting in some surprising findings. Initially barely disturbed, the solar wind started displaying a peculiar behaviour as the nucleus was getting closer to the Sun. Its flow slowly diverged from the Sun-comet direction, to eventually be seen flowing almost back towards the Sun at speeds of hundreds of kilometres per second. Eventually, the flow vanished from the *in situ* measurements: a void of solar ions was formed around the nucleus, while no severe deceleration was observed (Behar et al. 2017). The same interaction – for large to intermediate heliocentric distances – was also tackled by several simulation efforts, using hybrid particle-in-cell models (Bagdonat & Motschmann 2002; Hansen et al. 2007; Koenders et al. 2016b,a; Behar et al. 2016a), as well as a fully kinetic model (Deca et al. 2017). At heliocentric distances down to less than 2 au, simulations result in a highly asymmetric plasma environment. In particular, the solar wind presents a structure of high ion density only seen in the hemisphere of the coma opposite to the direction of the upstream electric field, one of the typical signatures of such a kinetic comet. This structure is interpreted as a Mach cone by Bagdonat & Motschmann (2002), a term adopted in several of the cited simulation studies. However until now, this asymmetric structure was only found in numerical models with intricate physics, and generally lacks the physical interpretation which would elucidate the experimental results exposed above.

Our goal is to understand and analyse the mechanism which transfers momentum between the solar wind and the coma, leading to such a deflection of a barely decelerated flow, in the absence of collisions. Additionally, we aim at providing novel insight into the nature of this asymmetric solar wind structure, which may be considered as the very seed of a cometary magnetosphere.

The present attempt to model the interaction puts the emphasis on the role of the motional electric field by considering the parameter space region, in which currents orthogonal to the magnetic field and pressure gradients can be neglected. Under these conditions, any noticeable disturbances of the flow necessarily result from the integrated interaction with and through the smooth and extended obstacle. This is in contrast to the situation at more classical and massive solar system bodies with intrinsic magnetic fields, dense and limited atmospheres, or conductive cores inducing a magnetic feedback to the solar wind. There, contrasted plasma structures and boundaries are formed, such as bow shocks, magnetopauses, induced magnetospheric boundaries or ionopauses. The obstacle to the solar flow is therefore compact and localised. Similar plasma boundaries may also appear at comets. For example, weak bow shocks were observed at comets Halley, Giacobini-Zinner, Grigg-Skjellerup and Borrelly (Coates 2009). However, such boundaries are only formed close to the Sun, and even in that case, the neutral atmosphere extends further out (a weak bow shock was observed about a million kilometres away from comet Halley's nucleus, after the detection of the first cometary ions (Johnstone et al. 1986)), and mass-loading (the addition of new-born cometary ions to the solar wind) takes place, whether boundaries are formed closer to the nucleus or not. Therefore the present model should be representative and relevant for the region beyond the potential bow shock which forms when a comet gets closer to the Sun.

To infer the global behaviour of a system, whenever possible, an analytical model may overcome intrinsic limitations of *in situ* data (one-point measurement, instrumental errors and limitations) and simulation data (simulation of only a finite region of space, intricate physics, numerical limitations). While doing so, it allows to encapsulate one or a few of the driving mechanisms of a system in a reduced form, though at the cost of realism. In the present series of articles, the synergy between these three approaches – experimental data, numerical simulations, and theoretical models – is explored. This article focuses on the physical model and provides an expression for the force experienced by single solar wind protons, through the extended coma. The corresponding dynamics is thoroughly solved by Saillenfest et al. (2018), a solution widely used in the present work. The semi-analytical model we propose is computationally very cheap, and allows for a systematic comparison to each and every *in situ* data point. This extended comparison, together with the comparisons to numerical simulations, follows in subsequent articles of the series.

The model developed in the following sections requires several sub-models. One is a description of the ionised coma and its density distribution, following the same need for simplicity-to-relevancy ratio. The second is a description of the electric field and the magnetic field, which piles up due to the local decrease in the average velocity of the electrons, as slow new-born cometary ions are added to the flow. The motional electric field is completely dependent on the motion of the particles, which itself depends on the electric and magnetic fields. This inter-dependency is tackled in the following section as a generalised gyromotion, and results in a three-dimensional (3D) model of its own.

2. Generalised gyromotion

In this section, we derive the general dynamics of the interaction between two collisionless beams of plasma that are only subject to the Lorentz force. The subscripts *sw* and *com* are used for parameters and values of the solar wind and the cometary ion populations, respectively. The characteristic length, time, and velocity of the system are ℓ , t and u . \mathbf{E} and \mathbf{B} are the electric and the magnetic field, \mathbf{u}_i is the average velocity of all charges carried by ions, n is the plasma number density, e is the elementary charge, \mathbf{j} is the electric current and \mathbf{P}_e is the electron pressure.

Our starting point is the simplified Ohm's law, in which the electron inertial and the resistivity/collisional terms are neglected (see, e.g. Valentini et al. (2007)). The plasma is weakly magnetised and quasi-neutral. The system is considered to be at steady state: $\partial_t \cdot \equiv 0$.

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne} \nabla \mathbf{P}_e. \quad (1)$$

The total electric field exhibits three distinct components: the motional electric field, the Hall term, and the pressure gradient term. Analysing orders of magnitude in these three terms, as well as in the Ampère's law, the Faraday's law, and the Lorentz force, the following orderings can be found.

$$\begin{aligned} \ell \gg d_i &\Rightarrow |\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}| \gg 1/ne |\mathbf{j} \times \mathbf{B}| \\ \ell_P \gg r_{ge} v_{the}/u &\Rightarrow |\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}| \gg 1/ne |\nabla \mathbf{P}_e|. \end{aligned} \quad (2)$$

In these expressions, d_i is the ion inertial length, and ℓ_P is the characteristic length of the pressure gradient. $r_{ge} = m_e u_e / (eB)$ is

the electron gyroradius and $v_{the} = \sqrt{2kT_e/m_e}$ the electron thermal speed. At these scales (Eq. (2)), the electric field is reduced to

$$\mathbf{E} = -\underline{\mathbf{u}}_i \times \mathbf{B}. \quad (3)$$

This directly implies that the currents perpendicular to the magnetic field are negligible for scales $\ell \gg d_i$. The average velocity $\underline{\mathbf{u}}_i$ in the case of our two beams can be reduced to only two terms:

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{u}}_i &= \xi_{sw} \underline{\mathbf{u}}_{sw} + \xi_{com} \underline{\mathbf{u}}_{com} \\ \xi_{sw} &= \frac{n_{sw} q_{sw}}{n_{sw} q_{sw} + n_{com} q_{com}}; \quad \xi_{com} = \frac{n_{com} q_{com}}{n_{sw} q_{sw} + n_{com} q_{com}}. \end{aligned} \quad (4)$$

In the absence of any force other than the Lorentz force, the dynamics of a single particle in either of the two populations is described by the following system of ordinary differential equations:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{u}}_{sw} = q_{sw}/m_{sw} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_{sw} \times \mathbf{B}) \\ \dot{\mathbf{u}}_{com} = q_{com}/m_{com} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_{com} \times \mathbf{B}) \end{cases} \quad (5)$$

Considering two initially perfect beams in velocity space, we have $\mathbf{u}_{com} = \mathbf{u}_{com}$ and $\mathbf{u}_{sw} = \mathbf{u}_{sw}$: all particles of the population experience the same acceleration at the same time. The temperature is not defined.

Without loss of generality, one can choose a frame in which the magnetic field is directed along the y -axis. With (3), (4), (5), and $q_{sw} = q_{com} = q$:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{u}}_{sw} = \frac{q \xi_{com} B}{m_{sw}} (\mathbf{u}_{sw} - \mathbf{u}_{com}) \times \hat{\mathbf{y}} \\ \dot{\mathbf{u}}_{com} = -\frac{q \xi_{sw} B}{m_{com}} (\mathbf{u}_{sw} - \mathbf{u}_{com}) \times \hat{\mathbf{y}} \end{cases} \quad (6)$$

A first important result is that there can be no particle acceleration along the magnetic field.

A second noteworthy result is that the velocity of the centre of mass, defined as

$$\underline{\mathbf{v}}_i = \frac{n_{sw} m_{sw}}{n_{sw} m_{sw} + n_{com} m_{com}} \mathbf{u}_{sw} + \frac{n_{com} m_{com}}{n_{sw} m_{sw} + n_{com} m_{com}} \mathbf{u}_{com} \quad (7)$$

is conserved through time, $\dot{\underline{\mathbf{v}}}_i = \mathbf{0}$. This holds over spatial scales shorter than ℓ and ℓ_P , and if no mass is added. The equations of motion have the general form $\dot{\mathbf{u}} = \omega \mathbf{u} \times \hat{\mathbf{y}}$. In velocity space, the two beams move along circles perpendicular to the magnetic field (no acceleration along the magnetic field), as shown in Fig. 1.

If the two beams have initially the same parallel velocity (velocity component along the magnetic field), the two circles are in one and the same plane, centred on $\underline{\mathbf{v}}_i$, independent of any change of inertial frame. This can easily be seen in Fig. 1. Then in the frame in which $\underline{\mathbf{v}}_i = \mathbf{0}$, the two populations describe

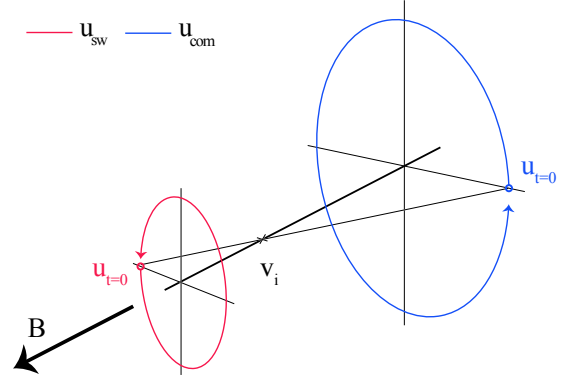


Fig. 1. Evolution in velocity space of two interacting beams of plasma, for the most general configuration.

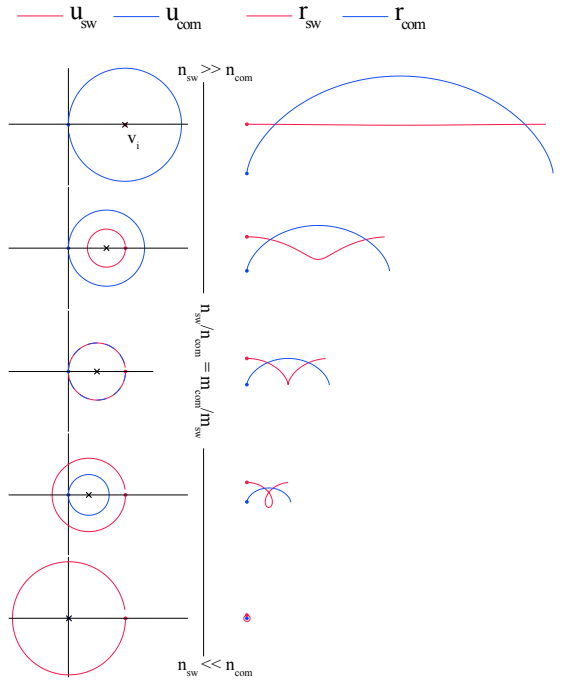


Fig. 2. Evolution of both populations in velocity and physical space (left and right columns, respectively), projected in the plane perpendicular to the magnetic field in the comet frame for different density ratios (top to bottom). $\underline{\mathbf{v}}_i$ is shown with a black cross in the left column.

circles in velocity *and* physical space. The generalised gyrofrequency and gyroradii are then:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{sw} &= |\mathbf{u}_{sw}|/\omega \\ \mathcal{R}_{com} &= |\mathbf{u}_{com}|/\omega \\ \omega &= eB \frac{n_{sw} m_{sw} + n_{com} m_{com}}{(n_{sw} + n_{com}) m_{sw} m_{com}} \end{aligned} \quad (8)$$

Still considering the case where both populations have the same initial parallel velocity, one can also always choose an inertial Cartesian frame in which \mathbf{u}_{sw} is along the x -axis, and $\mathbf{u}_{com} = \mathbf{0}$. This frame is referred to as the comet frame,

and is used in Fig. 2. Both beams describe circles in velocity space with the same angular speed and the same centre \mathbf{v}_i . The corresponding motion of the ions in physical space is a trochoid, the most general two-dimensional (2D) gyromotion. In the comet frame, the particles belonging to the cometary population (*com*) describe a more classical cycloid, as they periodically reach a velocity equal to $\mathbf{0}$. In Fig. 2, one can see that as the density ratio increases, $|\mathbf{v}_i|$ becomes closer to the origin. This can be interpreted as the corresponding slowing down of the plasma fluid for spatial scales much larger than the generalised gyroradius.

We note that if neither the ions nor the electrons have a velocity component parallel to the magnetic field, and they will not gain such a component during the interaction. We therefore obtain $\mathbf{u}_i = \mathbf{u}_e$. More generally, this equality is only verified if at any point in time, electrons and ions have the same parallel velocity, independent of the reference frame.

The dynamics depends greatly on the density ratio. If $n_{sw} \gg n_{com}$, then $\mathbf{v}_i \sim \mathbf{u}_{sw}$ (top-part in Fig. 2), and the seldom cometary ions behave as test particles in the almost undisturbed flow of the population *sw*. The cycloid has then a radius equal to the cometary ion Larmor radius. As the density ratio n_{com}/n_{sw} increases, particles of the cometary population still describe a cycloid, though the corresponding radius decreases. When the density ratio is equal to the inverse of the mass ratio, both populations move along cycloids of equal radius, as seen in the middle panel of Fig. 2.

If the beams do not have the same initial parallel velocity, independent of the choice of frame, at least one of the populations will drift along the y -axis at a constant speed. This is the case in the comet frame, when accounting for the Parker spiral angle: both populations present an additional drift perpendicular to the x -axis, with opposite directions. Flipping the sense of the magnetic field does not change the direction of the drift, and the average Parker spiral configuration of the interplanetary magnetic field induces a dawn-dusk asymmetry in the ion dynamics around the comet. This topic is tackled in Behar et al. (2018 (Under revision), based on statistics over the entire mission, and is based on this generalised gyromotion.

This generalised gyromotion is a collisionless 3D description of such a beam-beam interaction, much broader than the following 2D application for a comet.

3. Generalised gyromotion in a cometary atmosphere

We will now see to what extent this generalised gyromotion can describe the dynamics of the solar wind during its interaction with a comet. In order to resolve the equation of motion for the solar wind protons in Eq. (6), we need to express three main parameters, namely the cometary ion density and velocity, and the magnetic field.

3.1. Cometary ion density

The spatial distribution of the cometary ions is a major ingredient of the model, as it defines what obstacle is presented to the solar wind. The cometary atmosphere is assumed to have a spherical symmetry. For this exercise, the size of the nucleus is negligible,

and so is its mass: the neutral elements, produced at a rate Q , are expanding radially in all directions with a constant speed u_0 . We assume these particles to be water molecules, H_2O . They are ionised or photo-dissociated at a rate ν_d . By writing the equation of continuity with source terms on the cometary neutral density n_0 , we obtain, in this spherical symmetry,

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 n_0 u_0)}{dr} = -\nu_d n_0, \quad (9)$$

with the following solution established and used by Haser (1957):

$$n_0(r) = \frac{Q}{4\pi u_0 r^2} \cdot e^{-r/R_d} \quad ; \quad R_d = u_0/\nu_d. \quad (10)$$

The cometary ions are created by ionisation of the neutral particles with a rate ν_i . They have the initial radial velocity \mathbf{u}_0 but will immediately be accelerated by the local electric and magnetic fields, to eventually escape the region of the denser coma. We separate the ionised coma into two different cometary ion components: the new-born cometary ions first, which are the main obstacle to the solar wind, and second the accelerated (or pick-up) cometary ions. The dynamics of the first population is assumed to be trivial: the new-born cometary ions move radially away from the nucleus with the same speed as the neutral molecules. The dynamics of the second, however, is much more complex, driven mostly by the mass-loading mechanism, meaning that the pick-up cometary ions leave the system quicker than they would have ballistically. New born ions become pick-up ions at a rate of ν_{ml} . Accordingly, a destruction term appears in the continuity equation of the new-born cometary ions:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 n_{com} u_0)}{dr} = \nu_i n_0 - \nu_{ml} n_{com}. \quad (11)$$

With $R_i = u_0/\nu_i$ and $R_{ml} = u_0/\nu_{ml}$

$$n_{com}(r) = \frac{1}{R_i R_d - R_{ml}} \left(1 - e^{-r \left(\frac{1}{R_{ml}} - \frac{1}{R_d} \right)} \right) \cdot n_0(r). \quad (12)$$

Three characteristic radii are found in the density profile. In Sect. 3.5, we see that $R_{ml} \ll R_d < R_i$. For $r < R_{ml}$, that is, before the new born ions are accelerated and neglected, $n_{com}(r < R_{ml}) \propto 1/r$, a result observed by the *Rosetta* mission at comet 67P/CG in the first ~ 200 km from the nucleus, and discussed by Edberg et al. (2015). At the larger scales that we are interested in, $R_{ml} \ll \ell \ll R_d$, the neutral and the ion densities are proportional, while the exponential term is still negligible. Subsequently, we obtain

$$n_{com}(R_{ml} \ll r \ll R_d) = \frac{\nu_i}{\nu_{ml}} \frac{Q}{4\pi u_0} \cdot \frac{1}{r^2} \quad [m^{-3}]. \quad (13)$$

In this description, we have a steady creation and disappearance of the slow, new-born cometary ions that are constituting the bulk mass of the ionised coma, which interacts electromagnetically with the solar wind.

3.2. Two-dimensional magnetic pile-up

Another important term to model in the equation of motion of the protons is the magnetic field \mathbf{B} within the coma. We first need to

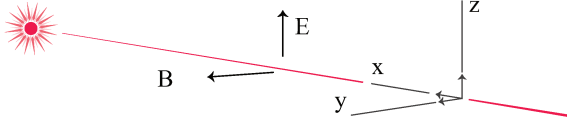


Fig. 3. Comet-Sun-Electric field frame of reference. The solar wind dynamics is considered in the plane $y = 0$ only.

express \mathbf{u}_i , the total velocity of the ion fluid, in which the B-field is considered to remain frozen-in:

$$\mathbf{u}_i = \mathbf{u}_e = \frac{n_{sw}}{n_{sw} + n_{com}} \mathbf{u}_{sw} + \frac{n_{com}}{n_{sw} + n_{com}} \mathbf{u}_{com}. \quad (14)$$

Our goal is to solve for \mathbf{u}_{sw} , therefore necessarily some more assumptions have to be made in order to simplify the total ion velocity and remove degrees of freedom in the system.

We first define the Comet-Sun-Electric field reference frame, illustrated in Fig. 3, as follows: the upstream solar wind magnetic field is directed purely along the y -axis, with an amplitude B_∞ . The corresponding electric field according to Eq. (3) is along the z -axis with an amplitude $E_\infty = u_\infty B_\infty$. In this precise frame (comet-centred CSE), $\mathbf{u}_{com} \ll \mathbf{u}_{sw}$, and it can be shown with the help of Eq. (13) that in most of the interaction region, $\mathbf{u}_i \sim \xi_{sw} \mathbf{u}_{sw}$. The latter is in agreement with fully kinetic simulations of the interaction (e.g. Fig. 2 of Deca et al. 2017). In the generalised gyromotion, the asymmetry in the total ion velocity appears only because of the different masses of the two populations, as for identical masses $\mathbf{u}_i = \mathbf{v}_i$ (see Sect. 2), that is, both not accelerated and remaining along the x -axis only.

As \mathbf{B}_∞ is along the y -axis (*i.e.* no Parker spiral angle), \mathbf{u}_∞ is along the x -axis and as the cometary outflow is spherical, the plane $y = 0$ is a plane of symmetry of the system. Therefore, within $y = 0$, neither \mathbf{v}_i nor \mathbf{u}_i can have a component along $\hat{\mathbf{y}}$ (corresponding to the fact that no particle acceleration happens along \mathbf{B}). One more simplification is needed to be able to express the magnetic field. We assume that the total ion velocity remains along the x -axis and follows:

$$\mathbf{u}_i = -\xi_{sw} u_\infty \hat{\mathbf{x}}, \quad (15)$$

with $\xi_{sw} > 0$ and $u_\infty > 0$. From Eq.(15) of the total ion velocity and Eq.(3) of the electric field, one finds that $\mathbf{E} = (0, -u_i B_z, u_i B_y)$ with $u_i = |\mathbf{u}_i| > 0$. Additionally, the steady state Faraday's law $\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$ states that neither E_y nor E_z vary along x . Finally, in the plane of interest ($y = 0$):

$$\mathbf{B} = \frac{B_\infty}{\xi_{sw}} \hat{\mathbf{y}}. \quad (16)$$

The magnetic field frozen in the ion fluid should – in the absence of a Hall term – depend on the motion of both the solar wind and cometary ions. Since the advection of the cometary ions is not solved, the total ion velocity cannot be consistently derived.

3.3. Solar wind proton dynamics

Considering the new-born cometary ion population, one can assume in the cometary frame that $u_{com} \ll u_{sw}$. Therefore, using (6), (15) and (16), we have

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{u}}_{sw} &= \frac{e \xi_{com} B}{m_{sw}} \cdot \mathbf{u}_{sw} \times \hat{\mathbf{y}} \\ &= \frac{e v_i Q B_\infty}{4\pi m_{sw} n_{sw} v_{ml} u_0} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \mathbf{u}_{sw} \times \hat{\mathbf{y}} \quad [m/s]. \end{aligned} \quad (17)$$

The force experienced by an individual solar wind proton is therefore of the form

$$\mathbf{F} = \frac{m_{sw} \eta}{r^2} \mathbf{u}_{sw} \times \hat{\mathbf{y}}. \quad (18)$$

The force is always perpendicular to the proton velocity, with a strength proportional to the inverse of the square distance $1/r^2$. The equation of motion for protons is then

$$\ddot{\mathbf{r}} = \frac{\eta}{r^2} \dot{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{y}} \quad ; \quad \eta = \frac{e v_i Q B_\infty}{4\pi v_{ml} n_{sw} m_{sw} u_0} \quad [m^2/s]. \quad (19)$$

In this description, the solar wind protons do not lose energy and are only gyrating, with a gyroradius function of their distance to the nucleus only. This can also be seen as the motion of charged particles in an effective magnetic field always perpendicular to the plane of the motion, with an amplitude proportional to $1/r^2$. This is the core of the model, the reduced form of the solar wind proton interaction with a coma.

The dynamical system defined by (19) for solar wind protons is integrable. Its solutions are thoroughly studied in Saillenfest et al. (2018); here, we recall their main features. Let us introduce the polar coordinates (r, θ) in the (x, z) plane of motion. The dynamical equations rewrite¹:

$$\begin{cases} \dot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{\eta}{r} \\ r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} = \frac{\eta}{r^2} \dot{r} \end{cases}, \quad (20)$$

where the dot means derivative with respect to time t . These coupled differential equations imply the conservation of kinetic energy E and a generalised angular momentum C that can be expressed as two characteristic radii:

$$\begin{cases} r_E = \frac{|\eta|}{u} \quad \text{where} \quad u = \sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2} \\ r_C = r \exp(1 - r^2\dot{\theta}/\eta) \end{cases}. \quad (21)$$

Their respective values fully determine the trajectory, with a bifurcation occurring at $r_C = r_E$. As for $1/r^3$ magnetic fields (Graef & Kusaka 1938), the solution (θ, t) can be written as a function of r defined by an integral.

The solar wind particles can be considered as originating from infinity on initially parallel trajectories. Since they all have the same conserved velocity $u = u_{sw}$, the characteristic radius r_E acts only as a scaling parameter (whereas the particles of the solar wind span all the possible values of r_C). With this setting,

¹ The coefficient k used by Saillenfest et al. (2018) is equal to $-\eta$.

Table 1. Nominal parameters used to get the value of η .

	1 au	4 au	law
Q_i	$2.6 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$	$2.2 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$	$\propto R^{-5.10}$
Q_o	$1.6 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$	$7.8 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$	$\propto R^{-7.15}$
ν_i	$6.5 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$	$\propto R^{-2}$
ν_d	$1.8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	$\propto R^{-2}$
n_∞	5.0 cm^{-3}	0.3 cm^{-3}	$\propto R^{-2}$
$ \mathbf{B} $	4.6 nT	1.2 nT	$\propto (R - \alpha)/R$
u_0	0.7 km/s	0.7 km/s	-
ν_{ml}	0.01 s^{-1}	0.01 s^{-1}	-
η	$1.7 \cdot 10^{13} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	$3.7 \cdot 10^9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	-
u_∞	400 km/s	400 km/s	-

Saillenfest et al. (2018) show that around the nucleus at the origin, a circular cavity totally free of particles is created with radius² $r_{\text{cav}} \approx 0.28 r_E$.

