



HAL
open science

Flots protostellaires poussés par un jet dans une enveloppe stratifiée : revisiter un modèle à l'ère d'ALMA

Mialy Rabetanety Rabenanahary

► To cite this version:

Mialy Rabetanety Rabenanahary. Flots protostellaires poussés par un jet dans une enveloppe stratifiée : revisiter un modèle à l'ère d'ALMA. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Observatoire de Paris, 2022. Français. NNT: . tel-04122023

HAL Id: tel-04122023

<https://hal.science/tel-04122023v1>

Submitted on 8 Jun 2023

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License



THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris

**Flots protostellaires poussés par un jet dans une
enveloppe stratifiée : revisiter un modèle à l'ère d'ALMA**

Soutenue par

Mialy Rabetanety
RABENANAHARY

Le 06 décembre 2022

Ecole doctorale n° 127

**AAIF - Astronomie et
Astrophysique d'Ile de
France**

Spécialité

Astronomie et Astrophysique

Composition du jury :

Martina Wiedner Directeur de recherche Observatoire de Paris	<i>Présidente du jury</i>
Bertrand Lefloch Directeur de recherche IPAG Grenoble	<i>Rapporteur</i>
Jean-Marc Huré Professeur LAB Université de Bordeaux	<i>Rapporteur</i>
Lars Egstrøm Kristensen Associate professor University of Copenhagen	<i>Examineur</i>
Alejandro Raga Professeur UNAM Mexico	<i>Examineur</i>
Sylvie Cabrit Astronome Observatoire de Paris	<i>Directrice de thèse</i>
Guillaume Pineau des Forêts Professeur émérite Université Paris-Saclay	<i>Invité</i>
Zakaria Meliani Astronome adjoint Observatoire de Paris	<i>Invité</i>

Remerciements

Une thèse est une aventure de tous les instants, avec tous ses moments compliqués et ses défis quotidiens. Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants et collaborateurs, sans qui cette thèse aurait été impossible. Merci beaucoup à Sylvie, Guillaume et Zakaria, pour leur bienveillance, leurs encouragements, leurs enseignements, et leur patience tout au long de ces trois années riches en moments forts. Merci beaucoup à Martina pour avoir été une super marraine au LERMA, pour ses nombreux conseils et son suivi, ainsi que pour sa gentillesse. Un grand merci à Antoine, qui m'a aidé à me lancer dans cette thèse,

Une thèse, c'est aussi trois ans dans un laboratoire (ou plusieurs, selon le jour de la semaine) avec des collègues. C'est pourquoi je tiens à remercier tous mes camarades doctorants pour leurs discussions passionnantes et les repas animés à la cantine. Merci tout particulièrement à Daniel, Aristide, Barbara, Lu, Pierre, Guillaume. Je remercie aussi Benoît, dont les nombreux passages au laboratoire ont toujours été l'occasion d'échanges intellectuels très riches sur les flots protostellaires et les disques d'accrétion, mais aussi de très bons conseils pour faire face aux aléas d'une telle aventure.

L'astrophysique offre la chance de rencontrer et d'interagir avec des chercheurs du monde entier. Je tiens ainsi à remercier tous les membres de la collaboration ALMA-FLOW pour cette incroyable opportunité. Même si notre premier proposal sur ALMA n'est pas passé, je remercie tout particulièrement Doug, Lars, Bertrand et Hsien pour le plaisir d'échanger, écouter, discuter, et expérimenter un tel travail.

Je remercie aussi le personnel administratif du LERMA et de l'Observatoire pour avoir permis le déroulement de cette thèse dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie les rapporteurs, pour leur lecture attentive de ce manuscrit, et les membres du jury pour avoir pris le temps de venir à Paris assister à cette soutenance inoubliable. Je les remercie pour leurs félicitations, et pour ce magnifique dîner convivial. À cette occasion, je tiens à remercier Alex, Lars, Bertrand, Jean-Marc pour les nombreux conseils, l'écoute sur mes projets d'avenir, et pour m'avoir convaincu dans la poursuite de mes objectifs et de mes ambitions.

Merci à l'équipe informatique du LERMA et de l'Observatoire, notamment à Tarik, pour m'avoir aidé à réaliser des simulations numériques avec le meilleur matériel et des ressources informatiques aussi performantes. Merci à l'équipe d'encadrement de l'Ecole thématique AstroSim 2019 ayant eu lieu au CINES, pour ces deux semaines inoubliables au milieu de tous ces serveurs dernier cri,

Pour cette thèse, je suis reconnaissant du soutien financier apporté par le Programme National Physique et Chimie du Milieu Interstellaire (PCMI) du CNRS/INSU avec l'INC/INP, et co-financé par le CEA et le CNES.

Enfin, je tiens en particulier à remercier infiniment ma meilleure amie, Nirina, pour avoir embelli mon quotidien, pour m'avoir soutenu, encouragé, recadré tout au long de ces trois dernières années. Nos fous rires, nos discussions, nos délires, nos galères et nos découvertes, un grand merci à toi pour tous ces bons moments, et pour m'avoir aidé à tenir et à garder l'équilibre devant chaque défi de cette thèse.

Résumé

L'efficacité observée dans la formation des étoiles jusqu'au parsec ne dépasse pas quelques pourcents, sans oublier le décalage de la fonction initiale de masse (IMF) à seulement $\sim 30\%$ de la masse du cœur pré-stellaire initial. Comprendre en détail le processus derrière d'aussi faibles efficacités reste encore à ce jour une question ouverte. En outre, les simulations numériques les plus récentes ont démontré que la turbulence et les champs magnétiques à eux seuls ne peuvent suffire à reproduire de telles valeurs. Elles montrent que la rétroaction des flots protostellaires joue un rôle crucial en perturbant les écoulements d'accrétion, en évacuant la matière des coeurs, et/ou en maintenant la turbulence. Malheureusement, que ce soit en termes de volume de nuage affecté, d'impulsion injectée, de masse entraînée, ou d'impact sur le disque et l'enveloppe en effondrement. L'importance de cette rétroaction dépend fortement de la géométrie sous-jacente du vent protostellaire. Cette dernière reste encore débattue : "vent X grand angle" rapide, vent de disque MHD plus lent, ou jet collimaté? De toute évidence, afin d'évaluer fiablement l'impact de la rétroaction des flots sur la formation stellaire, il est d'une importance cruciale de déterminer la géométrie de vent la plus réaliste (et/ou les géométries que nous pouvons exclure). Pour apporter une nouvelle contribution quant à cette question, nous présentons des simulations numériques de flots poussés par un jet pulsé collimaté, lancé à travers un cœur pré-stellaire stratifié. Nous comparons nos simulations avec les observations ALMA récentes, ainsi qu'avec les prédictions analogues pour un vent X grand angle. Nos simulations sont les premières à combiner sur une échelle de 0.1 pc la variabilité du jet, la stratification en densité de l'enveloppe et des échelles de temps de 10 000 ans comparables aux flots jeunes observés. Les prédictions de nos simulations en termes de largeur de flot, de diagrammes position-vitesse, et de distribution masse-vitesse, montrent une ressemblance frappante avec les observations ALMA de flots CO tels que HH46/47 et CARMA-7. L'accord est même plus prometteur qu'avec les modèles de flots poussés par un "vent X grand angle". Ces résultats pourraient avoir une implication majeure sur le rôle des flots dans la régulation de la formation stellaire.

Abstract

A long-standing open question in star formation is the process responsible for its low efficiency on parsec scales (a few %), and for shifting down the Initial Mass Function (IMF) to only $\sim 30\%$ of the prestellar core mass distribution. The most recent numerical simulations show that neither turbulence nor magnetic fields can, alone, reproduce these low efficiencies, and that feedback by protostellar outflows must play a crucial role by disrupting accretion streams, expelling material from cores, and/or sustaining turbulence. Unfortunately, the magnitude of outflow feedback (affected cloud volume, injected momentum, entrained mass, impact on the disk and infalling envelope) depends strongly on the underlying protostellar wind geometry, which remains uncertain and heavily debated: a fast wide-angle "X-wind", a slower MHD disk wind, a narrow jet ? Clearly, if we want to reliably assess the role of outflow feedback in star formation, it is of utmost importance to determine which wind geometry is the most realistic (and/or which one can be excluded). As a new contribution towards this goal, we present, for the first time, numerical predictions for outflows driven by a narrow pulsed jet in a stratified prestellar core. We compare our simulations against recent ALMA observations and analogous predictions for a wide-angle X-wind. Our simulations are the first to combine jet variability, ambient density-stratification, and long timescales up to 10 000 yrs (typical of young outflows) on scales up to 0.1 pc. We find that the predicted widths, position-velocity diagrams, and mass-velocity distribution, show striking resemblance with ALMA observations of CO outflows such as HH46/47 and CARMA-7, and in closer agreement than models based on a wide-angle "X-wind". The results obtained in this work could have major implications for the feedback of protostellar outflows on star formation.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	2
I Introduction	1
1 La formation d'une étoile de type solaire	1
1.1 Phase pré-stellaire	1
1.2 Phase protostellaire	2
1.2.1 Classe 0	2
1.2.2 Classe 1	4
1.2.3 Classe 2	4
1.2.4 Classe 3	5
2 Rôle des éjections protostellaires et questions ouvertes	5
2.1 Impact sur la formation des étoiles et sur le nuage moléculaire parent	5
2.2 Origine de l'éjection et moment cinétique	7
2.3 Impact sur la formation planétaire	7
2.4 Deux prescriptions de vent pour la rétroaction du flot protostellaire	7
2.5 Retour d'un scénario et objectifs de la thèse	9
2.6 Plan de la thèse	11
II Modèles de flots protostellaires	13
1 Observables clés à reproduire	14
1.1 Morphologie des flots	14
1.1.1 Angle d'ouverture à la base du flot	14
1.1.2 Rapport d'aspect q	15
1.1.3 Largeur totale de flot à $ v \simeq 1$ km/s	16
1.2 Cinématique	17
1.2.1 Distribution masse-vitesse	17
1.2.2 "Loi de Hubble"	17
1.2.3 Faible superposition "bleu-rouge"	17
2 Modèle prédominant de flot entraîné par un vent grand angle	19
2.1 Présentation et succès du modèle	19
2.1.1 Modèle analytique de couche poussée par un vent radial (Shu et al. 1991)	19
2.1.2 Simulations MHD: effet du degré d'aplatissement et de la magnétisation du jet et du coeur	22

2.1.3	Modèle analytique simplifié avec vent-X "modifié" (Lee et al. 2001)	22
2.2	Critiques et limites : difficultés récentes du scénario	25
2.2.1	Des chocs internes pas assez incurvés	25
2.2.2	Un rapport d'aspect sous-estimé	25
2.2.3	Des âges trop courts ou des largeurs excessives	26
3	Flots poussés par un jet : un modèle trop rapidement critiqué	27
3.1	Principe général des chocs d'étrave	27
3.2	Modèles de chocs d'étrave dans un milieu homogène	28
3.2.1	Choc d'étrave à la tête du jet: modèle analytique d'Ostriker et al. (2001)	28
3.2.2	Le long d'un jet variable : modèle analytique de Tabone et al. (2018)	30
3.3	Succès du modèle de flot entraîné par un jet	34
3.3.1	Distribution masse-vitesse $m \propto v^\gamma$	34
3.3.2	"Loi de Hubble" dans le diagramme position-vitesse	35
3.3.3	Morphologie des chocs en H_2	35
3.3.4	Evite les largeurs excessives	35
3.4	Critiques avancées contre le modèle (dans un milieu uniforme)	36
3.4.1	Collimation excessive	36
3.4.2	Vitesse trop faible dans les flots larges ($W \simeq 10\,000$ au)	37
3.4.3	Superposition "bleu-rouge" excessive	37
3.5	Face aux critiques : idée d'un jet pulsé multimillénaire dans un coeur stratifié	37
3.5.1	Coeur stratifié: des rapports d'aspect plus ressemblants	37
3.5.2	Jet variable : des vitesses élevées même dans les flots âgés	38
3.5.3	Jet multimillénaire : une superposition "rouge-bleu" diminuée ?	38
III	Le code MPI-AMRVAC	39
1	Le code MPI-AMRVAC et équations résolues	39
1.1	Résumé des caractéristiques	39
1.2	Equations d'Euler et simulations hydrodynamiques	41
1.2.1	Des traceurs pour suivre la matière	42
1.3	Modularité du code : un grand potentiel d'applications	42
2	Méthodes, schémas de résolution numériques et machine Tycho	43
2.1	Approche des volumes finis et solutions numériques	43
2.2	Schémas numériques et limiteurs de pentes	44
2.3	Calculateur Tycho (MESOPSL)	47
IV	Application du code MPI-AMRVAC pour la modélisation de jets protostellaires variables dans un coeur stratifié	49
1	Modules utilisateurs	50
1.1	Travail de modélisation durant la thèse	50
1.2	Liste des modules utilisateurs	51

2	Modélisation des équations d'état hydrodynamiques	52
2.1	Équations d'état	52
2.2	Composition du gaz	52
2.2.1	Formules générales	53
2.2.2	Gaz parfait ionisé	54
2.2.3	Gaz parfait doublement ionisé	54
2.2.4	Gaz parfait complètement moléculaire	54
2.2.5	Gaz parfait complètement atomique et neutre	55
3	Enveloppe environnante modélisée	55
3.1	Liste des paramètres libres	55
3.2	Conditions initiales	55
3.2.1	Champs de densité et de vitesse du cœur	55
3.3	Conditions aux bords de l'enveloppe	56
3.3.1	Cellules fantômes	56
3.3.2	Conditions aux bords en $R = 0$, $R = R_{max}$, $z = z_{max}$, $z = 0$	56
3.3.3	Conditions aux bords pour le cœur en $z = 0$	58
4	Modélisation du jet pulsé	61
4.1	Liste des paramètres libres	61
4.2	Valve d'injection: domaine et ouverture angulaire	61
4.3	Champs de densité et de vitesse initiaux dans la valve d'injection	64
4.3.1	Pour une valve rectangulaire	64
4.3.2	Pour une valve trapézoïdale	65
4.4	Variabilité du jet : un paramètre physique encore plus ou moins libre	67
4.4.1	Profil de variabilité sinusoïdal	67
4.4.2	Profil de variabilité en dent de scie (<i>sawtooth</i>)	68
5	Termes sources	68
5.1	Force de contrebalancement \vec{F}_p et terme source E_p	69
5.1.1	Évaluation de \vec{F}_p : méthode numérique	69
5.1.2	Évaluation de \vec{F}_p : méthode analytique	70
5.1.3	Sens physique de l'énergie de contrebalancement $E_p(t)$	70
5.1.4	Évaluation de E_p	72
5.2	Refroidissement $-n_H^2 \Lambda(T)$ par désexcitations collisionnelles	72
6	Tests de configuration pour notre problème physique	73
6.1	Choix des schémas numériques et limiteurs de pente	73
6.1.1	Critères de sélection	74
6.1.2	Résultats	74
6.1.3	Schéma d'intégration en temps	75
6.2	Résolution spatiale : influence du niveau de raffinement par AMR	75
6.2.1	Critères de sélection	76
6.2.2	Résultats	76
6.3	Paramètres de parallélisation avec MPI	77
6.3.1	Test d'extensibilité forte et loi d'Amdhal	77

6.3.2	Méthode	78
6.3.3	Résultats	78
V Flots poussés par un jet variable: Influence de l'environnement et de l'âge		81
1	D'un environnement uniforme à un cœur stratifié	82
1.1	Paramètres du jet et du domaine	82
1.2	Choix des modèles de stratification du cœur	84
1.3	Résultats	85
1.3.1	Coupes de densité à $t = 300 - 600$ ans	85
1.3.2	Champs de vitesse	87
1.3.3	Diagrammes position-vitesse	87
1.3.4	Distributions masse-vitesse	91
1.4	Comparaison au flot poussé par un vent grand angle	92
2	Influence des paramètres libres dans le cas d'un jet conique	94
2.1	Configuration numérique	94
2.1.1	Dispersion angulaire	94
2.1.2	Refroidissement radiatif et grille adaptative	95
2.2	Grilles de modèles	95
2.3	Résultats : effet des paramètres libres	98
2.3.1	Cartes de vitesses	103
2.3.2	Forme de la cavité principale – méthode	103
2.3.3	Formes de la cavité principale – analyse	103
3	Simulations sur 10^4 ans du flot poussé par un jet variable dans un cœur singulier aplati	104
3.1	Choix des paramètres de la simulation	104
3.2	Validation du calcul de la force de rappel	105
3.3	Comparaison avec les résultats aux temps courts	105
3.4	Evolution de la largeur et de l'ouverture des cavités	107
3.4.1	Décélération à long terme	107
3.4.2	Comparaison avec le modèle de flot poussé par un vent grand angle	109
3.4.3	Comparaison aux largeurs de flots observées	110
3.5	Superposition rouge-bleu et vitesse maximale	111
VI Comparaison aux observations ALMA de flots typiques: HH46/47 et CARMA-7		115
1	Aniriniil : un code Python pour les cartes synthétiques	116
1.1	Cube de données	118
2	Comparaison avec le flot de HH46/47	120
2.1	Morphologie	120

2.2	Diagrammes PV transverses	121
2.2.1	Résultats	123
2.2.2	Comparaison au modèle de vent grand angle	123
2.3	Diagramme PV longitudinal	123
2.3.1	Résultats	123
2.3.2	Effet de la phase du jet	125
2.3.3	Comparaison au modèle de vent grand angle	125
2.4	Distribution masse-vitesse	125
3	Comparaison avec le flot de CARMA-7	128
3.1	Observations et paramètres adoptés	128
3.2	Diagrammes position-vitesse	129
3.2.1	Comparaison pour $t = 500$ ans	129
3.2.2	Facteurs favorisant un flot jeune	129
3.3	Quelques réserves et alternatives	132
4	Synthèse	133
VII	Conclusion générale, réserves et perspectives	135
	APPENDICES	149
A	Force de contrebalancement d'un cœur singulier aplati	149
B	Article publié en premier auteur	149

CHAPITRE

I

INTRODUCTION

Sommaire

1 La formation d'une étoile de type solaire	1
1.1 Phase pré-stellaire	1
1.2 Phase protostellaire	2
1.2.1 Classe 0	2
1.2.2 Classe 1	4
1.2.3 Classe 2	4
1.2.4 Classe 3	5
2 Rôle des éjections protostellaires et questions ouvertes	5
2.1 Impact sur la formation des étoiles et sur le nuage moléculaire parent	5
2.2 Origine de l'éjection et moment cinétique	7
2.3 Impact sur la formation planétaire	7
2.4 Deux prescriptions de vent pour la rétroaction du flot protostellaire	7
2.5 Retour d'un scénario et objectifs de la thèse	9
2.6 Plan de la thèse	11

La signature la plus spectaculaire de la naissance d'une étoile est aussi souvent la première qui est observée, à savoir la formation d'un flot bipolaire de gaz moléculaire. Ce phénomène commence au début de la phase protostellaire, lors de l'assemblage de la masse stellaire (phase de Classe 0), persiste pendant la phase de dispersion de l'enveloppe (Classe 1) et est omniprésent au cours de la formation stellaire à toutes les masses (pour une revue, voir par exemple [Frank et al. 2014](#)).

1. La formation d'une étoile de type solaire

Dans cette section, je présente l'état de nos connaissances sur les étapes de la formation d'une étoile de type solaire telle que la nôtre. La Fig. 1 schématise les étapes de la formation d'une étoile de faible masse, telles qu'elles sont aujourd'hui consensuellement établies, avec les propriétés physiques caractéristiques et la durée de vie typique de chaque étape.

1.1. Phase pré-stellaire

Les étoiles se forment au sein des nuages moléculaires et plus précisément des "cœurs denses préstellaires". Avec des tailles de $r \sim 0.05$ pc et des densités typiques $n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$, ces structures de poussière et de gaz demeurent très froides, avec des températures avoisinant $T \sim 10 - 20$ K ([Andre et al. 2000](#)). Les forces thermiques, turbulentes et magnétiques en leur sein permettent initialement

de les maintenir en équilibre gravitationnel.

Une perturbation de cet équilibre entraîne l'effondrement d'une partie du nuage et une densification du cœur préstellaire. À un moment donné, le centre du cœur préstellaire devient optiquement épais et empêche au rayonnement thermique de s'en échapper, chauffant adiabatiquement le gaz comprimé. À ce stade, ce sont les gradients de pression thermiques qui compensent majoritairement la force gravitationnelle. Un premier cœur opaque hydrostatique de $r \sim 5$ au est formé.

Ensuite, la dissociation de l'hydrogène moléculaire brise l'équilibre du premier cœur et poursuit l'effondrement. Un second cœur hydrostatique de $r \sim 1 - 3$ au de rayon se forme alors, constituant ce que nous appelons une protoétoile et marquant par convention le début de la phase dite protostellaire (Larson 1969). L'âge $t = 0$ d'un objet protostellaire est compté à partir de ce moment.

1.2. Phase protostellaire

Cette phase, durant laquelle la protoétoile est enfouie à l'intérieur d'une enveloppe alimentant l'objet central, comporte 4 étapes (Classes 0 à 3). Elle se termine par le démarrage des réactions nucléaires dans le noyau de la protoétoile, qui marque le début de la séquence principale de l'étoile. Comme le cœur protostellaire initial possède un moment cinétique non-nul, le gaz de l'enveloppe finit par former un disque en rotation autour de la protoétoile (voir Ulrich 1976). Durant ma thèse, je ne me suis intéressé à l'enveloppe que jusqu'à ~ 0.1 pc, ainsi qu'au vent protostellaire "primaire" collimaté et qui permet de pousser le flot lent. Cependant, il ne faut pas oublier qu'enveloppe, protoétoile et disque protostellaire continuent d'interagir entre eux durant la phase protostellaire, via divers processus physiques (hydrodynamiques, gravitationnels, thermiques, radiatifs, magnétiques, chimiques).

1.2.1. Classe 0

La phase de Classe 0 est la phase principale d'accrétion durant laquelle l'enveloppe reste encore plus massive que le cœur hydrostatique enfoui, le rendant invisible à l'infrarouge proche et moyen ($\lambda < 30 \mu\text{m}$) en raison de l'extinction. La distribution spectrale d'énergie (SED) $\alpha = \frac{d \log(\lambda F_\lambda)}{d \log \lambda}$ des Classes 0 est celle d'un corps gris (un corps noir approché) en raison de l'émission de la poussière chauffée de l'enveloppe, avec une température bolométrique¹ valant $T_{bol} < 70$ K (Myers & Ladd 1993). Un autre paramètre intéressant est le rapport entre la luminosité sub-millimétrique L_{subm} et la luminosité bolométrique L_{bol} , qui donne une idée de la différence de masse entre l'enveloppe et l'objet central accrété (Andre et al. 2000). Les Classes 0 sont caractérisées par un rapport supérieur à 0.5%. Selon des études statistiques sur ces objets et des estimations de taux d'accrétions, leur durée de vie typique est de $t \sim 10^4$ ans pour des taux d'accrétion $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$ (Bontemps et al. 1996; Andre et al. 2000).