The resulting trajectories are shown in Fig. 4. A portion of the incoming flux of particles is temporarily focussed along a very specific curve, defined as the crossing points of infinitely close neighbour trajectories. By analogy to light rays, we call it a ‘‘caustic’’, resulting in an overdensity of particles. This caustic has a well-defined shape, which can be expressed as the root of the variational vector. It is plotted in Fig. 4 for different values of the scaling parameter r_E , which rescales according to the comet activity and the heliocentric distance. A similar overdensity curve can be observed in other contexts, such as a flux of charged particles in the equatorial plane of a magnetic dipole (Störmer 1930; Shaikhislamov et al. 2015), or the deflection of solar particles around the thin atmosphere of Pluto (McComas et al. 2008). This could indicate that analogous processes are at play. Further discussions regarding a general $1/r^n$ law are given by Saillenfest et al. (2018).

We note that the notion of ‘‘impact parameter’’, $z_\infty = z(x \rightarrow \infty)$, has no clear meaning for a $1/r^2$ effective magnetic field (it is infinite for every particle). We should therefore express the problem in another way: we simply deal here with a far-enough starting distance for the particles, such that we can safely assume that their trajectories are parallel.

3.4. Third dimension

Outside of the plane ($y = 0$), the magnetic field draping introduces an angle between the magnetic field and the normal to the Comet-Sun line. As previously mentioned, such an angle would result in an additional acceleration of the solar wind along the y -axis, and the dynamics out of the ($y = 0$)-plane would not be planar. Just as its pile-up, the draping of the magnetic field is also given by the bulk velocity of the ions, assuming the field is frozen in the ion flow. Therefore a generalisation of the model to the third spatial dimension would result in the same physics as this 2D approach in the ($y = 0$)-plane.

3.5. Parameters and scales

² The exact radius of the cavity is $r_{\text{cav}}/r_E = W_0(1/e)$, where $e = \exp(1)$ and W_0 is the positive branch of the Lambert W function. Its first decimals are $W_0(1/e) = 0.2784645427610738\dots$

Table 1 gives the physical quantities in the factor η together with their evolution with the heliocentric distance R . At comet 67P/CG, the creation rate of neutral volatiles Q was found to be asymmetric around perihelion, with a higher activity after perihelion. A multi-instrument analysis can be found in Hansen et al. (2016), resulting in an empirical analytical fit given in Table 1. When necessary, we use the notation Q_i for the pre-perihelion in-bound leg of the *Rosetta* mission, and Q_o for the post-perihelion out-bound leg. The drawback of this empirical model is a discontinuity in the value of Q at perihelion. The value of the destruction rate ν_d and the ionisation rate ν_i and their dependence on the heliocentric distance is taken from Crovisier (1989). The magnetic field function of the heliocentric distance can be found in Cravens (2004).

The rate ν_{ml} at which new-born cometary ions are considered to turn into accelerated pick-up ions is arbitrary, but plays an important role in various parameters and scales of the model. It should be much larger than ν_i and u_0/ℓ , with ℓ being the characteristic length scale of the system. A proxy of its value can be obtained from *in situ* data. In a mission overview, using the imaging spectrometer RPC-ICA onboard *Rosetta*, Nilsson et al. (2017) show that a large majority of cometary ions observed at the spacecraft are rather slow, typically below a few tenths of an electron Volt. Detaching from this cold population, accelerated cometary ions are observed with fluxes two to three orders of magnitude lower. In the case study of Behar et al. (2016b), which used data from the RPC-ICA instrument as well, most of the values needed for estimating ν_{ml} can be found, with the exception of the proton and the cold cometary ion densities. Both densities are given here as the integrated plasma moment of order zero, on the same day. The data were taken on 2014-11-28, a day representative of the general cometary ion spectrum during the mission. An integrated spectrum (differential flux function of the energy per charge of the ions) is given in Fig. 5. The probe was 2.88 au from the Sun, 30 km away from the nucleus on a terminator orbit.

The cold ions reach energies up to 45 eV (22 km.s^{-1}), and have an average density of 16.7 cm^{-3} . The spacecraft potential, observed to be negative, on average, and often below -10 eV (Odelstad et al. 2017), accelerates the positive ions towards the spacecraft, so that the ions collected by the instrument appear more energetic than they actually are in the cometary plasma. The peak in the flux of the cometary new-born ions at about 20 eV corresponds to much lower energies, closer to 0 eV: the population modelled by cometary ions at rest in the analytical model, disappearing with rate ν_{ml} . Unfortunately, no spacecraft potential measurement is available on that day. The solar wind protons have an average speed of 376 km.s^{-1} (734 eV), with an average density of 0.14 cm^{-3} . One obtains a total ion fluid velocity of $\xi_{sw} u_{sw} \sim 3.13 \text{ km.s}^{-1}$. With an average magnetic field of about 15 nT as measured by RPC-MAG that day, the motional electric field is about 0.05 mV.m^{-1} . Assuming a constant acceleration, we get a very coarse duration of 77 s for the cometary ions to reach 45 eV. In summary, after about 77 seconds, slow new-born cometary ions surpass the kinetic energy of 45 eV (22 km.s^{-1}) and become ‘accelerated’ cometary ions, or pick-up cometary ions that have a density of 0.28 cm^{-3} . The corresponding rate ν_{ml} is 0.011 s^{-1} (corresponding at this heliocentric distance to a value of $r_E = 77.5 \text{ km}$). Moreover, on that precise day, it is fair to neglect the accelerated cometary ions, 60 times less dense than the cold ions. For the rest of the study, we consider ν_{ml} to be on the order of 0.01 s^{-1} in magnitude: new-born cometary ions are neglected after being

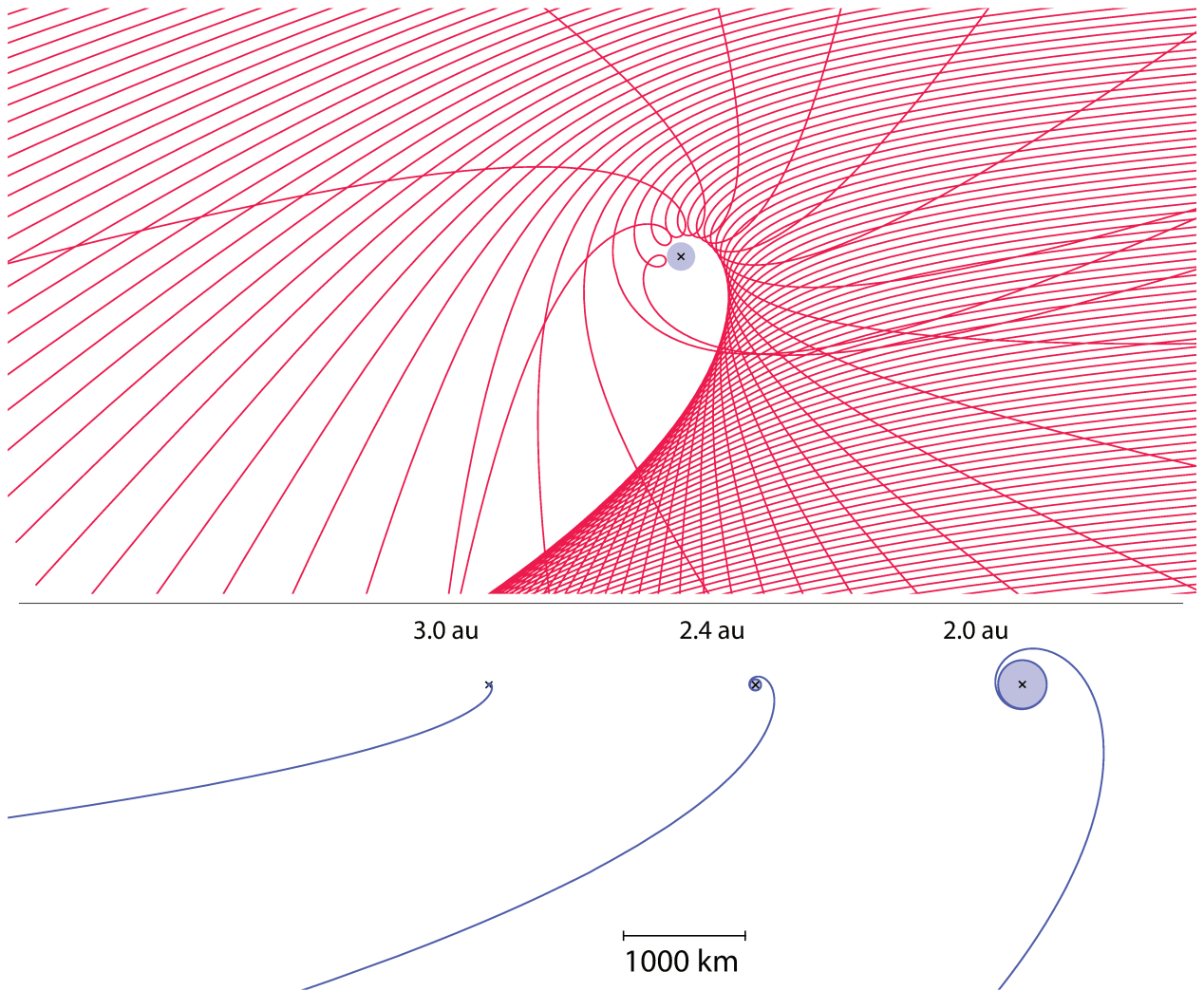
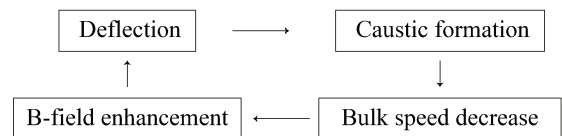


Fig. 4. Top row: examples of solar proton trajectories, dimensionless, initially flowing from the right to the left. No particle can enter into the cavity, the central disk of radius $r_{\text{cav}} \approx 0.28 r_E$. Bottom row: the shape of the caustic created by particles coming from infinity, using the same spatial scale for three different heliocentric distances, as developed by Saillenfest et al. (2018). The corresponding values of r_E are, from left to right: 27, 165 and 714 km. Near the origin, the caustic wraps around the cavity. The nucleus position is displayed by a black cross in all plots.

accelerated for 100 s.

3.6. Particle-field feedback

The steady-state assumption together with the scales that are considered in the problem result in extremely simplified Faraday's and Ampère's laws. Close to the caustic, two beams are seen, one incident and one emerging from it. These two beams of identical speed but different direction have the effect of decreasing the local bulk speed. The magnetic field should also be affected, slightly increasing along this structure. In turn, particle trajectories will be corrected by this magnetic feedback. Particles and fields will affect each other until steady state is reached. The model however cannot go further than the third step – the bulk speed decrease – in the following sequence.



Yet another source of magnetic field pile-up is missing: pick-up cometary ions that gained energy from the interaction are neglected. Even though these ions are present everywhere, they will more significantly increase the total cometary ion density in the $+z$ -hemisphere of the coma. The magnetic field will pile-up slightly more in this hemisphere and the proton deflection is expected to be somewhat higher for positive z values, close to the nucleus. An example of such effects can be found in the data and simulation analyses of Koenders et al. (2016a).

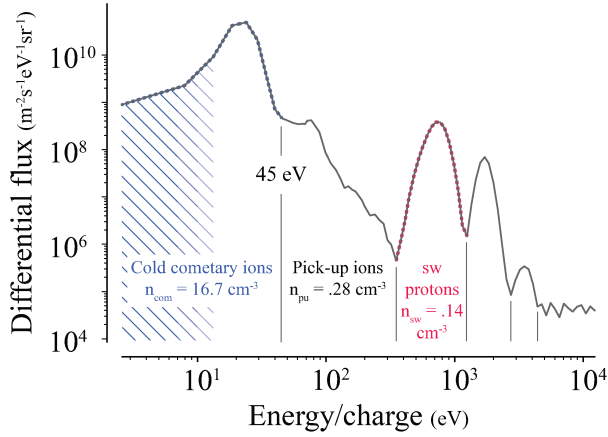


Fig. 5. Ion spectrum (differential flux vs. energy per charge of the ions) taken on 2014-11-28 at 2.88 au, integrated for 3 hours. The stripped region for low energies indicates measurements affected by the spacecraft potential.

3.7. Consistency of the model & Summary

We gather the main assumptions and orderings we have been working with below. We remind that ℓ is the characteristic length of this steady-state system, u is its characteristic velocity, and ℓ_P is the characteristic length of the electron pressure gradient.

- i $\ell \gg d_i$
- ii $\ell_P \gg r_{ge} v_{the}/u$
- iii $\partial_{t'} \equiv 0$
- iv $\mathbf{u}_{com} = \underline{\mathbf{u}}_{com}$ and $\mathbf{u}_{sw} = \underline{\mathbf{u}}_{sw}$
- v $\mathbf{B} \perp \mathbf{u}_{sw}$
- vi $R_{ml} \ll \ell \ll R_d < R_i$
- vii $n_{com} \sim n_{new-born}$
- viii $\mathbf{u}_{com} \ll \mathbf{u}_{sw}$
- ix $\underline{\mathbf{u}}_i = \xi_{sw} u_{\infty} \hat{\mathbf{x}}$

Since the phenomenon we model is the deflection of the solar wind, the characteristic length ℓ can be considered as the distance over which a particle is deflected by some amount. In other words, the characteristic length is a fraction of the radius of curvature of the trajectories, which in our case has the simple and convenient expression $\rho = -u_{\infty} v^2 / \eta$. We choose the definition $\ell \equiv \rho$, corresponding to the distance over which a particle is deflected by 1 radian. The smallest radius being modelled is the radius of the cavity, $r_{cav} \sim 0.28 |\eta| / u_{\infty}$, and therefore the assumptions are not verified closer to the nucleus.

We now review these assumptions.

i $\ell \gg d_i$ — We compared the values of ℓ and $d_i = c/e \sqrt{\epsilon_0} * m/n$ depending on the heliocentric distance, at the cavity radius (the most constraining cometocentric distance). For large heliocentric distances and at the cavity, both terms become of the same order of magnitude. Farther away from the nucleus, the ordering is verified.

ii $\ell_P \gg r_{ge} v_{the}/u$ — Assuming an isothermal and spherically symmetric coma, the typical length scale of the electronic pressure gradient is $\ell_P = P_e / \partial_r P_e = r(n_{com} + n_{sw}) / 2n_{com} * r_{ge} = m_e v_{the} / (B e)$ is the electron gyroradius, $v_{the} = \sqrt{(2 e E_e / m_e)}$ is the electron thermal speed, with $E_e \sim 7.5 eV$ being the electron thermal

energy taken from Eriksson, A. I. et al. (2017). The thermal speed for both the solar wind electrons and the cometary electrons are of the same order of magnitude, which is greater than the average speed of each electron population. Similarly to the Hall term of the electric field, condition ii is not fulfilled at large heliocentric distances and close to the nucleus.

iii $\partial_{t'} \equiv 0$ — Dynamic phenomena are not modelled, and the system can only reach another state adiabatically, with changing upstream conditions.

iv $\mathbf{u}_{com} = \underline{\mathbf{u}}_{com}$ and $\mathbf{u}_{sw} = \underline{\mathbf{u}}_{sw}$ — This is one of the strongest assumptions made in the model, that actually allows one to consider protons as single particles: the trajectories can only be relevant if they are not crossing each other. In the flow presented in Fig. 4, as long as protons do not reach the caustic, neighbouring trajectories are never intersecting: only the density and the bulk velocity change, but the assumed beam distribution is not deformed. We note that this is still true on the caustic itself, where, by definition, all trajectories are aligned. However, immediately after the caustic, two beams of comparable density appear in velocity space. This is a very interesting situation that is not accounted for in the present model. After the caustic, the beam quickly loses density and its particles will experience electric and magnetic fields dictated by the ‘upstream’ beam: they will have a general gyromotion which is not modelled here.

v $\mathbf{B} \perp \mathbf{u}_{sw}$ — For an upstream magnetic field along the y -axis, the symmetry of the system guarantees this configuration everywhere in the plane ($y = 0$). The average Parker spiral angle will break this symmetry, and the two populations will have an additional drift along the y -axis. In a purely parallel case, $\mathbf{B} = B \hat{\mathbf{x}}$ and no solar wind deflection nor cometary ion acceleration can happen. At heliocentric distances above 1 au, \mathbf{B} becomes closer to 90° from the y -axis on average, and projected in the plane of interest we expect the dynamics to be qualitatively identical to the one depicted here-above.

vi $R_{ml} \ll \ell \ll R_d < R_i$ — In Sect. 3.5, we have found that $R_{ml} \sim 10^2$ km, $R_d \sim 10^6$ km and $R_i \sim 10^8$ km, verifying $R_{ml} \ll R_d < R_i$. For $r \sim R_d$ and beyond, the cometary ion density is already negligible compared to the solar wind density. We remind that only the ratio of the densities matters in the dynamics, and therefore the change of slope in the density profile at these scales barely has any impact on the solar wind dynamics.

vii $n_{com} \sim n_{new-born}$ — (Discussed with viii)

viii $\mathbf{u}_{com} \ll \mathbf{u}_{sw}$ — The observations presented by Nilsson et al. (2017) show that over the mission duration and as seen by the spacecraft, these two assumptions are sound. The flux of pick-up cometary ions is always two to three orders of magnitude above the flux of low-energy cometary ions, a difference that cannot be evened out by the difference of speeds (see also Fig. 5). The solar wind energy was also never close to the cold cometary ions’ energy.

ix $\underline{\mathbf{u}}_i = \xi_{sw} u_{\infty} \hat{\mathbf{x}}$ — This is actually inconsistent with the generalised gyromotion, as the ion bulk velocity is seen to change its direction (precisely the interest of the model). But as of now, this simplification seems necessary, and allows us to reduce the proton dynamics to the simple object of Eq. (19). We also mentioned that for most cometocentric distances, $\underline{\mathbf{u}}_i \sim \xi_{sw} \mathbf{u}_{sw}$, so as long as the deflection of the protons is not

too high, the resulting pile-up is relevantly modelled (within the limits of our description of the coma density).

In summary, different aspects of the flow in Fig. 4 are to be considered lightly, and these are:

- Trajectories of protons some time after they passed the caustic are non-physical (see iv). The local density is however only slightly disturbed.
- The magnetic pile-up will be affected in areas where protons have experienced significant deflection (see ix), typically the region downstream of the caustic, that is, the lower-left quadrant of the top graph in Fig. 4. For these two reasons, the solar wind ion cavity should most likely not be circular.
- In the region closest to the nucleus at large heliocentric distances, electrons and ions are expected to decouple and pressure gradients will be at work (see i and ii), which is not accounted for by the model.

Finally, the entire subject of waves and instabilities has been voluntarily neglected in the pursuit of simplicity, and it is believable that close to the nucleus and close to the Sun, these phenomena begin to play a major role. We refer to the work of Sauer et al. (1996), in which the authors study magneto-acoustic waves propagating transverse to the magnetic field in the frame of the bi-ion fluid theory, in a similar system (the artificial comet experiment conducted by the *AMPTE* mission).

4. Rosetta data & self-consistent models in the literature

We now have a 2D model to describe the velocity of individual solar wind protons around a comet. The dynamics is governed by a simple force acting on protons that is always perpendicular to their velocity and has an amplitude proportional to $1/r^2$. The resulting flow in Fig. 4 is highly asymmetric and is only scaled with varying heliocentric distances. We now briefly review a selection of studies and results that support the model, both from *in situ* data and from numerical simulations.

4.1. Rosetta

A force always orthogonal to the solar wind protons and proportional to $1/r^2$ in strength was initially proposed as an empirical model in Behar et al. (2017) to account for high solar wind deflection close to the nucleus together with very low deceleration, which eventually lead to the creation of a solar wind ion cavity. The ion cavity and the diamagnetic cavity observed at 67P/CG and reported by Goetz et al. (2016b,a) are different, the former being much larger than the latter. More detailed and physical differences are discussed by Sauer et al. (1994) and Behar et al. (2017). It was also pointed out that just before the expanding cavity passed the spacecraft position³, the deflection was focusing on a value of around 140° , with proton velocity distributions more stable for a time. This would correspond to the crossing of the caustic, at the vertical ($x = y = 0$ and $z > 0$ in the CSE frame, Fig. 3) of the nucleus.

The orbit of the spacecraft over the two years of active mission provided two opportunities to map the solar wind flow over an extended region. The first was a day-side excursion, which ended up being almost entirely within the solar wind ion cavity

³ The spacecraft can be considered as standing still, close to the nucleus.

and therefore of little interest here. During the second excursion, which was conducted at lower activity and in the night-side of the coma, the spacecraft reached distances up to almost 1000 km, and the solar wind was observed during the entire excursion. In Behar et al. (2018), it is shown that a combination of the spacecraft position and of the upstream electric field orientation results in the spacecraft being fairly close to the plane of the model ($y = 0$ in the CSE frame) during most of the excursion. Ion data present an excellent match with the modelled flow, especially in the $+z_{CSE}$ -hemisphere. The value of v_{ml} giving the best fit with the data is 0.01 s^{-1} (with all other parameters taken from other studies), surprisingly close to the value found above, $v_{ml} = 0.011 \text{ s}^{-1}$. We note that two independent methods based on different ion populations give the same value of v_{ml} .

Additionally, no significant deceleration in the night-side of the coma was seen to correlate with the deflection, itself observed from just a few degrees up to 70° . As described by Eq. (19) and by the overall mission analysis of Behar et al. (2017) and Nilsson et al. (2017), the solar wind mostly gives momentum to the coma, without significant loss of kinetic energy. The present work provides a physical explanation for this important observation, and shows under which assumptions the solar wind can indeed be deflected by any angle, with negligible loss of kinetic energy.

4.2. Numerical models

The analytical expressions of the generalised gyromotion were verified with the hybrid simulation results, found in Lidström (2017).

The solar wind deflection pattern and the corresponding caustic (an over-density structure in the solar wind) can be seen in the results of numerical simulations, in several publications. In the context of comet 67P/CG, this curved over-density in the solar wind can clearly be seen in the results of Wiehle et al. (2011) (Fig. 3-a), Koenders et al. (2016b) (Fig. 14-a), Koenders et al. (2016a) (Fig. 3-b), Behar et al. (2016a) (Fig. 6), and Deca et al. (2017) (Fig. 4-c). Many of these results also show the general deflection of the solar wind, in qualitative agreement with the present model.

Such an asymmetric density structure in the solar particle flow can also be spotted in the simulation of the plasma environment at other solar system bodies. A first example is the solar wind dynamics modelled by Delamere (2009) at Pluto; see their Fig. 4. There, for two neutral production rate cases, the flow is highly asymmetric and develops a similar structure along which proton trajectories intersect. An even more familiar result can be found in Kallio & Jarvinen (2012), with the simulation of the solar wind interaction with unmagnetised bodies like Mars or Venus. Figure 3 presents the effect of mass-loading on the solar wind, in a test run where the body has no physical extent, and newborn ions are created according to a $1/r^2$ law, with a total production rate of 10^{26} s^{-1} . This is virtually the same system as treated here, and therefore the strong agreement between the flow line of Fig. 3-b in Kallio & Jarvinen (2012) and the proton trajectories modelled here-above is natural.

However, all these results present only the bulk velocity of the flow, with the exception of Delamere (2009). This makes it impossible to judge how single particles behave in the structure itself. In Fig. 6, trajectories of single solar wind protons taken from a self-consistent numerical model are given as a first illus-

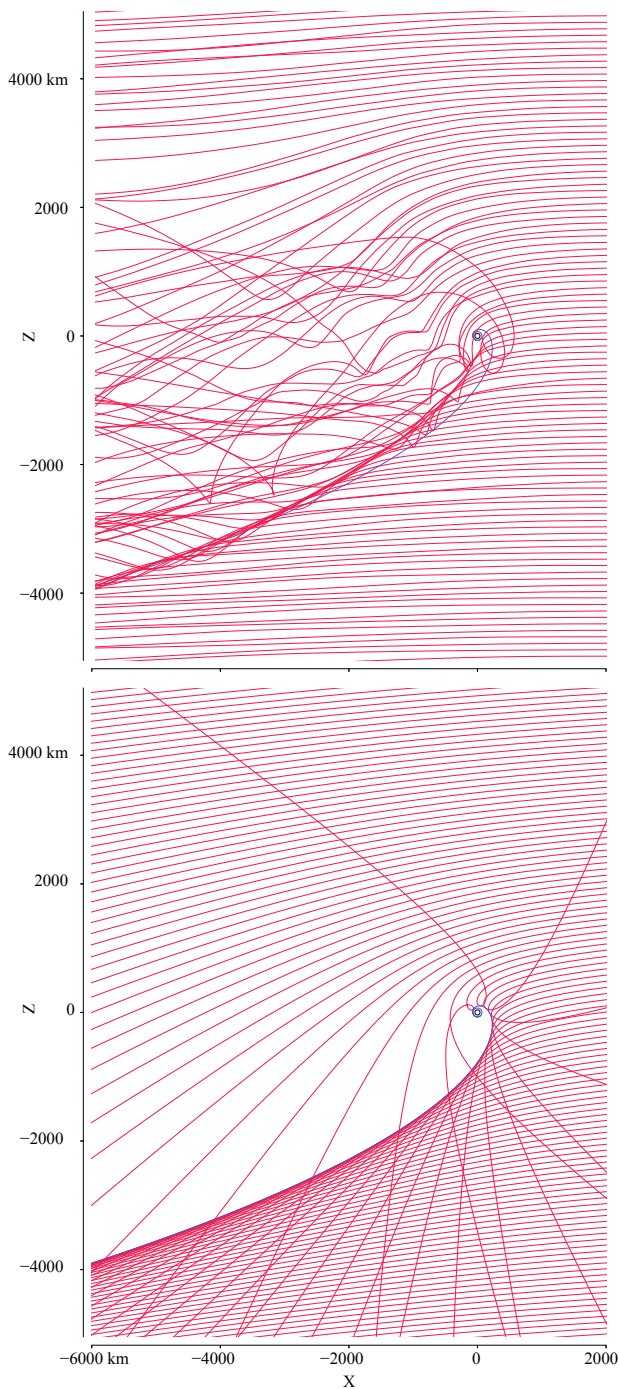


Fig. 6. Solar wind proton trajectories (red lines) simulated using hybrid FLASH, a self-consistent numerical model (upper panel) and the trajectories of the 2D semi-analytical model (lower panel). The theoretical position of the caustic is given by the blue line.

trative overview. The hybrid-FLASH model is a hybrid particle-in-cell solver⁴ developed by Holmström (2010, 2013), and used

⁴ Ions are treated as massive particles and electrons as a massless charge-neutralising fluid.

in the context of 67P/CG in Behar et al. (2016a) and Lindkvist et al. (2018). The model of the comet was purposefully kept simple, with a spherically symmetrical outgassing (Haser model), two ion populations (solar wind protons and cometary water ions), no charge exchange between neutral particles and ions, and in this particular simulation, \mathbf{B}_∞ is along the y -axis. The cell size is constant and equal to 50 km. The heliocentric distance is 2 au, the production rate is $Q = 7.52 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$, the ionisation rate is $\nu_i = 1.63 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$, and the speed of neutral molecules is 700 m/s. The upstream magnetic field of the solar wind is along the y -axis, $B = 2.53 \text{ nT}$, its upstream speed is $u_\infty = 430 \text{ km/s}$ and its upstream density is $n_\infty = 1.25 \text{ cm}^{-3}$.

The value of v_{ml} that gives the best match between the caustics, especially at large distances, is found to be $v_{ml} = 0.025 \text{ s}^{-1}$, which is larger than the previous experimental estimates. We find that similarly to in the semi-analytical model, proton trajectories are slowly deflected, and intersect each other in the $(-x, -z)$ quadrant, forming a caustic. Immediately after passing the caustic, the protons are now experiencing the electric field mostly dictated by the denser incoming beam, and therefore starts a more complex gyromotion not accounted for by the analytical model. These protons are accelerated upward and cross the caustic. In both the simulation and the analytical model, immediately below the caustic, the phase space distribution function of the solar wind protons presents two beams (which might be similar to the observations of two proton beams reported by Jones & Coates (1997) at comet Grigg-Skjellerup). One can also note that the presence of the pick-up ions, denser in the $+z$ hemisphere, can be seen in the locally higher deflection of the solar wind protons. We do not discuss the situation for cometocentric distances below 500 km, as with too few cells, one cannot properly resolve the smaller scales in this inner region, where charge exchange is also expected to play a role. A noteworthy observation is that in the simulation, the finite size of the box leads to an underestimation of the deflection, as can be seen at the boundary 2000 km upstream of the nucleus. This is due to an injection of solar wind protons at the upstream boundary with an initial velocity along the x -axis, whereas in the analytical model, protons have already experienced a significant deflection at this cometocentric distance. This issue is pointed out and quantified in Saillenfest et al. (2018) (*cf.* Sect. 3.2). It is also probably one of the reasons why the best-fit value of v_{ml} is larger here, since it must compensate for the distortion induced by the finite size of the simulation box.

Downstream of the caustic, the proton density drops in both panels, and accordingly to Eqs. (3) and (4), so does the electric field. In turn, the newborn cometary ions will be less accelerated than immediately upstream from the caustic, and will accumulate: the caustic shields the newborn cometary ions, and in turn a discontinuity in their density is expected to form along the caustic. This issue goes beyond the scope of this article, and is left for further studies.

Finally, the nature of this structure may now be discussed under a new light. Bagdonat & Motschmann (2002) describe the structure (the caustic in our description) as one side of an asymmetric Mach cone formed by the front wave of propagating density and magnetic field disturbances, induced by the obstacle – the newborn cometary ions in this case – in the incident flow. The complete asymmetry of the cone is however not further discussed. It is extremely interesting to note that the present model does not consider the super-magnetosonic character of the solar wind, nor does it propagate any type of disturbance. Based on this 2D approach, this asymmetric structure is not formed by a propagating perturbation, and therefore is not a Mach cone. Fur-

thermore, the cometary newborn ions are only indirectly the obstacle in this picture, as the over-density (the caustic) is formed purely by the geometry of the deflected flow. The solar wind is forming an obstacle to itself, an obstacle with a shape independent of the magnetosonic Mach number. Developing the model to a third dimension, comparing it more thoroughly to self-consistent numerical models, and studying the effect of the plasma pressure on this structure is however necessary to conclude on this topic.

5. Concluding remarks

We have shown how momentum and energy are transferred between two collisionless plasma beams for spatial scales that are large compared to the ion inertial length and in the case of negligible electron pressure gradients. This so-called generalised gyromotion applies to the most general, or arbitrary, 3D configuration of two plasma beams.

There are two possible ways to consider the exchange of energy between the solar wind and the coma. The first way states that at scales that are large compared to the gyroradius, and based on classical fluid concepts, there is necessarily a loss of kinetic energy in the solar wind. The second way considers individual particles of the solar wind, and the present model shows how and under which conditions and assumptions these particles do not lose kinetic energy, at zero order. However, part of the plasma is accelerated in this interaction (pick-up ions); therefore at a higher order, also the solar wind loses kinetic energy. We further note that translated into bulk properties, this model also displays a deceleration of the fluid.

In the plane of symmetry of the classical magnetic field draping at comets, the exchange of momentum through the fields between the solar wind and a comet atmosphere results in a very simple expression of the force applied to the protons: this force is perpendicular to their velocity, with an amplitude proportional to $1/r^2$. The solar particle flow is reduced to a peculiar and highly asymmetric pattern, exhibiting a caustic, which is also seen in numerical models. *In situ* data from the *Rosetta* mission show strong support to the semi-analytical model, in terms of deflection and speed, and with the observation of a solar wind ion cavity. We note that these results can be straightforwardly extended to solar wind alpha particles.

The cheapness of the model will allow for an extended and systematic comparison with *in situ* data, allowing us to distinguish how dominant the motional electric field is during a given activity level. The model may also point to previously unnoticed structures, such as the peculiar distribution function of the solar wind proton close to the caustic. Furthermore, the model should also greatly ease the understanding of complex mass-loaded solar wind kinetic simulations.

Finally, the validity of the model close to the nucleus is expected to crumble closer to the Sun, as a bow shock might form, at least for strong-enough cometary outgassing. There, waves and instabilities will provide additional ways to transfer energy and momentum, and these phenomena will most likely act to transform the described caustic into a bow shock, beyond the domain of validity of this model. Pinning down the conditions for which this transition happens, together with the micro-physics involved, is an obvious direction to explore. However, further out than the potential bow shock, at comets and at unmagnetised

bodies as well, the mass-loading is affecting the solar wind flow, and the present model remains relevant.

Acknowledgements. This work was supported by the Swedish National Space Board (SNSB) through grants 108/12, 112/13, 96/15 and 201/15. The work at LPC2E/CNRS was supported by ESEP, CNES and by ANR under the financial agreement ANR-15-CE31-0009-01. This work was supported in part by NASA's Solar System Exploration Research Virtual Institute (SSERVI): Institute for Modelling Plasmas, Atmosphere, and Cosmic Dust (IMPACT). Partial support is also acknowledged by Contract No. JPL-1502225 at the University of Colorado from Rosetta, which is an European Space Agency (ESA) mission with contributions from its member states and NASA. The hybrid solver is part of the openly available FLASH code and can be downloaded from <http://flash.uchicago.edu/> developed by the DOE NNSA-ASC OASCR Flash Center at the University of Chicago. The hybrid simulations were conducted using resources provided by the Swedish National Infrastructure for Computing (SNIC) at the High Performance Computing Center North (HPC2N), Umeå University, Sweden. Part of this work was inspired by discussions within International Teams 336: "Plasma Surface Interactions with Airless Bodies in Space and the Laboratory" and 402: "Plasma Environment of Comet 67P after Rosetta" at the International Space Science Institute, Bern, Switzerland.

References

- Alfvén, H. 1957, *Tellus*, IX, 92
- Bagdonat, T. & Motschmann, U. 2002, *Earth, Moon, and Planets*, 90, 305
- Behar, E., Lindkvist, J., Nilsson, H., et al. 2016a, *Astronomy & Astrophysics*, 596, A42
- Behar, E., Nilsson, H., Alho, M., Goetz, C., & Tsurutani, B. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, S396
- Behar, E., Nilsson, H., Henri, P., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, (submitted)
- Behar, E., Nilsson, H., Stenberg Wieser, G., et al. 2016b, *Geophysical Research Letters*, 43, 1411, 2015GL067436
- Behar, E., Tabone, B., & Nilsson, H. 2018 (Under revision), *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
- Biermann, L., Brosowski, B., & Schmidt, H. U. 1967, *Solar Physics*, 1, 254
- Coates, A. J. 2009, *AIP Conference Proceedings*, 1183, 121
- Cowley, S. W. H. 1987, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 323, 405
- Cravens, T. 2004, *Physics of Solar System Plasmas*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series (Cambridge)
- Crovisier, J. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 213, 459
- Deca, J., Divin, A., Henri, P., et al. 2017, *Phys. Rev. Lett.*, 118, 205101
- Delamere, P. A. 2009, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 114, n/a, a03220
- Edberg, N. J. T., Eriksson, A. I., Odelstad, E., et al. 2015, *Geophysical Research Letters*, 42, 4263, 2015GL064233
- Eriksson, A. I., Engelhardt, I. A. D., André, M., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 605, A15
- Goetz, C., Koenders, C., Hansen, K. C., et al. 2016a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, S459
- Goetz, C., Koenders, C., Richter, I., et al. 2016b, *Astronomy & Astrophysics*, 588, A24
- Gombosi, T. I. 2015, *Physics of Cometary Magnetospheres* (John Wiley & Sons, Inc), 169–188
- Graef, C. & Kusaka, S. 1938, *Journal of Mathematical Physics*, 17, 43
- Grewing, M., Praderie, F., & Reinhard, R., eds. 1988, *Exploration of Halley's Comet*, Vol. 10.1007/978-3-642-82971-0 (Springer)
- Hansen, K. C., Altwegg, K., Berthelier, J.-J., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, S491
- Hansen, K. C., Bagdonat, T., Motschmann, U., et al. 2007, *Space Science Reviews*, 128, 133
- Haser, L. 1957, *Bulletin de la Classe des Sciences de l'Académie Royale de Belgique*, 43, 740
- Holmström, M. 2010, in *Numerical Mathematics and Advanced Applications 2009: Proceedings of ENUMATH 2009, the 8th European Conference on Numerical Mathematics and Advanced Applications*, Uppsala, July 2009, ed. G. Kreiss, P. Lötstedt, A. Målqvist, & M. Neytcheva (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg), 451–458
- Holmström, M. 2013, *ASP Conference series*, 474, 202
- Johnstone, A., Coates, A., Kellock, S., et al. 1986, *Nature*, 321, 344
- Jones, G. & Coates, A. 1997, *Advances in Space Research*, 20, 271, planetary Ionospheres and Magnetospheres
- Kallio, E. & Jarvinen, R. 2012, *Earth, Planets and Space*, 64, 11
- Koenders, C., Goetz, C., Richter, I., Motschmann, U., & Glassmeier, K.-H. 2016a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, S235

- Koenders, C., Perschke, C., Goetz, C., et al. 2016b, *Astronomy & Astrophysics*, 594, A66
- Lidström, V. 2017, Master's thesis, Luleå University of Technology, Space Technology
- Lindkvist, J., Hamrin, M., Gunell, H., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, Submitted
- McComas, D., Allegrini, F., Bagenal, F., et al. 2008, *Space Science Reviews*, 140, 261
- Nilsson, H., Wieser, G. S., Behar, E., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, S252
- Odelstad, E., Stenberg-Wieser, G., Wieser, M., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, S568
- Saillenfest, M., Tabone, B., & Behar, E. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, submitted
- Sauer, K., Bogdanov, A., & Baumgärtel, K. 1994, *Geophysical Research Letters*, 21, 2255
- Sauer, K., Bogdanov, A., Baumgärtel, K., & Dubinin, E. 1996, *Physica Scripta*, 1996, 111
- Shaikhislamov, I. F., Posukh, V. G., Melekhov, A. V., et al. 2015, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 57, 075007
- Störmer, C. 1930, *Zeitschrift für Astrophysik*, 1, 237
- Valentini, F., Trávníček, P., Califano, F., Hellinger, P., & Mangeney, A. 2007, *Journal of Computational Physics*, 225, 753
- Wiehle, S., Motschmann, U., Gortsas, N., et al. 2011, *Advances in Space Research*, 48, 1108

Solar wind dynamics around a comet

The paradigmatic inverse-square-law model

M. Saillenfest¹, B. Tabone², E. Behar^{3,4}

¹ IMCCE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, LAL, Université de Lille, 75014 Paris, France

² LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, 75014 Paris, France

³ Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden

⁴ Luleå University of Technology, Department of Computer Science, Electrical and Space Engineering, Kiruna, Sweden
e-mail: melaine.saillenfest@obspm.fr

Received 01 February 2018; Accepted 22 May 2018

ABSTRACT

Aims. Observations of solar protons near comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (67P) by the *Rosetta* spacecraft can be modelled by the planar motion in an effective magnetic field proportional to $1/r^2$. We aim to provide a thorough study of such dynamics, with a clear description of the behaviour of an incoming flux of particles. We will be able, then, to calibrate the free parameters of the model to *Rosetta* observations.

Methods. Basic tools of dynamical analysis are used. They lead to a definition of the relevant parameters for the system and a classification of the possible types of trajectories. Using the so-obtained formalism, the structures formed by a flux of particles coming from infinity can be studied.

Results. All the trajectories are parametrised by two characteristic radii, r_E and r_C , derived from first integrals. There are three different types of motion possible divided by a separatrix corresponding to $r_E = r_C$. An analytical expression of the trajectories, defined by an integral, is developed. Using this formalism, the application to a flux of particles coming from infinity (modelling the incident solar wind) gives one free parameter only, the radius r_E , which scales the problem. A circular cavity of radius $0.28 r_E$ is created, as well as an overdensity curve (analogous to a caustic in optics). At each observation time, r_E can be calibrated to *Rosetta* plasma measurements, giving a qualitative understanding of the solar particle dynamics (incoming direction, cavity and density map). We also deduce that, in order to properly capture the essence of the dynamics, numerical simulations of the solar wind around a comet must use simulation boxes much larger than r_E and grids much finer than r_E .

Key words. solar wind – coma – magnetic field

1. Introduction

Plasma instruments on board the *Rosetta* mission have provided invaluable information about the dynamics of solar and cometary ions in a comet neighbourhood (comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, or 67P). For the first time, these dynamics were followed as the comet nucleus activity was evolving, from more than 3.8 astronomical units (au) to its perihelion at 1.2 au. Because of the lower production rate of 67P’s nucleus together with these large heliocentric distances, the interaction between the solar wind and the cometary atmosphere (coma), was fundamentally different from what was previously observed at more active comets closer to the Sun (comet Halley or comet Giacobini-Zinner: Grewing et al. 1988; Cowley 1987). Because the gyration scale of the cometary ions is larger than the interaction region, the classical fluid treatment of the plasmas does not apply at 67P, and a kinetic description of the interaction is necessary. In Behar et al. (2018b) the terms “fluid comet” and “kinetic comet” were introduced to separate these two different regimes. As of now, only self-consistent numerical models have tackled the interaction between the so-

lar wind and the coma of a “kinetic” comet (Bagdonat & Motschmann 2002; Hansen et al. 2007; Rubin et al. 2014b; Koenders et al. 2016a,b; Behar et al. 2016; Deca et al. 2017; Huang et al. 2018). All these models result in a highly asymmetric plasma environment, in contrast with the classical symmetric picture obtained for more active comets closer to the Sun (Rubin et al. 2014a).

In the context of comet 67P and based on in-situ data, Behar et al. (2017) recently showed that a cavity completely free of solar particles is created around the comet’s nucleus, surrounded by a region where they are focused in a specific direction. Moreover, the measured velocity of the solar protons is almost constant in norm throughout the mission, indicating that they are deflected without significant loss of energy. Remarkably, the main plasma observations are very well reproduced by a simple inverse-square-law “effective magnetic field” applied to the incoming flux of solar protons. Using this model, the density and velocity profiles become natural geometrical effects, also in qualitative agreement with numerical simulations (Behar et al. 2016, 2017). Due to the striking success of this empirical approach, it became necessary to outline the intrinsic properties of this

force field: this will allow us to state clearly what it would imply for the dynamics of solar wind protons, and hopefully to link the observables to physical quantities.

The aim of this paper is to provide a full characterisation of the planar dynamics of charged particles in a magnetic field proportional to $1/r^2$. This way, the appropriate formalism will be available for further applications to the *Rosetta* mission or any analogous physical modelling. In particular, the behaviour of an incoming flux of charged particles in a $1/r^2$ magnetic field has only been explored by numerical means so far, and its precise characteristics are still missing. Consequently, this paper is mainly devoted to dynamical aspects, and we will only hint at the physical considerations regarding its application to comets. Crucial discussions about the nature of this force and comparisons to self-consistent physical models of comet 67P are presented in companion papers (Behar et al. 2018b,a).

The planar dynamics in an inverse-cube-law magnetic field has been thoroughly studied by physicists because it describes the motion of charged particles in the equatorial plane of a magnetic dipole (e.g. Störmer 1907, 1930; Graef & Kusaka 1938; Lifshitz 1942; de Vogelaere 1950; Avrett 1962). The interest for such dynamics was greatly enhanced by its direct applications to the geomagnetic field. Unbounded and bounded solutions exist and trapped particles are indeed observed around the Earth (Williams 1971). The deflection of an incoming flux of particles seems to produce similar structures as for an inverse-square law (compare Fig. 1 by Shaikhislamov et al. 2015 with Fig. 3 by Behar et al. 2017). Besides, complex plasma interactions in other physical contexts could possibly be modelled as well by such simple laws. A comparative study of the different powers of $1/r$ would thus be also valuable.

This paper is organised as follows: Section 2 presents a general study of the inverse-square-law magnetic field. After having summarised the model developed by Behar et al. (2018b), we define the different types of possible orbits, outline their properties, and give for them an analytical expression defined by an integral. In Sect. 3, we apply this formalism to an incoming flux of particles, similar to the solar protons. The properties of the cavity and of the overdensity region reported by Behar et al. (2017) are fully characterised. Then, Sect. 4 presents order-of-magnitude estimates of the characteristic quantities of the model calibrated on the plasma observations realised by the *Rosetta* spacecraft.

Additionally, the comparison of dynamics produced by magnetic fields proportional to an arbitrary power of $1/r$ is given in Appendix B: it could serve as reference when dealing with analogous problems.

2. General study of the dynamics

2.1. The inverse-square law for solar protons around comets

The analytical model introduced by Behar et al. (2018b) is built from three sub-models. We outline here their main characteristics (readers mainly interested in dynamical aspects can safely go to Sect. 2.2).

Steady state is always assumed, implying that the change of heliocentric distance of the comet is slow enough to be considered as an adiabatic process. The first sub-model is a description of the ionised coma and its density distribution. The cometary atmosphere is assumed to have

a spherical symmetry: the neutral elements are produced at a rate Q and expand radially in all directions with constant velocity u_0 . The cometary ions are created from these neutral elements with a rate ν_i (mainly by photo-ionisation and electron-impact ionisation). They initially have the radial velocity u_0 , but they are accelerated by the local electric and magnetic fields and lost from the system. This is taken into account by a “destruction” rate ν_{ml} (where ml stands for mass loading). Therefore, in the regime of the system under study, the local density of cometary ions can be written as

$$n_{com} = \frac{\nu_i}{\nu_{ml}} \frac{Q}{4\pi u_0 R^2}, \quad (1)$$

where R is the radial distance from the nucleus (see Behar et al. 2018b, for details). In this description, the ionised component of the coma is essentially made of the slow, new-born cometary ions, which are steadily created and lost. The second sub-model is a description of the magnetic field piling up due to the local decrease in the average velocity of the electrons (as slow new-born ions are added to the flow). The magnetic field \mathbf{B} is considered frozen in the electron fluid, the latter coming from infinity on parallel trajectories. The third sub-model is a description of the electric field, which is reduced to its main component, the so-called motional electric field,

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

where \mathbf{u}_i is the average velocity of all charges carried by solar and cometary ions. Considering only the Lorentz force, this results in a generalised gyromotion for both populations, where the two gyroradii depend strongly on the density ratio. This generalised gyromotion is the core of the model, giving a mechanism through which energy and momentum are transferred from one population to the other. For simplicity, we finally consider that the cometary particles are mainly composed of water, resulting in the same charge $+e$ for the cometary (H_2O^+) and solar wind (H^+) ions. Putting all things together, the force applied to the solar protons is

$$m \ddot{\mathbf{x}} = e \frac{n_{com}}{n_{sw}} \dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B}_\infty. \quad (3)$$

In this expression, \mathbf{x} is the position vector of the proton, m is its mass, and the dot means time derivative. The magnetic field \mathbf{B}_∞ is the one carried by the solar wind before its encounter with the comet, and n_{sw} is the average density of solar wind protons. Injecting the expression of n_{com} from Eq. (1), we finally get an inverse-square law like the one studied in the rest of this article.

It should be noted that the force applied here to solar wind protons is not a magnetic field as such, but it behaves like one. Hence, even if we speak generically of “magnetic field” throughout this article, the reader should understand “effective magnetic field” to mean a vector field behaving as a magnetic field but possibly produced as a result of more complex interactions. In our case, the relevant dynamics takes place in a plane, written (x, y) in the following. In the comet-Sun-electric frame (CSE) used by Behar et al. (2017), this plane contains the comet, the Sun, and the electric field vector produced by the incoming solar wind.¹

¹ The axes in the plane of motion are labelled (x, z) in Behar et al. (2017, 2018b), which is the traditional convention used in

During its operating phase around comet 67P, the *Rosetta* spacecraft was not far from this plane (since it was not far from the comet itself). In other contexts, the (x, y) plane used here could be the equatorial plane of some source of magnetic field.

2.2. Equations of motion

A particle of mass m , charge q , and position $\mathbf{x} = (x, y, z)^T$ is subject to a magnetic field of the form

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{\alpha}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \text{where } \alpha \in \mathbb{R}. \quad (4)$$

From the classical Lorentz force, the equations of motion are $m \ddot{\mathbf{x}} = q \dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B}(\mathbf{x})$, that is,

$$\begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{pmatrix} = \frac{k}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} \dot{y} \\ -\dot{x} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \text{where } k = \frac{\alpha q}{m} \in \mathbb{R}, \quad (5)$$

in which the constant k has the dimension of length time velocity and the dot means derivative with respect to the time t . From Eq. (5), the vertical velocity is constant and imposed by the initial conditions. We are interested here in the dynamics in the (x, y) plane. Let us introduce the polar coordinates (r, θ) . The equations of motion rewrite² as

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = \frac{k}{r}\dot{\theta} \quad (6)$$

$$r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} = -\frac{k}{r^2}\dot{r}. \quad (7)$$

Since the force is always perpendicular to the velocity vector, its norm is constant (conservation of the total energy E). This leads to the first integral

$$v = \sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2}, \quad (8)$$

equal to the norm of the velocity projected in the (x, y) plane. Moreover, Eq. (7) is directly integrable:

$$\frac{d(r^2\dot{\theta})}{dt} = -k \frac{d \ln(r/r_*)}{dt}, \quad (9)$$

where the arbitrary constant r_* is added for dimensionality reasons. This leads to a second first integral,

$$c = r^2\dot{\theta} + k \ln(r/r_*) = \text{const}. \quad (10)$$

It can be thought as the conservation of a generalised angular momentum, coming from the symmetry of rotation around the z -axis.

solar wind studies (the effective magnetic field is thus oriented along the y axis). We think that the notation (x, y) is more appropriate for the present paper, focussed on dynamics only. This should not be too confusing for the reader.

² We get here the same equations as Graef & Kusaka (1938). This comes from a mistake in their paper: they begin with the equations of a $1/r^2$ field; they introduce the conserved quantities of a $1/r^3$ field; they write down equations mixing both types of fields, and eventually, they study the $1/r^3$ one for the rest of the paper. Since they deal with the motion in the equatorial plane of a magnetic dipole, $1/r^3$ is the correct field to use.