Comme pour l'exemple de HH212 (Fig. 2), les observations de Classes 0 montrent la coexistence de deux composantes distinctes associées à un phénomène de perte de masse du système central. D'une part, nous voyons des flots (cavités) de gaz moléculaires lents ($\lesssim 30$ km/s projetées), dont la largeur augmente avec l'âge de la source. Ces cavités se resserrent au niveau de l'objet central avec une faible collimation, c'est-à-dire un angle d'ouverture de $\alpha_{proj} \simeq 25^\circ - 100^\circ$ à la base du flot.

D'autre part, les interféromètres millimétriques et submillimétriques ont aussi montré l'existence de jets moléculaires plus rapides (≥ 100 km/s déprojetés) en CO, H₂, et SiO (Bachiller et al. 1991; Guilloteau et al. 1992). Ils sont aussi plus collimatés que les flots moléculaires ($\alpha_{proj} \sim$ quelques

1. Température de corps noir avec la même fréquence moyenne que la SED

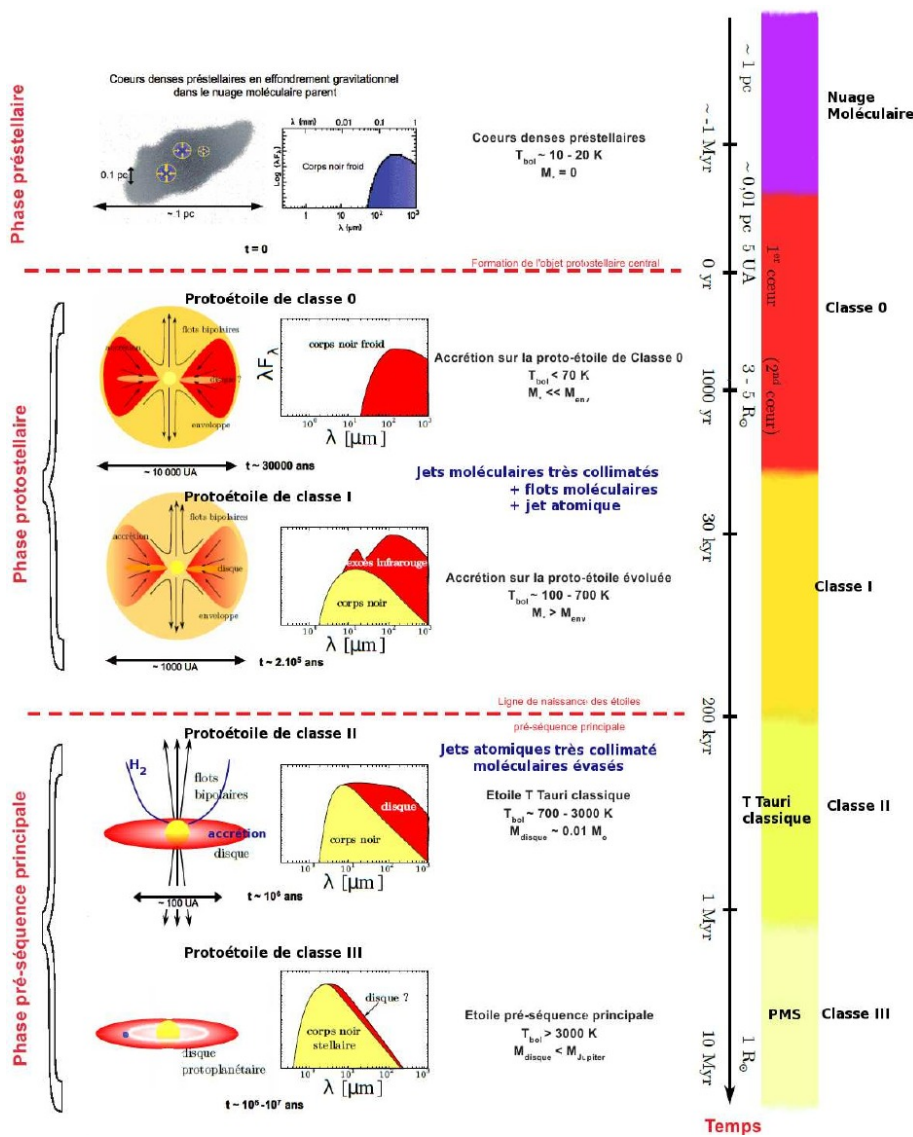


FIGURE 1 – Etapes de la formation d’une étoile de faible masse, depuis l’effondrement du cœur préstellaire jusqu’à la phase de Classe 3. Les échelles de temps et de dimensions spatiales des systèmes, et leurs propriétés physiques typiques (température, densité, masses, distributions spectrales d’énergie ou SED) sont représentées. Adaptée de la thèse de Marc Joos (<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00766166/>).

degrés). Cette émission présente souvent des formes de nœuds (*knots*), interprétées comme des chocs générés par la variabilité temporelle en vitesse de l’éjection (Raga et al. 1990).

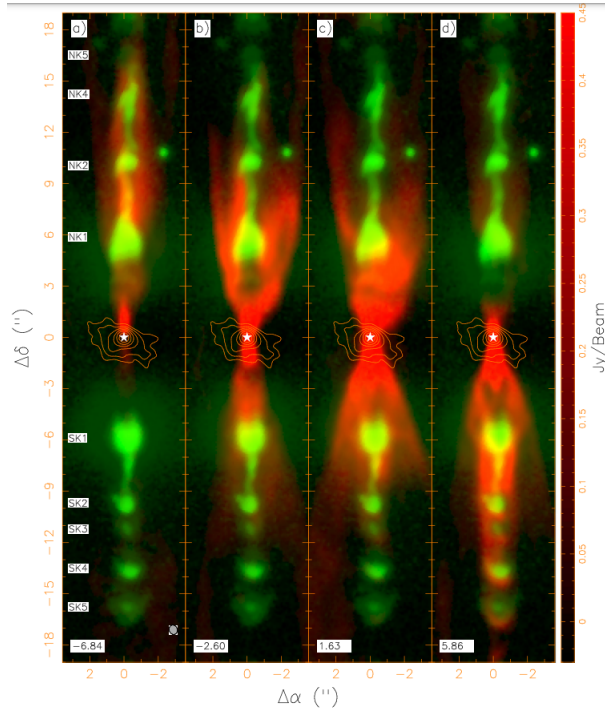


FIGURE 2 – Émission $^{12}\text{CO}(2-1)$ (rouge) et H_2 (vert) de la Classe 0 HH212 (Lee et al. 2015). Chaque canal (en bas à gauche de chaque panneau) montre une vitesse observée projetée différente.

1.2.2. Classe 1

Durant la phase de Classe 1, la masse de l'enveloppe descend en dessous de celle de la protoétoile. Le système central devient alors observable en infrarouge dans la SED (Fig. 1), avec une température bolométrique comprise entre 70 K et 700 K. Pour cette étape, dont la durée typique est de 10^5 ans, le taux d'accrétion de l'enveloppe sur le disque est estimé à $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Bontemps et al. 1996; Antoniucci et al. 2008).

En prenant le cas de HH46/47 comme illustration (Fig. 3), jets et flots coexistent toujours durant cette étape. Plus précisément, à part en H_2 , les jets de Classe 1 sont peu abondants en molécules. Ils sont observés en infrarouge et en $\text{H}\alpha$, [OI], [SII], et [NII]. Ces composantes atomiques forment une structure à haute vitesse (jusqu'à ~ 150 km/s) qui est plus collimatée qu'en H_2 (Agra-Amboage et al. 2014, dans le cas de DG Tau B). Au-delà de ~ 0.1 pc, le jet collimaté est moins brillant, mais des chocs d'étraves sont toujours visibles en H_2 et en optique jusqu'à plusieurs parsecs.

En revanche, les flots lents observés restent moléculaires, même si les cavités larges toujours détectables sont moins brillantes que durant la Classe 0 (comme pour HH46/47, Fig. 3).

1.2.3. Classe 2

Au moment où toute l'enveloppe est dispersée, la protoétoile entre en phase de Classe 2, devenant une T Tauri classique (cTTs). Des jets atomiques très rapides (jusqu'à ~ 400 km/s) sont toujours

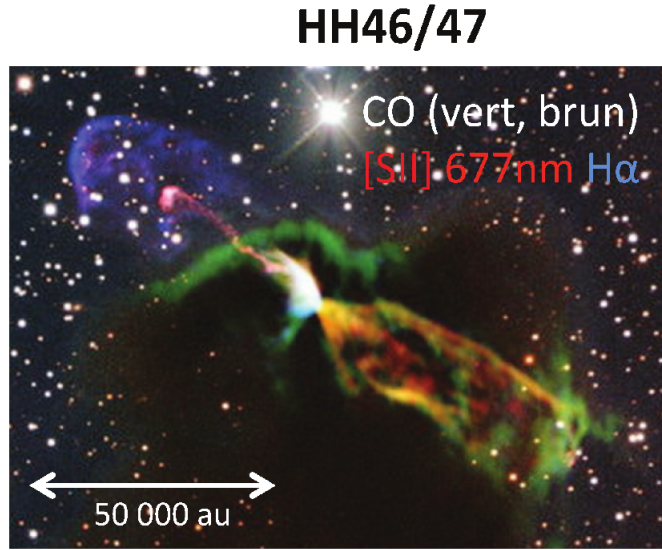


FIGURE 3 – Image composite du flot et jet de Classe 1 HH46/47, enfoui dans son globule de Bok natal.

observés, tandis que seules des cavités CO et H₂ évasées et à basse vitesse (~ 10 km/s) peuvent encore être observées autour de la base de certains jets comme DG Tau ou HH30 (Louvet et al. 2018). L'émission en infrarouge dans la SED est dominée par le disque d'accrétion, avec des taux d'accrétion estimés à $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Le temps de dissipation du disque nous donne la durée de vie de cette phase, estimée à quelques 10^6 ans.

1.2.4. Classe 3

Dernière étape de la formation stellaire, les objets de Classes 3, aussi appelés TTauris faibles (wTTs), voient la fin de l'accrétion sur ces objets et un disque protostellaire optiquement mince, voire absent. À ce stade, l'activité d'éjection s'est arrêtée, avec la disparition des cavités moléculaires et des jets observés dans les phases précédentes. D'ailleurs, l'absence de jet va dans le sens d'une connexion directe entre phénomène d'éjection et d'accrétion.

2. Rôle des éjections protostellaires et questions ouvertes

2.1. Impact sur la formation des étoiles et sur le nuage moléculaire parent

Compte tenu de leur grande taille, de leur flux de masse et d'impulsion typiques élevés, de leur ubiquité, et de leur durée, les flots moléculaires joueraient un rôle clé dans la formation d'étoiles à petite et à grande échelle : des simulations numériques récentes (voir par exemple, Krumholz & Federrath 2019, pour une revue) suggèrent qu'ils pourraient être le principal agent de rétroaction

qui fixe la masse stellaire finale et l'efficacité dans la conversion masse enveloppe-étoile (*core-to-star efficiency*, via l'élimination de la matière du nuage parent).

Ils réguleraient le pic dans la fonction initiale de masse (*Initial Mass Function* ou IMF) ou la fraction de multiplicité des étoiles (fraction de systèmes stellaires liés formés de plusieurs étoiles). Plus précisément, la distribution de masse des cœurs préstellaires (CMF) est décalée par rapport à celle de la masse des étoiles formées (IMF) (Könyves et al. 2015). Ce décalage peut se traduire par une efficacité de formation des étoiles, avec $\sim 30\%$ de la masse de l'enveloppe en effondrement qui arrive au final sur la protoétoile. Comprendre d'où vient une faible efficacité est une question qui reste ouverte, mais qui serait surtout connecté aux phases initiales de Classe 0 durant laquelle la majorité de la masse de l'enveloppe est accrétée.

Ils réguleraient aussi l'efficacité de formation des étoiles (*star formation efficiency*) à l'échelle des amas, via la perturbation des écoulements d'effondrement, ainsi que le réapprovisionnement de la turbulence. De plus, en emportant de la matière du système central jusqu'à plusieurs parsecs dans l'enveloppe environnante, les conditions et compositions physico-chimiques de cette dernière peuvent être modifiées dans le temps.

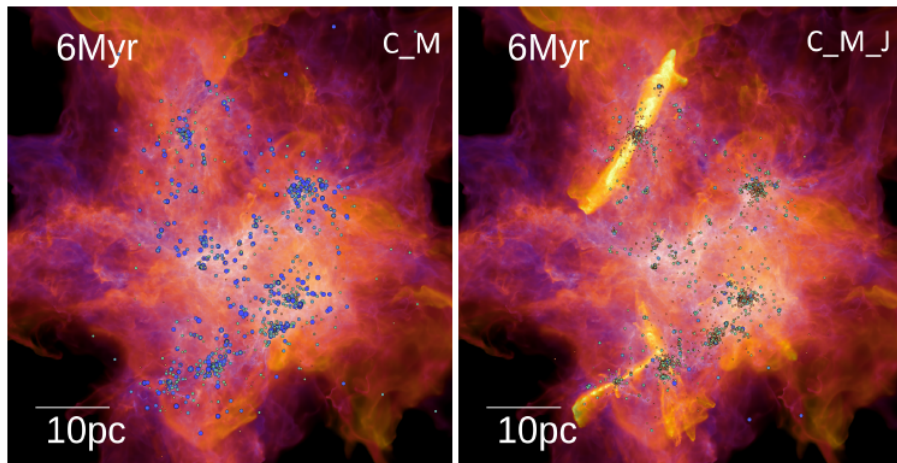


FIGURE 4 – Cartes de densité de simulations d'évolution d'un nuage moléculaire géant, avec (à droite) et sans (à gauche) flots moléculaires. Les symboles représentent les protoétoiles en formation. Ici, les flots sont simulés suivant le modèle de vent X grand angle de Shu et al. (1991). Images tirées de Guszejnov et al. (2021).

La Fig. 4 montre un exemple de simulations de rétroaction des flots par Guszejnov et al. (2021), à l'échelle du nuage moléculaire. Selon leurs résultats, inclure les flots protostellaires diminue le taux de formation de protoétoiles dans le nuage d'un facteur 2 – 3, comparé au cas sans flots. En fonction du modèle de vent "primaire" utilisé pour pousser les flots (Sect. 1.2.4 et Chapitre II), les cavités creusées et l'impact sur l'effondrement du nuage sont différents, et peuvent ainsi impacter différemment la formation stellaire.

Il est donc pertinent et important de comprendre en détail comment les jets et flots moléculaires sont produits, ainsi que leur rétroaction jusqu'à grande échelle. En effet, nous pouvons ainsi mieux saisir leur impact sur l'efficacité et le taux de formation stellaire, sur la masse finale de l'étoile formée, ainsi que sur l'évolution dynamique et chimique de chaque composante, à savoir : le disque

et la protoétoile en formation à petite échelle, et le nuage parent jusqu'à grande échelle.

2.2. Origine de l'éjection et moment cinétique

Les phénomènes d'éjection contribuent à emporter une partie du moment cinétique hérité de l'enveloppe parent en effondrement. Cependant, la compréhension exacte du mécanisme à l'origine de l'éjection et de l'extraction du moment cinétique reste sujet à débats.

Parmi les modèles avancés, nous avons celui du vent de disque MHD magnéto-centrifuge (Blandford & Payne 1982). L'ancrage du champ magnétique dans la matière le long du disque en rotation entraîne la torsion du champ et une éjection verticale du moment cinétique par accélération magnéto-centrifuge. Cette éjection prend la forme d'un jet auto-collimaté par le champ magnétique toroïdal externe, ce qui permet de reproduire très efficacement la forme quasi-cylindrique des jets. Un autre modèle proposé par Shu et al. (1991) est celui du "vent X", qui est aussi magnéto-centrifuge. Mais contrairement aux vents de disque MHD, le vent X est lancé depuis le bord interne du disque. Les lignes de champ magnétiques ancrées dans la protoétoile peuvent aussi générer un vent stellaire (Decampli 1981). Enfin, l'interaction non-stationnaire entre magnétosphère protostellaire et champ magnétique du disque peut induire une variabilité dans le jet, tout en freinant la rotation de la protoétoile. Dans la réalité, il est possible que ces modèles contribuent simultanément, avec plus ou moins d'importance, à différentes échelles et étapes de la formation stellaire.

Chaque modèle d'éjection a un impact différent sur l'enveloppe à plus grande échelle (voir Chapitre II). En outre, malgré la résolution élevée des dernières observations (quelques 0.1"), la région d'éjection nous échappe encore. Ainsi, en comparant les simulations numériques et les observations récentes à l'échelle de l'enveloppe en interaction avec le vent "primaire", il est possible de mieux comprendre rétroactivement et en détails les mécanismes d'éjection (et les contributions de chaque modèle).

2.3. Impact sur la formation planétaire

Dans l'hypothèse où les jets et flots tirent leur réservoir de matière directement du disque en rotation, il est clair que la formation des planètes autour de la future étoile peut aussi être impactée par les phénomènes d'éjection. En effet, le réservoir de gaz des futures planètes est éjecté, tandis que les conditions en densité des disques sont affectées (Suzuki et al. 2016), impactant la migration des planètes (Ogihara et al. 2018). Pour mieux saisir en détail le scénario de formation des planètes, il est ainsi nécessaire de bien comprendre l'évacuation du gaz du disque entourant la protoétoile, et donc de mieux comprendre les phénomènes d'éjection.

2.4. Deux prescriptions de vent pour la rétroaction du flot protostellaire

L'effet exact de la rétroaction du flot dépend de la structure supposée du vent protostellaire "primaire" qui permet de pousser le flot lent. Dans la communauté scientifique, deux principaux modèles de vent sont actuellement utilisés. Tous deux impliquent un jet rapide et dense le long de l'axe du flot (comme couramment observé dans les traceurs atomiques ou moléculaires, voir Frank et al. 2014), mais diffèrent fortement par la quantité de mouvement injectée à des angles d'injection plus larges.

La première prescription de vent est celle de Shu et al. (1991, 1995) et Matzner & McKee (1999, ci-après MM99), qui est aussi la plus fréquemment utilisée dans les simulations incluant

la rétroaction sur l'enveloppe. Elle suppose un vent grand angle en expansion radiale à vitesse constante ($\simeq 100$ km/s) à tous les angles, avec une forte augmentation de densité le long et près de l'axe. Celle-ci serait responsable de l'apparition du "jet" axial qui est observé. Cette structure asymptotique a d'abord été obtenue pour un "vent X" magnétiquement accéléré à partir du bord interne du disque (Shu et al. 1995) et ne s'applique qu'aux vents magnétohydrodynamiques (MHD) radialement lancés à partir d'une région étroite (MM99). En se rapprochant de l'équateur, le flux d'impulsion du vent constitue toujours une fraction importante de celui obtenu dans le cas d'un vent isotrope¹ et peut avoir un impact direct sur l'effondrement équatorial de l'enveloppe.

Le deuxième modèle de vent, motivé par des simulations MHD et observations plus récentes, suppose que le jet axial rapide est entouré d'un vent de disque plus lent, éjecté dans un angle solide limité (Federrath et al. 2014; Rohde et al. 2019). La rétroaction est alors dominée par le jet, avec un impact bien moindre sur les régions équatoriales que dans la prescription de MM99. Il a également été démontré que la variabilité temporelle, sous la forme de sursauts épisodiques, affecte la rétroaction des flots (Rohde et al. 2019).

En principe, des simulations MHD réalistes de lancement de vent protostellaire devraient fournir la meilleure prescription de vent à adopter. Cependant, la structure du vent simulé dépend d'effets complexes qui font encore l'objet d'intenses recherches et débats, tels que l'interaction magnétosphère-disque, la distribution du flux magnétique retenu dans le disque longtemps après sa formation, la viscosité et la résistivité turbulente, ainsi que des effets de MHD non-idéale (voir par exemple, Ireland et al. 2021; Ferreira & Deguiran 2013; Béthune et al. 2017).

Une approche indépendante pour déterminer le modèle de vent le plus réaliste pour les études de rétroaction des flots consiste à simuler les propriétés de flots poussés jusqu'à des échelles atteignant celles du cœur protostellaire $\leq 0,1$ pc (où la structure de densité ambiante est dominée par l'auto-gravité et n'est pas encore perturbée par les inhomogénéités des nuages), pour ensuite voir quel modèle de vent reproduit le mieux la morphologie et la cinématique des flots observés. Durant cette thèse, nous avons aussi adopté cette approche au moment de confronter nos propres simulations sur l'un des modèles avec celles du modèle "concurrent". Une telle comparaison a été effectuée très tôt pour deux extrêmes dans la modélisation de la collimation du vent : le modèle de vent X grand angle (Shu et al. 1995; Matzner & McKee 1999) et celui d'un jet collimaté "pur" qui entraîne le flot le long de chocs d'étraves en expansion (Masson & Chernin 1993; Raga & Cabrit 1993). Des succès et des critiques, ainsi que des mises en garde, ont été identifiées dans chaque cas, sur la base des premières observations (Cabrit et al. 1997; Lee et al. 2001; Arce et al. 2007). Celles-ci sont brièvement résumées et remises à jour ci-dessous.

Premièrement, dans les modèles de flots entraînés par un vent X à grand angle, le milieu ambiant est supposé avoir une forte diminution de densité (en $1/r^2$), ainsi qu'un degré modéré d'aplatissement magnétique pour l'enveloppe de gaz environnante. En outre, le gaz de l'enveloppe est supposé se mélanger instantanément avec la matière du vent choqué (voir Chapitre II). La couche balayée se dilate ensuite radialement de façon auto-similaire, de façon à reproduire plusieurs caractéristiques observées des flots moléculaires : à savoir la cinématique en "loi de Hubble" $V \propto z$ des flots, la distribution masse-vitesse avec une pente de loi de puissance $\gamma \simeq -2$ (avant correction d'opacité), ainsi que des formes paraboliques avec de larges angles d'ouverture à la base du flot (Shu et al. 1991; Li & Shu 1996; Lee et al. 2001; Shang et al. 2006, 2020). Cependant, une mise en garde intrinsèque vis-à-vis de ce modèle est qu'une vitesse de vent uniforme injectée à tous les angles prédit des chocs internes beaucoup plus plats que ceux observés dans le gaz en H_2 excité par des chocs le long de l'axe des flots. La forme incurvée observée en H_2 nécessite une chute brutale

1. la fraction est de $1/\ln(2/\theta_0) \simeq 1/5$ pour un angle de collimation du "jet" $\theta_0 \simeq 0.01$ rad, cf. Eq. (2) dans MM99

de la pression du vent loin de l'axe (voir les discussions dans Lee et al. 2001; Arce et al. 2007).