From dimensionality arguments, the conservation of v makes a characteristic length and a characteristic frequency of the system appear:

$$r_E = \frac{|k|}{v} \quad ; \quad \omega_E = -\frac{k}{r_E^2} = -\frac{v^2}{k}. \quad (11)$$

In the same way, the generalised angular momentum c can be turned into the characteristic length

$$r_C = r_* \exp(c/k + 1) = r \exp(r^2\dot{\theta}/k + 1). \quad (12)$$

As we will see, the dynamics of the particle is entirely contained inside the independent constants r_C and r_E . Their physical meaning will appear later.

Similarly to Störmer (1930), it is convenient at this point to use the normalised quantities

$$\rho = r/r_E \quad ; \quad d\tau = \omega_E dt. \quad (13)$$

We note that if $k > 0$, the direction of time is reversed. In the new coordinates, the equations of motion (6-7) become

$$\rho\ddot{\rho} - \rho^2\dot{\theta}^2 = -\dot{\theta} \quad (14)$$

$$\rho^2\ddot{\theta} + 2\rho\dot{\rho}\dot{\theta} = \frac{\dot{\rho}}{\rho}, \quad (15)$$

where this time the dot means derivative with respect to the normalised time τ (this double use of the dot should not be confusing for the reader, since t is only used with the dimensional r coordinate, while τ is only used with the dimensionless ρ coordinate). Equations (14-15) are equivalent to:

$$\dot{\rho}^2 + \rho^2\dot{\theta}^2 = 1 \quad (16)$$

$$\rho_C = \rho \exp(-\rho^2\dot{\theta} + 1), \quad (17)$$

coming respectively from the energy and the generalised angular momentum (we have in particular $\rho_C = r_C/r_E$).

2.3. Geometry of the trajectories

Introducing ρ_C (Eq. 17) into the energy expression (Eq. 16), we get

$$\dot{\rho}^2 + U(\rho) = 1 \quad \text{with} \quad U(\rho) = \left(\frac{\ln(\rho/\rho_0)}{\rho} \right)^2, \quad (18)$$

where we define

$$\rho_0 \equiv \rho_C \exp(-1). \quad (19)$$

We will see below that both ρ_0 and ρ_C have a precise dynamical meaning. Since they are directly proportional, the problem can be indifferently parametrised by one or the other. For simplicity, we will consider either ρ_0 or ρ_C in the following, according to the dynamical feature under discussion.

The function U can be interpreted as an effective potential, which counterbalances the kinetic term at all times. Its general form gives directly the values of ρ allowed as a

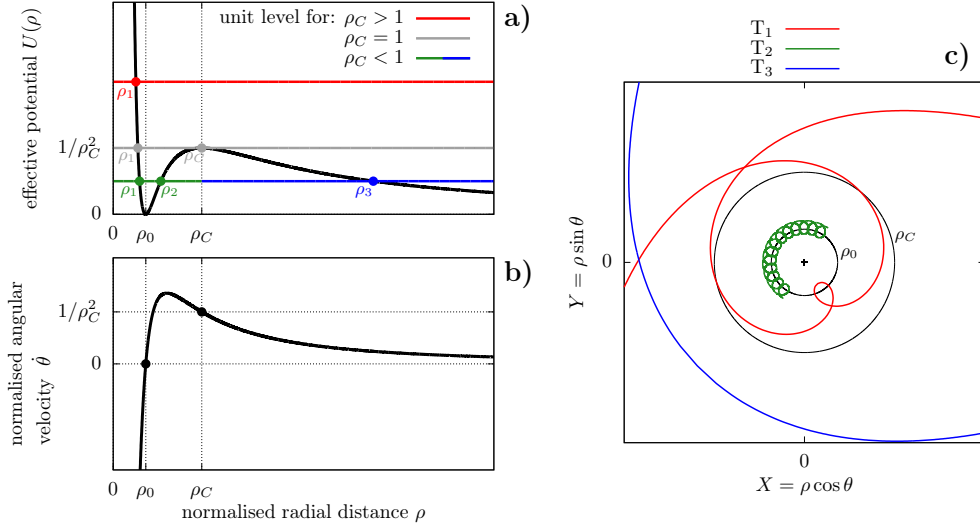


Fig. 1. **a)** Effective potential as a function of ρ . Changing the value of parameter ρ_C is equivalent to rescaling the axes. The unit level on the vertical axis gives the intervals of ρ allowed for the particle, such that $U(\rho) < 1$. These intervals are delimited by ρ_1 , ρ_2 , and ρ_3 , given at Eq. (22). **b)** Angular velocity as a function of ρ . **c)** Examples of trajectories for three orbit types, obtained by using the expression from Eq. (26) with parameters $\rho_C = (1.01, 0.5, 0.9)$ for (red, green, blue). The axes are rescaled such that ρ_C appears the same, as in graph **a**.

function of the parameter ρ_C (Fig. 1a). Noting $\{T_i\}$ the different types of trajectories, we have³

$$\begin{aligned}
 &\rho_C > 1 \\
 &\quad T_1 : \text{unbounded orbit } (\rho \geq \rho_1) \\
 &\rho_C < 1 \\
 &\quad \begin{cases} T_2 : \text{bounded orbit } (\rho_1 \leq \rho \leq \rho_2) \\ T_3 : \text{unbounded orbit } (\rho \geq \rho_3) \end{cases} \\
 &\rho_C = 1 \\
 &\quad \begin{cases} T_2^* : \text{asymptotic bounded orbit } (\rho_1 \leq \rho \leq \rho_C) \\ T_3^* : \text{asymptotic unbounded orbit } (\rho \geq \rho_C) \\ T^* : \text{circular unstable orbit } (\rho = \rho_C). \end{cases}
 \end{aligned} \tag{20}$$

We note that ρ_2 and ρ_3 are only defined if $\rho_C < 1$. Figure B.2 in the Appendix provides details of the phase portrait of the system, where the different types of trajectories can be easily identified (graph $n = 2$). The extreme values of ρ reachable by the particle (i.e. $\dot{\rho} = 0$) can be obtained from Eq. (18) by solving the equation $U(\rho) = 1$. This equation can be rewritten as

$$\rho \exp(\pm \rho) = \rho_0. \tag{21}$$

The extreme values of ρ reachable by the particle in the different cases are thus

$$\rho_1 = W_0(\rho_0) ; \quad \rho_2 = -W_0(-\rho_0) ; \quad \rho_3 = -W_{-1}(-\rho_0), \tag{22}$$

where W_0 and W_{-1} are the Lambert functions. In accordance with Eq. (20), ρ_2 and ρ_3 are only defined if $\rho_0 < \exp(-1)$, that is, $\rho_C < 1$.

³ In dimensional coordinates, the three cases correspond to $r_C > r_E$, $r_C < r_E$, and $r_C = r_E$.

On the other hand, the conservation of ρ_C (Eq. 17) allows us to write the angular velocity as a function of ρ only (Fig. 1b). The stable equilibrium point at $\rho = \rho_0$ corresponds to $v = 0$ (motionless particle), and the unstable equilibrium point at $\rho = \rho_C$ corresponds to a circular orbit with constant angular velocity. Whatever the trajectory, the angular velocity vanishes at $\rho = \rho_0$ and changes sign. The inner part of T_1 trajectories shows thus a unique loop away from the origin, whereas T_2 trajectories continuously rotate around the radius ρ_0 . On the contrary, T_3 trajectories always rotate in the same direction around the origin (see Fig. 1c for some examples).

A parametric expression of the trajectories can be easily obtained from the first integrals. Indeed, from Eqs. (17) and (18) we get

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}^2 &= \left(\frac{d\rho}{d\theta} \dot{\theta} \right)^2 = \left(\frac{d\rho}{d\theta} \frac{\ln(\rho/\rho_0)}{\rho^2} \right)^2 = 1 - \left(\frac{\ln(\rho/\rho_0)}{\rho} \right)^2 \\
 \iff d\theta^2 &= \frac{\ln^2(\rho/\rho_0)}{\rho^4 - \rho^2 \ln^2(\rho/\rho_0)} d\rho^2,
 \end{aligned} \tag{23}$$

which gives

$$\theta(\rho) = \theta_i \pm \int_{\rho_i}^{\rho} \varphi(\rho') d\rho', \tag{24}$$

with

$$\varphi(\rho) = \frac{\ln(\rho/\rho_0)}{\rho \sqrt{\rho^2 - \ln^2(\rho/\rho_0)}}, \tag{25}$$

in which the initial conditions are written (ρ_i, θ_i) . One can note that the integrand is singular in the extrema of ρ (Eq. 22), but the integral itself is always convergent (except

for $\rho_C = 1$, since in this case the particle makes an infinite number of loops before eventually reaching $\rho = \rho_C$. The \pm sign in Eq. (24) stands for the branches approaching ($-$) and leaving ($+$) the minimum radius. This definition by parts can be avoided by parametrising the trajectories by a parameter $s \in \mathbb{R}$. A possible parametrisation $(\theta(s), \rho(s))$ of the three types of non-singular trajectories is given by

$$\theta(s) = \theta_i + \int_{s_i}^s \varphi(\rho(s')) ds' \quad (26)$$

and

$$\begin{cases} \text{T}_1: \rho(s) = \rho_1 + |s| \\ \text{T}_2: \rho(s) = \rho_1 + |(s - \Delta) \bmod 2\Delta - \Delta| \\ \text{T}_3: \rho(s) = \rho_3 + |s|, \end{cases}$$

where $\Delta = \rho_2 - \rho_1$. With this parametrisation, $s(\tau)$ increases with τ and $\rho(s)$ is minimum at $s = 0$.

2.4. Time information

By expressing the term $\rho^2 \dot{\theta}^2$ from the energy constant (Eq. 16) and by injecting it in the first equation of motion (Eq. 14), we get

$$\rho \ddot{\rho} + \dot{\rho}^2 - 1 = -\dot{\theta}, \quad (27)$$

which can be directly integrated to give

$$\theta(\tau) = \tau - \rho \dot{\rho} + \text{const}. \quad (28)$$

The polar angle is thus composed of a linear part plus a term proportional to $\dot{\rho}$. The physical meaning of the frequency ω_E (Eq. 11) is now clear: it is the drift angular velocity of every particle. This is of particular interest for bounded trajectories. Indeed, they are quasi-periodic, with two proper frequencies: the ‘‘drift’’ frequency (rotation around the origin) and the ‘‘loop’’ frequency (small loop around the ρ_0 radius). Since $\dot{\rho}$ vanishes at the extreme values of ρ (Eq. 22), the period T_C of the loops is

$$\frac{1}{2} T_C = \tau(\rho_2) - \tau(\rho_1) = \theta(\rho_2) - \theta(\rho_1), \quad (29)$$

while the period of the overall rotation around the origin is simply $T_E = 2\pi$ (that is $2\pi/\omega_E$ in dimensional coordinates). Bounded trajectories represented in a frame rotating with τ consist thus only in the small loop around ρ_0 . Periodic orbits are produced when the fraction T_C/T_E is a rational number. Figure 2 shows the behaviour of T_C/T_E as a function of the parameter ρ_C , along with some examples of periodic trajectories. We note that the two frequencies tends to be equal at ρ_C , that is, for the circular unstable trajectory (for which $\dot{\rho} = 0$ at all time).

More generally, Eq. (28) can be used to express the time as a function of ρ just like θ in Eq. (24). Expressing $\rho \dot{\rho}$ from Eq. (18), we get

$$\tau(\rho) - \tau_i = \theta(\rho) - \theta_i \pm \left(\sqrt{\rho^2 - \ln^2(\rho/\rho_0)} - \sqrt{\rho_i^2 - \ln^2(\rho_i/\rho_0)} \right), \quad (30)$$

where \pm means ($-$) when the particle gets closer to the origin, and ($+$) when it goes back. As before, a parameter $s \in \mathbb{R}$ can be used to avoid this double definition:

$$\tau(s) = \tau_i + \int_{s_i}^s \phi(\rho(s')) ds', \quad (31)$$

with

$$\phi(\rho) = \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 - \ln^2(\rho/\rho_0)}}. \quad (32)$$

This equation could have been obtained also directly from the energy constant (see Appendix B). It can be added among the parametrisation given by Eq. (26) in order to compute the time at every position. From Eq. (30), one can note that in order to compute θ and τ at a given value of s , it is enough to compute only one integral.

3. Application to an incoming flux of particles

Our first motivation for studying the inverse-square-law magnetic field is the deflection of solar wind protons as a result of their interactions with a cometary-type atmosphere. At very large distances from the comet, they can be considered as following parallel trajectories. In this section, we thus consider a permanent flux of particles initially evolving on parallel trajectories. As before, the z -component of the dynamics is trivial. We choose the orientation of the reference frame such that the initial velocity of the particles projected in the (x, y) plane is along the x -axis ($\dot{x}_i = -v$ with $v > 0$). At the position $x_i = d$, the magnetic field from Eq. (4) is activated. We aim to determine how the particles are distributed in the plane (x, y) in the permanent regime, and in particular when $d \rightarrow \infty$. For finite d distances, as we will consider in a first step, one can think of a continuous source of particles with the shape of a vertical infinite ‘‘wall’’.

A similar setup was studied numerically by Shaikhislamov et al. (2015) in a dipole $1/r^3$ field, but with the addition of a magnetopause (the particles were launched from a curved line instead of a fixed horizontal distance). As we will see, the two situations create similar features.

3.1. The cavity

Since the particles have all the same velocity v , they have the same characteristic radius r_E and drift frequency ω_E given by Eq. (11). We are thus able to use the normalised variables $\rho = r/r_E$ and $\tau = \omega_E t$ (same as previous section) in order to describe their motions in a common way. However, the characteristic radius ρ_C of each particle is a function of its initial position along the Oy axis. Using the normalised coordinates $Y_i = y_i/r_E$ and $D = d/r_E$, we get from Eq. (17)

$$\rho_C(Y_i) = \sqrt{D^2 + Y_i^2} \exp(\text{sgn}(k) Y_i + 1), \quad (33)$$

and thus $\rho_0(Y_i) \equiv \rho_C(Y_i) \exp(-1)$. The problem is about determining the different types of orbits followed by the particles as a function of D and of their initial position Y_i . In the following, we suppose that k is positive.⁴ First of all, we note that

$$\lim_{Y_i \rightarrow -\infty} \rho_C(Y_i) = 0 \quad \text{and} \quad \lim_{Y_i \rightarrow +\infty} \rho_C(Y_i) = \infty. \quad (34)$$

The particles have thus all the possible values of ρ_C , including the critical one $\rho_C = 1$ (Eq. 20). Let us write

$$D_{\text{lim}} = \frac{1}{2}, \quad (35)$$

⁴ Since $\rho_C(Y_i)|_{-k} = \rho_C(-Y_i)|_k$, it is enough to study the case $k > 0$. The case $k < 0$ is obtained by mirror symmetry $Y_i \rightarrow -Y_i$.

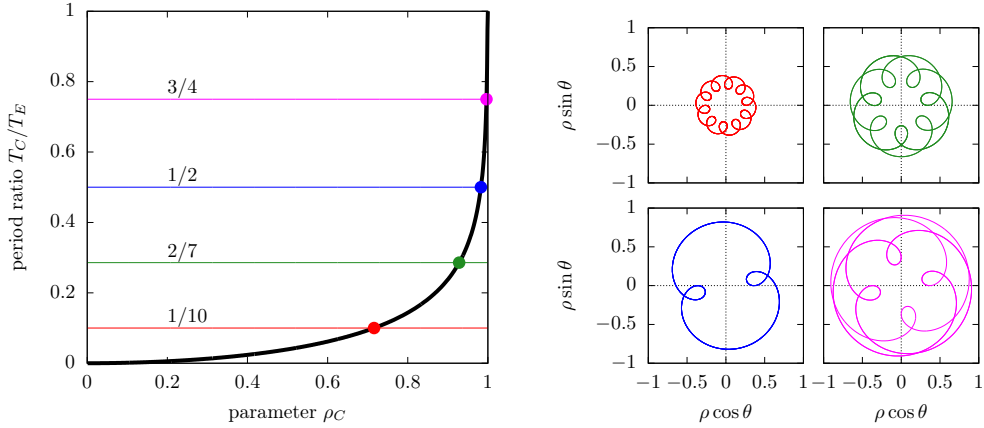


Fig. 2. Left: Ratio of periods T_C/T_E as a function of the parameter ρ_C , computed from Eq. (29). Some examples of rational values, corresponding to periodic orbits, are plotted as horizontal lines. Right: Same periodic orbits plotted in the physical plane. The corresponding parameter ρ_C was obtained by a Newton method applied to Eq. (29).

the limiting distance above which $\rho_C(Y_i)$ is monotonous. For $D > D_{\text{lim}}$, there is thus only one trajectory with $\rho_C = 1$ among the initial positions Y_i . For $D < D_{\text{lim}}$, on the contrary, $\rho_C(Y_i)$ has a local maximum (larger than 1) and a local minimum. It is straightforward to show that there is a critical distance,

$$D_{\text{crit}} = \frac{1}{2} \sqrt{-W_0(-2 \exp[-2]) (W_0(-2 \exp[-2]) + 2)} \quad (36)$$

$$= 0.4023711712747059\dots,$$

such that if $D < D_{\text{crit}}$, the local minimum of $\rho_C(Y_i)$ is smaller than 1. This produces two other critical trajectories with $\rho_C = 1$ (or only one in the limiting case $D = D_{\text{crit}}$). In Appendix A, Fig. A.1 shows the behaviour of all the characteristic lengths as a function of D , where the meaning of D_{lim} and D_{crit} is obvious. As a summary, the types of orbits followed by the particles are colour-coded in Fig. 3 as a function of their initial position. Trajectories of types T_2 and T_3 can be distinguished by considering their initial radius $\rho_i = \sqrt{D^2 + Y_i^2}$, which should be smaller or larger than 1, respectively (since $\rho_2 < 1$ and $\rho_3 > 1$).

In order to determine the distribution of the particles in the plane, useful information is given by the extreme radii reached by the particles. Each of them can be expressed in terms of D and Y_i by using Eqs. (22) and (33). For a fixed distance D , the minimum radius reached by the whole flux of particles is given by the minimum of $\rho_1(Y_i)$ over the T_1 and T_2 sets of orbits (red and green regions of Fig. 3). For $D > D_{\text{crit}}$, it corresponds to the inner loop of the asymptotic trajectory, that is, at the very limit between the red and blue zones of Fig. 3. On the contrary, for $D < D_{\text{crit}}$, the minimum value of ρ_1 is reached in the T_2 zone. The value of the minimum is

$$\rho_{\text{cav}} = \begin{cases} W_0(\sqrt{\gamma} \exp(-\gamma)) & \text{for } D \leq D_{\text{crit}} \\ W_0(\exp[-1]) = 0.278464542761\dots & \text{for } D \geq D_{\text{crit}} \end{cases} \quad (37)$$

where $\gamma = \frac{1}{2}(1 - \sqrt{1 - 4D^2})$. Interestingly, for $D \geq D_{\text{crit}}$, the value of ρ_{cav} is independent of the starting distance

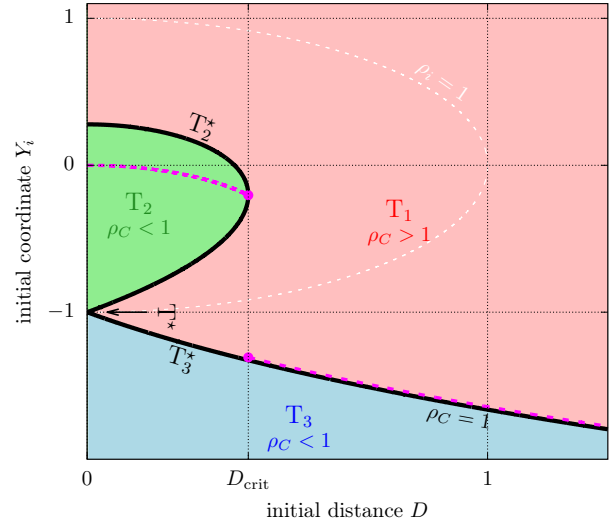


Fig. 3. Type of orbit followed by a particle as a function of its initial position (D, Y_i) . The regions are coloured according to the value of $\rho_C(D, Y_i)$, and the level $\rho_C = 1$ is represented by the black line. The types of orbits are labelled as in Eq. (20). The magenta dashed line shows the initial position of the trajectory reaching the minimum radius over the whole vertical line. For $D < D_{\text{crit}}$, it is a trajectory of type T_2 . For $D > D_{\text{crit}}$, it is a trajectory of type T_1 but infinitely close to the $\rho_C = 1$ curve (see text).

D . Moreover, we note that whatever the value of $D > 0$, the minimum distance ρ_{cav} is never zero. This implies that among the whole flux of particles, none reaches the origin. In other words, the magnetic field naturally creates a cavity around the origin, devoid of any particle. The shape of this cavity can be inferred as follows:

- For $D < D_{\text{crit}}$, the minimal radius is reached by a bounded orbit of type T_2 . Hence, particles following this orbit come back periodically in ρ_{cav} and spread at all θ values (if we exclude periodic orbits as in Fig. 2). The cavity in the permanent regime is thus circular.

- For $D \geq D_{\text{crit}}$, the minimal radius is reached by an unbounded orbit of type T_1 for which $\rho_C \rightarrow 1$. We note that a particle following the exact critical trajectory ($\rho_C = 1$) never reaches the minimum radius, because it would have to pass through the asymptotic circular orbit (around which it circles infinitely, see Fig. 1a). However, particles starting from a position Y_i slightly larger than the critical one do reach their minimal radii (though slightly larger than ρ_{cav}) in a finite time. Moreover, these “neighbour” trajectories reach the latter with a different phase θ : the so-formed cavity is thus (asymptotically) circular with radius ρ_{cav} .

Some examples of trajectories are presented in Appendix A (Figs. A.2 and A.3), showing the formation of the cavity in the two regimes. We insist on the fact that it is circular in both cases, contrary to what was primarily suggested by Behar et al. (2017). As we will see in the next section, the fact that it could seem elongated in the case $D > D_{\text{crit}}$ comes from important contrasts in particle densities.

In the case of solar wind protons deflected around an active comet, the starting distance can be considered as infinite ($D \gg D_{\text{crit}}$). Hence, we need to verify that the trajectories produced by this simple model of the solar wind have a well-defined limit when $D \rightarrow \infty$. The function $\rho_C(Y_i)$ presented in Eq. (33) being monotonous whenever $D > D_{\text{lim}}$ (Eq. 35) and spanning all the possible values (as shown by Eq. 34), the particles can be indifferently parametrised by their initial condition Y_i or by their characteristic radius ρ_C . For a fixed value of ρ_C , the ratio Y_i/D tends to 0 when $D \rightarrow \infty$. This means that the initial angle θ of particles coming from infinity is 0. From Eq. (26), the expression of the trajectories is thus

$$\theta(s) = \int_{+\infty}^s \varphi(\rho(s')) ds' \quad \text{and} \quad \begin{cases} T_1: \rho(s) = \rho_1 + |s| \\ T_3: \rho(s) = \rho_3 + |s|, \end{cases} \quad (38)$$

where the function $\varphi(\rho)$ is defined in Eq. (25). This improper integral being convergent, the trajectories parametrised by their ρ_C constant have indeed a well-defined limit when $D \rightarrow \infty$.

It should be noted, though, that their initial position Y_i tends to $-\infty$ (even if the ratio D/Y_i tends to zero). The notion of “impact parameter” has thus no physical meaning in this problem. This information is crucial when dealing with simulations based on more realistic models of the solar wind because they are necessarily performed in a limited region of space (that is, for a finite value of D and a finite range of Y_i). For now, we already know that the size of the simulation cells (considering a regular grid) should not exceed the radius of the cavity, which is the smallest scale of the system. As we will see in the next section, our simplistic model can also be used to infer the size of the simulation box required to obtain relevant results.

3.2. The caustic

In this section, we are interested in the relative density of particles in the (x, y) plane in the permanent regime. As for the geometry of the trajectories (see Eq. 38 and text above), we should first determine if the density of particles in the (X, Y) plane has a well-defined limit for $D \rightarrow \infty$. For a fixed value of ρ_C , we saw that $Y_i/D \rightarrow 0$ when $D \rightarrow \infty$,

that is, Y_i becomes negligible compared to D . The function $\rho_C(Y_i)$ from Eq. (33) behaves thus like $D \exp(Y_i + 1)$, so we can replace the uniform distribution of the particles along the Y_i axis by a uniform distribution of $\ln(\rho_C)$. Since, as shown above, the geometry of the trajectory for a given ρ_C has itself a unique limit (Eq. 38), the density map has also a well-defined limit for $D \rightarrow \infty$.

The relative density of particles can be simulated by distributing points randomly along trajectories evenly sampled along Y_i (for finite D) or evenly sampled along $\ln(\rho_C)$ (for infinite D). Since the particles have all the same velocity, we must use an homogeneous distribution in time τ . An illustration for infinite starting distance is given in Fig. 4. As already reported by Shaikhislamov et al. (2015) for the $1/r^3$ magnetic field, a line of overdensity appears. This is a purely geometrical effect since, in the limit of this physical model, the particles do not interact with each other. This line is constituted of the points where two neighbouring trajectories cross each other. We will call it a “caustic” by analogy to light rays. For small values of D , several types of caustic appear. We will not go into details here, though, because small values of D have no physical interest.

In a general way, an overdensity region appears whenever the flux of particles is contracted, that is, when two trajectories of neighbouring initial conditions get closer to each other. This is quantified by the so-called variational equations. Let us consider a smooth function f of time t , depending on one parameter $\alpha \in \mathbb{R}$ (which can be the initial condition $f(t=0)$). At a given time t , the distance df between two curves with neighbouring values of the parameter α is at first order

$$df(\alpha; t) = \frac{\partial f}{\partial \alpha}(\alpha; t) d\alpha \quad (39)$$

(see Milani & Gronchi 2010, for thorough details in the context of error propagations). Of course, the distance between the two curves vanishes if they cross, implying that $\partial f / \partial \alpha = 0$. In our case, the θ angle (Eq. 38) plays the part of f , the radial variable ρ plays the part of t , and the parameter ρ_0 , itself bijectively linked to the initial condition Y_i , plays the part of α . The variational equation can thus be written as

$$d\theta(\rho_0; \rho) = \frac{\partial \theta}{\partial \rho_0}(\rho_0; \rho) d\rho_0. \quad (40)$$

Using the chain rule, this partial derivative can be computed from Eq. (38), considering s as a function of ρ , itself a function of ρ_0 via ρ_1 or ρ_3 . We obtain

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \rho_0} &= \int_{+\infty}^s \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \rho_0}(\rho(s')) + \frac{\partial \rho}{\partial \rho_0} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho}(\rho(s')) \right) ds' \\ &\quad - \text{sgn}(s) \frac{\partial \rho}{\partial \rho_0} \varphi(\rho(s)), \end{aligned} \quad (41)$$

with

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho_0} &= \frac{-\rho/\rho_0}{[\rho^2 - \ln^2(\rho/\rho_0)]^{3/2}}, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} &= \frac{\ln^3(\rho/\rho_0) + \rho^2 [1 - 2 \ln(\rho/\rho_0)]}{\rho^2 [\rho^2 - \ln^2(\rho/\rho_0)]^{3/2}}, \end{aligned} \quad (42)$$

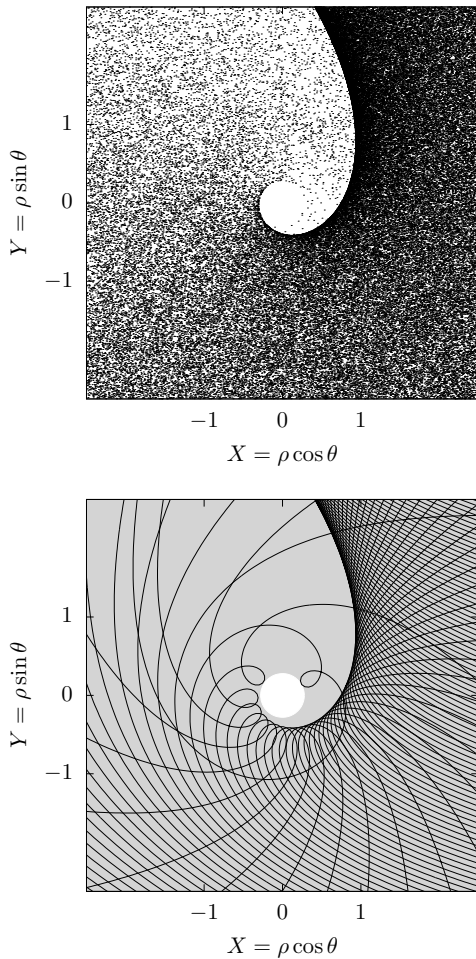


Fig. 4. Top: Simulated density map of the particles around the origin for $D \rightarrow \infty$ (the particles come from the right). The inner cavity of radius $\rho_{\text{cav}} = W_0(\exp[-1])$ is visible, as well as a caustic (line of overdensity). Bottom: Some trajectories evenly sampled along $\ln(\rho_C)$ are shown. The cavity is represented by the white disc.

and

$$\frac{\partial \rho}{\partial \rho_0} = \begin{cases} \frac{\partial \rho_1}{\partial \rho_0} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\rho_1}{1 + \rho_1} & \text{for trajectories of type } T_1, \\ \frac{\partial \rho_3}{\partial \rho_0} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\rho_3}{1 - \rho_3} & \text{for trajectories of type } T_3. \end{cases} \quad (43)$$

For finite values of D , an analogous formula can be obtained from Eq. (26), containing additional terms due to the initial conditions. Figure 5 shows the general form of $\partial\theta/\partial\rho_0$ in the (ρ_C, s) plane. Particles with $\rho_C < 1$ do not produce any accumulation (they rather spread). Particles with $\rho_C > 1$, on the contrary, arrive at a point where $\partial\theta/\partial\rho_0$ becomes zero and changes sign. This means that neighbouring trajectories cross in this point, creating an overdensity. The curve along which $\partial\theta/\partial\rho_0$ is zero can be obtained numerically using a Newton-type algorithm. Its shape in the (X, Y) plane is presented in Fig. 6 (it should be compared to the den-

sity map of Fig. 4). For particles coming from infinity, the shape of the caustic only depends on the characteristic radius r_E , which acts as a scaling parameter. For solar wind protons deflected around a comet, this means that whatever the cometary activity (expressed in the k parameter), the structure formed by the proton trajectories is always exactly the same, though it is seen at a different “zoom level”. This is illustrated in Fig. 6.

As mentioned earlier, complex numerical simulations of the interaction of solar protons with cometary ions are always limited to finite simulation boxes. In practice, this means that solar particles, supposed unaffected yet by the comet, are launched from a finite distance D . This necessarily distorts the dynamical structures, as already pointed out by Koenders et al. (2013) for high-activity comets. In our case, by comparing the shape of the caustic for different starting distances D , our simplistic model can give an estimate of the error introduced by the finite-sized simulation boxes. This is shown in Fig. 7: simulations with a small box tend to underestimate the opening angle of the caustic. The error is thus larger at larger distances from the nucleus (but the cavity radius is unaffected as long as $D \geq D_{\text{crit}}$).

4. Parameter values for a realistic comet

From Eq. (37), we know that solar wind protons are in the regime for which the radius of the circular cavity is independent of D . Switching back to dimensional quantities, it writes $r_{\text{cav}} \approx 0.28 r_E$. The radius of the cavity depends thus only on $r_E = |k|/v$, that is, on the incident velocity of the particles and on the k constant of the effective magnetic field. In particular, the cavity boundary was crossed by the *Rosetta* spacecraft: knowing v , its distance from the comet at time of crossing allows us to measure the k parameter (assuming that the solar wind protons did follow this simple model). Order-of-magnitude estimates can be obtained from Fig. 1 by Behar et al. (2017): the spacecraft crossed the boundary from inside to outside the cavity in December 2015, when the comet was at about 1.7 au from the Sun. The data give $v = 300$ km/s and $r_{\text{cav}} = 130$ km at the time of crossing, resulting in a characteristic length $r_E \approx 470$ km and a k parameter of the order of 10^5 km²/s.

As shown in Sect. 2.1, the value of k is proportional to the outgassing rate Q of the comet (see the companion paper by Behar et al. 2018b, for details). Actually, considering the very high velocity of the solar protons, the change of k due to the varying cometary activity can safely be modelled as an adiabatic process. Each time of an observation by *Rosetta* corresponds thus to a different value of k (or equivalently r_E). Still assuming that the solar wind protons did follow the dynamics described in this paper, the parameter k can be estimated at any time from the observed deflection of solar particles. Indeed, knowing the position of the spacecraft during each observation in the comet-Sun-electric frame (CSE), we just have to rescale the picture (that is, to find the unit length r_E), such that the incoming flux of particles is indeed deflected by the observed amount at this specific position. This method will be presented in detail in a forthcoming article, in which the data points will be systematically compared to theoretical values. It leads to the cavity radius being larger than 5 km when the comet is closer than 2.6 au from the Sun, and growing beyond 1500 km at perihelion.

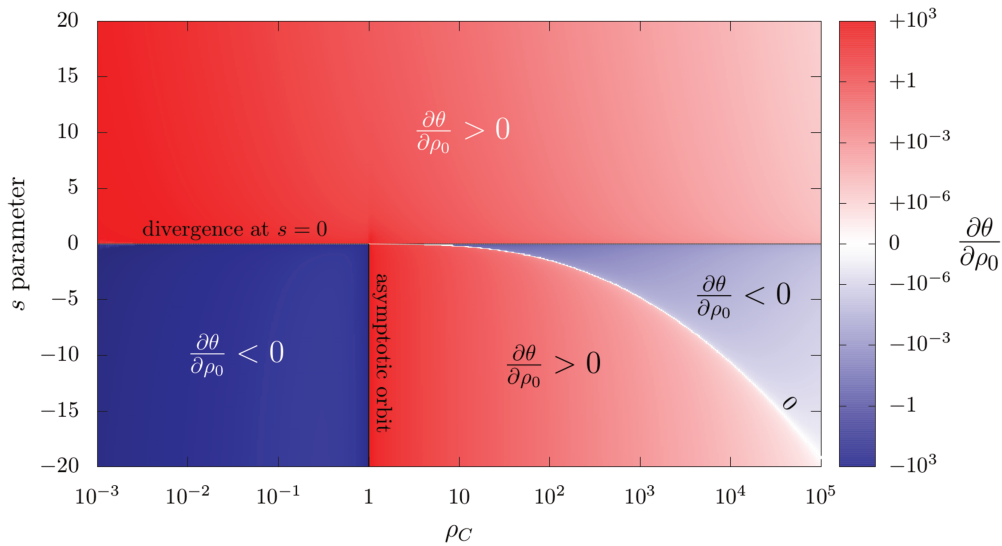


Fig. 5. Value of $\partial\theta/\partial\rho_0$ in the (ρ_C, s) plane for infinite D . Particles come from $s = \infty$, they reach their minimum radii at $s = 0$, at which the last term of Eq. (41) diverges, and they go on with negative s . The white line shows the level curve $\partial\theta/\partial\rho_0 = 0$, corresponding to the caustic (overdensity of particles). It is formed by the set of T_1 trajectories ($\rho_C > 1$). See Fig. 6 for its shape in the physical plane.

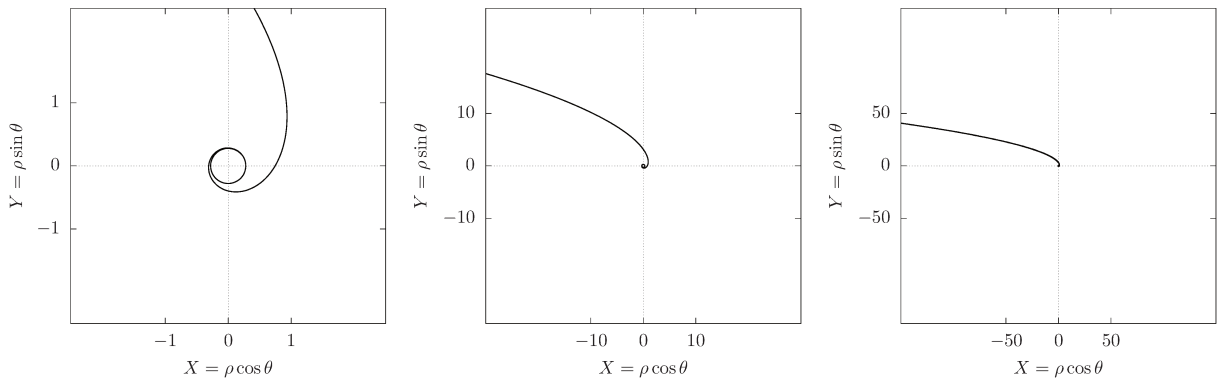


Fig. 6. Form of the caustic obtained numerically by finding the root of $\partial\theta/\partial\rho_0$ (Eq. 41). Three different zoom levels are used, which can be interpreted as three level of cometary activity. The top panel presents the same scale as Fig. 4, in which the density structure is clearly visible.

5. Conclusion

During most of their trajectory around the Sun, comets are in a low-activity regime. When studying the dynamics of cometary and solar wind ions, this results in a gyration scale larger than the interaction region. In this situation, solar wind protons can be efficiently modelled by test particles subject to a magnetic-field-like force proportional to $1/r^2$ (in a cometocentric reference frame). In this article, we provided a full characterisation of their trajectories in the plane perpendicular to this field.

As for every autonomous vector field with rotational symmetry, the system admits two conserved quantities: the kinetic energy E and a generalised angular momentum C . In our case, both of them can be turned into characteristic radii r_E and r_C , which entirely define the dynamics (throughout the text, we rather use the adimensional quantity $\rho_C = r_C/r_E$). There are three families of tra-

jectories: two of them gather unbounded orbits ($r_C > r_E$ and $r_C < r_E$), and the other one contains quasi-periodic bounded orbits ($r_C < r_E$). A bifurcation occurs at $r_C = r_E$, with a homoclinic orbit asymptotic to a circle of radius r_C (hyperbolic equilibrium point) and two branches coming from and going to infinity. Generic analytical expressions of the trajectories (r, θ, t) are obtained, of the form $\theta(r) \approx \omega_E t(r) + f(r)$, where ω_E is a constant, $f(r)$ is an explicit function, and the time $t(r)$ is defined by an integral.

When considering an incoming flux of particles coming from infinity on parallel trajectories and at the same velocity, a cavity is naturally created around the origin. This cavity, entirely free of particle, is circular with radius $r_{\text{cav}} \approx 0.28 r_E$. Extending away from it, a curve of overdensity of particles spreads similarly to an optical caustic. This overdensity curve has no explicit expression but its shape in the plane can be computed at an arbitrary precision. The

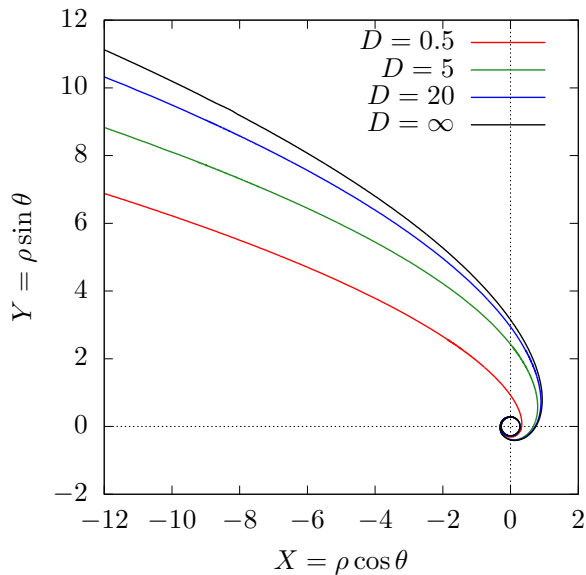


Fig. 7. Form of the caustic for different starting distances $D \geq D_{\text{crit}}$. The distortion caused by the use of a finite value of D is shown by the difference with the $D = \infty$ curve (black line).

whole setting depends only on r_E , which acts as a scaling parameter.

If we model the motion of solar wind protons around comet 67P by this simple dynamics, the radius r_E can be calibrated from *Rosetta* plasma observations. From the arrival of *Rosetta* in the vicinity of the comet until the signal turn-off when reaching the cavity boundary, r_E grew from a few kilometres up to about 470 km. This gives not only a qualitative understanding of the observed deflection of solar particles and the formation of the cavity, but also the relevant scales for the problem. In particular, if refined simulations of solar wind are used, we stress the need for simulation boxes much larger than the characteristic radius r_E (to account for the caustic shape) and a grid much finer than r_E (if one wants to resolve the cavity structure).

According to the results by Behar et al. (2018b), it is important to note that the capacity of this simple dynamics to account for the motion of solar wind protons around a comet is increasing with the distance to the nucleus: the farther away from the nucleus, the better the model. In other words, physical assumptions on which the physical model is based may start to crumble at the origin (the nucleus) first, leaving the modelled deflection far from the nucleus unaffected.

Comparisons to a generic magnetic field proportional to $1/r^n$, added in Appendix B, reveal similar features whenever $n > 1$. Albeit the radius of the cavity and the precise shape of the caustic are different for each n , the specific choice of $1/r^2$, if only taken on empirical grounds, would be difficult to justify. However, this law can now be retrieved from the physical modelling of solar wind protons and cometary activity, as it is presented by Behar et al. (2018b,a).

Acknowledgements. We thank the anonymous referee for her or his thorough reading, which led to a much better version of the article.

References

- Avrett, E. H. 1962, *J. Geophys. Res.*, 67, 53
- Bagdonat, T. & Motschmann, U. 2002, *Earth, Moon, and Planets*, 90, 305
- Behar, E., Lindkvist, J., Nilsson, H., et al. 2016, *A&A*, 596, A42
- Behar, E., Nilsson, H., Alho, M., Goetz, C., & Tsurutani, B. 2017, *MNRAS*, 469, S396
- Behar, E., Nilsson, H., Henri, P., et al. 2018a, *A&A*, in press
- Behar, E., Tabone, B., Saillenfest, M., et al. 2018b, *A&A*, in press
- Cowley, S. W. H. 1987, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A*, 323, 405
- de Vogelaere, R. 1950, *Canadian Journal of Mathematics*, 2, 440
- Deca, J., Divin, A., Henri, P., et al. 2017, *Physical Review Letters*, 118, 205101
- Graef, C. & Kusaka, S. 1938, *Journal of Mathematical Physics*, 17, 43
- Grewing, M., Praderie, F., & Reinhard, R., eds. 1988, *Exploration of Halley's Comet* (Springer)
- Hamlin, D. A., Karplus, R., Vik, R. C., & Watson, K. M. 1961, *J. Geophys. Res.*, 66, 1
- Hansen, K. C., Bagdonat, T., Motschmann, U., et al. 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 133
- Huang, Z., Tóth, G., Gombosi, T. I., et al. 2018, *MNRAS*, 475, 2835
- Koenders, C., Glassmeier, K.-H., Richter, I., Motschmann, U., & Rubin, M. 2013, *Planet. Space Sci.*, 87, 85
- Koenders, C., Goetz, C., Richter, I., Motschmann, U., & Glassmeier, K.-H. 2016a, *MNRAS*, 462, S235
- Koenders, C., Perschke, C., Goetz, C., et al. 2016b, *A&A*, 594, A66
- Lifshitz, J. 1942, *Journal of Mathematical Physics*, 21, 94
- Milani, A. & Gronchi, G. F. 2010, *Theory of Orbit Determination* (Cambridge University Press)
- Rubin, M., Combi, M. R., Daldorff, L. K. S., et al. 2014a, *ApJ*, 781, 86
- Rubin, M., Koenders, C., Altwegg, K., et al. 2014b, *Icarus*, 242, 38
- Shaikhislamov, I. F., Posukh, V. G., Melekhov, A. V., et al. 2015, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 57, 075007
- Störmer, C. 1907, *Le Radium* (Paris), 4, 2
- Störmer, C. 1930, *ZAp*, 1, 237
- Williams, D. J. 1971, *Advances in Geophysics*, 15, 137

Appendix A: Complementary figures

See Figs. A.1, A.2 and A.3.

Appendix B: Comparison to other powers of $1/r$

Starting from the pioneering work by Störmer (1907) applied to the geomagnetic field, there is a vast literature about the trajectories of particles in the equatorial plane of a magnetic dipole, for which the magnetic field is perpendicular to the plane and proportional to $1/r^3$. The present paper reveals that the $1/r^2$ field has numerous similarities, so we propose here to compare the dynamics driven by the different powers of $1/r$.

Let us introduce a positive integer $n \in \mathbb{N}^*$, and a physical constant k_n (in unit length to the power n per unit time). The equations of motion in polar coordinates for a magnetic field proportional to $1/r^n$ are

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = \frac{k_n}{r^{n-1}} \dot{\theta} \quad (\text{B.1})$$

$$r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} = -\frac{k_n}{r^n} \dot{r}. \quad (\text{B.2})$$

As before, these equations imply the conservation of the velocity norm $v = \sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2}$ and a generalised angular momentum c_n obtained by direct integration of Eq. (B.2).

As for any planar problem with rotational symmetry, there exists an expression of the solutions (θ, t) as a function of r defined by an integral. Indeed, the conservation of c_n allows us to express $\dot{\theta}$ as a function of r , which can be injected in the velocity norm. The solution is finally obtained by quadrature (see Formulas 26 and 31 obtained for $n = 2$).

Despite this general way of resolving the equations, the case $n = 2$ is special. Indeed, it is the only one for which Eq. (B.1) is also directly integrable, by expressing the $\dot{\theta}^2$ term from the energy. This allowed us to express explicitly the time as a function of θ and r (Eq. 30). In practice, this means the case $n = 2$ is the only one for which the ‘‘drift’’ proper frequency of all the trajectories is ω_E (see Sect. 2.4). For any other power of n , the quantity ω_E is only the frequency of the unstable circular orbit (see below); the drift frequency of the other trajectories is a function of c_n and thus different for all of them (Hamlin et al. 1961; Avrett 1962). This somewhat complicates the search for periodic trajectories (Graef & Kusaka 1938).

The case $n = 1$ must also be taken separately, because since k_1 has the dimension of a velocity, the constant v cannot be turned into a characteristic length analogous to r_E (Eq. 11). The dynamics can though be studied by using the ‘‘effective potential’’ method. When considering an incoming flux of particles as in Sect. 3, we show that the launch distance d becomes the scaling parameter of the system. There is thus no limit when $d \rightarrow \infty$. This means that the case $n = 1$ has no physical meaning for this setting.

For $n \geq 2$, the parameter k_n naturally defines a characteristic length and a characteristic frequency:

$$r_E = \left(\frac{|k|}{v}\right)^{\frac{1}{n-1}}; \quad \omega_E = -\frac{k}{r_E^n}. \quad (\text{B.3})$$

Examples for $n = 2$ and $n = 3$ can be found in Eq. (11) and Störmer (1930). As shown in Sect. 2, they can be

used to define dimensionless coordinates $\rho = r/r_E$ and $d\tau = \omega_E dt$. The case $n = 2$ is studied in detail above, so we will now suppose that $n > 2$. Using the dimensionless coordinates, the equations of motion and conserved quantities rewrite as

$$\begin{cases} \rho^{n-1}\ddot{\rho} - \rho^n\dot{\theta}^2 = -\dot{\theta} \\ \rho^2\ddot{\theta} + 2\rho\dot{\rho}\dot{\theta} = \frac{\dot{\rho}}{\rho^{n-1}} \end{cases} \iff \begin{cases} 1 = \dot{\rho}^2 + \rho^2\dot{\theta}^2 \\ C_n = \rho^2\dot{\theta} + \frac{1}{n-2}\frac{1}{\rho^{n-2}}, \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

where, as before, the dot now means derivative with respect to the normalised time τ . We note that C_n is now the angular momentum at infinity, or equivalently, the impact parameter times the constant velocity norm. Using the ‘‘effective potential’’ method as in Eq. (18), we get

$$1 = \dot{\rho}^2 + U_n(\rho) \quad \text{with} \quad U_n(\rho) = \left(\frac{(n-2)C_n\rho^{n-2} - 1}{(n-2)\rho^{n-1}}\right)^2. \quad (\text{B.5})$$

The ρ_0 and ρ_C -like characteristic lengths associated to this potential would be

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \left(\frac{1}{(n-2)C_n}\right)^{\frac{1}{n-2}} \\ \rho_C &= \left(\frac{n-1}{(n-2)C_n}\right)^{\frac{1}{n-2}} = (n-1)^{\frac{1}{n-2}} \rho_0, \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

but since they become negative or complex numbers when $C_n < 0$ (or even undefined when $C_n = 0$), they would not have such a general physical meaning as for $n = 2$. The system is thus better parametrised by C_n itself, or by a wisely chosen parameter γ_n :

$$\gamma_n = \frac{n-2}{n-1} C_n. \quad (\text{B.7})$$

This parameter, as well as the characteristic length from Eq. (B.3) has been introduced by Störmer (1907) in the particular context of $n = 3$. As we will see, this allows us to describe all the possible trajectories in a unified way.⁵

We must now consider the cases of negative, positive, and zero values of C_n . The effective potential and angular velocity as functions of ρ are represented in Fig. B.1 in the three cases. For $C_n > 0$, the dynamics is pretty similar to the inverse-square-law field and we have the same types of trajectories. For $C_n \leq 0$, the only possible trajectories are of a type analogous to T_1 , but for which the radius ρ_0 would be sent to infinity. Hence, their angular velocity is always negative.

The extreme reachable radii are the positive roots of the two polynomials

$$P_n^\pm(\rho) = \pm(n-2)\rho^{n-1} + (n-1)\gamma_n\rho^{n-2} - 1. \quad (\text{B.8})$$

From Descartes’ rule of sign, we obtain that P_n^+ has exactly one positive root whatever the value of γ_n (which defines ρ_1). On the other hand, P_n^- has zero or two positive roots, and exactly zero if $\gamma_n < 0$. For $\gamma_n > 0$, P_n^- has only one local maximum for $\rho > 0$, equal to $\gamma_n^{n-1} - 1$. Given that $P_n^-(0) = -1$ and $P_n^-(\infty) = -\infty$, we deduce as expected

⁵ In the case $n = 2$, the analogous parameter is $\gamma_2 = -\ln \rho_0$.