En revanche, les simulations de chocs d'étraves poussés par des jets reproduisent la morphologie incurvée des fronts de chocs internes nettement observés en H_2 (e.g., Suttner et al. 1997; Völker et al. 1999). Elles reproduisent aussi les structures caractéristiques en forme "d'éperon" (*spur-like*) associées à ces fronts de chocs et observées dans les diagrammes position-vitesse en CO (Lee et al. 2000) (diagnostics décrits dans le Chapitre II). Ils peuvent également reproduire les relations masse-vitesse observées (Downes & Cabrit 2003; Moraghan et al. 2008) ainsi que les "lois de Hubble" apparentes observées lorsque le jet est variable et en précession (Völker et al. 1999; Rohde et al. 2019). Cependant, le modèle de flots poussés par un jet a été fortement critiqué pour avoir prédit des cavités trop allongées sur de longues échelles de temps (Ostriker et al. 2001), une superposition excessive des émissions décalées vers le bleu et vers le rouge sur une large gamme d'inclinaisons du flot (Lee et al. 2001), ainsi que des vitesses $\simeq 0.03$ km/s trop faibles lorsque le choc d'étrave s'étend à des largeurs de flots typiques de 10 000 au (Arce et al. 2007). En conséquence, il est admis que les jets ne peuvent à eux seuls expliquer les flots avec un grand angle d'ouverture, comme cela a été avancé pour les flots de plusieurs Classes 1 évoluées.

2.5. Retour d'un scénario et objectifs de la thèse

Ainsi, une question générale qui motive le sujet de ma thèse est de savoir quel vent protostellaire "primaire" mettre pour décrire les flots observés à grande et à petite échelle : vent grand angle ou jet collimaté ? Et quels impacts sur l'enveloppe environnante nos résultats prédisent-t-ils ?

Afin de combiner les points forts de chaque modèle, une structure "à double vent" a été invoquée avec à la fois un jet rapide et un vent grand angle plus lent, où ce dernier dominerait progressivement à temps longs (Yu et al. 1999; Velusamy & Langer 1998; Arce et al. 2007; Zapata et al. 2014). Cependant, il existe plusieurs bonnes raisons de reconsidérer les chocs d'étraves poussés par un jet "pur" comme étant potentiellement à l'origine des flots moléculaires.

Tout d'abord, les critiques de Ostriker et al. (2001) et Lee et al. (2001) étaient basées sur des modèles de chocs d'étrave poussés par un jet dans un milieu ambiant uniforme ou quasi uniforme (avec au plus un facteur 2 de variation de la densité sur le domaine de calcul). En contraste, une forte diminution radiale de la densité (en $1/r^2$) est supposée dans les modèles de flots poussés par un vent grand angle, afin de produire l'accélération apparente en "loi de Hubble" (Shu et al. 1991; Lee et al. 2001). Une telle diminution est attendue aux échelles du cœur protostellaire $\leq 0,1$ pc, en raison de l'autogravité. Raga & Cabrit (1993) et Cabrit et al. (1997) ont montré qu'il pouvait produire un angle d'ouverture plus large pour les chocs d'étraves poussés par les jets, et qui est davantage similaire aux observations. Ce résultat est confirmé par Moraghan et al. (2008) pour des jets stationnaires sur des échelles de temps < 1000 ans. Maintenant qu'une stratification à forte densité est largement confirmée par les observations de cœurs protostellaires (e.g., van Kempen et al. 2009, pour HH46/47) et que les capacités des simulations numériques se sont grandement améliorées, il est important d'explorer l'effet que peut avoir un espace de paramètres plus large et des échelles de temps plus longues sur les chocs d'étraves poussés par un jet, comparé aux possibilités au moment de la première étude de Moraghan et al. (2008).

Deuxièmement, le problème soulevé par Arce et al. (2007) lié à une vitesse de choc insuffisante à de grandes largeurs de chocs d'étrave ne s'applique plus avec un jet pulsé. De nouveaux chocs internes générés par la variabilité du jet réapprovisionnent le choc d'étrave externe lent (le premier formé) avec du gaz plus rapide (à des vitesses observables, voir Raga & Cabrit 1993; Völker et al.

1999). De plus, l'interaction entre les chocs d'étrave successifs diminuera la vitesse transverse de ces derniers, pouvant atténuer la superposition bleu et rouge excessive prédit à des âges courts par Lee et al. (2001). Des observations récentes de l'interféromètre Atacama Large Millimeter Array (ALMA) ont révélé de multiples chocs d'étrave en H_2 le long de l'axe des flots, et qui sont connectés à des cavités en CO imbriquées le long des flancs des flots (par exemple, HH212 et HH46/47 dans Lee et al. 2015; Zhang et al. 2016). Bien que certains flots aient été modélisés comme des couches poussées par un vent grand angle (Zhang et al. 2019), il est tout aussi important que des prédictions similaires soient explorées pour des jets imbriqués sur des âges réalistes de $\simeq 10^4$ ans.

Troisièmement, des études observationnelles récentes montrent que les flots CO sont plus allongés et collimatés qu'on ne le pensait initialement : les cartes CO à l'échelle du nuage parent, ainsi que les relevés en imagerie optique et infrarouge, montrent par exemple que 40% des 20 flots observés par Narayanan et al. (2012), dans un échantillon non biaisé de sources, font plus d'un parsec de long (Frank et al. 2014, et les références qui s'y trouvent). Un exemple remarquable est le flot de Classe 1 B5-IRS1. Il a un angle d'ouverture total (et projeté) $\alpha \simeq 100^\circ$ à la base, jusqu'alors avancé comme étant la preuve d'un vent grand angle. Cependant, des cartes CO récentes non biaisées du nuage parent révèlent que chaque lobe s'étend en réalité (au moins) jusqu'à 2.2 pc de la source centrale (Arce et al. 2010). Le rapport longueur-sur-largeur dépasse alors $q > 11$ (voir les cartes dans Frank et al. 2014). Cette nouvelle observation est incompatible avec les modèles actuels de flots poussés par un vent X grand angle (qui prédisent un rapport d'aspect $q < 3.5$ pour un angle d'ouverture de base $\alpha \geq 70^\circ$, voir Table 2 de Shang et al. 2020). Cette taille de flots atteignant le parsec apparaît plutôt comme étant évocatrice de flots poussés par des jets.

Les estimations d'angles d'ouverture de flots sont également affectés par de nombreux biais : la résolution angulaire, la hauteur à laquelle ils sont mesurés (Velusamy & Langer 1998; Velusamy et al. 2014) et l'inclinaison du flot (les angles apparaissent plus larges dans les flots vus plus près par le pôle ou *pole-on*). Deux études récentes du nuage moléculaire d'Orion minimisent ces biais. En effet, ils fournissent des mesures uniformes à la même résolution linéaire (élevée) et à la même hauteur projetée, sur des échantillons de sources sélectionnés au hasard. La première est une étude ALMA sur les largeurs de 22 flots CO (principalement de Classe 0, Dutta et al. 2020). Elle montre 50% de flots décrivant des angles d'ouverture totaux et projetés contenus dans l'intervalle $\alpha = 25^\circ - 65^\circ$ à une altitude projetée de $z_{\text{proj}} = 800$ au. Dans un autre échantillon de 29 cavités de flots plus anciens (principalement de Classe 1) obtenues en lumière diffuse avec le *Hubble Space Telescope* (Habel et al. 2021), on voit que 50% sont dans l'intervalle $\alpha = 8^\circ - 46^\circ$ à $z_{\text{proj}} = 8000$ au, tandis que la fraction des sources ponctuelles (à savoir vues depuis la partie inférieure de l'intérieur de la cavité) suggèrent un angle d'ouverture maximal déprojeté $\alpha_{\text{deproj}} \leq 70^\circ$. Par conséquent, les flots CO semblent en moyenne être plus collimatés qu'on ne le croyait auparavant. Il devient nécessaire d'étudier si le scénario d'un jet pur (lancé dans une enveloppe stratifiée) pourrait reproduire les largeurs observées typiques, avant de conclure sur une possible contribution dominante d'un vent grand angle.

Au cours de ma thèse, nous avons examiné cette question en présentant les premières simulations à haute résolution de chocs d'étrave poussés par un jet "pur" à travers des enveloppes fortement stratifiées, jusqu'à des âges de simulation atteignant 10 000 ans, ainsi que sur une échelle de 0.1 pc. Pour la première fois dans les simulations de jets, nous considérons la même structure de cœur singulier aplati que dans le modèle concurrent de flot poussé par un vent X grand angle (Li & Shu 1996; Lee et al. 2001). **Ainsi, le travail présenté dans ce mémoire se concentre sur une première exploration d'un modèle de flot poussé par un jet, tout en démontrant son potentiel et répondre aux critiques jusqu'ici avancées.**

2.6. Plan de la thèse

Dans le chapitre II, nous décrivons plus en détails l'état de l'art sur les deux paradigmes (flots poussés par un vent grand angle ou par un jet collimaté), les modèles analytiques et les simulations déjà effectuées, ainsi que les observables clés permettant de caractériser chaque modèle. Ce sera aussi l'occasion de présenter en détail les succès et critiques avancés à ce jour vis-à-vis de chaque scénario et au regard des observations récentes, et qui ont motivé l'étude réalisée durant ma thèse.

Dans le chapitre III, nous présentons le code de simulation MPI-AMRVAC employé pour nos simulations numériques hydrodynamiques, ainsi qu'un résumé des méthodes et solveurs numériques qui sont disponibles et pertinents vis-à-vis de notre problème physique. J'y présente aussi un outil Python que j'ai programmé et avec lequel je réalise les diagrammes position-vitesse des flots simulés.

Le chapitre IV développe comment nous avons établi le modèle physique à simuler, ainsi que le choix des méthodes, solveurs et paramètres numériques qui forment la configuration générique commune à nos simulations. Par exemple, nous présentons ici comment nous simulons le lancement du jet, sa variabilité temporelle, les conditions aux bords adoptées, ainsi que la stratification de l'enveloppe environnante.

Le chapitre V présente les résultats de nos simulations en se concentrant sur l'effet de l'âge et d'une stratification abrupte en densité 1D et 2D de l'enveloppe sur la forme et la cinématique des chocs d'étraves poussés par le jet. Nous utilisons pour cela les largeurs de flots prédites, les diagrammes position-vitesse et la relation masse-vitesse. Nous comparons ensuite nos simulations avec celles d'un modèle de vent grand angle lancé dans la même enveloppe avec le même flux de masse. Nous introduisons un petit angle d'ouverture du jet (alors dit conique) pour ensuite explorer l'effet de divers paramètres libres sur la forme et la cinématique de la cavité. Si les simulations de la première partie de ce chapitre se concentrent sur des âges courts < 1000 ans, la seconde partie du chapitre explore l'influence de l'âge sur les mêmes diagnostics morphologiques et cinématiques, sur des âges atteignant $10\,000$ ans. C'est aussi l'occasion de discuter comment nos simulations montrent que les critiques précédemment avancées vis-à-vis du modèle de flots poussés par un jet ne sont plus valables au regard de nos simulations. Nous confrontons ces critiques à nos résultats, tels que le maintien de vitesses suffisamment importantes le long des flancs des chocs d'étrave, la décélération à temps long de ces derniers, ou encore la diminution avec l'âge de la superposition bleu et rouge.

Dans le chapitre VI, nous confrontons qualitativement les résultats de nos simulations à temps longs, et dans un cœur singulier aplati, avec des observations ALMA en CO de flots bipolaires : HH46/47 et CARMA-7. À l'issue de nos simulations, les diagnostics morphologiques et cinématiques montrent un excellent accord qualitatif avec ces récentes observations. Les chapitres 5 et 6 montrent ainsi l'intérêt de reconsidérer le modèle de flots poussés par un jet "pur" comme scénario possible pour rendre compte des observations de flots protostellaire.

Enfin, le Chapitre VII présente les conclusions de ma thèse, une présentation des limites et mises en garde par rapport à notre modèle et nos résultats, ainsi qu'une mise en perspective des possibilités d'amélioration et d'études ultérieures.

CHAPITRE

II

MODÈLES DE FLOTS PROTOSTELLAIRES

Sommaire

1	Observables clés à reproduire	14
1.1	Morphologie des flots	14
1.1.1	Angle d'ouverture à la base du flot	14
1.1.2	Rapport d'aspect q	15
1.1.3	Largeur totale de flot à $ v \simeq 1$ km/s	16
1.2	Cinématique	17
1.2.1	Distribution masse-vitesse	17
1.2.2	"Loi de Hubble"	17
1.2.3	Faible superposition "bleu-rouge"	17
2	Modèle prédominant de flot entraîné par un vent grand angle	19
2.1	Présentation et succès du modèle	19
2.1.1	Modèle analytique de couche poussée par un vent radial (Shu et al. 1991)	19
2.1.2	Simulations MHD: effet du degré d'aplatissement et de la magnétisation du jet et du coeur	22
2.1.3	Modèle analytique simplifié avec vent-X "modifié" (Lee et al. 2001)	22
2.2	Critiques et limites : difficultés récentes du scénario	25
2.2.1	Des chocs internes pas assez incurvés	25
2.2.2	Un rapport d'aspect sous-estimé	25
2.2.3	Des âges trop courts ou des largeurs excessives	26
3	Flots poussés par un jet : un modèle trop rapidement critiqué	27
3.1	Principe général des chocs d'étrave	27
3.2	Modèles de chocs d'étrave dans un milieu homogène	28
3.2.1	Choc d'étrave à la tête du jet: modèle analytique d'Ostriker et al. (2001)	28
3.2.2	Le long d'un jet variable : modèle analytique de Tabone et al. (2018)	30
3.3	Succès du modèle de flot entraîné par un jet	34
3.3.1	Distribution masse-vitesse $m \propto v^\gamma$	34
3.3.2	"Loi de Hubble" dans le diagramme position-vitesse	35
3.3.3	Morphologie des chocs en H_2	35
3.3.4	Evite les largeurs excessives	35
3.4	Critiques avancées contre le modèle (dans un milieu uniforme)	36
3.4.1	Collimation excessive	36

3.4.2	Vitesse trop faible dans les flots larges ($W \simeq 10\,000$ au)	37
3.4.3	Superposition "bleu-rouge" excessive	37
3.5	Face aux critiques : idée d'un jet pulsé multimillénaire dans un coeur stratifié	37
3.5.1	Coeur stratifié: des rapports d'aspect plus ressemblants	37
3.5.2	Jet variable : des vitesses élevées même dans les flots âgés	38
3.5.3	Jet multimillénaire : une superposition "rouge-bleu" diminuée ?	38

1. Observables clés à reproduire

Pour savoir quel modèle est le plus apte à reproduire les flots protostellaires observés, nous disposons d'un certain nombre d'observables clés. Celles-ci sont essentiellement observées dans les raies de ^{12}CO ($J = 1 - 0$ ou $J = 2 - 1$). Mais nous disposons à ce jour de très peu de cartes de flots disponibles dans les isotopes ^{13}CO et ^{18}CO , car ces espèces sont bien moins abondantes et donc émettent ainsi bien moins intensément.

1.1. Morphologie des flots

1.1.1. Angle d'ouverture à la base du flot

L'angle d'ouverture α mesure l'angle total (projeté sur le plan du ciel) délimitant les murs de la cavité d'un flot. Il est en général calculé comme l'angle soutenu (en projection) par la cavité depuis l'origine du flot, c'est à dire,

$$\alpha(z) = 2 \arctan(W(z) / (2z)) \quad (\text{II.1})$$

où $W(z)$ est la largeur du flot à une distance projetée z de la source centrale. Des mesures d'angle plus globales ont aussi été utilisées, à savoir : un angle pondéré par la brillance, mais qui sous-estime systématiquement l'angle géométrique soutenu (Velusamy et al. 2014); et un angle pondéré par le nombre de pixels, équivalent au rapport largeur/longueur, mais qui est très sensible à la troncation du flot, pour cause de carte trop petite (Offner et al. 2011).

Même si elle évite les écueils de ces définitions globales, la mesure d'angle d'ouverture selon l'Eq. (II.1) souffre quand même de plusieurs biais qui peuvent affecter les statistiques :

1. en résolution angulaire : une faible résolution aura tendance à élargir $W(z)$, et donc à surestimer α .
2. hauteur z à laquelle α est mesurée : la forme souvent parabolique des cavités fait que α est maximum près de la base et diminue avec l'altitude (e.g. Velusamy & Langer 1998).
3. inclinaison : les flots peu inclinés sur la ligne de visée apparaîtront plus ouverts que s'ils sont vus presque par la tranche, car la distance z projetée dans le plan du ciel sera plus courte que la vraie distance à la source. Pour un flot conique, on aura ainsi $\tan \alpha_{obs} = \tan \alpha_{reel} / \sin i$, où i est l'angle entre l'axe du flot et la ligne de visée.

Plusieurs études récentes ont permis de s'affranchir du premier biais en mesurant α à haute résolution angulaire, à partir de cartes CO obtenues avec ALMA (e.g. Dutta et al. 2020) ou d'images infrarouges ou optiques de la lumière diffusée par la poussière le long des parois des cavités (e.g. Velusamy et al. 2014; Habel et al. 2021).

Les mesures Spitzer de Velusamy et al. (2014) trouvent des angles d'ouverture projetés à la base du flot qui vont de $\alpha \simeq 40^\circ$ à $\alpha \simeq 130^\circ$. L'angle augmente avec la "température bolométrique" de la protoétoile, ce qu'ils interprètent comme un effet d'âge, avec une valeur qui stagnerait autour de

$\alpha \simeq 110^\circ$ au-delà de $\simeq 8000$ ans. Cependant, cette valeur n'est pas corrigée de l'inclinaison. C'est donc une limite supérieure. De plus, leur échantillon inclut des flots à des distances différentes, et donc les mesures ne sont pas toutes au même z .

Il a fallu attendre les études plus récentes de [Dutta et al. \(2020\)](#) avec ALMA et de [Habel et al. \(2021\)](#) avec le HST dans le complexe d'Orion, pour enfin mesurer α de façon homogène, dans un échantillon non-biaisé de sources situées à la même distance de nous (400 pc environ).

Sur les 22 flots CO (la plupart de classe 0) mesurés par [Dutta et al. \(2020\)](#), l'angle projeté d'ouverture à une distance projetée $z_{proj} = 800$ au varie entre $\alpha = 25^\circ$ et 115° , avec la moitié en dessous de 65° .

Sur les 29 cavités identifiées en lumière diffusée par [Habel et al. \(2021\)](#) (principalement autour de sources de Classe 1, donc plus âgées), 50 % ont un angle projeté d'ouverture à une distance projetée $z_{proj} = 8000$ au situé dans l'intervalle $\alpha \simeq 8^\circ - 100^\circ$.

Ces deux dernières études confirment que l'angle d'ouverture augmente quand on se rapproche de la source. De plus, comme leurs échantillons (non-biaisés) ont plus de chance d'être inclinés aléatoirement que celui de [Velusamy et al. \(2014\)](#), on peut tenter de contraindre la valeur déprojetée de α . Par exemple, pour reproduire la faible fraction de sources ponctuelles (c'est-à-dire de sources où la ligne de visée passe par l'intérieur du cône de la cavité) dans leur échantillon, [Habel et al. \(2021\)](#) estiment un angle maximal déprojeté de $\alpha_{deproj} \leq 70^\circ$. Il est donc possible que les angles d'ouverture typiques des flots évolués de Classe 1 soient significativement moins ouverts que la valeur de 110° observée par [Velusamy et al. \(2014\)](#), non-corrigée de l'inclinaison.

1.1.2. Rapport d'aspect q

Le rapport d'aspect

$$q = \frac{L}{W} \tag{II.2}$$

est le rapport observé entre la longueur L d'une cavité de flot et sa largeur maximale W , donnant ainsi une mesure du degré de collimation du flot.

Les observations en CO réalisées avant les années 1990 indiquaient d'abord, pour la plupart des flots moléculaires, des rapports d'aspect faibles $q \lesssim 5$ ([Lada 1985](#); [Margulis et al. 1988](#)). Ensuite, avec l'augmentation du pouvoir de résolution, de la sensibilité et du champ de vue des instruments d'observations, un nombre croissant de flots avec des rapports d'aspect plus élevés $q > 10$ a depuis été observé ([Bachiller et al. 1990](#); [Andre et al. 1990](#); [Bachiller et al. 1991](#); [Richer et al. 1992](#); [Bally et al. 1996](#); [Yu et al. 1999](#); [Arce et al. 2010](#)). Depuis les années 2000, le nombre de flots CO observés comme étant plus longs qu'un parsec est même en augmentation ([Frank et al. 2014](#)). C'est par exemple le cas de 40 % des flots protostellaires CO observés et sélectionnés de manière non-biaisée à l'échelle du nuage moléculaire Taurus par [Narayanan et al. \(2012\)](#). C'est aussi le cas par exemple le cas de B5-IRS1, un flot entraîné par une protoétoile de Classe 1, et dont le rapport d'aspect actuellement observé dépasse $q > 11$.

En lien avec la physique sous-jacente, la valeur de q dépend du modèle de collimation de l'éjection qui entraîne le flot (Sects. [II.2](#) et [II.3](#)). Ce qui en fait une observable d'intérêt pour contraindre et tester ces modèles.

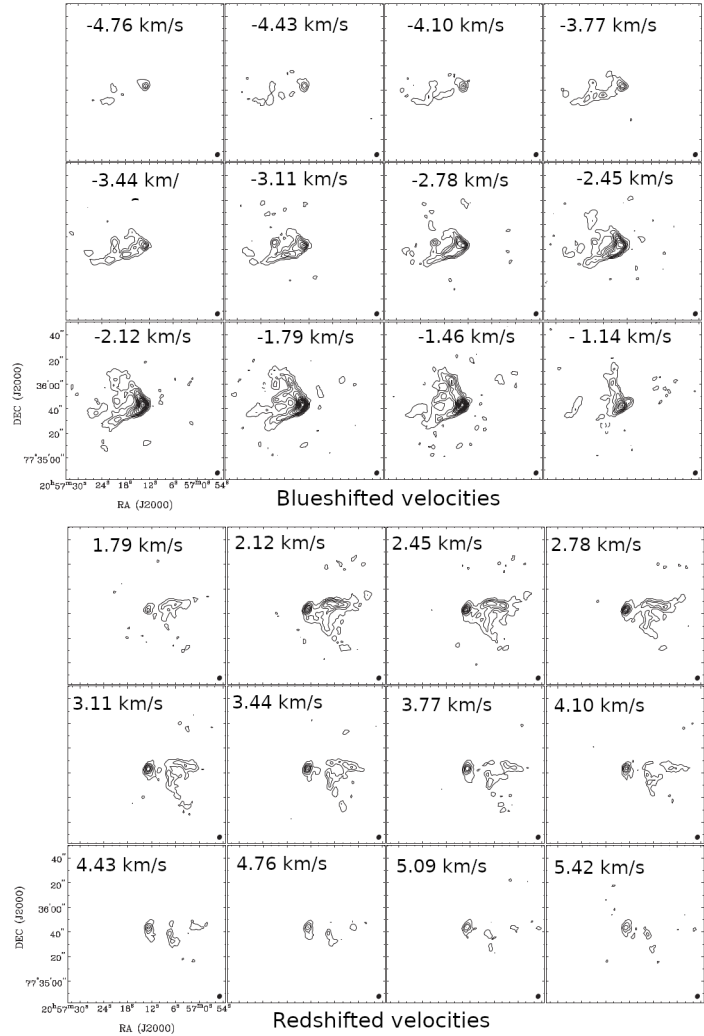


FIGURE 5 – Cartes de canaux de vitesse en $^{12}\text{CO}(1-0)$ du flot L1228, tel qu’observé par [Arce & Sargent \(2004\)](#). La vitesse centrale (dans le référentiel au repos de la source protostellaire) de chaque intervalle de largeur $\Delta v = 0.65$ km/s est montrée en haut de chaque panneau.