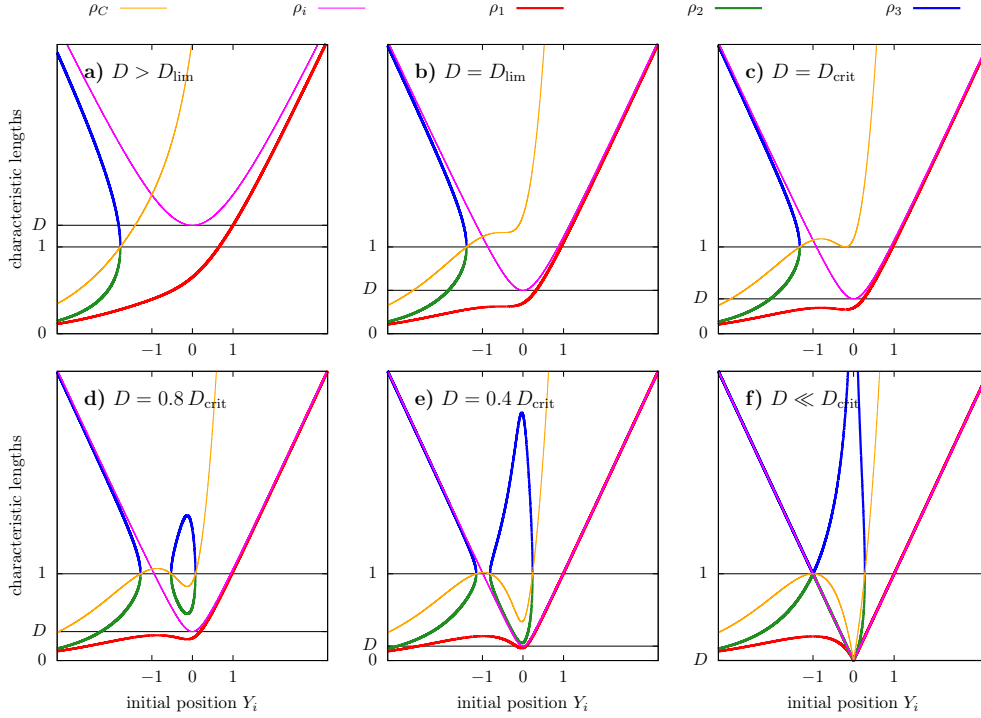


Fig. A.1. Characteristic lengths along the line of initial position Y_i for different distances D . Each curve is labelled above the graphs: the parameter ρ_C (Eq. 33) is drawn in yellow; the initial starting distance $\rho_i = \sqrt{D^2 + Y_i^2}$ is drawn in magenta; the extreme reachable radii ρ_1 , ρ_2 , and ρ_3 (Eq. 22) are drawn in red, green, and blue. As a function of Y_i , the parameter ρ_C is monotonous if $D \geq D_{\text{lim}}$ (a, b), it crosses 1 in one additional point if $D = D_{\text{crit}}$ (c), and in two additional points if $D < D_{\text{crit}}$ (d, e, f). The type of trajectory of the particle with initial position Y_i is determined by the location of its initial distance ρ_i with respect to the characteristic lengths ρ_1 , ρ_2 , and ρ_3 : the trajectory is of type T₂ when $\rho_1 < \rho_i < \rho_2$; T₃ when $\rho_i > \rho_3$; and T₁ when $\rho_i > \rho_1$ (with no ρ_2 , ρ_3). We note that trajectories of type T₂ are only possible for $D < D_{\text{crit}}$ (d, e, f).

that P_n^- has zero positive root if $\gamma_n < 1$ and two if $\gamma_n \geq 1$ (which define ρ_2 and ρ_3). Since the polynomials are of order $n - 1$, these roots have necessarily an explicit expression for $n \leq 5$ (Abel's impossibility theorem). For $n > 5$, we have no guarantee that an explicit expression of the three radii exists, but they are still well-defined from Eq. (B.8) and they can be determined numerically.

Whatever the value of n , the different types of trajectories can be easily distinguished by plotting a phase portrait of the system. In our case, the best option is to use the level curves γ_n in the plane (ρ, ψ) , where ψ is the angle between the position and velocity vectors. Indeed, both $\dot{\rho}$ and $\dot{\theta}$ can be expressed in terms of ψ , leading to the following expressions:

$$\begin{cases} \gamma_2 = \rho \sin \psi - \ln \rho \\ \gamma_n = \frac{n-2}{n-1} \rho \sin \psi + \frac{1}{(n-1)\rho^{n-2}} \end{cases}, \quad n > 2. \quad (\text{B.9})$$

The corresponding phase portraits are shown in Fig. B.2, showing that the dynamics in the cases $n \geq 2$ are qualitatively similar.

If we consider an incoming flux of particles as in Sect. 3, the γ_n constant of the particles for $n > 2$ is

$$\gamma_n(Y_i) = -\text{sgn}(k) \frac{n-2}{n-1} Y_i + \frac{1}{n-1} \left(\frac{1}{\sqrt{D^2 + Y_i^2}} \right)^{n-2},$$

(B.10)

and it is enough to study the case $k_n > 0$. We note that

$$\lim_{Y_i \rightarrow -\infty} \gamma_n(Y_i) = \infty \quad \text{and} \quad \lim_{Y_i \rightarrow +\infty} \gamma_n(Y_i) = -\infty, \quad (\text{B.11})$$

so all the possible values of γ_n are spanned by the initial positions Y_i , including the critical one $\gamma_n = 1$. The study of γ_n as a function of Y_i and D shows that the behaviour of the trajectories is qualitatively similar to what we obtained for $n = 2$ (Sect. 3). First of all, there is a limiting distance D_{lim} above which γ_n is monotonous with respect to Y_i . It can be written in a very general way as

$$D_{\text{lim}}^{(n)} = \sqrt{\frac{n-1}{n^{n-1}}}, \quad n > 1. \quad (\text{B.12})$$

This formula is also valid for $n = 2$. Then, there is a critical distance $D_{\text{crit}} < D_{\text{lim}}$ below which bounded trajectories appear (as in Fig. 3). Finally the flux of incoming particles naturally creates a circular cavity similar to the case $n = 2$. For $D > D_{\text{crit}}$, the radius ρ_{cav} of this cavity is also independent of D : it is equal to the ρ_1 radius (Eq. B.8) at $\gamma_n = 1$. We give in Tables B.1 and B.2 the values of D_{crit} and ρ_{cav} for the first few n . We give also their analytical expression when we found one.

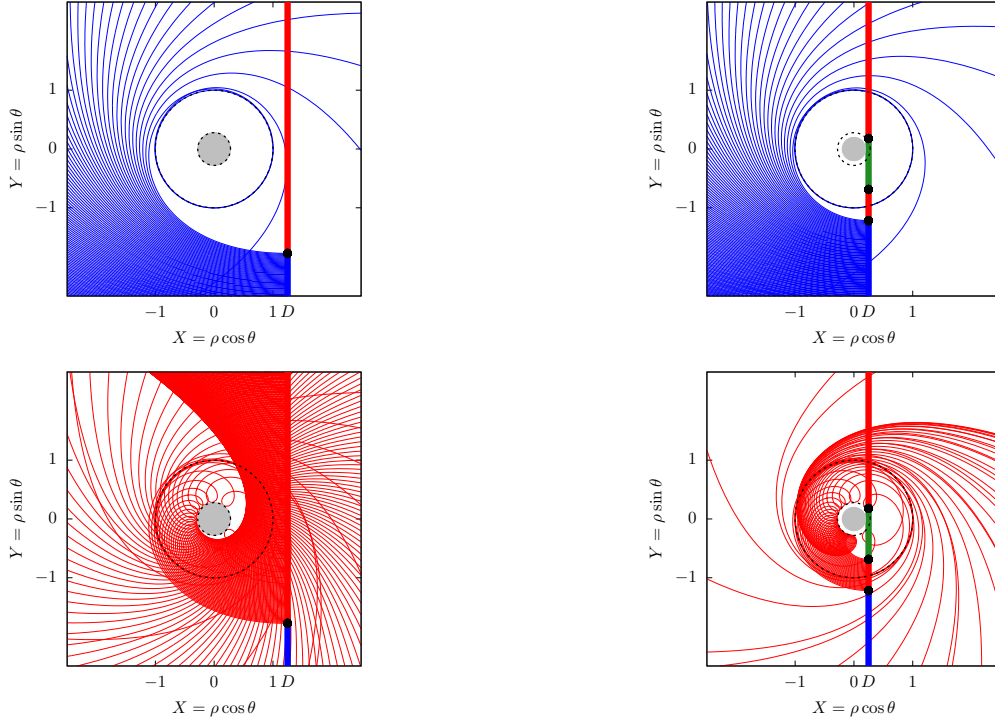


Fig. A.2. Flux of particles coming from the line $X = D$, with $D = 1.25 > D_{\text{crit}}$. The two types of possible orbits are represented separately, with the same colour code as in Fig. 3. Top: Unbounded trajectories of type T_3 are represented in blue. They approach a minimum distance equal to 1 but never reach it exactly (outer dashed circle, around which they can perform an arbitrary number of turns before going back). In the limiting case where $\rho_C = 1$ (black initial condition), the particle makes an infinite number of turns as $\rho \rightarrow 1$. Bottom: Unbounded trajectories of type T_1 are represented in red. They cross the characteristic radius ρ_0 , at which their angular velocity is inverted (see the small loops). For initial positions Y_i tending to the black point, the minimal distance reached by the particle tends to $\rho_{\text{cav}} = W_0(\exp[-1])$ (inner dashed circle, see Eq. 37). If we consider an infinite number of particles, this forms a cavity with radius $W_0(\exp[-1])$ (grey disc).

Eventually, one can use the implicit solution obtained by quadrature in order to compute the shape of the caustic, as we did in Sect. 3. For $n > 2$, we get

$$\begin{cases} \varphi_n(\rho) = \frac{(n-1)\gamma_n \rho^{n-2} - 1}{\rho \sqrt{((n-2)\rho^{n-1})^2 - ((n-1)\gamma_n \rho^{n-2} - 1)^2}} \\ \phi_n(\rho) = \frac{(n-2)\rho^{n-1}}{\sqrt{((n-2)\rho^{n-1})^2 - ((n-1)\gamma_n \rho^{n-2} - 1)^2}}. \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

These functions can be used directly as in Eqs. (26) and (31), with the same parametrisation $s \in \mathbb{R}$. If we consider particles coming from infinity ($D \rightarrow \infty$), there is a notable difference with respect to the case $n > 2$. Indeed, the parameter γ_n of the particles (Eq. B.10) becomes directly proportional to Y_i . It is thus much simpler than in Sect. 3, since Y_i now keeps a clear meaning even when D is infi-

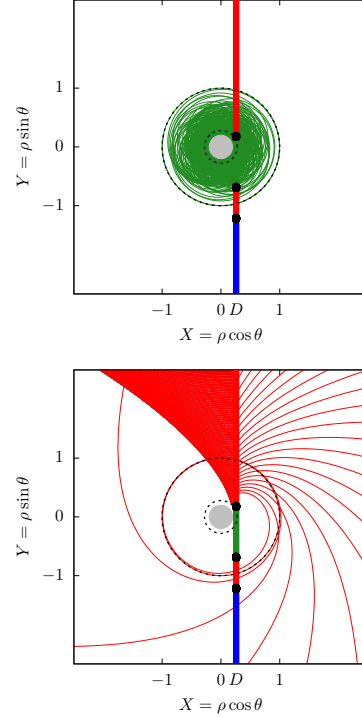


Fig. A.3. Same as Fig. A.2 but for $D = 0.25 < D_{\text{crit}}$. An interval of initial conditions produces bounded orbits (in green), which loops forever inside the unit circle. They approach closer to the origin than the red trajectories, producing a smaller circular cavity (grey disc, see Eq. 37). For comparison, the same circles as in Fig. A.2 are represented. We note that the red trajectories are still limited by the $W_0(\exp[-1])$ radius (inner dashed circle).

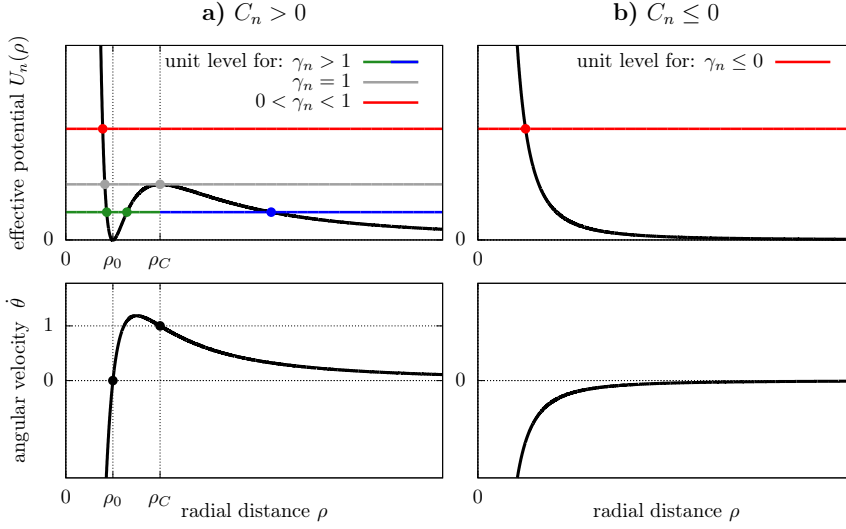


Fig. B.1. Effective potential and angular velocity as a function of ρ in the three possible cases occurring for $n > 2$. The unit level on the vertical axis gives the intervals of ρ allowed for the particle, such that $U_n(\rho) < 1$.

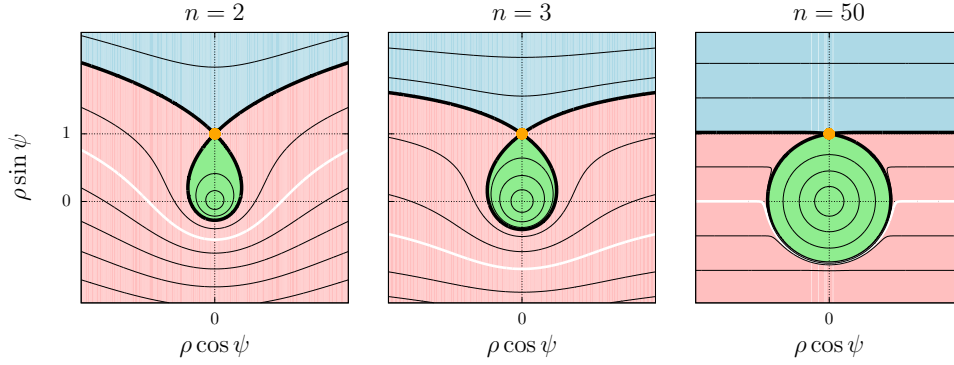


Fig. B.2. Phase portraits of the system in the plane (ρ, ψ) for different powers n , obtained in terms of the level curves of γ_n (with, in particular, $\gamma_2 = -\ln \rho_0$). Trajectories of type T_1 , T_2 , and T_3 are plotted respectively in red, green, and blue. The thick black curve represents the unit level (separatrix). Along it lie the homoclinic orbit T_2^* and the two branches of the T_3^* orbit, whereas the circular trajectory T^* is plotted in orange. The white level curve represents the zero level. For $n > 2$, it always remains in the $\rho \sin \psi < 0$ side.

n	analytical $D_{\text{crit}}^{(n)}$	numerical $D_{\text{crit}}^{(n)}$
2	$\frac{1}{2}\sqrt{-H(H+2)}$	0.4023711712747059
3	$\sqrt{2(I-2)}$	0.5193929104950238
4	$\frac{1}{2}\sqrt{6\sqrt{3}-9}$	0.5899798397854929
5	<i>unknown</i>	0.6389216906984257
6	<i>unknown</i>	0.6754661600886492
7	<i>unknown</i>	0.7040804466901285

Table B.1. Critical starting distance below which bounded trajectories appear, given for the first few powers of $1/r$. We define $H = W_0(-2 \exp[-2])$ and $I = \sqrt[3]{\frac{11\sqrt{33}}{9} + 7} - \sqrt[3]{\frac{11\sqrt{33}}{9} - 7}$. The expression for $n = 2$ is taken from Sect. 3.

nite: it becomes the impact parameter of the particles. For completeness, Fig. B.3 compares the shape of the caustics obtained for the first few values of n .

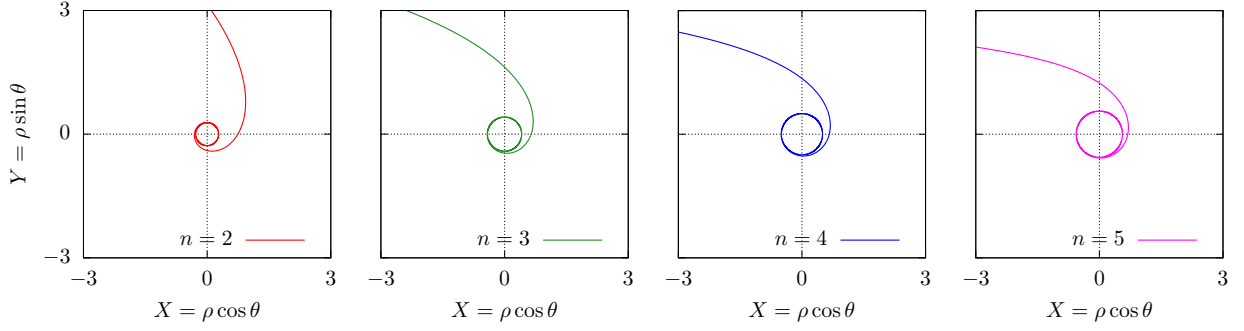


Fig. B.3. Comparison of the caustics obtained for the first few values of n . We recognise the sizes of the central cavities given in Table B.2.

n	analytical $\rho_{\text{cav}}^{(n)}$	numerical $\rho_{\text{cav}}^{(n)}$
2	$W_0(\exp[-1])$	0.278464542761074
3	$\sqrt{2} - 1$	0.414213562373095
4	$1/2$	0.5
5	$-\frac{1}{3} - J + \sqrt{\frac{1}{3} - J^2 + \frac{2}{27} \frac{1}{J}}$	0.560425660450317
6	$\frac{1}{4}(1 + K \sqrt[3]{5})$	0.605829586188268
7	<i>unknown</i>	0.641465469828847

Table B.2. Radius of the cavity formed by a flux of particles coming from a distance $D > D_{\text{crit}}^{(n)}$, for the first few powers of $1/r$. We define $J = \frac{1}{6} \sqrt{4 + 6 \sqrt[3]{\sqrt{2} - 1} - 6 \sqrt[3]{\sqrt{2} + 1}}$ and $K = \sqrt[3]{\frac{4\sqrt{6}}{9} + 1} - \sqrt[3]{\frac{4\sqrt{6}}{9} - 1}$. The expression for $n = 2$ is taken from Sect. 3.



Dawn–dusk asymmetry induced by the Parker spiral angle in the plasma dynamics around comet 67P/Churyumov–Gerasimenko

E. Behar,^{1,2*} B. Tabone³ and H. Nilsson^{1,2*}

¹Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden

²Department of Computer Science, Electrical and Space Engineering, Luleå University of Technology, Kiruna, Sweden

³LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, Paris F-75014, France

Accepted 2018 April 26. Received 2018 April 11; in original form 2018 February 16

ABSTRACT

The solar wind and the ionized atmosphere of a comet, exchange energy and momentum on interacting. Our aim is to understand the influence of the average Parker spiral configuration of the solar wind magnetic field on this interaction. We compare the theoretical expectations of an analytical generalized gyromotion with *Rosetta* observations at comet 67P/Churyumov–Gerasimenko. A statistical approach allows one to overcome the lack of an upstream solar wind measurement. We find that in addition to their acceleration along (for cometary pick-up ions) or against (for solar wind ions) the upstream electric field orientation and sense, the cometary pick-up ions drift towards the dawn side of the coma, while the solar wind ions drift towards the dusk side of the coma, independent of the heliocentric distance. The dynamics of the interaction is not taking place in a plane, as often assumed in previous works.

Key words: acceleration of particles – plasmas – methods: data analysis – techniques: imaging spectroscopy.

1 INTRODUCTION

At comets, the sublimation of the volatiles embedded in the nucleus produces a radially expanding neutral atmosphere, which is not gravitationally bound to the body. These neutral molecules can be ionized through photoionisation, electron impact, or charge exchange, and new-born ions are added to the solar wind. From there, the new-born ions will be accelerated by the ambient electric and magnetic fields and in the absence of collisions, momentum and energy are exchanged through the fields between the solar wind and the partially ionized atmosphere. This phenomenon is known as the *mass-loading* of the solar wind by the new-born ions, as mass is added to the plasma (Szegö et al. 2000). On large scales, much larger than the scales of the ion gyromotion, the cometary ions are seen accelerated instantaneously at the average plasma velocity, a result of the ideal magnetohydrodynamics (see for example Flammer & Mendis 1991; Schmidt, Wegmann & Neubauer 1993). However, in order to understand how momentum and energy are exchanged between the two populations, one has to consider smaller scales, and thus resolve the gyromotion of the ions¹ [see for example the simulation works of Hansen et al. (2007), Rubin et al. (2014), and Koenders et al. (2016)]. *In situ* results were obtained on the cometary ion gyromotion at different comets (Halley, Giacobini–

Zinner, Grigg–Skjellerup, and Borelly) and reviewed by Coates (2004). The present work is based on *Rosetta* data taken in the close environment of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko (67P/CG).

In the absence of gravity, the motion of charged particles in an electric field \mathbf{E} and a magnetic field \mathbf{B} is dictated by the Lorentz force, $\mathbf{F}_L = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, with q the charge of the particle and \mathbf{v} its velocity. In some cases this motion may be very simple. In the undisturbed solar wind for instance, the effect of the electric field and magnetic field cancel each other, and the resulting acceleration on the solar wind particles is null. When considering the simplistic case of a single new-born ion added to the solar wind with no initial velocity, one finds the classical cycloidal motion with the Larmor radius $\mathcal{R} = m v_{\perp} / (q |\mathbf{B}|)$. In this case, the solar wind and the electric and magnetic fields are left unaffected by the addition of a single ion. If the source region of cometary ions is much larger than their gyroradius, gyrotropic (phase space) distribution functions can form. First, unstable ring distributions form, which become thickened shell distributions, to eventually transform into Maxwellian distributions. The theory and the observations of these gyrotropic distributions are reviewed by Coates (2004). The deceleration of the solar wind can then be tackled by a fluid approach.

At 67P/CG however, for heliocentric distances large enough, the cometary ion gyroradius was comparable or larger than their source region, and the cometary pick-up ion distribution functions are non-gyrotropic (Koenders et al. 2016; Behar et al. 2018a). We note that closer to the Sun, more complex distribution functions of cometary ions were observed on two cases and reported by Nicolaou

* E-mail: etienne.behar@irf.se (EB) hans.nilsson@irf.se (HN)

¹For most purposes, at comets, the hybrid approximation is relevant, and electrons can be considered as a massless and charge-neutralizing fluid.

et al. (2017). It was shown that in this context, as the cometary pick-up ion density becomes comparable to the solar wind ion density, both populations gyrate, and the fluid description of the solar wind breaks down. From upstream of the coma to the close tail region, individual solar wind ions describe less than one period of their gyromotion (Behar et al. 2017, 2018a,b). Cometary ions are initially accelerated along the electric field, and the solar wind is accelerated (deflected) in the opposite direction, a clear result observed within the coma of 67P/CG (Behar et al. 2016; Berčič et al. 2018). In these studies, the dynamics of both populations were depicted to take place in a plane, containing the comet–Sun line and the upstream electric field. In a semi-analytical model of the solar wind dynamics proposed in Behar et al. (2018b), the same hypothesis is done by assuming that the upstream magnetic field is perpendicular to the upstream solar wind velocity. However, on an average, the magnetic field has an angle with the flow direction different than 90° because of the Parker spiral configuration of the interplanetary magnetic field (IMF; Koenders et al. 2016). The influence of the IMF angle on the interaction between the solar wind and different obstacles has been studied at other unmagnetised bodies, and often result in similar dawn–dusk asymmetries, as shown by the simulation work of Jarvinen, Kallio & Dyadechkin (2013) at Venus, or by *in situ* results at Mars (Dubinin et al. 2008) and at the Moon (Harada et al. 2015).

In the present short article, we explore the effect of such an angle on the interaction between the solar wind and the cometary ions, with a straightforward statistical approach based on measurements at comet 67P/CG as well as IMF measurements at 1 au. Using statistics over a long period allows us to overcome the one-point-measurement limitations (i.e. the space coverage and the time coverage are always at a great cost of one another).

2 GENERALISED GYROMOTION

In Behar et al. (2018b), the dynamics of the interaction between two perfect beams of plasma (the solar wind and the cometary ions, of respective velocities and densities \mathbf{u}_{sw} , n_{sw} and \mathbf{u}_{com} , n_{com}) is analytically obtained for length-scales over which the total electric field is reduced to

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\mathbf{u}_i \times \mathbf{B} \\ \mathbf{u}_i &= \frac{n_{\text{com}}\mathbf{u}_{\text{com}} + n_{\text{sw}}\mathbf{u}_{\text{sw}}}{n_{\text{com}} + n_{\text{sw}}} \end{aligned} \quad (1)$$

Introducing the expression of the electric field in the Lorentz force, gives the following equation of motion for each beam, assuming $q_{\text{sw}} = q_{\text{com}} = q$:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{u}}_{\text{sw}} = \frac{q n_{\text{com}}}{m_{\text{sw}}(n_{\text{sw}} + n_{\text{com}})} (\mathbf{u}_{\text{sw}} - \mathbf{u}_{\text{com}}) \times \mathbf{B} \\ \dot{\mathbf{u}}_{\text{com}} = -\frac{q n_{\text{sw}}}{m_{\text{com}}(n_{\text{sw}} + n_{\text{com}})} (\mathbf{u}_{\text{sw}} - \mathbf{u}_{\text{com}}) \times \mathbf{B}. \end{cases} \quad (2)$$

All ions of the same population experience the same force at the same time, and the single particle velocity is equal to the population average velocity: a beam remains a beam. Elements of the resolution of these equations are given in Behar et al. (2018b). One finds that in the most general configuration of the initial conditions, the two beams will evolve in velocity space along circles, with each circle contained in a plane orthogonal to the magnetic field: there is no acceleration along the magnetic field. Therefore, if initially the beams have different velocity components parallel to \mathbf{B} , the two circles are in different planes and the motion in physical space is not happening in a plane in any frame. The top plot of Fig. 1, purely

frame independent, shows the evolution of the beams in velocity space. If the magnetic field sense is flipped, the beams evolve along the same two circles, with the opposite rotations. As indicated by the + sign in the upper panel of Fig. 1 and in agreement with the classical single particle motion, these rotations are prograde given the sense of \mathbf{B} . The velocity of the centre of mass of the two beams \mathbf{v}_i is conserved through time, $\dot{\mathbf{v}}_i = 0$, as shown by the black crosses on the same plots. These dynamics generalize the classical single test-particle gyromotion to the case of two plasma beams in an electric and a magnetic field, with an arbitrary initial configuration.

We now put the exact same configuration in a reference frame, shown in the bottom plot of Fig. 1. Here, cometary ions in blue have no initial velocity and the beam is at the origin at $t = 0$. At the same time, the solar wind velocity is chosen to be along the x -axis, which points at the Sun. The z -axis completes this right-handed Cartesian frame, referred to as the comet frame. In this precise frame, the magnetic field has an angle χ with the x -axis, and is within the (x, y) -plane. The v_z -component for each species is changing sign every half gyration period. More interestingly, we find that the solar wind beam has a v_y -component, which is always positive. Conversely, the cometary ions have a v_y -component always negative. The evolution of the v_y -component is the same irrespective of the sense of the magnetic field.

In the comet frame, one can easily derive the velocity of the guiding centres of each population (centres of the two circles) that correspond to the drift of the populations in physical space. In this frame, the cometary ions are drifting perpendicular to the magnetic field, similarly as in the illustration in Coates (2004), Fig. 2. When solar wind ions are largely dominating, this tends to the classical $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift of a test particle. As the cometary ion density gets larger, the drift speed decreases.

The solar wind ions drift towards the $+y$ -axis with an angle that depends on the density and mass ratios, which will therefore evolve through the coma, resulting in complex trajectories.

We note however that the problem cannot be reduced to the motion of guiding centres in the case of 67P/CG. Guiding centres are not relevant since ions are only following the early phase of a single gyro-period (Behar et al. 2017, 2018a,b). In other words, ions do not have time to drift.

3 OMNI DATA SET AND ROSETTA OBSERVATIONS

In the Sun’s equatorial plane, the magnetic field is on an average directed along an Archimedean spiral, lying in the same plane (the Parker spiral). The local angle of the spiral is determined by the Sun’s rotation, the speed of the radially expanding solar wind, and the distance to the Sun. The orbital planes of comet 67P/CG and of Earth are both inclined about 7° away from the Sun’s equatorial plane. In this study, the inclinations are neglected and we consider the average IMF upstream of the comet and upstream of the Earth given by the planar Parker spiral as illustrated in Fig. 3.

Within the coma of 67P/CG, the solar wind ions and the cometary ions were measured by the imaging spectrometer *Rosetta* Plasma Consortium–Ion Composition Analyser (Nilsson et al. 2007). The instrument has a field of view of $90^\circ \times 360^\circ$, measures positive ions with energy from about 10 to 40 keV, and can discriminate their masses. The duration for a complete velocity space scan is 3 min. The limited field of view and its obstruction by the spacecraft are not expected to induce any systematic effect, considering the constant movement of the probe, the variability of the ion dynamics, and the integration over several months of data. Using daily manual

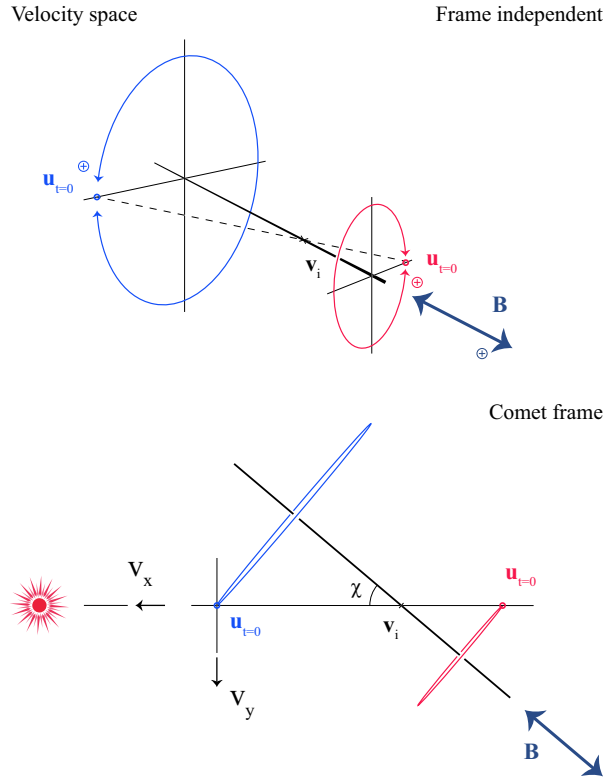


Figure 1. Evolution in velocity space of the two interacting plasma beams (generalized gyromotion), for two opposite senses of the magnetic field, frame independent (top) and within a chosen frame (bottom). In this frame, the magnetic field lies in the (x, y) -plane. Applied to the situation at the comet, blue is used for the cometary ions and red for the solar wind ions.

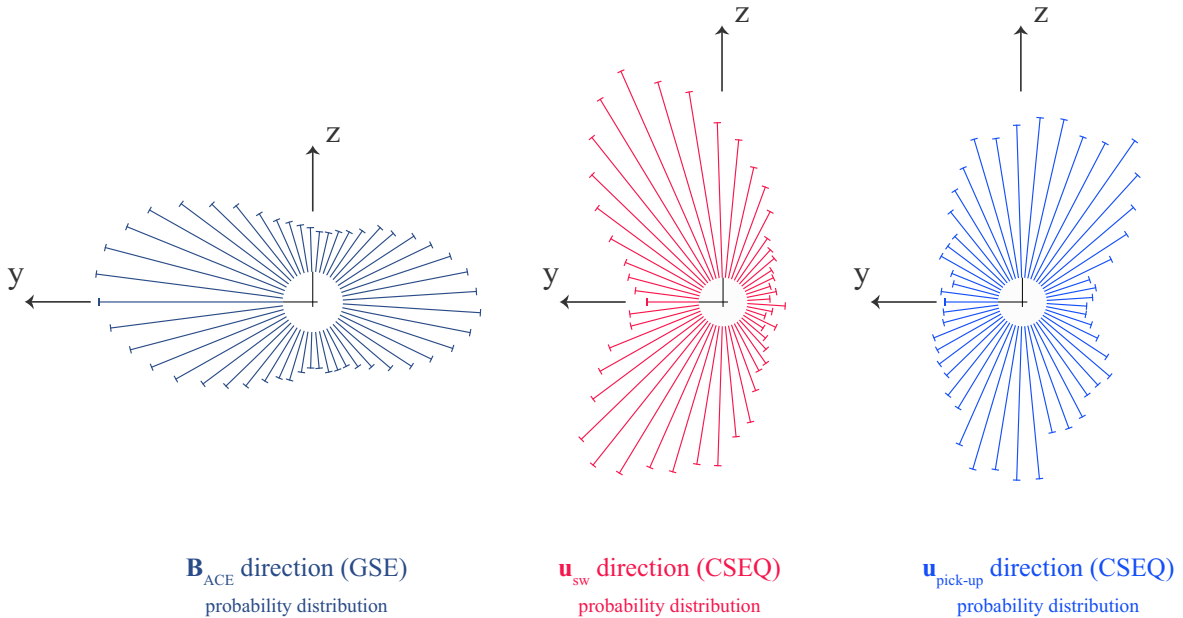


Figure 2. Probability distributions of the vector directions projected in the (y, z) -plane.

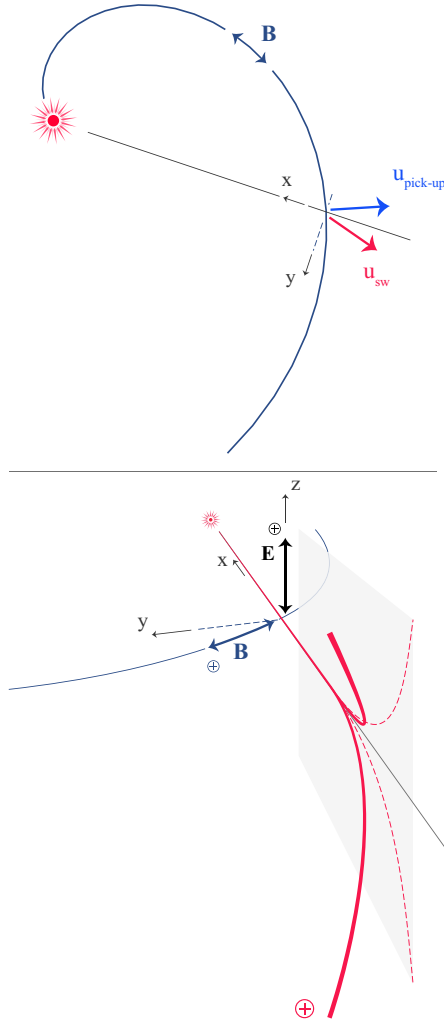


Figure 3. Schematics of the dynamics, for the solar wind ions (red) and the cometary pick-up ions (blue). Irrespective of the sense of the IMF along the Parker spiral, the solar wind proton velocity will gain a component along the $+y$ -axis (dusk), while the cometary pick-up ions gain a negative $-y$ -component (dawn).

selections of the energy- and mass-channel range where a significant signal is seen, as presented in Behar et al. (2016) and Berčič et al. (2018), one can separate solar wind protons and cometary pick-up ions through most of the mission. Another cometary ion population – the new-born ions – is observed, and is excluded from the cometary pick-up ions selection. Based on these selections, plasma moments are integrated. The aberration caused by the motion of the comet around the Sun is corrected, with barely any effect. We use here the bulk velocity of each of the two populations expressed in the body-centred solar equatorial (CSEQ) reference frame: the x -axis points to the Sun, the z -axis is perpendicular to the x -axis and oriented by the Sun’s north pole, the y -axis completes the right-handed triad. The (x, y) -plane and the Sun’s equatorial plane are thus close to parallel (separated by 7° , neglected here). As the rotation of the nucleus is prograde, the dusk is along the $+y$ -axis and the dawn is along the $-y$ -axis. The results shown in Fig. 2 were taken between

the beginning of the active mission, 2014 August 6 (3.6 au), and the end of the mission, 2016 September 30 (3.8 au). When the spacecraft is within the solar wind ion cavity (from early 2015 June to 2015 mid-December, see Behar et al. 2017), solar wind protons are not observed, and cometary pick-up ion data are also not considered. The resulting data set is about 21-monthlong.

Solar wind magnetic field data at 1 au, retrieved from the *OMNI-Web Plus* interface, have a time resolution of 5 min. For this precise time period, the data were obtained by the *ACE* probe (Smith et al. 1998) and the *WIND* probe (Lepping et al. 1995). The IMF direction is expressed in the Geocentric Solar Ecliptic (GSE) reference frame, with the x -axis pointing towards the Sun, the z -axis orthogonal to the x -axis and parallel to the ecliptic north pole (7.2° away from the Sun’s rotation axis), and the y -axis completing the right-handed system. Based on these definitions, the IMF is expected to be on average in the (x, y) plane, both at Earth and 67P/CG. To that extent, the use of *ACE* data is more illustrative than necessary. It also quantifies how variable the IMF was over the same period.

The magnetic field measured at 1 au is projected in the (y, z) -plane of the GSE frame, and a probability distribution function of its direction is obtained for all data measured between 2014 August and 2016 September. The result is shown in Fig. 2, left-hand panel. In the context of this figure, the direction of a vector is given by its orientation and its sense. As expected, two peaks are found close to the y -axis due to the Parker spiral average configuration of the IMF. An apparent tilt in the distribution is found as well as an asymmetry in the maximum probability of the two peaks. The same analysis was done over a 2-month wide sliding window, verifying that these aspects result from the statistical fluctuations. The exact same procedure is done with the proton and pick-up cometary ion bulk velocities and shown in Fig. 2 centre and right-hand panels, respectively. All available bulk velocities (one per 3-min long scan) over the mission are filtered as following: only densities above 10^{-3} cm^{-3} and only vectors that are further than 20° away from the Sun–comet line are considered. These two thresholds, however arbitrary, allows to consider signals in the proper range of the instrument sensitivity and with a well-defined orientation in the (y, z) -plane. Considering all data, without filters on the density and the flow direction, gives the exact same results with less-pronounced features. About 62000 data points are binned for the solar wind protons, and about 56000 for the cometary pick-up ions. The protons display two peaks with either a positive or a negative z -component, both with a positive y -component (dusk). Similarly, the probability distribution of the cometary ion direction has two peaks along $+z$ and $-z$, and the probability distribution has a general shift towards the $-y$ direction (dawn). This general shift appears far away from the Sun as well, at the largest heliocentric distances *Rosetta* has probed, and is at zero-order constant with the heliocentric distance (not shown here).

The x -component of all the probability distributions of Fig. 2 depends on the heliocentric distance. The angle between the Sun–Earth line and the magnetic field orientation, measured to be of about 45° at 1 au, would increase and tend to 90° with increasing heliocentric distances. Therefore, the (x, y) -projection of the probability distribution of the magnetic field direction measured at Earth is not relevant for the comet. Concerning the ions measured at the comet, the angle between their bulk velocity and the Sun–comet line has shown strong evolution with heliocentric distances. For instance, the solar wind deflection has been observed from about 10° up to 180° (Behar et al. 2017). Therefore, the (x, y) -projection of their distribution integrated over the entire mission, does not provide a valuable information.

4 PHASE SPACE DISTRIBUTION FUNCTION AND MOMENTUM EXCHANGE

The shift towards the $-y$ direction (dawn) of the cometary pick-up ions is not as pronounced as for the solar wind protons (dusk). The reason for this may be instrumental, one possibility being that the selected pick-up ions may be contaminated by cold cometary ions (see Stenberg Wieser et al. (2017); Berčič et al. 2018). It may also be purely physical. The distribution function of cometary pick-up ions was observed to get more complex when close to the Sun, as reported by Nicolaou et al. (2017) in two case studies. In one of the cases, a partial ring distribution function is found for the cometary pick-up ions, compatible with their gyration in the coma. The average orientation of such a distribution function and its effects on the result of Fig. 2 is not obvious. However, these partial ring distributions are still rare in ICA observations, and their average shape in the CSEQ reference frame is thus not accessible. Further statistical investigation is needed to find out if and when the cometary ion distribution function at the spacecraft location turns from non-gyrotropic to gyrotropic.

We also note that additionally, the solar wind ions did not have perfect beam-like distribution functions at all time either, at the spacecraft position. In Behar et al. (2017), Fig. 2, partial ring distributions of solar wind protons are shown, observed at around 2 au, when the solar wind ion cavity was about to pass over the spacecraft location. The fact that only partial ring distributions were observed at 67P/CG stresses out that, as discussed previously, in the day side of the coma and close to the nucleus, solar and cometary ions have only followed part of one gyration, with a gyroradius following the evolution of the density ratio between the two populations (Behar et al. 2018b). This is most likely why the bulk velocities exhibit such a clear statistical behaviour.

It was verified that including or not heliocentric distances below 2.5 au does not change the result, qualitatively, therefore these more complex distributions do not change the observed asymmetry at a statistical level.

The two peaks of the probability distribution of the magnetic field direction indicate that, as expected, the solar wind electric field is mostly directed along either $+z$ (\mathbf{B} along $+y$) or $-z$ (\mathbf{B} along $-y$, accordingly with equation 1). Thus, upstream of the measurement point where the solar wind first meets the new-born ions, the exchange of momentum between the solar wind and the thin coma happens along the z -axis. However, within the coma close to the nucleus, protons are seen with a positive y -component and cometary ions with a negative one, consistently with the generalized gyromotion presented here above, as in the case of a non-perpendicular magnetic field. Therefore, the motion of both populations is not contained in a single plane through the coma, as illustrated in the bottom panel of Fig. 3. In this schematic, the exchange of momentum initially takes place in the grey plane, but immediately the proton red trajectory will get a component along the y -axis and get out of the plane. Depending on the direction of the magnetic field, the trajectory will be deflected towards $+z$ or $-z$ but with a $+y$ -component in both cases.

An obvious reason for the upstream magnetic field to not be perpendicular with the solar particle flow, and therefore along the y -axis, is the angle of its spiral configuration (Fig. 3).

Despite large heliocentric distances (with a maximum distance of 3.8 au), the IMF upstream of 67P/CG always had on an average an angle different than 90° with the x -axis (theoretically, the Parker angle spiral at 3.8 au is expected to be about 75° Cravens 2004). Thus as shown by the generalized gyromotion, on an average, the sense of the IMF along the spiral and additionally their deflection

towards the $\pm z$ -axis does not matter, the protons will have a positive v_y -component at all heliocentric distances towards the dusk side of the coma, and the cometary pick-up ions will have a negative v_y -component at all heliocentric distances towards the dawn side of the coma.

5 CONCLUSIONS

By generalizing the gyromotion of two populations interacting with each other and working in a precise reference frame, it was shown that the solar wind ions and the cometary pick-up ions are expected to drift sideways, with drifts of opposite signs, regardless of the magnetic field sense.

The statistical approach at comet 67P/CG over a period of 21 months allowed us to overcome the lack of measurement upstream of the interaction region. Based on data, it was demonstrated that indeed both populations have a velocity component contained in the IMF plane, misaligned with the Sun–comet line, irrespective of the heliocentric distance. Since ions move along less than a gyro-period, this velocity component does not strictly correspond to a drift. This additional velocity component is duskward for the solar wind protons, while cometary pick-up ions have a dawnward additional velocity component, irrespective of the outward or inward magnetic field in the Parker spiral.

In this article, we only describe an average configuration. An orientation of the IMF that would depart from the Parker spiral would obviously results in different orientations of the velocity vectors as well, which in fact corresponds to the breadth of the probability distributions in Fig. 2. Qualitatively, the configuration is only rotated around the Sun–comet line. In a plasma frame in which the upstream electric field would have the same orientation and sense at any time (the Comet–Sun Electric field frame for instance, in which the electric field is along the z -axis and the x -axis pointing towards the Sun), the probability distributions would be much narrower (and of different shape). However, this work demonstrates that such a plasma frame cannot be obtained properly, without monitoring the upstream solar wind parameters. In Behar et al. (2017) and Berčič et al. (2018), a proton-aligned reference frame, based on the observed solar wind proton direction, was used. We now see that such a proton-aligned frame is on an average rotated from the orientation of the upstream solar wind electric field. We note that this rotation has no impact on the results of these studies.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by the Swedish National Space Board (SNSB) through grants 108/12, 112/13, and 96/15.

We are indebted to the whole *Rosetta* mission team, Science Ground Segment, and *Rosetta* Mission Operation Control for their hard work making this mission possible.

REFERENCES

- Behar E. et al., 2018a, A&A, submitted
- Behar E., Nilsson H., Alho M., Goetz C., Tsurutani B., 2017, *MNRAS*, 469, S396
- Behar E., Nilsson H., Stenberg Wieser G., Nemeth Z., Broiles T. W., Richter I., 2016, *Geophys. Res. Lett.*, 43, 1411
- Berčič L., Behar E., Nilsson H., Nicolau G., Stenberg Wieser G., Wieser M., Goetz C., 2018, *A&A*
- Behar E., Tabone B., Saillenfest M., Henri P., Deca J., Lindkvist J., Holmström M., Nilsson H., 2018b, A&A, submitted

- Coates A., 2004, *Adv. Space Res.*, 33, 1977
- Cravens T., 2004, *Physics of Solar System Plasmas*. Cambridge Univ. Press, Cambridge
- Dubinin E. et al., 2008, *Planet. Space Sci.*, 56, 832
- Flammer K. R., Mendis D. A., 1991, *Ap&SS*, 182, 155
- Hansen K. C. et al., 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 133
- Harada Y., Halekas J. S., Poppe A. R., Tsugawa Y., Kurita S., McFadden J. P., 2015, *J. Geophys. Res.*, 120, 4907
- Jarvinen R., Kallio E., Dyadechkin S., 2013, *J. Geophys. Res.*, 118, 4551
- Koenders C., Goetz C., Richter I., Motschmann U., Glassmeier K.-H., 2016, *MNRAS*, 462, S235
- Lepping R. P. et al., 1995, *Space Sci. Rev.*, 71, 207
- Nicolaou G., Behar E., Nilsson H., Wieser M., Yamauchi M., Berčić L., Wieser G. S., 2017, *MNRAS*, 469, S339
- Nilsson H. et al., 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 671
- Rubin M. et al., 2014, *Icarus*, 242, 38
- Schmidt H. U., Wegmann R., Neubauer F. M., 1993, *J. Geophys. Res.*, 98, 21009
- Smith C. W., L'Heureux J., Ness N. F., Acuña M. H., Burlaga L. F., Scheifele J., 1998, *The Ace Magnetic Fields Experiment*. Springer Netherlands, Dordrecht
- Stenberg Wieser G. et al., 2017, *MNRAS*, 469, S522
- Szegö K. et al., 2000, *Space Sci. Rev.*, 94, 429

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

The root of a comet tail – *Rosetta* ion observations at comet 67P/Churyumov–Gerasimenko

E. Behar^{1,2}, H. Nilsson^{1,2}, P. Henri⁵, L. Berčič^{1,2}, G. Nicolaou^{1,4}, G. Stenberg Wieser¹, M. Wieser¹, B. Tabone⁷, M. Saillenfest⁶, C. Goetz³

¹ Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden.

² Luleå University of Technology, Department of Computer Science, Electrical and Space Engineering, Kiruna, Sweden.

³ Technische Universität Braunschweig, Institute for Geophysics and Extraterrestrial Physics, Mendelssohnstraße 3, D-38106 Braunschweig, Germany.

⁴ Mullard Space Science Laboratory, University College London, Dorking, UK

⁵ LPC2E, CNRS, Orléans 45071, France.

⁶ IMCCE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, LAL, Université de Lille, 75014 Paris, France

⁷ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Univ. Paris 06, 75014 Paris, France
e-mail: etienne.behar@irf.se

Received 2018-02-16; accepted 2018-04-26

ABSTRACT

Context. The first 1000 km of the ion tail of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko were explored by the European *Rosetta* spacecraft, 2.7 au away from the Sun.

Aims. We characterised the dynamics of both the solar wind and the cometary ions on the night-side of the comet’s atmosphere.

Methods. We analysed in situ ion and magnetic field measurements and compared the data to a semi-analytical model.

Results. The cometary ions are observed flowing close to radially away from the nucleus during the entire excursion. The solar wind is deflected by its interaction with the new-born cometary ions. Two concentric regions appear, an inner region dominated by the expanding cometary ions and an outer region dominated by the solar wind particles.

Conclusions. The single night-side excursion operated by *Rosetta* revealed that the near radial flow of the cometary ions can be explained by the combined action of three different electric field components, resulting from the ion motion, the electron pressure gradients, and the magnetic field draping. The observed solar wind deflection is governed mostly by the motional electric field $-\mathbf{u}_{ion} \times \mathbf{B}$.

Key words. Comets: general, Comets: individual: 67P, plasmas, methods: observational, space vehicles: instruments

1. Introduction

All particles originating from a comet’s nucleus and subsequently ionised by solar radiation or electron impact eventually escape the comet, reaching on average the velocity of the solar wind. Because of the fast relative speed between the comet and the solar wind, the escaping ions are collimated into a narrow tail, known as the ion tail or gas tail. Contrary to the dust tail, this plasma structure can emit light by fluorescence, and depending on the conditions can be seen from Earth. The shape of these visible ion tails gives a major clue to the existence of both the solar wind and the interplanetary magnetic field (IMF), as for instance elaborated by Alfvén (1957). To that extent, the ion tail is one of the major aspects of the interaction between the solar wind and the comet’s atmosphere (coma).