1.1.3. Largeur totale de flot à $|v| \simeq 1$ km/s

Les cartes de canaux de vitesse (*channel maps*) désignent des cartes d’émission (ou d’une autre quantité, comme la densité) évaluées pour le gaz avec une vitesse située dans un intervalle $v \in [v - \delta v/2; v + \delta v/2]$. La vitesse v montrée est généralement celle projetée le long de la ligne de visée. Selon les cartes de canaux de vitesse observées en CO, les flancs des couches de flots les plus externes contiennent encore une fraction non-négligeable de gaz accéléré à des vitesses locales appréciables, au-dessus de $|v| \gtrsim 1.00$ km/s. C’est par exemple le cas des flots B5-IRS1 ([Velusamy & Langer 1998](#)) et RNO91 ([Lee et al. 2002](#)). La Fig. 5 montre le cas des deux lobes du flot L1228. [Arce & Sargent \(2004\)](#) y mesurent, de chaque côté, un lobe bien défini/distinctif dont l’émission est détectée : en dessous de $v \leq -1.10$ km/s pour le lobe décalé vers le bleu; au-dessus de $v \geq 1.80$ km/s

pour le lobe décalé vers le rouge.

1.2. Cinématique

1.2.1. Distribution masse-vitesse

Une distribution masse-vitesse (MV) représente la relation entre la masse $m = m(v)$ de chaque parcelle de gaz observée et sa vitesse v . La masse représentée dans les observations est celle inférée à partir des émissions de raies brillantes. Il s'agit donc surtout de la masse de la matière préalablement choquée, poussée, chauffée et comprimée par les chocs d'étraves dans le flot. La vitesse v représentée est le plus souvent la vitesse observée v_{obs} projetée le long de la ligne de visée.

Les vitesses dans le flot décroissent lorsque le gaz de l'enveloppe est poussé. Les observations de flots moléculaires montrent que cette distribution suit le plus souvent une loi de puissance $m(v) \propto v^{-\gamma}$ de pente $\gamma > 0$ (Fig. 6i). De nouvelles observations avec des instruments plus performants ont permis d'observer un changement brusque de pente γ entre typiquement $v \sim 6$ km/s et 20 km/s (et parfois jusqu'à 30 km/s). La pente γ augmente ensuite de manière abrupte à hautes vitesses (Ridge & Moore 2001; Downes & Cabrit 2003; Su et al. 2004; Arce et al. 2007; Qiu et al. 2007, voir Fig. 6ii). Cette rupture dans le diagramme MV reflète la chute d'efficacité dans l'entraînement de la masse poussée, lorsque la vitesse de la couche de flot augmente (Qiu et al. 2009). En outre, la pente de la distribution MV croît avec l'âge et l'énergie du flot (Richer et al. 2000).

L'intervalle des valeurs typiques de γ observées est passée de $\gamma \simeq 1.3 - 2.1$ avant les années 2000 (Rodríguez et al. 1982; Lada & Fich 1996; Ridge & Moore 2001)¹, à $\gamma \simeq 1 - 3.5$ plus récemment (Downes & Cabrit 2003; Arce et al. 2007; Liu et al. 2017, voir Fig. 16). Le diagramme MV peut servir d'outil diagnostique de l'interaction entre l'enveloppe ambiante et le flot poussé.

1.2.2. "Loi de Hubble"

Un diagramme position-vitesse (PV) représente la répartition d'une quantité physique (comme la masse simulée, ou l'intensité observée) dans l'espace (δ, v_{obs}) , où δ est la position repérée le long d'une direction projetée qui intercepte le flot. En pratique, le diagramme PV est évalué le long d'une coupe passant soit par l'axe et l'origine du flot, soit perpendiculairement à cet axe (et à n'importe quelle distance de l'origine du flot). Le premier cas est appelé **diagramme PV longitudinal**, et le second est nommé **diagramme PV transverse** (voir Fig. 7).

Les diagrammes PV des flots ainsi observés à ce jour mettent en évidence une relation dite de "Loi de Hubble" : la vitesse v_{obs} des points brillants de ce diagramme augmente avec la distance à la source. Une relation linéaire entre vitesse et distance est même notamment observée pour beaucoup de flots raisonnablement collimatés (Lada & Fich 1996; Lee et al. 2000, 2001, 2002; Arce et al. 2007, 2010; Zhang et al. 2019).

1.2.3. Faible superposition "bleu-rouge"

Les diagrammes PV longitudinaux observés dans certains flots exhibent, dans chaque lobe, une faible superposition (dite "rouge-bleu") entre des composantes en vitesses décalées vers le rouge ($v_{obs} \geq 0$) avec des composantes décalées vers le bleu ($v_{obs} \leq 0$). Cette faible superposition est notamment mise en évidence dans les flots plus âgés de $> 10^3 - 10^4$ ans et dans les flots des

1. Certains flots ont même pu être observés à l'époque avec des lois de puissances très abruptes, allant jusqu'à $\gamma \sim 10$.

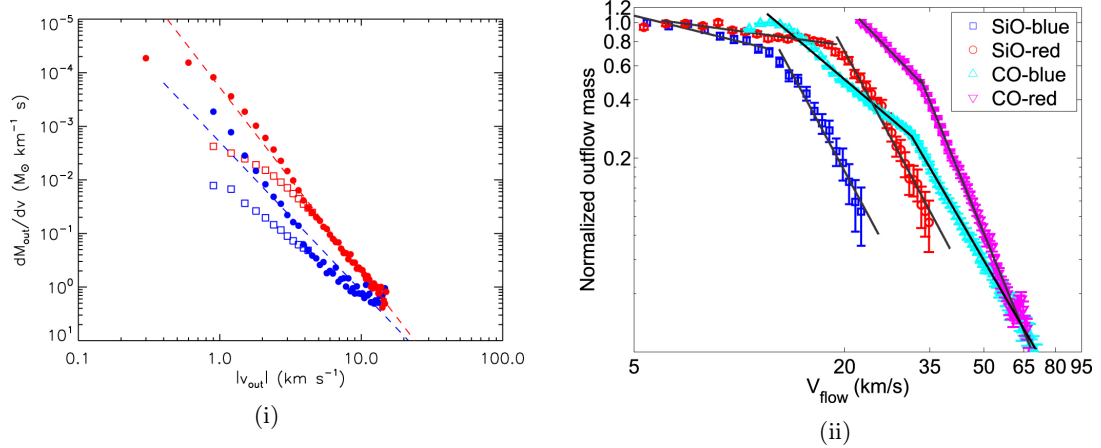
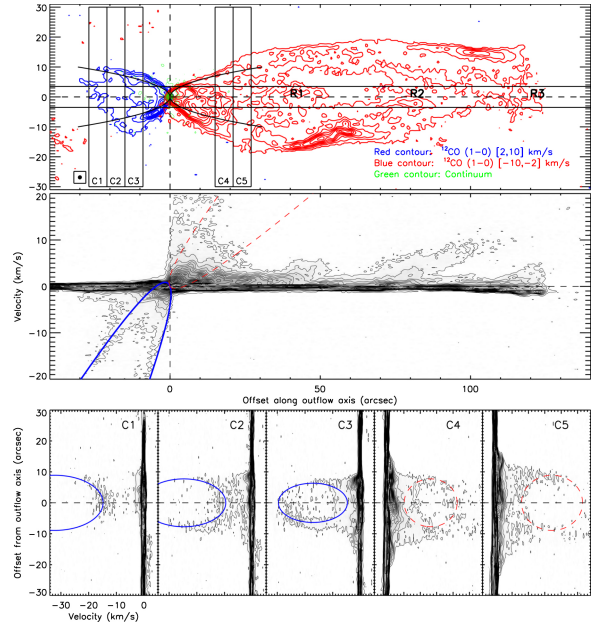


FIGURE 6 – Deux distributions MV observées avec ALMA : (i) HH46-47, observé en CO. Les carrés rouges et bleus montrent les distributions observées dans les lobes respectivement décalés vers le rouge et vers le bleu, tiré de Zhang et al. (2016). Les carrés évidés supposent une émission en CO optiquement mince, tandis que les cercles pleins incluent une correction de l'épaisseur optique en fonction de la vitesse. Les lignes tiretées montrent des lois de puissances de pentes $-\gamma = -3.4$ (rouge) et $-\gamma = -2.7$ (bleu). (ii) chacun des deux lobes décalés vers le rouge et vers le bleu du flot MM8/F, observé en CO et SiO, et tiré de Liu et al. (2017). Les masses dérivées sont normalisées. Les symboles colorés marquent les points observés, tandis que les lignes montrent les ajustements par des lois de puissance.

FIGURE 7 – Diagrammes PV du flot HH46-47, tirés de Zhang et al. (2016). *Panneau supérieur* : carte d'émission intégrée en CO(1-0) entre 2 et 10 km/s (contours rouges) et entre -10 et -2 km/s (contours bleus). Les rectangles montrent les découpes réalisées pour obtenir les diagrammes PV des panneaux inférieurs. *Panneau central* : Diagramme PV longitudinal découpé le long de l'axe du flot avec une épaisseur de $7''$. Il faut remarquer qu'ici la vitesse est montrée sur l'axe des ordonnées. *Panneau du bas* : Diagrammes PV transverses découpés perpendiculairement à l'axe du flot, à différentes altitudes, et avec une épaisseur de $6''$.



protoétoiles de Classe 1. La Fig. 7 nous montre un exemple très marqué de cette caractéristique, avec le flot HH46-47, qui pourrait être âgé d'au moins plusieurs milliers d'années (Hartigan et al. 2005; Zhang et al. 2016, 2019).

2. Modèle prédominant de flot entraîné par un vent grand angle

2.1. Présentation et succès du modèle

2.1.1. Modèle analytique de couche poussée par un vent radial (Shu et al. 1991)

Ce modèle a initialement été proposé par Shu et al. (1991) afin d'expliquer plusieurs des caractéristiques observées dans les flots moléculaires (voir Sect. II.1), dont l'accélération apparente en "loi de Hubble" (voir Sect. II.1.2.2). Ce modèle s'est imposé comme le modèle prédominant outre-atlantique, et j'en présente ici les hypothèses et prédictions.

Hypothèses

Dans ce modèle, un vent radial est injecté à une vitesse uniforme v_w à travers une enveloppe statique, générant un front de choc dont la forme et la dynamique dépendent des stratifications en densité de l'enveloppe et du vent, et de l'efficacité du mélange entre les deux. En supposant que le vent et la matière ambiante se mélangent instantanément après le choc (supposé très fin à cause du refroidissement radiatif efficace), la conservation de la quantité de mouvement impose que la couche choquée — que nous appellerons "couche" et qui constitue le flot CO — est aussi en expansion radiale, à l'instar du vent.

Ce modèle de flot est alors simplement caractérisé par deux fonctions angulaires P et Q qui paramétrisent:

- d'une part, la distribution angulaire du flux d'impulsion \dot{P}_W du vent par unité d'angle solide:

$$\dot{P}_w(\mu) = r^2 \rho_w(\mu) v_w^2 = \frac{\dot{M}_w v_w}{4\pi} \times P(\mu), \quad (\text{II.1})$$

où \dot{M} est le flux de masse total du vent, r est le rayon sphérique, et $\mu = \cos \theta$ avec θ l'angle polaire (notons que puisque v_w ne varie pas avec la distance, $\rho_w(\mu)$ doit varier en $1/r^2$ pour conserver le flux d'impulsion).

- d'autre part, la distribution angulaire de densité dans l'enveloppe :

$$\rho_a(r, \theta) = \frac{a^2}{2\pi G} \times \frac{Q(\mu)}{r^2}, \quad (\text{II.2})$$

où a est la vitesse du son dans l'enveloppe. Le cas $Q(\mu) = 1$ correspond à la sphère isotherme singulière, solution auto-similaire isotrope de l'équilibre hydrostatique, et la fonction $Q(\mu)$ décrit la dépendance angulaire de ρ_a , reliée au degré d'aplatissement du nuage (par exemple par les forces magnétiques ou la rotation).

Vitesse d'expansion du flot et loi de Hubble

Pour déterminer la vitesse d'expansion radiale $v_s(\mu)$ de la couche dans le référentiel de l'étoile, considérons d'abord l'évolution de la masse de la couche par unité d'angle solide dans la même direction, $\mathcal{M}(\mu) = dM(\mu)/d\Omega$. La variation de \mathcal{M} par unité de temps est donnée par la somme de la masse ambiante qui entre dans la couche à la vitesse relative v_s d'une part et la masse apportée par le vent à la vitesse relative $v_w - v_s$ d'autre part, soit, par unité d'angle solide (nous omettons ici la variable μ pour plus de lisibilité) :

$$\frac{d\mathcal{M}}{dt} = r^2 \rho_a v_s + r^2 \rho_w (v_w - v_s) \quad (\text{II.3})$$

Le flux de masse apporté par le vent à la couche (voir deuxième terme de l'équation ci-dessus) lui donne aussi une impulsion radiale v_w par unité de masse, dans le référentiel de l'étoile. En supposant un mélange instantané dans la couche, la conservation de l'impulsion radiale par unité d'angle solide nous donne donc :

$$\frac{d(\mathcal{M}v_s)}{dt} = r^2 \rho_w (v_w - v_s) v_w. \quad (\text{II.4})$$

En combinant ces deux équations, on obtient :

$$\mathcal{M} \frac{dv_s}{dt} = \frac{d(\mathcal{M}v_s)}{dt} - v_s \frac{d\mathcal{M}}{dt} \quad (\text{II.5})$$

$$= r^2 \rho_w \left((v_w - v_s)^2 - \frac{\rho_a}{\rho_w} v_s^2 \right) \quad (\text{II.6})$$

Cette égalité nous montre que la vitesse d'expansion radiale de la couche, v_s , tend rapidement vers l'attracteur v_0 tel que la parenthèse s'annule, c'est-à-dire tel que (nous avons ici aussi omis les dépendances en μ):

$$v_0 = \frac{v_w}{1 + \left(\frac{\rho_a}{\rho_w}\right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{v_w}{1 + \sqrt{\eta^{-1}}}, \quad (\text{avec } \eta = \frac{\rho_w}{\rho_a}). \quad (\text{II.7})$$

La vitesse v_s va tendre vers v_0 car

- si $v_s < v_0$, alors $\frac{dv_s}{dt} > 0$ (voir Eq. (II.6)) et donc v_s tendra à augmenter et se rapprocher de v_0 ;
- inversement, si $v_s > v_0$ alors $\frac{dv_s}{dt} < 0$, et v_s tendra à diminuer pour se rapprocher aussi de v_0 .

Puisque les champs ρ_a et ρ_w varient tous deux avec le rayon en r^{-2} (Eqs. (II.1) et (II.2)) leur rapport est indépendant de la distance; donc la vitesse $v_s = v_0$ de la couche dans une direction donnée (Eq. (II.7)) reste constante au cours de l'expansion. Cette propriété assure qu'à chaque instant t , les différentes parties de la couche suivent une "loi de Hubble" commune $\vec{v}_s(\theta) = \vec{r}_s(\theta)/t$ où t est l'âge du flot. C'est le premier succès de ce modèle.

En utilisant les prescriptions des Eqs. (II.1) et II.2 on obtient, aux angles où $\rho_w \ll \rho_a$

$$v_s(\mu) \simeq (av_w)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\dot{M}_w}{2a^3/G} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P(\mu)}{Q(\mu)} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{II.8})$$

Les observations de jets suggèrent que si le jet est seulement la partie axiale d'un vent à large ouverture angulaire, le flux de masse total du vent, \dot{M}_w , serait une fraction importante du taux d'accrétion sur l'étoile. En supposant que ce dernier, dans la phase protostellaire classe 0/1, est proche en moyenne du taux d'effondrement d'une sphère singulière, $\simeq a^3/G$ (Shu 1977), le deuxième terme serait alors de l'ordre de l'unité.

Avec des valeurs typiques de $v_w \simeq 100$ km/s et $a \simeq 0.2 - 0.6$ km/s (pour une enveloppe à 10-100 K), on obtient donc un ordre de grandeur pour la vitesse d'expansion de $v_s \simeq (av_w)^{1/2} \simeq 4 - 8$ km/s, en bon accord avec les flots CO observés. C'est le deuxième succès de ce modèle.

Application à un vent X dans un coeur magnétisé (Li & Shu 1996)

Un troisième succès obtenu par ce modèle analytique, et démontré dans l'étude de Li & Shu (1996), est qu'il reproduit aussi la collimation et la pente de la distribution masse-vitesse typiquement observée dans les flots à cette époque, avec des hypothèses physiquement motivées pour les fonctions $P(\mu)$ et $Q(\mu)$.

Notons que l'expansion du flot produit dans ce modèle reste auto-similaire dans le temps selon $r_s(\mu) = tv_s(\mu)$. Sa forme et sa collimation sont donc définies uniquement par la variation angulaire de $v_s(\mu)$, contrôlée par le rapport $\rho_w/\rho_a \propto P(\mu)/Q(\mu)$ (voir Eq. (II.7)). La distribution de masse en fonction de la vitesse est de son côté fixée par l'Eq. (II.3), qui a une dépendance différente en $P(\mu)$ et $Q(\mu)$.

Pour la stratification angulaire du vent, Li & Shu (1996) ont adopté la solution des "vents X" radiaux lancés par accélération magnétocentrifuge depuis le bord interne du disque, calculée par Shu et al. (1995). La collimation magnétique y induit un champ de densité asymptotique quasiment cylindrique de la forme:

$$\rho_w = \rho_{w0} \frac{r_0^2}{(r \sin \theta)^2} \quad (\text{II.9})$$

$$\text{donc } P(\mu) \propto \frac{1}{\sin^2 \theta}. \quad (\text{II.10})$$

Pour la stratification du coeur environnant, Li & Shu (1996) ont calculé les solutions $Q(\mu)$ de l'Eq. (II.2) pour l'équilibre magnétostatique d'un coeur isotherme singulier, traversé par un champ poloidal.

Li & Shu (1996) montrent qu'il est possible de dériver une expression analytique approchée de $Q(\mu)$, en fonction d'un paramètre n qui augmente avec la magnétisation.

$$Q(\mu) = \Theta(\theta) \sin^n \theta \quad (\text{II.11})$$

où la fonction Θ peut être approchée par une expansion en série de la forme:

$$\Theta = (a_0 + a_2 [\sin(\theta)]^2 + \dots) + [\sin(\theta)]^n (c_0 + c_2 [\sin(\theta)]^2 + \dots) + \dots \quad (\text{II.12})$$

Plus n augmente, plus le champ est fort par rapport à la pression thermique, et plus la densité qu'il peut supporter dans le plan équatorial augmente, avec une région de plus en plus évacuée sur l'axe polaire. Le coeur enveloppant le flot poussé paraît alors de plus en plus aplati. Li & Shu (1996) préconisent la solution avec $n = 2$, car c'est la plus compatible avec le degré moyen d'aplatissement moyen observé dans les coeurs préstellaires.

Avec ces choix de $P(\mu)$ et $Q(\mu)$, ils trouvent que la forme du flot prédite est approximativement parabolique, et la distribution masse-vitesse a une pente $\gamma \simeq 2$, en cohérence avec les observations de flots disponibles à l'époque.

Cependant, ces résultats sont approximatifs et pas entièrement exacts car l'Eq. (II.4) de conservation de l'impulsion néglige l'effet du champ magnétique (qui est supposé causer la collimation du vent X et l'aplatissement du coeur).

2.1.2. Simulations MHD: effet du degré d'aplatissement et de la magnétisation du jet et du coeur

Afin d'étudier l'effet du champ magnétique sur le flot prédit, l'équipe de H. Shang et al. a conduit une série de simulations magnétohydrodynamiques (MHD) de l'interaction d'un vent X magnétisé avec les solutions de coeurs pré-stellaires de Li & Shu (1996), sur des durées de 500-1000 ans.

Shang et al. (2006) ont étudié l'effet de la variation du degré d'aplatissement n du coeur, mais sans y inclure de magnétisation. Wang et al. (2015a) ont ensuite ajouté le champ magnétique ambiant dans le cas $n = 2$. Enfin, Shang et al. (2020) ont présenté une très large grille de modèles qui résume comment la structure et cinématique de la couche sont affectées par les paramètres n , M_A (nombre de Mach Alfvénique du jet) et α_b (intensité du champ magnétique du coeur par rapport à la solution de Li & Shu (1996)).

Ces simulations confirment dans l'ensemble les prédictions analytiques de Li & Shu (1996) pour la cavité de flot, à savoir une expansion homothétique et proportionnelle à l'âge t ("loi de Hubble"), des formes paraboliques à la base, et des angles d'ouverture α et des rapports d'aspect q qui couvrent tout l'intervalle de valeurs observées dans les flots (voir la Table 2 de Shang et al. (2020)). Le champ magnétique ambiant n'affecte la morphologie globale de la cavité que pour des valeurs proches de l'équipartition (cas $\alpha_b = 1$ et $n \geq 4$); une approche purement hydrodynamique reste donc acceptable dans les autres cas.

2.1.3. Modèle analytique simplifié avec vent-X "modifié" (Lee et al. 2001)

Le modèle original de vent X a une vitesse $v_w \simeq 100$ km/s à tous les angles. La largeur du flot à l'équateur ne cesse donc de grandir sous l'effet de ce vent rapide, pour atteindre typiquement 100 au au bout de 1000 ans (Li & Shu 1996; Shang et al. 2006; Wang et al. 2015a; Shang et al. 2020). Cela est contraire aux flots observés, dont la largeur à la base reste inférieure à 100 au même à des âges de 10^4 ans (voir eg. l'image de HH212 sur la Fig. 2).

Pour obtenir un meilleur ajustement des observations, Lee et al. (2001) ont proposé une variante dite de "vent-X modifié". Ce modèle rajoute une dépendance angulaire **ad-hoc** à la vitesse v_w du vent, qui décroît maintenant vers l'équateur selon:

$$v_w(r, \theta) = v_{w0} \cos \theta \quad (\text{II.13})$$

Dans cette configuration, la largeur du flot à l'équateur (où $v_w = 0$) s'annule alors que la forme près de l'axe reste inchangée.

De plus, Lee et al. (2001) adoptent une forme simplifiée pour la stratification ambiante de la solution $n = 2$ favorisée par Li & Shu (1996), mais sous une forme simplifiée qui garde seulement le premier terme du développement limité de l'Eq. (II.12) :

$$\rho_a = \rho_{a0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \sin^2 \theta. \quad (\text{II.14})$$

Comme nous le montrons ci-dessous, ces deux modifications par rapport à la solution exacte de [Li & Shu \(1996\)](#) permettent d'obtenir une expression analytique simple pour la forme de la cavité, plus pratique pour ajuster les observations.

Forme du flot en expansion

En combinant les considérations précédentes avec l'expression de la vitesse de l'expansion de la couche v_0 (Eq. (II.7)) et l'expression de ρ_w dans le vent X (Eq. (II.10)) on obtient la morphologie de la couche de choc pour le modèle modifié:

$$r(\theta) = tv_s(\theta) = \frac{tv_w}{1 + \sqrt{\frac{\rho_a(\theta)}{\rho_w(\theta)}}} = \frac{tv_{w0} \cos \theta}{1 + \sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}} \sin^2 \theta}} \quad (\text{II.15})$$

où t est l'âge de la cavité.

En utilisant $z = r \cos \theta$, $R = r \sin \theta$ (rayon cylindrique) et $r^2 = R^2 + z^2$, l'Eq. (II.15) peut se réécrire sous la forme d'une ellipse passant par l'origine:

$$r^2 = \frac{tv_{w0} r \cos \theta}{1 + \sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}} \sin^2 \theta}} \quad (\text{II.16})$$

$$\Rightarrow 1 = \frac{tv_{w0} r \cos \theta}{r^2 + \sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}} r^2 \sin^2 \theta}} = \frac{tv_{w0} z}{R^2 + z^2 + \sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}} R^2}} = \frac{ztv_{w0}}{z^2 + (1 + \sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}}}) R^2} \quad (\text{II.17})$$

$$\Rightarrow z^2 - ztv_{w0} + (1 + \sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}}}) R^2 = 0 \quad (\text{II.18})$$

$$\Leftrightarrow \left(z - \frac{tv_{w0}}{2} \right)^2 - \left(\frac{tv_{w0}}{2} \right)^2 + (1 + \sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}}}) R^2 = 0 \quad (\text{II.19})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\left(z - \frac{L}{2} \right)^2}{\left(\frac{L}{2} \right)^2} + \frac{R^2}{\left(\frac{W}{2} \right)^2} = 1, \quad (\text{II.20})$$

avec un grand axe $L = tv_{w0}$ égal à la longueur du flot sur l'axe z (où la densité ambiante est nulle), un centre en $(R_c, z_c) = (0, \frac{L}{2})$, et un petit axe $W = L/q$ avec un rapport d'aspect $q = L/W = \sqrt{1 + \sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}}}}$ fixe dans le temps (voir Fig. 8i).

Approximation parabolique

[Lee et al. \(2001\)](#) montrent qu'on attend typiquement un rapport de densité coeur/vent très grand à l'équateur, $\rho_{a0}/\rho_{w0} = \eta^{-1} \sim 10^3$. Dans toute la région du flot où $\sin \theta \gg \eta^{1/4}$, nous aurons donc $\rho_a/\rho_w \gg 1$. Dans cette région, nous avons alors l'approximation :

$$r^2 = rtv_s(\theta) = \frac{rtv_w}{1 + \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}}} \simeq \frac{rtv_w}{\sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}}} = \frac{tv_{w0} r \cos \theta}{\sqrt{\frac{\rho_{a0}}{\rho_{w0}} \sin^2 \theta}} \Leftrightarrow z = r \cos \theta = CR^2, \quad (\text{II.21})$$

$$\text{avec } C \equiv \frac{\sqrt{\rho_{a0}/\rho_{w0}}}{\tau v_{w0}} = C(\tau) \equiv \frac{1}{R_0} \quad (\text{II.22})$$

En d'autres termes, partout où le gaz du coeur ambiant est beaucoup plus dense que le X-wind modifié, la forme de la cavité de flot entrainée se rapproche d'une parabole de courbure C (voir Fig. 8ii).

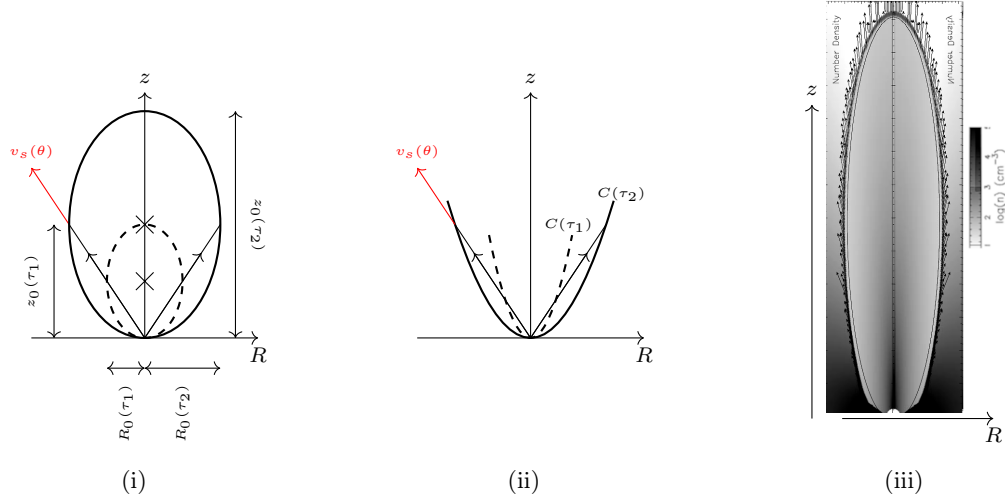


FIGURE 8 – Forme du flot poussé dans le modèle de X-wind modifié, à deux âges successifs τ_1 puis τ_2 : (i) forme elliptique exacte à toutes valeurs de ρ_a, ρ_w (ii) forme approchée de parabole, de courbure $C(\tau) = \sqrt{\frac{\rho_a v_0}{\rho_w v_0}} / (\tau v_{w0})$, là où $\rho_a \gg \rho_w$ (flots lents $v_w \gg v_s$) (iii) carte de densité à $t = 390$ ans de la simulation HD tirée de Lee et al. 2001.

Cinématique du flot en expansion

Que la couche poussée soit elliptique ou parabolique, sa vitesse d'expansion à tous les angles θ suit toujours une "loi de Hubble" $v = r/t$. Par conséquent, une fois la morphologie fixée, la cinématique (v_z, v_R) de la couche poussée peut, dans tous les cas, être décrite simplement avec pour seul paramètre l'âge t de la couche:

$$v_z = \frac{z}{t}; \quad v_R = \frac{R}{t} \quad (\text{II.23})$$

Simplicité de paramétrisation

La possibilité d'ajuster les observations de flots avec des équations analytiques très simples et seulement deux paramètres libres (C et t , voir Eqs. (II.22) et (II.23)) a contribué à l'attractivité de ce modèle de vent X modifié. Par exemple, les morphologies et cinématiques observées avec ALMA dans les deux lobes du flot HH46-47 ont été ajustées par Zhang et al. 2016, 2019 avec plusieurs couches de ce modèle. D'autres exemples d'ajustement ont été présentés par Lee et al. (2000).

Des hypothèses fortes derrière le modèle

Il faut toutefois retenir que ce modèle de X-wind modifié repose sur plusieurs hypothèses fortes, les deux premières venant du modèle de [Shu et al. \(1991\)](#) et les deux dernières venant en surplus :

1. l'hypothèse d'une vitesse v_s radiale suppose un mélange instantané entre le vent et le gaz choqué de l'enveloppe statique;
2. la "loi de Hubble" demande que les densités ρ_w et ρ_a aient la même dépendance en rayon, r^{-2} (afin que v_s ne change pas au cours du temps),
3. une dépendance ad-hoc de v_w en $\cos(\theta)$ est nécessaire pour garantir l'annulation de la largeur de flot à l'origine, mais elle n'est pas cohérente avec le modèle original de vent X (où la vitesse est la même à tous les angles, car tout le vent provient d'un même point).
4. La forme parabolique de la cavité est obtenue seulement pour une solution (approximative) de coeur aplati avec $n = 2$; elle ne serait plus valable pour des aplatissements différents ([Shang et al. 2020](#)).

2.2. Critiques et limites : difficultés récentes du scénario

Lorsqu'il a été proposé, le scénario décrit par le modèle de X-wind original et ses variantes a rapidement eu un grand succès, surtout outre-atlantique. Mais de nouvelles critiques à leur encontre et limitations ont aussi émergé avec les observations récentes, qui n'étaient pas disponibles dans les années 1990 et début 2000.

2.2.1. Des chocs internes pas assez incurvés

L'avènement d'images infrarouges à grand champ et haute résolution a révélé sur l'axe de nombreux flots des séries de chocs très incurvés dans les raies de H_2 (e.g. image de HH212 dans [McCaughrean et al. \(2002\)](#)).

Ces formes incurvées ne sont pas bien reproduites par les modèles de choc internes dans un vent X variable en vitesse. En effet, malgré la stratification en densité, l'onde de choc se propage à la vitesse $< v_w >$ dans toutes les directions, ce qui crée un front trop aplati sur l'axe (de courbure égale à la distance à la source, voir simulation dans [Lee et al. 2001](#)).

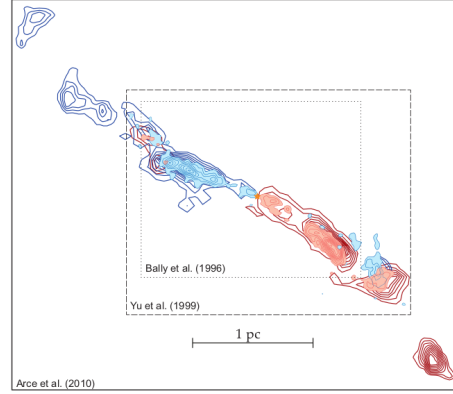
2.2.2. Un rapport d'aspect sous-estimé

L'exemple du flot B5-IRS1 illustre le mieux les critiques sur cette question. L'observation de la base de ce flot à haute résolution ($1''$) avec l'interféromètre du Owens Valley Radio Observatory (OVRO) a été la première à révéler un angle d'ouverture projeté très grand, $\alpha_{proj} \geq 90^\circ$. Cela a été considéré comme un argument très fort en faveur du modèle de flot poussé par vent grand angle, et de l'idée que la rétroaction du flot sur l'enveloppe serait capable de terminer l'accrétion sur la protoétoile ([Velusamy & Langer 1998](#)).

Mais suite à l'amélioration progressive de la sensibilité des radiotélescopes single-dish, les cartes observées en CO ont pu couvrir un champ de vue de plus en plus large. Grâce à celà, les observations de ([Yu et al. 1999](#)) puis de [Arce et al. \(2010\)](#) ont révélé que le flot B5-IRS1 est beaucoup plus long qu'initialement pensé dans les années 1990 (voir Fig. 9). Avec des lobes CO longs d'au moins 2.2 pc, le rapport d'aspect de ce flot dépasse à présent $q > 11$.

Or, les simulations magnétohydrodynamiques de flots poussés par un vent grand angle prédisent toujours des flots beaucoup plus courts ($q < 3.5$) pour ces grands angles d'ouverture $\alpha \geq 87^\circ$, quelle

FIGURE 9 – Evolution du champ de vue dans lequel le flot CO de B5-IRS1 a été cartographié : le champ s’agrandit successivement entre [Bally et al. \(1996\)](#), [Yu et al. \(1999\)](#) et [Arce et al. \(2010\)](#). Les contours bleus/rouges montrent l’extension de 2 pc des deux lobes du flot obtenue dans la dernière étude. (*Image tirée de [Frank et al. 2014.](#)*)



que soit la stratification en densité du coeur ambiant (voir Table 2 de [Shang et al. 2020](#)). Ce modèle semble donc incompatible avec la valeur réévaluée de $q > 11$ pour B5-IRS1, appelant aujourd’hui un scénario avec un modèle différent.

2.2.3. Des âges trop courts ou des largeurs excessives

L’agrément des angles d’ouverture avec les observations n’est pas suffisant pour tester le modèle d’entraînement par un vent X à grande ouverture. En effet, sauf si le degré d’aplatissement du coeur évolue, cet angle ne change pas avec le temps (expansion homothétique).

Par contre, l’expansion à vitesse constante prédite par ce type de modèles mène à des largeurs de cavités trop grandes aux âges typiques des classes 0/1 ($10^4 - 10^5$ ans). En effet, la largeur intrinsèque du flot augmente continûment avec l’âge (de façon linéaire à θ donné) et nous montrons ci-dessous que cela mène à un désaccord avec les observations, pour les paramètres actuellement revendiqués dans les modèles de [Shang et al. \(2020\)](#).

L’approximation parabolique (Eq. (II.22)) nous permet de décrire analytiquement l’évolution de la largeur totale $W_z(t)$ du flot à une hauteur z donnée en fonction de l’âge t :

$$W_z(t) = 2R(z) = 2\sqrt{\frac{z}{C}} = 2\sqrt{zt \left(v_{w0} \sqrt{\rho_{w0}/\rho_{a0}} \right)} = 2\sqrt{ztV_0} \quad (\text{II.24})$$

où $V_0 \equiv v_{w0} \sqrt{\rho_{w0}/\rho_{a0}}$.

Or les simulations numériques MHD de [Shang et al. \(2020\)](#), supposées correspondre à des conditions typiques, prédisent des largeurs de cavités $W \simeq 1000$ au à $z = 800$ au de la source pour un âge très court de 500 ans. C’est déjà égal à la largeur médiane mesurée par [Dutta et al. \(2020\)](#) à la même altitude projetée dans 22 flots de Classe 0 (l’intervale de largeurs allant de 400 à 2500 au). D’après la loi en \sqrt{t} de l’Eq. (II.24), ce type de modèles mènerait donc à des largeurs de cavités 5-15 fois trop grandes en moyenne aux âges typiques des classes 0/1 ($10^4 - 10^5$ ans).

L’ajustement de la morphologie et de la cinématique des flots observés par le modèle de vent X donne aussi souvent des âges trop courts par rapport aux âges typiques des classes 0/1 ($10^4 - 10^5$ ans): Par exemple, [Zhang et al. \(2019\)](#) ajustent le modèle avec les signatures observées dans la cinématique en CO du flot HH46-47 et trouvent des âges oscillant entre $\simeq 10^2 - 10^3$ ans.

Nous reviendrons plus en détail sur ce point à la fin du Chapitre V, où nous comparerons ces prédictions avec les résultats de nos simulations dans le cas d’un flot poussé par un jet variable.

3. Flots poussés par un jet : un modèle trop rapidement critiqué

3.1. Principe général des chocs d'étrave

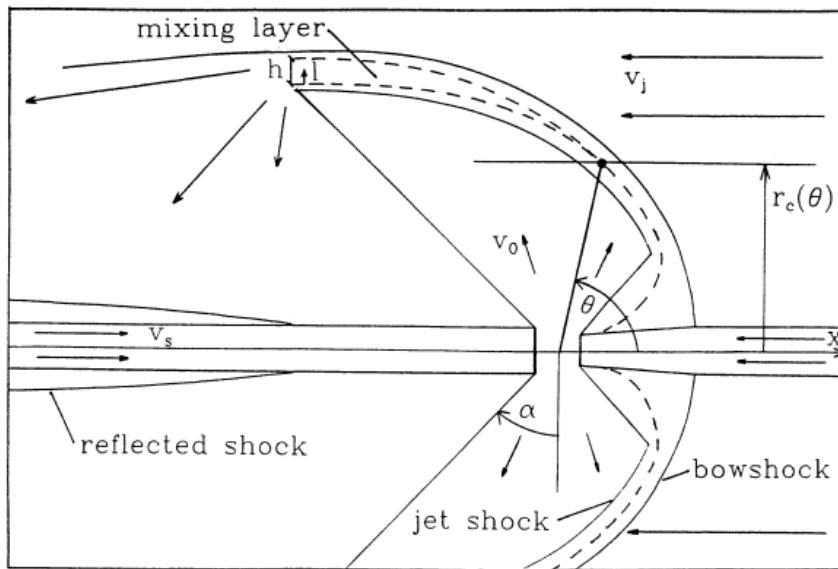


FIGURE 10 – Schéma descriptif général de la structure d'un choc d'étrave, dans le référentiel du choc, tiré de [Raga & Cabrit \(1993\)](#). Lorsque le jet rencontre un obstacle plus lent (éjection précédente, comme ici, ou milieu ambiant si l'on se place à la tête du jet) une structure en double choc se forme dans le jet (appelée surface de travail, ou Working Surface = WS). La matière choquée en surpression en est éjectée latéralement et engendre un choc d'étrave dans le milieu ambiant, qui recourbe le choc en arrière sous l'effet de sa vitesse relative (ici, $-V_j$). Une couche de mélange se développe le long de l'interface, qui peut re-remplir partiellement la cavité.

Un choc d'étrave se forme lorsqu'un jet supersonique collimaté dans une direction z entre en collision avec un milieu plus lent. Il peut s'agir du nuage environnant au repos (à la tête du jet), ou bien d'une portion de jet éjectée précédemment à une vitesse plus faible (le long d'un jet variable, comme dans la Fig. 10). La structure de choc qui se développe est analogue dans les deux cas, et détaillée dans la Figure 10.

Tout d'abord, l'impact produit une "surface de travail" (*working surface* en anglais) dans le corps du jet, qui se propage à une vitesse $V_s \leq V_j$ par rapport à la source. Elle est composée de deux chocs: un choc en retour ou "Mach disk" dans lequel le jet est freiné de V_j à V_s et un choc en avant dans lequel le gaz situé juste devant le jet est accéléré à V_s .

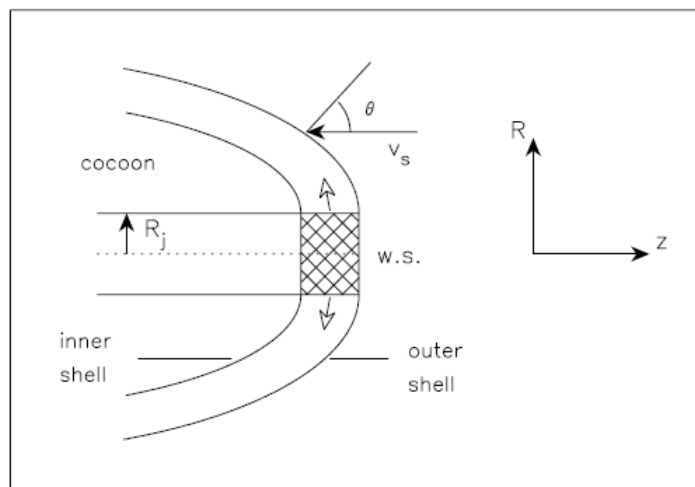
Ensuite, le gaz de la surface de travail, comprimé entre ces deux chocs, est latéralement éjecté hors du faisceau du jet, à l'intérieur d'un cône de Mach de demi-angle d'ouverture α (Falle & Raga 1993, voir Fig. 10). L'interaction de cet éjecta avec l'environnement (qui a une vitesse relative négative par rapport à la surface de travail) produit une structure recourbée vers l'arrière, plus ou moins épaisse, constituée en principe de deux chocs (voir Fig. 10). D'une part, un choc en avant (*forward shock*) le long de sa paroi externe, où le milieu ambiant est poussé latéralement par effet "chasse-neige" : il s'agit du choc d'étrave. D'autre part, un choc en retour (*reverse shock*) le long de sa paroi interne où le matériau éjecté depuis la surface de travail est déposé. Entre ces deux chocs courbes se trouve une discontinuité de contact où un mélange turbulent jet-environnement peut avoir lieu. Son sillage peut re-remplir partiellement la cavité ouverte par le choc d'étrave.

Du fait de la complexité de la structure de choc de la Fig. 10, des modèles analytiques de la forme et de la cinématique n'existent que pour un jet et un milieu ambiant de densités constantes. Ils nécessitent aussi d'autres approximations supplémentaires fortes (mouvement ballistique, refroidissement fort, mélange instantané), mais leurs résultats sont en bon accord avec les simulations numériques pour des jets protostellaires denses. Nous les présentons ci-dessous.

3.2. Modèles de chocs d'étrave dans un milieu homogène

3.2.1. Choc d'étrave à la tête du jet: modèle analytique d'Ostriker et al. (2001)

FIGURE 11 – Schéma simplifié du choc d'étrave formé à la tête d'un jet stationnaire, dans le modèle d'Ostriker et al. (2001). Le référentiel est en co-mouvement avec la surface de travail (w.s. = working surface), qui avance à la vitesse V_s par rapport à l'enveloppe, supposée au repos. Le mélange post-choc entre le jet et le milieu ambiant est supposé instantané.



Historiquement, un premier modèle analytique de flot poussé par la tête d'un jet collimaté a d'abord été présenté par Masson & Chernin (1993). Mais nous nous intéresserons ici au modèle analytique d'Ostriker et al. (2001), plus rigoureux et complet. En effet, les prédictions de ce modèle simplifié et des simulations qui l'ont accompagnées (Lee et al. 2001) ont servi de base à ces auteurs pour affirmer les critiques et limites de ce modèle dans la reproduction des observations de flots.

Comme les modèles de la Sect. II.2, ce modèle pose plusieurs hypothèses fortes.

Premièrement, il se restreint au cas analytiquement soluble où le jet et l'enveloppe environnante ont des densités homogènes ρ_j et ρ_a . De même, ils ne considèrent que le cas où le jet est stationnaire

(en densité et vitesse). De plus, ils se restreint à la limite dite "ballistique" pour calculer la forme du choc d'étrave : en dehors de la surface de travail, les forces de gradient de pression thermique sont supposées négligeables par rapport à la pression dynamique et l'inertie du gaz.