During the first part of the 20th century, comets played an important role in the development of space physics. The first suggestion of the existence of a steady stream of charged particles flowing away from the Sun can be attributed to Arthur Eddington (Durham 2006; Eddington 1910), based on observations of comet Morehouse and the analysis of the shapes of the envelopes seen in the atmosphere and in the ion tail. Another model

presented by Biermann (1951) describes the tail of comets being dragged by a corpuscular radiation emitted by the Sun. In this description, the momentum is transferred from the wind to the tail by Coulomb collisions. During the same decade, another major model was proposed by Alfvén (1957) where the magnetic field of the Sun is ‘frozen’ in a similar flow of solar particles. The local addition of a cold and slow cometary ion population would correspond to a significant decrease of the total plasma velocity, and the frozen-in magnetic field piles up and drapes itself around the dense coma. This draping pattern was given as an interpretation of the typical pattern of streamers in a comet tail. Comets have acted as natural solar wind probes before the first in situ measurements and the space exploration era because of their high production rate (with values ranging from 10^{25} to several 10^{30} s^{-1}) and their very low gravity: they were the perfect tracers to make the solar wind “visible” from Earth.

The first in situ investigation of the interaction between the solar wind and a coma was conducted by the International Cometary Explorer (*ICE*, launched as *ISEE-3*, see e.g. Smith et al. 1986) which encountered comet 21P/Giacobini–Zinner in September 1985. Since that date, ten other probes have visited eight different comets. *ICE*, *Deep Space 1*, and probably *Giotto* for its second encounter actually flew through the tails

Bibliographie

Bibliographie

- Agra-Amboage, V., Cabrit, S., Dougados, C., et al. 2014, *A&A*, 564, A11
- Agra-Amboage, V., Dougados, C., Cabrit, S., & Reunanen, J. 2011, *A&A*, 532, A59
- Agúndez, M., Goicoechea, J. R., Cernicharo, J., Faure, A., & Roueff, E. 2010, *ApJ*, 713, 662
- Alves, F. O., Girart, J. M., Caselli, P., et al. 2017, *A&A*, 603, L3
- Anderson, J. M., Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., & Blandford, R. D. 2003, *ApJ*, 590, L107
- André, P. & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, 420, 837
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Anglada, G. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 93, *Radio Emission from the Stars and the Sun*, ed. A. R. Taylor & J. M. Paredes, 3–14
- Antoniucci, S., Nisini, B., Giannini, T., & Lorenzetti, D. 2008, *A&A*, 479, 503
- Arce, H. G., Mardones, D., Corder, S. A., et al. 2013, *ApJ*, 774, 39
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 245
- Armitage, P. J. 2011, *ARA&A*, 49, 195
- Bacciotti, F., Mundt, R., Ray, T. P., et al. 2000, *ApJ*, 537, L49
- Bacciotti, F., Ray, T. P., Mundt, R., Eislöffel, J., & Solf, J. 2002, *ApJ*, 576, 222
- Bachiller, R., Cernicharo, J., Martin-Pintado, J., Tafalla, M., & Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174
- Bachiller, R., Martin-Pintado, J., & Fuente, A. 1991, *A&A*, 243, L21
- Bai, X.-N. & Stone, J. M. 2013, *ApJ*, 769, 76
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Barinova, Ľ. & van Hemert, M. C. 2006, *ApJ*, 636, 923

- Baruteau, C., Crida, A., Paardekooper, S.-J., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 667
- Behar, E., Tabone, B., & Nilsson, H. 2018a, *MNRAS*, 478, 1570
- Behar, E., Tabone, B., Saillenfest, M., et al. 2018b, *ArXiv e-prints*
- Belloche, A. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 62, *EAS Publications Series*, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 25–66
- Benedettini, M., Busquet, G., Lefloch, B., et al. 2012, *A&A*, 539, L3
- Bergin, E., Calvet, N., D’Alessio, P., & Herczeg, G. J. 2003, *ApJ*, 591, L159
- Béthune, W., Lesur, G., & Ferreira, J. 2017, *A&A*, 600, A75
- Bianchi, E., Codella, C., Ceccarelli, C., et al. 2017, *A&A*, 606, L7
- Biro, S. & Raga, A. C. 1994, *ApJ*, 434, 221
- Biro, S., Raga, A. C., & Canto, J. 1995, *MNRAS*, 275, 557
- 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
- Blondin, J. M., Fryxell, B. A., & Konigl, A. 1990, *ApJ*, 360, 370
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007, *Protostars and Planets V*, 479
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- Cabrit, S. 2002, in *EAS Publications Series*, Vol. 3, *EAS Publications Series*, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 147–182
- Cabrit, S. 2007a, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 723, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. J. Ferreira, C. Dougados, & E. Whelan, 21
- Cabrit, S. 2007b, in *IAU Symposium*, Vol. 243, *Star-Disk Interaction in Young Stars*, ed. J. Bouvier & I. Appenzeller, 203–214
- Cabrit, S. & Bertout, C. 1992, *A&A*, 261, 274
- Cabrit, S., Codella, C., Gueth, F., & Gusdorf, A. 2012, *A&A*, 548, L2
- Cabrit, S., Codella, C., Gueth, F., et al. 2007, *A&A*, 468, L29
- Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1990, *ApJ*, 354, 687
- Cabrit, S., Ferreira, J., & Raga, A. C. 1999, *A&A*, 343, L61

- Cabrit, S., Pety, J., Pesenti, N., & Dougados, C. 2006, *A&A*, 452, 897
- Cabrit, S., Raga, A., & Gueth, F. 1997, in *IAU Symposium*, Vol. 182, *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 163–180
- Casse, F. & Ferreira, J. 2000a, *A&A*, 353, 1115
- Casse, F. & Ferreira, J. 2000b, *A&A*, 361, 1178
- Casse, F. & Keppens, R. 2002, *ApJ*, 581, 988
- Cassen, P. & Moosman, A. 1981, *Icarus*, 48, 353
- Cazzoli, G., Lattanzi, V., Coriani, S., et al. 2017, *A&A*, 605, A20
- Ceccarelli, C., Caselli, P., Bockelée-Morvan, D., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 859
- Chini, R., Reipurth, B., Sievers, A., et al. 1997, *A&A*, 325, 542
- Ciardi, A., Vinci, T., Fuchs, J., et al. 2013, *Physical Review Letters*, 110, 025002
- Claussen, M. J., Marvel, K. B., Wootten, A., & Wilking, B. A. 1998, *ApJ*, 507, L79
- Codella, C., Bianchi, E., Tabone, B., et al. 2018, *ArXiv e-prints*
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F., et al. 2007, *A&A*, 462, L53
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F., et al. 2014, *A&A*, 568, L5
- Codella, C., Ceccarelli, C., Cabrit, S., et al. 2016, *A&A*, 586, L3
- Cohen, M., Emerson, J. P., & Beichman, C. A. 1989, *ApJ*, 339, 455
- Correia, S., Zinnecker, H., Ridgway, S. T., & McCaughrean, M. J. 2009, *A&A*, 505, 673
- Cranmer, S. R. 2009, *ApJ*, 706, 824
- Dalgarno, A., Yan, M., & Liu, W. 1999, *ApJS*, 125, 237
- De Colle, F., Cerqueira, A. H., & Riera, A. 2016, *ApJ*, 832, 152
- Dougados, C., Cabrit, S., Lavalley, C., & Ménard, F. 2000, *A&A*, 357, L61
- Draine, B. T. 1978, *ApJS*, 36, 595
- Ellerbroek, L. E., Podio, L., Kaper, L., et al. 2013, *A&A*, 551, A5
- Falle, S. A. E. G. 1991, *MNRAS*, 250, 581
- Federman, S. R., Glassgold, A. E., & Kwan, J. 1979, *ApJ*, 227, 466
- Fendt, C. & Sheikhnezami, S. 2013, *ApJ*, 774, 12
- Ferreira, J. 1997, *A&A*, 319, 340

- Ferreira, J. 2002, in EAS Publications Series, Vol. 3, EAS Publications Series, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 229–277
- Ferreira, J. 2007, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 723, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, ed. J. Ferreira, C. Dougados, & E. Whelan, 181
- Ferreira, J. & Casse, F. 2004, *ApJ*, 601, L139
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, *A&A*, 453, 785
- Ferreira, J. & Pelletier, G. 1993, *A&A*, 276, 625
- Ferreira, J. & Pelletier, G. 1995, *A&A*, 295, 807
- Ferreira, J., Pelletier, G., & Appl, S. 2000, *MNRAS*, 312, 387
- Flower, D. R. & Harris, G. J. 2007, *MNRAS*, 377, 705
- Flower, D. R. & Pineau des Forêts, G. 2003, *MNRAS*, 343, 390
- Flower, D. R. & Pineau des Forêts, G. 2013, *MNRAS*, 436, 2143
- Flower, D. R. & Pineau des Forêts, G. 2015, *A&A*, 578, A63
- Font, A. S., McCarthy, I. G., Johnstone, D., & Ballantyne, D. R. 2004, *ApJ*, 607, 890
- Forrey, R. C. 2013, *ApJ*, 773, L25
- Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 451
- Furuya, R. S., Kitamura, Y., Wootten, H. A., Claussen, M. J., & Kawabe, R. 2001, *ApJ*, 559, L143
- Galli, D. & Palla, F. 1998, *A&A*, 335, 403
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- Garcia, P. J. V., Cabrit, S., Ferreira, J., & Binette, L. 2001, *A&A*, 377, 609
- Gear, C. W. 1971, *Numerical initial value problems in ordinary differential equations*
- Gerin, M., Pety, J., Fuente, A., et al. 2015, *A&A*, 577, L2
- Gerlich, D., Disch, R., & Scherbarth, S. 1987, *J. Chem. Phys.*, 87, 350
- Giannini, T., Nisini, B., & Lorenzetti, D. 2001, *ApJ*, 555, 40
- Glassgold, A. E., Mamon, G. A., & Huggins, P. J. 1991, *ApJ*, 373, 254
- Goldreich, P. & Kylafis, N. D. 1981, *ApJ*, 243, L75
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., et al. 2002, *A&A*, 391, 675
- Gueth, F. & Guilloteau, S. 1999, *A&A*, 343, 571

- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., & Lucas, R. 1992, *A&A*, 265, L49
- Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
- Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Vol. 3, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. M. Pena & S. Kurtz, 93
- Hartigan, P., Raymond, J., & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 316, 323
- Hartmann, L. 2009, *Accretion Processes in Star Formation: Second Edition* (Cambridge University Press)
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *ARA&A*, 54, 135
- Hasegawa, Y., Okuzumi, S., Flock, M., & Turner, N. J. 2017, *ApJ*, 845, 31
- Heays, A. N., Bosman, A. D., & van Dishoeck, E. F. 2017, *A&A*, 602, A105
- Hennebelle, P. 2012, in *EAS Publications Series*, Vol. 57, *EAS Publications Series*, ed. C. Reyl e, C. Charbonnel, & M. Schultheis, 91–127
- Hennebelle, P., Lesur, G., & Fromang, S. 2016, *A&A*, 590, A22
- Hierl, P. M., Morris, R. A., & Viggiano, A. A. 1997, *J. Chem. Phys.*, 106, 10145
- Hily-Blant, P., Faure, A., Rist, C., Pineau des For ets, G., & Flower, D. R. 2018, *MNRAS*, 477, 4454
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1979, *ApJS*, 41, 555
- Jacobs, T. A., Giedt, R. R., & Cohen, N. 1967, *J. Chem. Phys.*, 47, 54
- Joos, M., Hennebelle, P., & Ciardi, A. 2012, *A&A*, 543, A128
- Joos, M., Hennebelle, P., Ciardi, A., & Fromang, S. 2013, *A&A*, 554, A17
- Jura, M. 1975, *ApJ*, 197, 575
- Kang, M., Lee, J.-E., Choi, M., et al. 2013, *ApJS*, 209, 25
- Karska, A., Kaufman, M. J., Kristensen, L. E., et al. 2018, *ApJS*, 235, 30
- Konigl, A. 1982, *ApJ*, 261, 115
- Konigl, A. 1989, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 156, *Accretion Disks and Magnetic Fields in Astrophysics*, ed. G. Belvedere, 165–178
- Kristensen, L. E., van Dishoeck, E. F., Bergin, E. A., et al. 2012, *A&A*, 542, A8
- Kwan, J. & Tadamaru, E. 1988, *ApJ*, 332, L41
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271

- Latter, W. B. & Black, J. H. 1991, *ApJ*, 372, 161
- Launhardt, R., Pavlyuchenkov, Y., Gueth, F., et al. 2009, *A&A*, 494, 147
- Lavalley, C., Cabrit, S., Dougados, C., Ferruit, P., & Bacon, R. 1997, *A&A*, 327, 671
- Lavalley-Fouquet, C., Cabrit, S., & Dougados, C. 2000, *A&A*, 356, L41
- Lee, C.-F., Hirano, N., Zhang, Q., et al. 2014, *ApJ*, 786, 114
- Lee, C.-F., Hirano, N., Zhang, Q., et al. 2015, *ApJ*, 805, 186
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Beuther, H., et al. 2006, *ApJ*, 639, 292
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Bourke, T. L., et al. 2008, *ApJ*, 685, 1026
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Hirano, N., et al. 2007, *ApJ*, 659, 499
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Li, Z.-Y., et al. 2017a, *Nature Astronomy*, 1, 0152
- Lee, C.-F., Li, Z.-Y., Codella, C., et al. 2018, *ApJ*, 856, 14
- Lee, C.-F., Li, Z.-Y., Ho, P. T. P., et al. 2017b, *Science Advances*, 3, e1602935
- Lee, C.-F., Li, Z.-Y., Ho, P. T. P., et al. 2017c, *ApJ*, 843, 27
- Lee, C.-F., Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 429
- Lee, H.-H., Herbst, E., Pineau des Forets, G., Roueff, E., & Le Bourlot, J. 1996, *A&A*, 311, 690
- Lefèvre, C., Cabrit, S., Maury, A. J., et al. 2017, *A&A*, 604, L1
- Lepp, S. & Shull, J. M. 1983, *ApJ*, 270, 578
- Lesaffre, P., Pineau des Forêts, G., Godard, B., et al. 2013, *A&A*, 550, A106
- Lesur, G., Hennebelle, P., & Fromang, S. 2015, *A&A*, 582, L9
- Lesur, G., Kunz, M. W., & Fromang, S. 2014, *A&A*, 566, A56
- Liseau, R., Giannini, T., Nisini, B., et al. 1997, in *IAU Symposium*, Vol. 182, *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 111–120
- Louvet, F., Dougados, C., Cabrit, D., et al. 2018, *A&A*, 000
- Louvet, F., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2016, *A&A*, 596, A88
- Marchand, P., Masson, J., Chabrier, G., et al. 2016, *A&A*, 592, A18
- Masson, C. R. & Chernin, L. M. 1993, *ApJ*, 414, 230
- Masson, J., Chabrier, G., Hennebelle, P., Vaytet, N., & Commerçon, B. 2016, *A&A*, 587, A32

- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. 1983, *A&A*, 128, 212
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005, *ApJ*, 632, L135
- Maury, A. J., André, P., Hennebelle, P., et al. 2010, *A&A*, 512, A40
- Maury, A. J., Girart, J. M., Zhang, Q., et al. 2018, *MNRAS*, 477, 2760
- McGinnis, P., Dougados, C., Alencar, S. H. P., Cabrit, S., & Bouvier, J. 2018, ArXiv e-prints
- Murphy, G. C., Ferreira, J., & Zanni, C. 2010, *A&A*, 512, A82
- Myers, P. C. & Ladd, E. F. 1993, *ApJ*, 413, L47
- Nisini, B., Antonucci, S., Alcalá, J. M., et al. 2018, *A&A*, 609, A87
- Ostriker, E. C., Lee, C.-F., Stone, J. M., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 443
- Panoglou, D., Cabrit, S., Pineau Des Forêts, G., et al. 2012, *A&A*, 538, A2
- Pech, G., Zapata, L. A., Loinard, L., & Rodríguez, L. F. 2012, *ApJ*, 751, 78
- Pelletier, G. & Pudritz, R. E. 1992, *ApJ*, 394, 117
- Pesenti, N., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2004, *A&A*, 416, L9
- Pety, J., Gueth, F., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2006, *A&A*, 458, 841
- Podio, L., Codella, C., Gueth, F., et al. 2015, *A&A*, 581, A85
- Podio, L., Codella, C., Gueth, F., et al. 2016, *A&A*, 593, L4
- Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., & Smette, A. 2011, *ApJ*, 733, 84
- Pudritz, R. E. & Norman, C. A. 1983, *ApJ*, 274, 677
- Raga, A. & Cabrit, S. 1993, *A&A*, 278, 267
- Raga, A. C. & Canto, J. 1989, *ApJ*, 344, 404
- Raga, A. C., Canto, J., Binette, L., & Calvet, N. 1990, *ApJ*, 364, 601
- Raga, A. C., Williams, D. A., & Lim, A. J. 2005, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 41, 137
- Ray, T., Dougados, C., Bacciotti, F., Eisloffel, J., & Chrysostomou, A. 2007, *Protostars and Planets V*, 231
- Raymond, J. C., Cox, D. P., & Smith, B. W. 1976, *ApJ*, 204, 290
- Reipurth, B., Hartigan, P., Heathcote, S., Morse, J. A., & Bally, J. 1997, *AJ*, 114, 757

- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 867
- Ruden, S. P., Glassgold, A. E., & Shu, F. H. 1990, *ApJ*, 361, 546
- Safier, P. N. 1993, *ApJ*, 408, 115
- Saillenfest, M., Tabone, B., & Behar, E. 2018, *ArXiv e-prints*
- Sakai, N., Oya, Y., Higuchi, A. E., et al. 2017, *MNRAS*, 467, L76
- Sakai, N., Oya, Y., Sakai, T., et al. 2014a, *ApJ*, 791, L38
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., et al. 2014b, *Nature*, 507, 78
- Sauty, C. 2007, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 723, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. J. Ferreira, C. Dougados, & E. Whelan, 209
- Sauty, C., Tsinganos, K., & Trussoni, E. 2002, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 589, *Relativistic Flows in Astrophysics*, ed. A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou, 41
- Segura-Cox, D. M., Looney, L. W., Tobin, J. J., et al. 2018, *ArXiv e-prints*
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- 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
- Simon, J. B., Bai, X.-N., Armitage, P. J., Stone, J. M., & Beckwith, K. 2013, *ApJ*, 775, 73
- Simon, M. N., Pascucci, I., Edwards, S., et al. 2016, *ApJ*, 831, 169
- Smith, I. W. M. 2011, *ARA&A*, 49, 29
- Stahler, S. W., Korycansky, D. G., Brothers, M. J., & Touma, J. 1994, *ApJ*, 431, 341
- Stancil, P. C., Lepp, S., & Dalgarno, A. 1998, *ApJ*, 509, 1
- Stone, J. M. & Norman, M. L. 1992, *ApJ*, 389, 297
- Stone, J. M. & Norman, M. L. 1993, *ApJ*, 413, 198
- Surdej, J. 1977, *A&A*, 60, 303
- 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
- Tafalla, M., Santiago-García, J., Hacar, A., & Bachiller, R. 2010, *A&A*, 522, A91

- Tafalla, M., Su, Y.-N., Shang, H., et al. 2017, *A&A*, 597, A119
- Taylor, S. D. & Raga, A. C. 1995, *A&A*, 296, 823
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, 286, 529
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Bergin, E., et al. 2012, *ApJ*, 748, 16
- Tobin, J. J., Looney, L. W., Wilner, D. J., et al. 2015, *ApJ*, 805, 125
- Toro. 1999, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics* (Springer)
- Tychoniec, Ł., Tobin, J. J., Karska, A., et al. 2018, *ApJ*, 852, 18
- Ulrich, R. K. 1976, *ApJ*, 210, 377
- Valentini, F., Trávníček, P., Califano, F., Hellinger, P., & Mangeney, A. 2007, *Journal of Computational Physics*, 225, 753
- van Dishoeck, E. F. & Dalgarno, A. 1984, *ApJ*, 277, 576
- van Dishoeck, E. F. & Visser, R. 2011, *ArXiv e-prints*
- Vorobyov, E. I. & Basu, S. 2015, *ApJ*, 805, 115
- Wakelam, V., Bron, E., Cazaux, S., et al. 2017, *Molecular Astrophysics*, 9, 1
- Wardle, M. & Koenigl, A. 1993, *ApJ*, 410, 218
- Wiseman, J., Wootten, A., Zinnecker, H., & McCaughrean, M. 2001, *ApJ*, 550, L87
- Wolk, S. J., Harnden, Jr., F. R., Flaccomio, E., et al. 2005, *ApJS*, 160, 423
- Wouterloot, J. G. A. & Walmsley, C. M. 1986, *A&A*, 168, 237
- Wu, Y., Wei, Y., Zhao, M., et al. 2004, *A&A*, 426, 503
- Yvart, W., Cabrit, S., Pineau des Forêts, G., & Ferreira, J. 2016, *A&A*, 585, A74
- Zanni, C., Ferrari, A., Rosner, R., Bodo, G., & Massaglia, S. 2007, *A&A*, 469, 811
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2011, *ApJ*, 727, L22
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *A&A*, 550, A99
- Zapata, L. A., Lizano, S., Rodríguez, L. F., et al. 2015, *ApJ*, 798, 131
- Zhang, Y., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2016, *ApJ*, 832, 158
- Zhao, B., Caselli, P., Li, Z.-Y., & Krasnopolsky, R. 2018, *MNRAS*, 473, 4868
- Zhao, B., Caselli, P., Li, Z.-Y., et al. 2016, *MNRAS*, 460, 2050

Zinnecker, H. 1989, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 33, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. B. Reipurth, 447–469

Zinnecker, H., Bastien, P., Arcoragi, J.-P., & Yorke, H. W. 1992, *A&A*, 265, 726

Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., & Rayner, J. T. 1998, *Nature*, 394, 862

Résumé

L'extraction du moment cinétique au sein des disques protostellaires est le processus clé qui détermine la masse finale accrétée par une étoile, ainsi que les conditions de formation de son cortège planétaire. Il a été proposé que les jets protostellaires pourraient jouer un rôle essentiel dans cette extraction, via un processus magnétohydrodynamique (MHD). L'objectif principal de ce travail de thèse est de mettre à profit le gain révolutionnaire en résolution et en sensibilité apporté par l'interféromètre submillimétrique ALMA afin de clarifier le processus d'accrétion-éjection à l'œuvre dans les protoétoiles. Cette problématique est abordée selon trois axes complémentaires i) confrontation des modèles théoriques de vent de disque MHD à la dynamique du jet de HH212 observé par ALMA à haute résolution angulaire. Je présente la découverte de signatures de rotation en SO/SO₂ dans le jet qui, avec la dynamique de SiO, sont cohérentes avec un vent de disque MHD lancé entre 0.05 et 40au. ii) étude analytique et numérique de l'impact de la variabilité d'un jet rapide pulsant sur un vent de disque. J'identifie des signatures observationnelles de la présence d'un vent de disque à partir de l'étude morphologique et cinématique des coquilles de choc d'étrave. iii) signatures chimiques d'un jet lancé en deçà de la région de sublimation des poussières (~ 0.2 au). Je montre que malgré la forte irradiation du jet et l'absence de poussière, des molécules telles que SiO ou CO peuvent se former efficacement à partir d'une faible fraction de H₂. Ce scénario pourra être confronté aux futures observations JWST.

Mots clés

Formation stellaire ; protoétoiles ; vents de disque ; MHD ; milieu interstellaire ; astrochimie ; hydrodynamique ; simulations numériques ; ALMA

Abstract

The question of angular momentum extraction from protoplanetary disks (hereafter PPDs) is fundamental in understanding the accretion process in young stars and the formation conditions of planets. Pioneering semi-analytical work, followed by a growing body of magnetohydrodynamic (MHD) simulations, have shown that when a significant vertical magnetic field is present, MHD disk winds (hereafter MHD-DWs) can develop and extract some or all of the angular momentum flux required for accretion. The aim of this PhD thesis is to exploit the unprecedented capabilities provided by ALMA to clarify the accretion-ejection process in protostars. This goal is achieved following three approaches: 1) comparison of MHD-DW models with the kinematics of HH 212 jet observed by ALMA at high angular resolution. I report the discovery of a rotating SO/SO₂ wind consistent with a MHD-DWs launched out to ~40 au with SiO tracing dust-free streamlines launched from 0.05–0.3 au. 2) Analytical and numerical study of the interaction between a pulsating inner jet embedded in a stationary disk wind. Observational signatures are identified from the morphology and the kinematics of bow-shock shells. 3) Chemical signatures of a jet launched inside the dust sublimation radius (~ 0.2 au). I show that despite the strong X-FUV field and the absence of dust, molecules like SiO or CO can form efficiently from a small fraction of H₂. This scenario will be confronted to JWST observations.

Keywords

Star formation ; protostars ; disk wind ; MHD ; ISM ; astrochemistry ; hydrodynamics ; numerical simulations ; ALMA