Simultanément, ce modèle suppose que le refroidissement est suffisamment efficace pour que :

- le cône de Mach (angle α dans la Fig. 10) soit faiblement ouvert, de sorte que l'éjection de matière se fasse perpendiculairement au faisceau du jet,
- les deux chocs qui définissent la surface de travail (zone hachurée dans la Fig. 11) se maintiennent en équilibre de pressions dynamiques. Dans l'un, le jet est freiné de V_j à V_s et dans l'autre, le milieu ambiant est accéléré de 0 à V_s . Nous pouvons alors estimer la vitesse v_s d'avancée de la tête du jet par:

$$\rho_j(v_j - v_s)^2 \simeq \rho_a v_s^2, \quad (\text{II.1})$$

donc

$$v_s(\eta) \simeq \frac{v_j}{1 + \left(\frac{\rho_a}{\rho_j}\right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{v_j}{1 + \sqrt{\eta^{-1}}}, \quad (\eta^{-1} = \frac{\rho_a}{\rho_j}) \quad (\text{II.2})$$

Où v_j est la vitesse du jet et $\eta = \frac{\rho_j}{\rho_a}$ est le rapport des densités du jet et du milieu ambiant.

Troisièmement, la géométrie de ce modèle est simplifiée par rapport à la structure décrite dans la Fig. 10. On suppose que toute l'impulsion du matériau éjecté latéralement est déposée immédiatement en sortie de la zone de travail ($R = R_j$) à la base du choc d'étrave, au lieu d'être éjectée le long de sa face interne ("jet shock" dans la Fig. 10 de Raga & Cabrit (1993)). On suppose aussi que seule une portion négligeable du matériau qui entre dans le choc d'étrave en ressortira dans le sillage turbulent. Ces hypothèses sont vérifiées par les simulations numériques de Lee et al. (2001) sur des jets denses dans un milieu homogène. De cette façon, le rapport des flux d'impulsion axiaux et radiaux $\dot{P}_z(z, R)/\dot{P}_R(z, R)$ reste constant le long du choc d'étrave, et égal à la pente dz/dR .

À ce stade, nous pouvons obtenir la forme de la surface du choc d'étrave, en chaque rayon cylindrique R et en fonction des flux d'impulsion $\dot{P}_{0z}, \dot{P}_{0R}$ initiaux en sortie de la zone de travail ($R = R_j$) :

$$z = z_{head} + \frac{\dot{P}_{0z}(R - R_j) - \pi \rho_a v_s^2 (R^3/3 - RR_j^2 + 2R_j^3/3)}{\dot{P}_{0R}} \quad (\text{II.3})$$

où $z = z_{head}$ à la tête du jet. En notant que, dans le référentiel de la tête du jet, $\dot{P}_{0z} = 0$, et en écrivant $\dot{P}_{0R} \equiv \beta c_s \pi R_j^2 \rho_a v_s$ (avec $\beta = 3.8 - 4.4$ dans les simulations de (Lee et al. 2001)) la forme du choc d'étrave dans ce modèle peut se simplifier comme:

$$z = z_{head} - \left[\frac{1}{3} \left(\frac{R}{R_j} \right)^3 - \frac{R}{R_j} + \frac{2}{3} \right] \frac{v_s}{\beta c_s} R_j \quad (\text{II.4})$$

où $z = z_{head}$ à la tête du jet. Avec ces hypothèses il est aussi possible d'estimer la vitesse moyenne $\bar{\mathbf{v}}' = \bar{\mathbf{v}}'_z + \bar{\mathbf{v}}'_R$ en chaque point de la couche ainsi que la vitesse $\bar{\mathbf{u}}' = \bar{\mathbf{u}}'_z + \bar{\mathbf{u}}'_R$ du gaz ambiant nouvellement choqué (Fig. 13i):

$$\bar{v}'_z = \frac{R_j^2}{R^2} v_s \quad , \quad \bar{v}'_R = \frac{R_j^2}{R^2} \beta c_s \quad (\text{II.5})$$

$$u'_z = \frac{v_s}{1 + \frac{v_s^2 (R^2 - R_j^2)^2}{(\beta c_s R_j^2)^2}} \quad , \quad u'_R = \frac{\frac{v_s^2 (R^2 - R_j^2)}{\beta c_s R_j^2}}{1 + \frac{v_s^2 (R^2 - R_j^2)^2}{(\beta c_s R_j^2)^2}} \quad (\text{II.6})$$

Loin de la tête du jet ($R \gg R_j$), la forme de la couche approche une loi cubique plus simple $|z| \propto R^3$ (Fig. 12) et les vitesses décroissent en loi de puissance :

$$z \simeq = z_{head} - (R/R_j)^3 (v_s R_j) / (3\beta c_s) \quad (\text{II.7})$$

$$u'_R \longrightarrow \beta c_s (R_j/R)^2 \quad (\text{II.8})$$

$$u'_z \longrightarrow (\beta c_s/v_s)^2 (R_j/R)^4 v_s \quad (\text{II.9})$$

$$(\text{II.10})$$

Ces prédictions analytiques pour un milieu homogène sont confirmées par les simulations numériques de [Lee et al. \(2001\)](#), pour une gamme de paramètres, et avec un refroidissement purement d'origine atomique. Comme le montrent la Fig. 12 et 13, la morphologie et la cinématique sont bien reproduites.

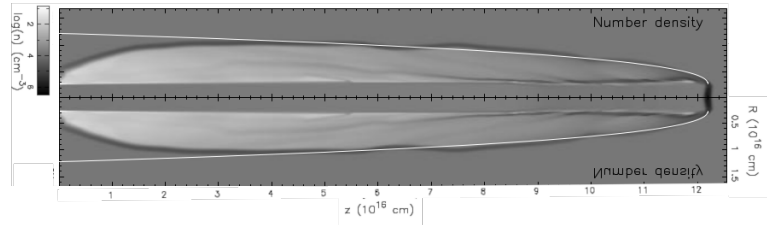


FIGURE 12 – Simulation hydrodynamique du choc d'étrave à la tête du jet dans un milieu homogène, à un âge de 650 ans, tirée de [Lee et al. \(2001\)](#). La courbe en blanc montre la forme prédite par le modèle ballistique analytique de [Ostriker et al. \(2001\)](#) pour les mêmes paramètres.

3.2.2. Le long d'un jet variable : modèle analytique de [Tabone et al. \(2018\)](#)

La configuration différente de [Tabone et al. \(2018\)](#) calcule la forme et la cinématique d'un choc d'étrave causé par la variation en vitesse d'un jet plongé dans un vent de disque uniforme, de vitesse v_w et de densité ρ_w (Fig. 14).

À cause de la variabilité en vitesse supersonique du jet, les ejecta récents rattrapent les ejecta plus lents émis précédemment : il y a alors formation d'une zone de travail interne au jet (IWS = internal working surface), où le jet choque contre lui-même. Contrairement à la surface de travail à la tête du jet, dont la vitesse d'avancée v_s dépend de la densité ambiante, la surface de travail interne

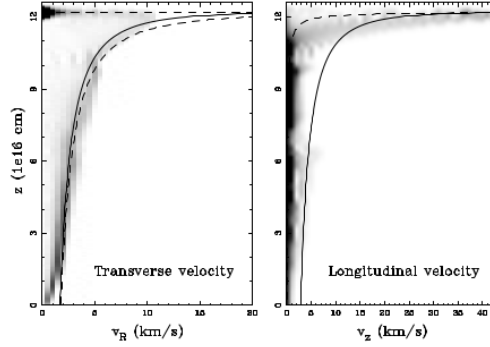
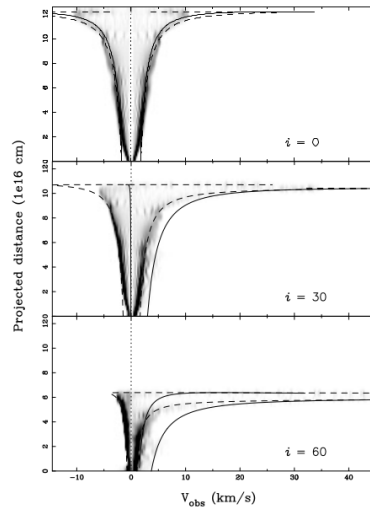
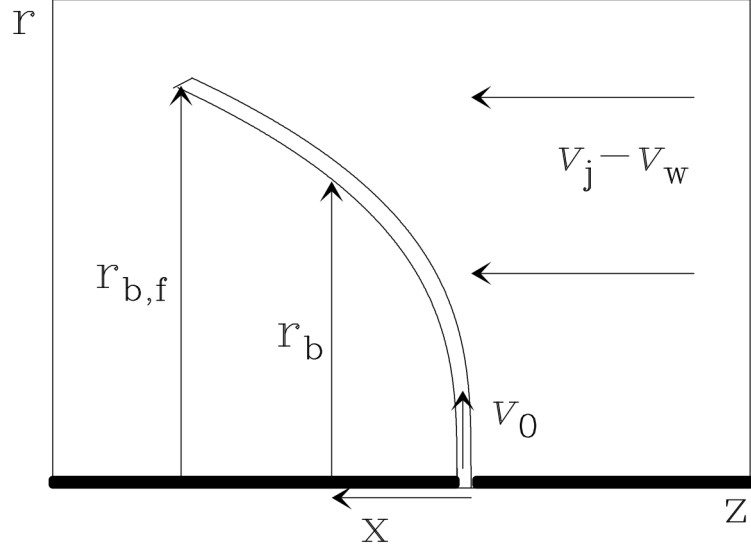

 (i) Vitesses transversale v_R et axiale v_z en fonction de z .

 (ii) Diagrammes Vitesse projetée-Distance projetée (le long de l'axe du flot) pour 3 inclinaisons i par rapport au plan du ciel.

FIGURE 13 – Cinématique d'un choc d'étrave à la tête d'un jet stationnaire dans un milieu homogène: prédictions analytiques d'Ostriker et al. (2001) pour les vitesses moyennes \bar{v}'_z et \bar{v}'_R (Lignes pleines) et le gaz ambiant tout juste choqué, u'_z , et u'_R (Lignes tiretées), comparées aux simulations numériques de Lee et al. (2001) (niveau de gris). Les vitesses sont ici évaluées dans le référentiel au repos de l'enveloppe et i .

se propage à une vitesse proche de la vitesse moyenne du jet, v_j (Raga et al. 1990), indépendamment de ρ_a .

Le matériau éjecté latéralement de la IWS crée un choc d'étrave dans le vent qui l'entoure (voir Fig. 14). Ce choc d'étrave se trouve à l'intérieur de la cavité principale créée par la tête du jet. Si la variabilité du jet est périodique, il se formera une série de IWS qui produira une série de chocs d'étraves "imbriqués".

FIGURE 14 – Schéma d'un choc d'étrave interne créé par un jet variable, dans la configuration de [Tabone et al. \(2018\)](#). Le référentiel est en co-mouvement à la vitesse moyenne du jet, v_j . La matière du jet est éjectée latéralement à vitesse initiale v_0 et forme un choc incurvé dans le vent de disque plus lent qui entoure le jet, de densité uniforme ρ_w et de vitesse relative $v_j - v_w$. La distance x est comptée positivement vers la source du jet.



Le modèle analytique de [Tabone et al. \(2018\)](#) fait les mêmes hypothèses que celui d'[Ostriker et al. \(2001\)](#), détaillées dans la section précédente, et suppose en plus une couche mince; la vitesse obtenue est alors l'équivalent de la vitesse moyenne dans le modèle d'[Ostriker et al. \(2001\)](#).

Le gaz est éjecté perpendiculairement de la IWS avec une vitesse v_0 et un flux de masse \dot{m}_0 . La dynamique (v_R, v_x) et la position cylindrique $(R_b(x))$ de chaque point du choc d'étrave sont alors caractérisés par trois lois de conservations: celle de la masse (m), de l'impulsion selon l'axe x (P_x) et de l'impulsion selon l'axe R (P_R). Ainsi, dans le repère du choc d'étrave :

$$\dot{m} = \dot{m}_0 + \int_{R_j}^{R_b} 2\pi R' \rho_w (v_j - v_w) dR' \quad (\text{II.11})$$

$$\dot{P}_x = \int_{R_j}^{R_b} 2\pi R' \rho_w (v_j - v_w)^2 dR' = \dot{m} v_x \quad (\text{II.12})$$

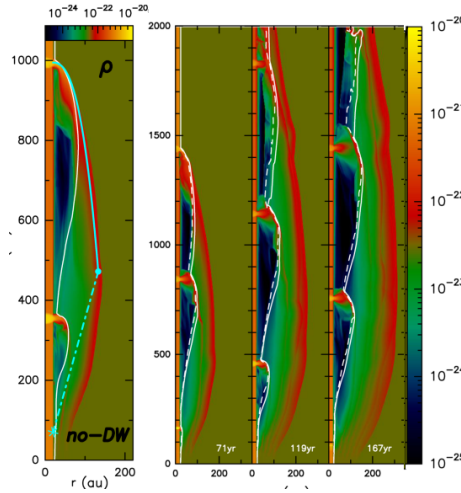
$$\dot{P}_R = \dot{m}_0 v_0 = \dot{m} v_R \quad (\text{II.13})$$

avec \dot{P}_x et \dot{P}_R les flux d'impulsion selon x et R . Comme ρ_w ne dépend pas de R , les intégrales sont directes et la forme $R(x)$ du choc d'étrave peut être déterminée en intégrant $\frac{dR}{dx} = v_R/v_x = \dot{P}_R/\dot{P}_x$:

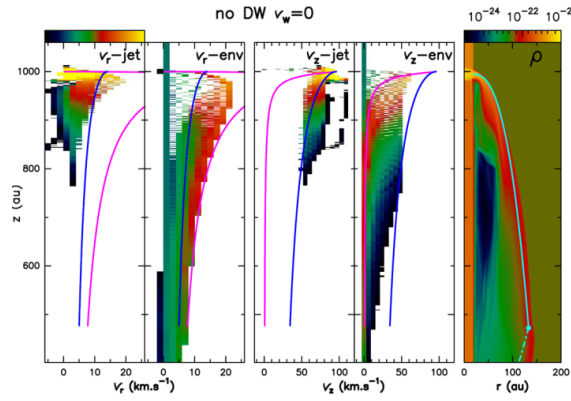
$$\frac{dR}{dx} = \frac{\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_w (R^2 - R_j^2) (v_j - v_w)^2} \quad (\text{II.14})$$

Ainsi, le choc d'étrave décrit une forme de loi cubique, comme dans le modèle d'[Ostriker et al. \(2001\)](#) :

$$\implies x(R) = \frac{R(R^2 - 3R_j^2) + 2R_j^3}{L_0^2} \quad \text{avec } L_0 = \sqrt{\frac{3\dot{m}_0 v_0}{\pi \rho_w v_j^2}} \quad (\text{II.15})$$



(i) Cartes de densité simulées de chocs d'étrave imbriqués créés par un jet variable dans une enveloppe statique homogène ($v_w = 0$ et $\rho_w = cte$), à différents âges. La courbe cyan dans le panneau de gauche montre un ajustement aux simulations de la forme analytique donnée par l'Eq. (II.15).



(ii) Variation de v_R et v_z en fonction de l'altitude z prédites dans l'hypothèse de mélange complet (courbes bleu foncé, Eqs. (II.17) & (II.18)) et pour le gaz immédiatement post-choc (courbes magenta). En couleur: résultats de la simulation du panneau de droite, codés par la pression, et tracés séparément pour le matériau du jet et de l'enveloppe.

FIGURE 15 – Forme et cinématique du choc d'étrave créé dans un environnement homogène statique par un jet variable; comparaison entre simulations numériques et prédictions analytiques (Tabone et al. 2018).

Dans la limite des "jets étroits" $R \gg R_j$, la couche tend vers une forme cubique plus simple :

$$x \simeq \frac{R^3}{L_0^2}. \quad (\text{II.16})$$

Dans le repère de l'observateur, la cinématique le long du choc d'étrave peut aussi facilement être

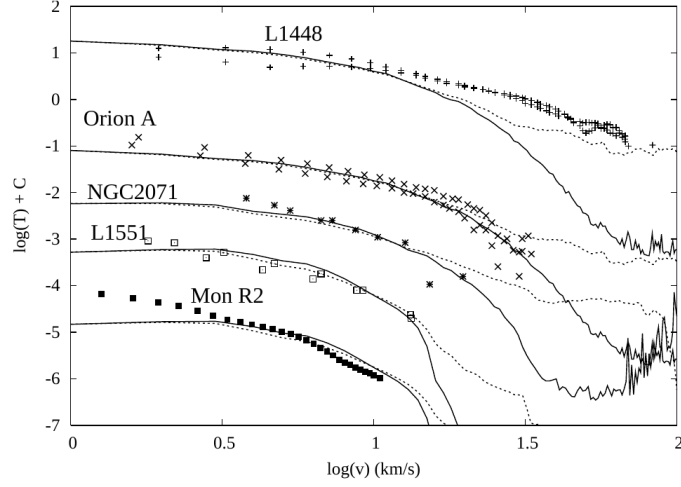


FIGURE 16 – Distributions intensité-vitesse $I_{CO}(v)$ observées dans les flots L1448, Orion A, NGC2071, L1551, et Mon R2 comparées à celles simulées pour un flot poussé par un jet, en prenant en compte la dissociation et la température d’excitation (lignes pleines). Les lignes tiretées représentent les distributions masse-vitesse $m(v)$ simulées. *Figure tirée de Downes & Cabrit (2003).*

retrouvée à partir des Eqs. (II.11), (II.12) et (II.13) :

$$v_R = \frac{\dot{P}_R}{\dot{m}} = v_0 \left(1 + \frac{3R^2 v_0}{v_j L_0^2} \right)^{-1} \quad (\text{II.17})$$

$$v_z = v_j - v_x = v_w + (v_j - v_w) \left(1 + \frac{3R^2 v_0}{v_j L_0^2} \right)^{-1} \quad (\text{II.18})$$

Pour tester ce modèle analytique, Tabone et al. (2018) ont lancé des simulations numériques de jet variable dans le cas d’une enveloppe homogène en mouvement ou statique ($v_w = 0$). Là aussi, la forme et la cinématique simulées s’accordent avec les prédictions analytiques du modèle, comme démontré dans la Fig. 15.

3.3. Succès du modèle de flot entraîné par un jet

3.3.1. Distribution masse-vitesse $m \propto v^\gamma$

Les simulations 2D hydrodynamiques de jets variables lancés à travers un milieu homogène montrent que le modèle de flot poussé par un jet collimaté peut remarquablement bien reproduire les valeurs des pentes observées pour les distributions masse-vitesse $m(v) \propto v^{-\gamma}$ des flots CO, comme on peut le voir par exemple dans la Fig. 16, tirée de Downes & Cabrit (2003).

3.3.2. "Loi de Hubble" dans le diagramme position-vitesse

Dès la fin des années 1990, les simulations numériques de flots poussés par un jet collimaté parviennent à reproduire les diagrammes position-vitesse de plusieurs flots collimatés observés (Völker et al. 1999; Lee et al. 2000, 2001). En particulier, elles reproduisent avec succès des structures de type "Loi de Hubble" à vitesses faibles ($|v_{obs}| \lesssim 30$ km/s), dans ces PV : avec une vitesse observée variant linéairement avec la distance. C'est par exemple le cas pour le flot HH212 comparé aux simulations de Lee et al. (2001), ou dans les simulations de jets variables de Völker et al. (1999) (voir Fig. 17).

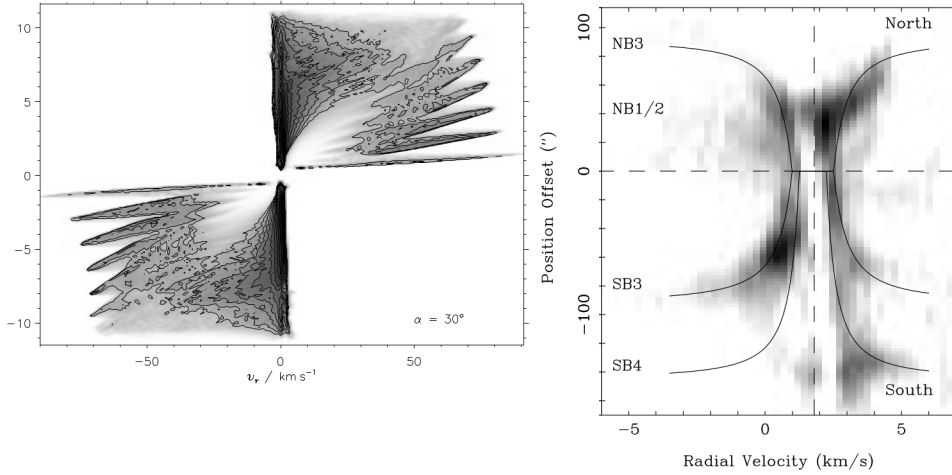


FIGURE 17 – *A gauche*: Diagramme Position-Vitesse (PV) en CO le long de l'axe du flot pour la simulation de flot poussé par un jet variable de Völker et al. (1999). *A droite*: PV du modèle ballistique de choc d'étrave de Ostriker et al. (2001) (courbes pleines), superposé sur le PV du flot HH212 observé par Lee et al. (2000) en CO (niveaux de gris). Figure tirée de Lee et al. (2001).

3.3.3. Morphologie des chocs en H₂

Les simulations numériques et modèles analytiques (Völker et al. 1999; Ostriker et al. 2001; Lee et al. 2001) montrent que les chocs d'étrave poussés par un jet collimaté peuvent, beaucoup mieux qu'un vent à large ouverture, reproduire la forme des chocs très incurvés observés en H₂ sur l'axe des flots, comme dans HH212 (voir Fig. 18).

3.3.4. Evite les largeurs excessives

Selon les Eqs. (II.5) et II.17, la vitesse transverse v_R de la couche formée par un choc d'étrave dans le modèle ballistique d'Ostriker et al. (2001) et Tabone et al. (2018) décroît avec la distance à l'axe du flot en $v_R \propto R^{-2}$. Ainsi, ce modèle prédit que l'expansion latérale décélère au fur et à mesure que le flot s'élargit. Cette propriété permet à ce modèle d'éviter d'atteindre des largeurs excessives à temps longs $t \gtrsim 10^4 - 10^5$ ans (contrairement aux modèles de flots autosimilaires poussés par un vent grand angle de la Sect. II.2).

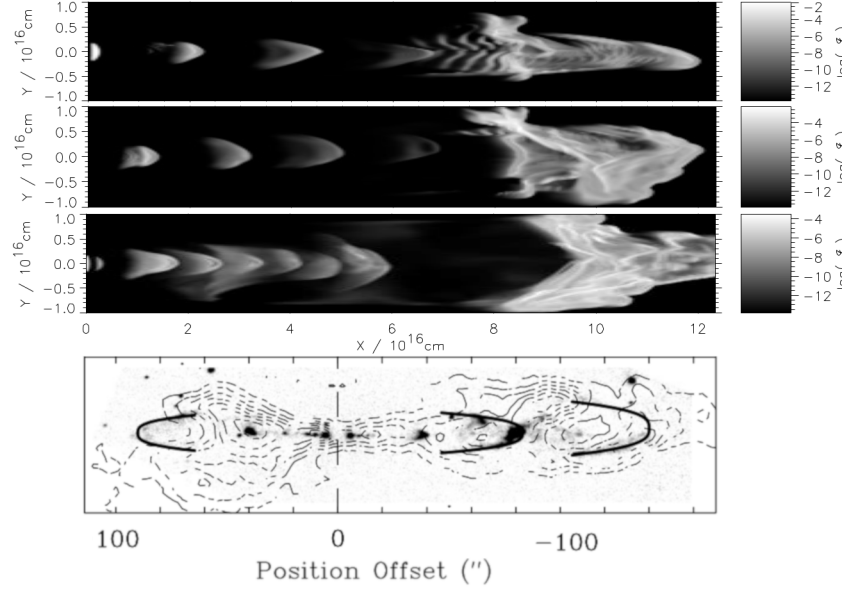


FIGURE 18 – *Trois panneaux supérieurs* : Images de l'émission H₂ issues de simulations 3D de flots poussés par 3 configurations de jets variables de [Völker et al. \(1999\)](#). *Panneau inférieur* : image H₂ de HH212 (nuances de gris, [Zinnecker et al. 1998](#)) + contours d'émission CO ([Lee et al. 2000](#)) + modèles ballistiques de chocs d'étrave d'[Ostriker et al. \(2001\)](#) en courbes noires. Tiré de [Lee et al. \(2001\)](#).

3.4. Critiques avancées contre le modèle (dans un milieu uniforme)

3.4.1. Collimation excessive

Selon l'Eq. (II.4) du modèle d'[Ostriker et al. \(2001\)](#), le rapport d'aspect $q = |z - z_{head}|/2R$ du choc d'étrave à une distance $|z - z_{head}|$ de la tête du jet est, à grande distance, égal à :

$$q = \frac{|z - z_{head}|}{2R} \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{v_s}{3\beta c_s} \right)^{1/3} \left| \frac{z - z_{head}}{R_j} \right|^{2/3} \quad (\text{II.19})$$

En posant $|z - z_{head}| = tv_s$ (où t est l'âge du flot) et en utilisant des valeurs de références appropriées, [Ostriker et al. \(2001\)](#) obtiennent :

$$q = 17.9 \left(\frac{t}{10^3 \text{ ans}} \right)^{2/3} \left(\frac{\beta c_s}{32 \text{ km/s}} \right)^{-1/3} \left(\frac{R_j}{100 \text{ au}} \right)^{-2/3} \left(\frac{v_s}{100 \text{ km/s}} \right) \quad (\text{II.20})$$

Par conséquent, à l'exception des âges les plus courts, un choc d'étrave dans un milieu homogène produit une couche de flot extrêmement collimatée, avec un rapport q typique supérieur à ~ 20 à partir de $\gtrsim 1000$ ans. Les auteurs concluent que ces rapports d'aspect sont trop élevés par rapport à ceux mesurés à l'époque, $q \sim 5$ (voir Sect. II.1.1.2), faisant émerger la première critique avancée contre ce modèle. De même, ils concluent que leurs modèles ne sont pas capables de produire les

angles d'ouverture très larges $\simeq 90^\circ$ et les formes paraboliques observés par exemple dans le flot de B5-IRS1.

3.4.2. Vitesse trop faible dans les flots larges ($W \simeq 10\,000$ au)

Dans le choc d'étrave d'un jet stationnaire, la majorité de l'impulsion est communiquée au voisinage de la tête du jet, et la vitesse chute ensuite rapidement avec la distance à l'axe, en $1/R^2$ (voir Eq. (II.5)). [Arce et al. \(2007\)](#) a noté que cela donnait des vitesses d'expansion incompatibles avec celles observées dans les flots larges : Prenons par exemple un flot avec une largeur totale de 10 000 au, poussé par un jet stationnaire de 150 au de rayon, et en supposant une vitesse $\beta c_s = 32$ km/s d'éjection latérale du gaz en sortie de la zone d'interaction en tête de jet. La vitesse moyenne transverse correspondante prédite par l' Eq. (II.5) n'est que de ~ 0.03 km/s. Des valeurs aussi faibles sont incompatibles avec les observations : dans des flots pourtant encore plus larges, la vitesse des parois de cavité bien identifiées dépassent > 1 km/s.

3.4.3. Superposition "bleu-rouge" excessive

Comme nous pouvons le voir dans la Fig. 13, les simulations numériques de [Lee et al. \(2001\)](#) montrent que les vecteurs vitesse deviennent essentiellement transverses ($v_R \gg v_z$) dans les ailes du choc d'étrave. Par conséquent, les diagrammes PV longitudinaux obtenus montrent au même endroit des composantes décalées vers le rouge ($v_{obs} \geq 0$) et vers le bleu ($v_{obs} \leq 0$), à toutes les inclinaisons du flot. Cependant, cette superposition "bleu-rouge" prédite n'est pas observée dans la majorité des flots. C'est la troisième critique exprimée contre le scénario d'entraînement des flots CO par un jet.

3.5. Face aux critiques : idée d'un jet pulsé multimillénaire dans un coeur stratifié

3.5.1. Coeur stratifié: des rapports d'aspect plus ressemblants

Les critiques de [Ostriker et al. \(2001\)](#), [Arce et al. \(2007\)](#), et [Lee et al. \(2001\)](#) étaient basées sur des modèles de flots poussés par des jets à travers une enveloppe uniforme, ou quasi-uniforme. Or, une décroissance abrupte de densité avec le rayon est prédite à l'échelle des coeurs protostellaires ≤ 0.1 pc, en raison de l'autogravité. [Raga & Cabrit \(1993\)](#) et [Cabrit et al. \(1997\)](#), une telle structure aiderait à obtenir des angles d'ouverture plus importants à la base des flots poussés par un jet. Cette prédiction a été une première fois testée par [Moraghan et al. \(2008\)](#) pour des jets stationnaires sur des âges < 1000 ans, mais avec une stratification en densité $\rho_a \propto [1 + z/z_c]^{-\kappa}$ ($\kappa > 0$), mais qui est différente de celle du coeur singulier isotherme $\rho_a \propto (\sin(\theta)/r)^2$ préconisé par [Lee et al. \(2001\)](#) (Eq. (II.14)).

Depuis, les observations indépendantes à haute définition des nuages moléculaires ont confirmé la stratification abrupte en densité des coeurs protostellaires (e.g. [van Kempen et al. 2009](#) pour le coeur autour du flot HH46-47). En sommes, prendre en compte la stratification du coeur environnant apporterait une solution à la fois plus cohérente et plus réaliste aux problèmes de largeurs totales et/ou de rapports d'aspect, jusqu'alors posés par les modèles de flots poussés par un jet dans un coeur homogène.

3.5.2. Jet variable : des vitesses élevées même dans les flots âgés

L'insuffisance des vitesses des chocs d'étraves dans les flots larges (Arce et al. 2007, Sect. II.3.4.2) n'est plus une difficulté valable du modèle de flot poussé par un jet, dès lors que celui-ci est pulsé. En effet, dans ce cas, nous pourrions nous attendre à ce que la couche de flot poussée par la tête du jet soit réapprovisionnée en matière plus rapide (v_{obs} plus important) par les chocs d'étraves internes générés par la variabilité du jet (Raga & Cabrit 1993; Völker et al. 1999) .

3.5.3. Jet multimillénaire : une superposition "rouge-bleu" diminuée ?

Alors que le choc d'étrave produit à la tête d'un jet ralentit avec le temps (Sect. II.3.3.4), cette décélération transverse pourrait restreindre l'expansion latérale des ailes des chocs d'étraves imbriquées successifs dans la couche principale. Cette interaction réduirait alors la vitesse transverse des chocs d'étraves successifs, les orientant préférentiellement vers l'avant du flot. En parallèle, la décélération du choc d'étrave à temps longs diminuerait progressivement la vitesse d'expansion locale du gaz contenu dans la couche principale. Par conséquent, sur des échelles de temps longs atteignant typiquement plusieurs milliers d'années, ce double phénomène pourrait atténuer la superposition "rouge-bleu" excessive prédite et simulée à temps courts par Lee et al. (2001) (Sect. II.3.4.3). En parallèle, nous avons déjà soulevé dans la Sect. II.1.2.3 qu'une faible superposition rouge-bleu semble observée dans plusieurs flots qui seraient âgés d'au moins quelques millénaires.

Pour résumer, les critiques énoncées à l'encontre du modèle de flot poussé par un jet collimaté devraient ainsi être reconsidérées, non seulement à l'aune des nouvelles découvertes observationnelles depuis les années 1990, mais aussi de l'amélioration des capacités et performances des (super)calculateurs ainsi que des méthodes numériques. D'autant que le scénario du modèle opposé de flot poussé par un vent grand angle rencontre des difficultés récentes vis-à-vis de ces observations. En contraste, les arguments de cette Sect. II.3.5 justifient fortement l'intérêt de comparer ces observations à des simulations numériques inédites de jets variables, lancés à travers un coeur stratifié en densité, et avec un temps d'intégration allant jusqu'à $t \sim 10^4$ ans.

CHAPITRE

III

LE CODE MPI-AMRVAC

Sommaire

1	Le code MPI-AMRVAC et équations résolues	39
1.1	Résumé des caractéristiques	39
1.2	Equations d'Euler et simulations hydrodynamiques	41
1.2.1	Des traceurs pour suivre la matière	42
1.3	Modularité du code : un grand potentiel d'applications	42
2	Méthodes, schémas de résolution numériques et machine Tycho	43
2.1	Approche des volumes finis et solutions numériques	43
2.2	Schémas numériques et limiteurs de pentes	44
2.3	Calculateur Tycho (MESOPSL)	47

1. Le code MPI-AMRVAC et équations résolues

1.1. Résumé des caractéristiques

Le projet Message Passing Interface-Adaptive Mesh Refinement Versatile Advection Code (MPI-AMRVAC, [Keppens et al. 2021](#)) est une boîte à outil générale permettant spécifiquement de résoudre des équations aux dérivées partielles hyperboliques et paraboliques, sur $N_{dim} = 1, 2$ ou 3 dimensions spatiales, dans des coordonnées cartésiennes, cylindriques, polaires ou sphériques. Il s'appuie sur une approche Volumes Finis centrée sur les cellules d'une grille eulérienne adaptative à chaque pas de temps de la simulation. Ces applications très variées en (Astro)physique se concentrent sur les problèmes dominés par les chocs, et il est utilisé pour résoudre la dynamique des fluides et des plasmas magnétisés telles que décrites par des équations (magnéto)hydrodynamiques dans le cadre newtonien ou de la relativité restreinte (liste non-exhaustive de publications liées au code : http://amrvac.org/md_doc_publications.html).

L'*Adaptive Mesh Refinement* (AMR) de ce code permet d'ajuster en temps réel la maille de calcul pour en augmenter ou en diminuer la résolution, dans les zones où cela est jugé nécessaire d'après l'évolution des solutions aux équations résolues. Le maillage s'adapte ainsi continuellement autant aux phénomènes localisés (e.g. en présence de fronts de chocs) qu'aux structures à grandes échelles (e.g. configurations de tubes de flux magnétiques) par le biais d'un schéma numérique de blocs ([van der Holst & Keppens 2007](#)) : le domaine total simulé est regroupé en plusieurs sous-grilles (les blocs) de cellules, où chaque bloc a un niveau *level*. Lorsqu'une cellule d'un bloc de niveau *level* a besoin d'être raffinée d'un niveau, chaque cellule de ce bloc est raffinée en $2^{N_{dim}}$ nouvelles

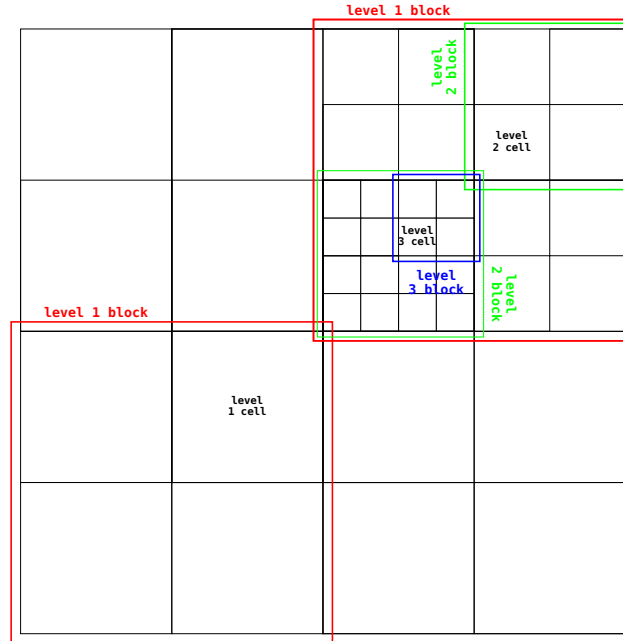


FIGURE 19 – Exemple d’une partie d’une grille rectangulaire adaptative en deux dimensions dans MPI-AMRVAC, raffinée ici avec des blocs allant du niveau 1 à 3 ($2^2 = 4$ cellules par niveau d’un bloc). Ici chaque bloc peut contenir $block_nx^D=2$ cellules de même niveau suivant chaque dimension. Le bloc de niveau 1 en haut à droite est d’abord raffiné une fois en 4 blocs de niveau 2. Puis, l’un deux (le bloc inférieur gauche) est ensuite raffiné en 4 blocs de niveau 3.

cellules (voir Fig. 19). Parmi toutes les techniques du code pour définir le critère de raffinement-déraffinement de chaque bloc, nous avons sélectionné celle basée sur des estimateurs d’erreurs de Löhner (Löhner 1987) de quantités physiques X choisies¹ parmi le taux de refroidissement, la densité, la vitesse, l’énergie spécifique, etc....

Enfin, il est aussi construit pour pouvoir être lancé efficacement en parallèle sur plusieurs cœurs de calcul d’un ordinateur ou d’un superordinateur, grâce à une parallélisation de la structure en blocs du domaine et basée sur le standard Message Passing Interface (MPI). Continuellement mis à jour depuis deux décennies par une équipe internationale dont un de nos collaborateurs (Z. Meliani) fait partie, le code MPI-AMRVAC est gratuit et libre d’accès à l’adresse : <https://github.com/amrvac/amrvac>. Au début de ma thèse, j’utilise d’ailleurs une version variée adaptée et développée du code. Elle est maintenue par l’un de nos collaborateurs, Z. Meliani, qui l’a déjà validée, utilisée et publiée dans de précédentes études (Millas et al. 2017; Hervet et al. 2017; Meliani & Hervet 2017; Monceau-Baroux et al. 2015)

1. Critère où sont essentiellement quantifiées les dérivées secondes locales pondérées de X en chaque cellule.

1.2. Equations d'Euler et simulations hydrodynamiques

Parmi d'autres applications et problèmes, le module d'hydrodynamique de MPI-AMRVAC en particulier permet de résoudre les équations d'Euler avec termes sources traduisant :

— **la conservation de la masse :**

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = M_p, \quad (\text{III.1})$$

— **la conservation de l'impulsion :**

$$\partial_t (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v} + p \vec{I}) = \vec{F}_p, \quad (\text{III.2})$$

— **la conservation de l'énergie :**

$$\partial_t (e) + \nabla \cdot ((e + p) \vec{v}) = E_p, \quad (\text{III.3})$$

où ρ est la densité totale du fluide, p est la pression thermique; \vec{v} est le champ eulérien de vitesse du fluide; M_p , \vec{F}_p , et E_p traduisent respectivement les termes sources des trois équations de conservations; \vec{I} est le tenseur identité; et $e = \frac{p}{\gamma_{\text{ad}} - 1} + \frac{\rho u^2}{2}$ est la densité totale en énergie du gaz, avec γ_{ad} l'indice adiabatique. Dans un gaz parfait avec trois degrés de liberté, $\gamma_{\text{ad}} = 5/3$ (gaz monoatomique); tandis que dans un gaz isotherme, $\gamma_{\text{ad}} = 1$.

Le module d'hydrodynamique permet aussi de fermer le système d'équations de conservation précédent par une équation d'état du gaz $p = p(\rho, T)$ (T étant la température du gaz).

La version de MPI-AMRVAC que j'utilise comporte des modules déjà écrits, validés et publiés (en partie par l'un de nos collaborateurs, Z. Meliani). Ainsi, au-delà des Eqs. (III.1)-(III.3), le code comporte plus généralement des modules permettant de résoudre les équations écrites sous la forme conservative générale :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \mathbf{S}_{phys} \left(\mathbf{U}, \left\{ \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x_i} \right\}, \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x_j} \right\}, \mathbf{x}, t \right) \quad (\text{III.4})$$

à l'aide de schémas (ainsi que de limiteurs et de méthodes) numériques déjà programmés. Dans les Eqs. (III.1)-(III.3):

$$\vec{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ e \end{bmatrix}, \quad (\text{III.5})$$

est le vecteur d'état résolu, et

$$\vec{F} = \begin{bmatrix} \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} \vec{v} + p \vec{I} \\ e + p \end{bmatrix} \quad (\text{III.6})$$

est le flux associé à \vec{U} .

Les termes sources physiques \mathbf{S}_{phys} (refroidissement par collisions radiatives, champ gravitationnel, etc...) peuvent être résolus suivant différentes méthodes numériques dans le code. De plus, des modules de termes sources physiques ont déjà été écrits et validés par les développeurs (comme le refroidissement par les atomes).

1.2.1. Des traceurs pour suivre la matière

En plus du gaz advecté suivant les équations (III.1)-(III.3), il est possible d'ajouter des traceurs physiques ou purement numériques $\{\theta_{tr\ i}\}_{i=1,2,\dots,N_{tracer}}$ des différentes parties de ce gaz qui n'affectent pas la dynamique de ce dernier. Pour ce faire, chaque traceur rajoute simplement une équation de conservation :

$$\partial_t(\rho\theta_{tr}) + \nabla \cdot (\rho\theta_{tr}\vec{v}) = M_p, \quad (\text{III.7})$$

Cette forme garantit d'une part de pouvoir traiter la quantité $D_{tr} = \rho\theta_{tr}$ de manière similaire à l'équation de conservation de la masse (Eq. (III.1)), et d'autre part d'utiliser les Eqs. (III.1) et (III.7) pour obtenir les valeurs du traceur $\theta_{tr} = \frac{D_{tr}}{\rho}$, dont le développement de l'Eq. (III.7) montre à son tour qu'il obéit simplement à l'équation d'advection pure :

$$\partial_t\theta_{tr} + \vec{v} \cdot \nabla (\theta_{tr}) = 0, \quad (\text{III.8})$$

1.3. Modularité du code : un grand potentiel d'applications

J'ai eu l'occasion, durant la première année de ma thèse, de participer à l'école thématique "astrosim2019 : Ecole AstroSim pour l'astrophysique numérique" organisée au Centre Informatique National de L'enseignement Supérieur (CINES) de Montpellier. C'est ainsi que j'ai pu manipuler, durant deux semaines, une panoplie de codes numériques dédiés à l'Astrophysique. Alors que je ne suis qu'à quelques mois de thèse, ce qui m'a rapidement frappé est le potentiel de modularité de MPI-AMRVAC, comparé aux codes qui m'ont été présentés, tels que RAMSES, PLUTO ou MagIC (même si leurs domaines d'applications et leurs techniques numériques diffèrent, avec leurs propres forces).

Premièrement, la modularité de ce code est basée sur une stratégie de programmation tournée vers une pensée versatile, avec des options pour traiter des problèmes variés suivant un schéma de conception dit de *Bridge design pattern*. Sans entrer dans les détails, les avantages principaux de cette approche générale sont : une maintenance et une compatibilité simplifiées du code, entre différents modules physiques du code, voire avec d'autres codes compilés (e.g. gravitation, refroidissement par collisions, transfert de rayonnement, traitement de la chimie, etc...); et enfin une extension automatique des applications existantes du code par de nouvelles fonctionnalités. Par exemple, en s'appuyant sur cette modularité, Moens et al. (2022) a rajouté un module d'hydrodynamique supplémentaire pour le traitement du transfert radiatif.

Deuxièmement, cette modularité a rapidement diversifié les applications du code en Astrophysique, avec aussi bien : de l'hydrodynamique relativiste dans les rémanents de sursauts gamma (Meliani et al. 2007); l'étude de phénomènes de déplétion dans les disques circumstellaires jeunes (Robert et al. 2020); les phénomènes d'accrétion autour de supergéantes binaires X (El Mellah et al. 2017); ou encore des simulations de jets MHD relativistes (Meliani & Keppens 2009; Millas et al. 2017; Hervet et al. 2017; Meliani & Hervet 2017) et extragalactiques (Keppens et al. 2008) générés par des Noyaux Actifs de Galaxies, voire dans des quasars (Monceau-Baroux et al. 2015).

Troisièmement, l'école thématique m'a permis de constater que la barrière sélective quant à la prise en main de la programmation dans MPI-AMRVAC par un étudiant, sans forcément une formation stricte/complète en sciences numériques, est moins élevée que dans des codes comme

RAMSES, PLUTO ou MagIC. Selon moi, cette stratégie modulaire a grandement aidé dans mon apprentissage efficace et rapide du fonctionnement du code, pour son application aux problèmes que j'étudie au cours de cette thèse.

Ainsi, dans la pratique, l'intérêt de la stratégie de ce code est que :

- sauf si cela est vraiment nécessaire (e.g. pour résoudre un bug), je ne suis en général pas obligé de modifier les fichiers déjà développés à la racine du code, afin de programmer le problème physique qui m'intéresse. Je peux même facilement m'inspirer des modules déjà écrits pour écrire mes routines et des modules supplémentaires,
- la compilation de la racine du code est séparée dans une bibliothèque (*library*) compilée en premier avant les modules spécifiques (dits utilisateurs) que j'ai modifié pour mon problème physique. Ainsi, en général, seuls ces modules utilisateurs sont recompilés à chaque modification (économie de temps considérable à long terme);
- dans mon travail côté numérique, je peux en général me concentrer sur l'amélioration de la paramétrisation du problème physique spécifique dans les modules utilisateurs, sans affecter l'intégrité et la validité du reste du code.

2. Méthodes, schémas de résolution numériques et machine Tycho

2.1. Approche des volumes finis et solutions numériques

L'approche des Volumes Finis (VF) est largement utilisée dans la résolution des problèmes décrits par des équations aux dérivées partielles (PDEs), comme dans le cas des équations (magnéto)hydrodynamiques. Dans cette approche, les systèmes d'équations résolus, tels que les Eqs. (III.1)-(III.3), sont réécrites sous une forme conservative. Dans le cas hydrodynamique, celle-ci est donnée par les Eqs. (III.4)-(III.6) (*stricto sensu*, la forme conservative traite $\mathbf{S}_{phys} = \mathbf{0}$).

Du point de vue numérique, les Eqs. (III.1)-(III.3) sont discrétisées dans l'espace et dans le temps, tel que :

$$\vec{U}^{n+1} = \vec{U}^n + \Delta t^n \left[\sum_{\text{idim}=1}^{\text{idim}=\text{ndim}} \frac{\vec{F}_{\text{idim}}^{i+\frac{1}{2}} - \vec{F}_{\text{idim}}^{i-\frac{1}{2}}}{\Delta x_{\text{idim}}} \right], \quad (\text{III.1})$$

où $U^n = (\rho^n, (\rho\vec{v})^n, e^n)^T$ et $U^{n+1} = (\rho^{n+1}, (\rho\vec{v})^{n+1}, e^{n+1})^T$ sont les variables dites conservatives, évaluées respectivement aux temps t^n et $t^{n+1} = t^n + \Delta t^n$, avec Δt^n le pas de temps. Les flux moyennés (dans le temps) $\vec{F}_{\text{idim}}^{i+\frac{1}{2}}$ et évalués pour l'intervalle de temps $[t^n, t^{n+1}]$ au niveau de l'interface située entre une cellule d'indices i et ses voisins $i+1$ dans la direction idim , sont calculées à partir des solutions aux problèmes de Riemann¹. Cette approche est illustrée sur la Fig. 20.

En HD, le problème de Riemann est décrit par une structure à 3 ondes caractéristiques. Ces trois valeurs propres correspondent aux ondes de choc (propagées à l'avant) et de raréfaction (se déplaçant à l'arrière du choc), avec entre les deux une onde entropique (discontinuité de contact). Ces ondes sont définies dans la direction idim par :

1. Un problème de Riemann est un problème à valeur initiale pour une équation de dynamique des fluides conservative. Elle implique une distribution discontinue des variables conservatives. Ce problème amène au calcul des caractéristiques ou des valeurs propres correspondant à différentes ondes solutions du problème.

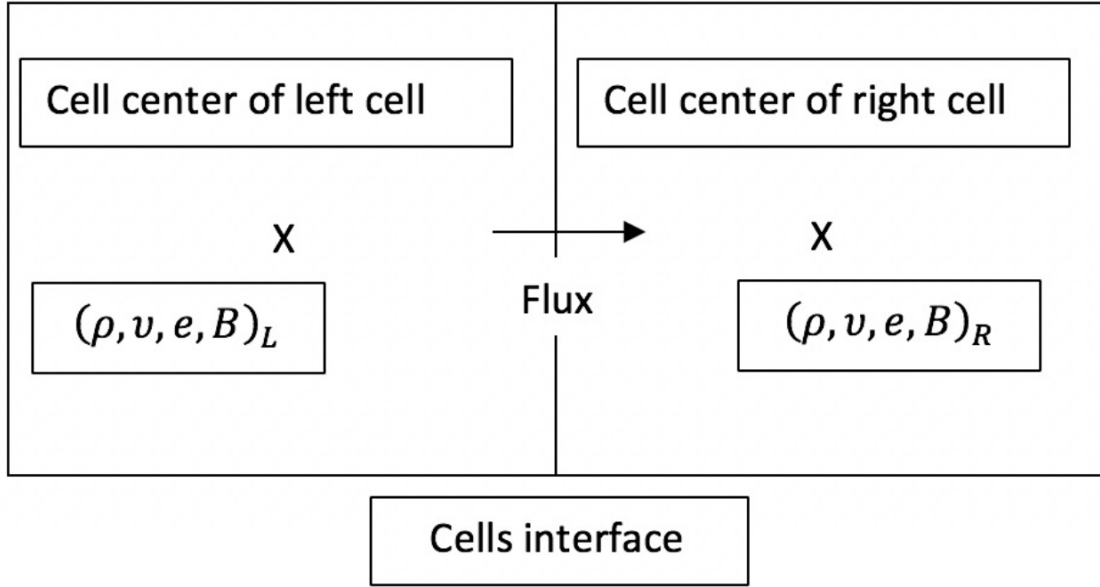


FIGURE 20 – Schématisation de l’approche Volume Finis, avec des variables initialisées au centre de chaque cellule et des flux calculés au centre des faces

$$\begin{aligned}
 \lambda_{1,3}^{\text{idim}} &= v^{\text{idim}} \mp c_s \\
 \lambda_2^{\text{idim}} &= v^{\text{idim}}
 \end{aligned}
 \tag{III.2}$$

où $c_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)}$ est la vitesse locale du son. Nous pouvons ici noter que les ondes HD caractéristiques, décrites sur la Fig. 21, sont indépendantes de la direction.

2.2. Schémas numériques et limiteurs de pentes

Les schémas ou solveurs de Riemann sont un outil fondamental dans le développement de l’approche Volumes Finis. Ils sont basés sur une simplification des équations hyperboliques. En outre, à chaque pas de temps, ils simplifient l’état physique en des valeurs constantes par morceaux, avec des sauts de discontinuités au niveau de certains ou de tous les vecteurs propres (avec leurs valeurs propres associées) qui caractérisent les équations hyperboliques. Dans le cas des équations HD, chaque onde est associée à une valeur propre (de vitesses caractéristiques Eq. (III.2)) : $\lambda_{1,3}$ sont associés aux ondes de chocs et de raréfaction, tandis que λ_2 est associée à une discontinuité de contact (voir Fig. 21).

Il existe plusieurs types de solveurs de Riemann (voir e.g. [LeVeque et al. 1998](#)):

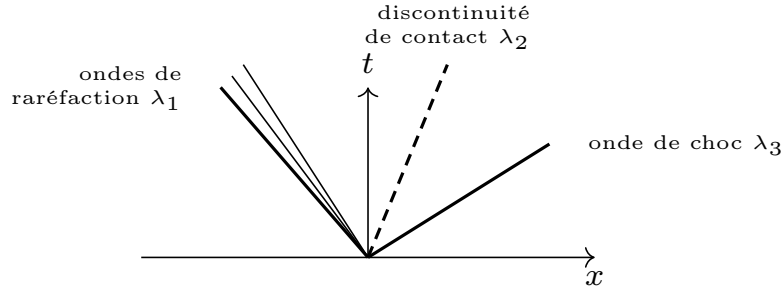


FIGURE 21 – *Eventail de Riemann* : Solutions d’ondes caractéristiques au problème de Riemann hydrodynamique (*Riemann fan*) en 1 dimension.

- Un solveur de Riemann exact requiert une méthode itérative et n’est donc pas pratique pour un code HD. Cependant, les résultats du problème de Riemann exact sont utilisés comme solutions de références pour vérifier la précision numérique et les performances des solveurs de Riemann approchés.
- Un solveur de Riemann linéarisé tel que le solveur de Roe (Roe 1981) requiert une décomposition en caractéristiques des vecteurs propres à gauche et à droite de chaque interface de cellule. Ce solveur est complexe et très consommateur en temps de calcul dans les cas HD et MHD. En outre, le solveur de Roe peut mener à des solutions avec pressions négatives non-physiques (Einfeldt et al. 1991).
- Un solveur de Riemann basé sur des estimations, tel que le solveur HLL (Harten-Lax-van Leer), introduit une estimation de la vitesse du son ainsi qu’une solution moyennée sur l’ensemble de l’éventail de Riemann (Fig. 21)

Durant cette thèse, parmi tous les solveurs disponibles dans MPI-AMRVAC, nous nous sommes concentrés sur l’usage des solveurs de Riemann de types basés sur des estimations, les plus rapides parmi les trois types de solveurs précédemment décrits. Dans cette catégorie, MPI-AMRVAC possède ainsi quatre solveurs principaux parmi les plus utilisés :

- le solveur de Riemann TVDLF (Total Variation Diminishing Lax-Friedrich Rusanov) (e.g. Tóth & Odstrčil 1996; Yee 1994) est construit en supposant un état moyen donné par l’onde caractéristique la plus rapide (Fig. 22). En effet, le flux à l’interface $i + 1/2$ est donné par :

$$F^{i+1/2} = \frac{1}{2} [F(U_{L,i+1/2}) + F(U_{R,i+1/2}) - S_{\max} (U_{R,i+1/2} - U_{L,i+1/2})], \quad (\text{III.3})$$

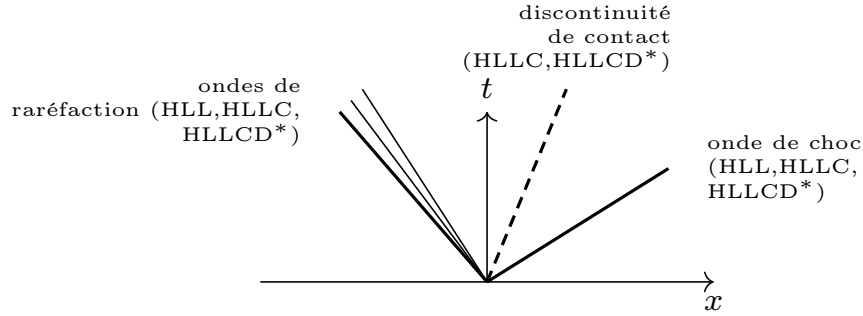
où la vitesse de propagation la plus rapide est :

$$S_{\max} = \max(S_{L,\max}, S_{R,\max}),$$

avec $S_{L,\max}$, $S_{R,\max}$ les valeurs propres associées à l’onde se propageant le plus rapidement, respectivement à gauche et à droite de l’interface $i + 1/2$. Elles sont définies comme :

$$S_{L\max} = \max_{(1 \leq k \leq 3)} (|\lambda_{k,L}|), \quad S_{R\max} = \max_{(1 \leq k \leq 3)} (|\lambda_{k,R}|). \quad (\text{III.4})$$

- Le solveur HLL (Harten-Lax-van Leer) proposé par Harten et al. (1983) est construit en supposant un état intermédiaire moyenné entre l’onde la plus lente et la plus rapide. Le



(i) Ondes résolues par les solveurs HLL, HLLC et HLLCD(*: lorsque la sous-région traitée applique HLLC)

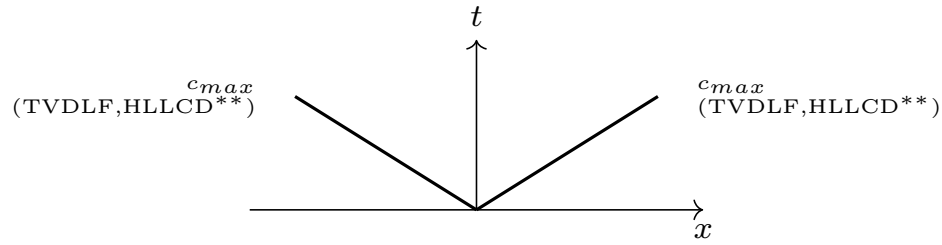

 (ii) Ondes résolues par les solveurs TVDLF et HLLCD(**: lorsque la sous-région traitée applique TVDLF). c_{max} : vitesse de la caractéristique la plus rapide

 FIGURE 22 – Solutions au problème de Riemann hydrodynamique (*Riemann fan*) avec en plus les sous-structures résolues par les solveurs HLL, HLLC, TVDLF, et HLLCD

solveur HLL traite ainsi uniquement une partie des ondes caractéristiques de l'éventail de Riemann (Fig. 22i): les ondes de choc (à l'avant) et de raréfaction (se déplaçant à l'arrière du choc).

$$F^{i+1/2} = \begin{cases} F(U_{L,i+1/2}) & S_{L,i+1/2} > 0 \\ F(\text{HLL}, i+1/2) & S_{L,i+1/2} \leq 0 \leq S_{R,i+1/2} \\ F(U_{R,i+1/2}) & S_{R,i+1/2} < 0 \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

où:

$$F(\text{HLL}, i+1/2) = \frac{S_{R,i+1/2} U_{R,i+1/2} - S_{L,i+1/2} U_{L,i+1/2} + F(U_{L,i+1/2}) - F(U_{R,i+1/2})}{S_{R,i+1/2} - S_{L,i+1/2}} \quad (\text{III.6})$$

Les vitesses des ondes les plus externes de l'éventail de Riemann, $S_{L,i+1/2}$ et $S_{R,i+1/2}$, sont estimées en utilisant les états à gauche et à droite :

$$\begin{aligned} S_L &= \min_{(1 \leq k \leq 3)} (\lambda_{k,L}, \lambda_{k,R}) \\ S_R &= \max_{(1 \leq k \leq 3)} (\lambda_{k,L}, \lambda_{k,R}) \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

— Le solveur HLLC (Harten-Lax-van Leer-Contact) proposé par Toro (1997) est un solveur HLL

à deux états. Il introduit en effet des sous-structures associées à la discontinuité de contact dans le sous-état lent du solveur HLL (qui ne tenait pas compte de cette discontinuité).

- Le solveur de Harten-Lax-van Leer-Contact-Diffused (HLLCD) (Meliani et al. 2008) : HLLC est partout appliqué, avec cependant un basculement sur TVDLF à l'intérieur de blocs où suivant une direction donnée, un changement de signe a lieu entre les flux numériques de l'interface gauche et droite d'une cellule. Cela permet de réduire les bruits et instabilités numériques potentielles pouvant apparaître avec HLLC.

Dans les solveurs de Riemann présentés ci-dessus, les estimations numériques des flux à l'interface $F^{i+1/2}$ requièrent les valeurs des variables conservées à gauche $U_{L,i+1/2}$ et à droite $U_{R,i+1/2}$ de l'interface de la cellule située en $x_{i+1/2}$. Ces variables sont reconstruites à partir des valeurs U évaluées au centre des cellules adjacentes à l'interface (voire sur davantage de cellules voisines). Ces reconstructions spatiales peuvent être réalisées à l'aide d'un limiteur de pente. Il existe une grande variété de limiteurs de pentes, tels que MINMOD (Roe 1986, limiteur de type Total Variation Diminishing symétrique et classique d'ordre 2), la *Piecewise Parabolic Method* (PPM, Colella & Woodward 1984, limiteur TVD d'ordre 3 basé sur un stencil à quatre points) ou Koren (Koren 1993, limiteur de type TVD, asymétrique et spatialement précis à l'ordre 3)

La résolution numérique des équations aux dérivées partielles (III.1)-(III.3) requiert aussi une précision d'ordre élevé en temps. Ceci est par exemple permis par l'usage d'un schéma d'ordre deux de type prédicteur-correcteur, même si des méthodes d'ordres plus élevés existent dans le code (e.g. le schéma de Runge-Kutta, très robuste pour préserver la stabilité des solutions).

2.3. Calculateur Tycho (MESOPSL)

Grâce à la parallélisation déjà faite sur la racine du code MPI-AMRVAC, nos simulations ont pu être lancées en parallèle sur les nombreux processeurs de la grappe de calcul interne Tycho de l'Observatoire de Paris. Nous avons décidé d'y employer la version Intel[®] de la librairie OpenMPI (2) qui permet spécifiquement de tirer parti des performances des compilateurs des processeurs Intel[®] de Tycho. À titre de comparaison, les compilateurs GNU retrouvés sur les ordinateurs de bureau classiques sont a priori moins performants, mais ont l'avantage de la portabilité : ces compilateurs sont retrouvés sur tous les systèmes GNU/Linux, avec de nombreux codes fournis avec des fichiers Makefile écrits pour ces compilateurs.

Pour toutes les raisons ci-dessus, et sous la tutelle de Z. Meliani en tant qu'expert de ce code, MPI-AMRVAC est vite apparu comme un code plus qu'approprié pour ma thèse, pour ma formation personnelle en sciences numériques, et pour la modélisation des problèmes physiques des Chapitres IV, V, et VI.

2. voir <https://docs.hpc.shef.ac.uk/en/latest/sharc/software/parallel/openmpi-intel.html>

CHAPITRE

IV

APPLICATION DU CODE MPI-AMRVAC POUR LA MODÉLISATION DE JETS PROTOSTELLAIRES VARIABLES DANS UN CŒUR STRATIFIÉ

Sommaire

1 Modules utilisateurs	50
1.1 Travail de modélisation durant la thèse	50
1.2 Liste des modules utilisateurs	51
2 Modélisation des équations d'état hydrodynamiques	52
2.1 Équations d'état	52
2.2 Composition du gaz	52
2.2.1 Formules générales	53
2.2.2 Gaz parfait ionisé	54
2.2.3 Gaz parfait doublement ionisé	54
2.2.4 Gaz parfait complètement moléculaire	54
2.2.5 Gaz parfait complètement atomique et neutre	55
3 Enveloppe environnante modélisée	55
3.1 Liste des paramètres libres	55
3.2 Conditions initiales	55
3.2.1 Champs de densité et de vitesse du cœur	55
3.3 Conditions aux bords de l'enveloppe	56
3.3.1 Cellules fantômes	56
3.3.2 Conditions aux bords en $R = 0$, $R = R_{max}$, $z = z_{max}$, $z = 0$	56
3.3.3 Conditions aux bords pour le cœur en $z = 0$	58
4 Modélisation du jet pulsé	61
4.1 Liste des paramètres libres	61
4.2 Valve d'injection: domaine et ouverture angulaire	61
4.3 Champs de densité et de vitesse initiaux dans la valve d'injection	64
4.3.1 Pour une valve rectangulaire	64
4.3.2 Pour une valve trapézoïdale	65
4.4 Variabilité du jet : un paramètre physique encore plus ou moins libre	67

4.4.1	Profil de variabilité sinusoïdal	67
4.4.2	Profil de variabilité en dent de scie (<i>sawtooth</i>)	68
5	Termes sources	68
5.1	Force de contrebalancement \vec{F}_p et terme source E_p	69
5.1.1	Evaluation de \vec{F}_p : méthode numérique	69
5.1.2	Evaluation de \vec{F}_p : méthode analytique	70
5.1.3	Sens physique de l'énergie de contrebalancement $E_p(t)$	70
5.1.4	Évaluation de E_p	72
5.2	Refroidissement $-n_H^2 \Lambda(T)$ par désexcitations collisionnelles	72
6	Tests de configuration pour notre problème physique	73
6.1	Choix des schémas numériques et limiteurs de pente	73
6.1.1	Critères de sélection	74
6.1.2	Résultats	74
6.1.3	Schéma d'intégration en temps	75
6.2	Résolution spatiale : influence du niveau de raffinement par AMR	75
6.2.1	Critères de sélection	76
6.2.2	Résultats	76
6.3	Paramètres de parallélisation avec MPI	77
6.3.1	Test d'extensibilité forte et loi d'Amdhal	77
6.3.2	Méthode	78
6.3.3	Résultats	78

Dans ce chapitre, je présente le travail d'adaptation des modules du code MPI-AMRVAC que j'ai réalisé en collaboration avec Zakaria Meliani en vue d'effectuer la modélisation d'un jet variable lancé à travers une enveloppe environnante stratifiée. En particulier, je montrerai comment l'enveloppe entourant le jet est construite, le domaine d'injection de ce dernier, le maillage de la simulation, les conditions aux bords adoptées, les conditions initiales, ainsi que l'inclusion des divers termes sources (refroidissement atomique, gravitation effective, etc...) pour un gaz atomique faiblement ionisé.

Ensuite, je montrerai une série de tests numériques m'ayant permis de sélectionner la configuration de base pour le lancement des simulations des Chapitres V et VI en termes de : schémas et limiteurs de pente numériques, paramètres d'AMR, paramètres de parallélisation de l'exécution du programme.

1. Modules utilisateurs

1.1. Travail de modélisation durant la thèse

J'ai débuté ma thèse avec une version particulière de MPI-AMRVAC, maintenue par Z. Meliani, ainsi que six modules compilables fournis, dits "utilisateurs". La compilation de ces modules externes intervient après celle de la racine du code, et ils servent à poser et caractériser les problèmes physiques qui m'intéressent en utilisant MPI-AMRVAC. Les modules utilisateurs fournis au début de ma thèse ont déjà été utilisés dans des études précédentes sur d'autres problèmes physiques (par

exemple dans les jets d'AGN, [Hervet et al. 2017](#), [Millas et al. 2017](#), [Marcowith et al. 2020](#)). Cependant, en tant que tels, ces modules ne permettaient pas de résoudre spécifiquement les situations physiques auxquelles je me suis intéressé. Par conséquent, la première étape de ma thèse a été de me familiariser avec le code. En collaboration avec Z. Meliani, j'ai consacré une bonne partie de mon travail de thèse à comprendre, adapter, et vérifier la version du code qui m'a été fournie, afin de répondre aux objectifs fixés tout au long de la thèse. Tout en analysant le code, j'ai aussi apporté mes propres modifications et implémentations à la version initiale : certaines modifications ont été moins importantes et en marge de la version de base ; d'autres, bien plus importantes et volumineuses.

1.2. Liste des modules utilisateurs

Voici la liste des six modules utilisateurs sur lequel Z. Meliani et moi avons travaillé :

1. `mod_usr`, le module général utilisateur. Ce centre névralgique et polyvalent des modules utilisateurs effectue la connexion avec la bibliothèque compilée à la racine du code. Il définit aussi des routines permettant d'évaluer l'ajout de termes sources (champ gravitationnel, etc...), le pas de temps qui en découle, des procédures d'écriture/de lecture de fichiers durant la simulation, ou encore des opérations sur la grille de calcul (e.g. manipulation de l'AMR) et/ou sur les champs manipulés à différentes étapes de l'exécution du code (e.g. avant/après évaluation des conditions aux bords, avant/après résolutions des champs à $t + \Delta t$, etc...).
2. `mod_obj_usr_unit`, le module de normalisation. Un grand nombre de modules programmés par les développeurs du code travaillent avec des variables physiques ou des constantes fondamentales dont la valeur numérique est normalisée par des valeurs de références, identiques et inchangées à travers tout le code (e.g. température normalisée par une même valeur de référence). Le but principal est de minimiser les erreurs produites par les opérations sur la virgule flottante, quand les valeurs numériques s'étendent sur plusieurs ordres de grandeurs, soit trop grandes (e.g. $1.2345 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$), soit trop petites (e.g. $1.2345 \times 10^{-31} \text{ g cm}^{-3}$), et dont les combinaisons peuvent créer des erreurs d'arrondis. L'utilisateur du code est libre de choisir les valeurs de normalisation (définissant automatiquement le facteur inverse permettant de redonner les valeurs "physiques" originales). Avec Z. Meliani, j'ai choisi de relier les valeurs de normalisation entre elles, suivant les mêmes équations physiques que dans le problème physique (e.g. Eqs. (IV.1)-(IV.3)), afin que ces normalisations en reflètent les échelles caractéristiques.
3. `mod_obj_cla_jet`, le module du jet. Il regroupe les paramètres, variables, champs, et routines principales associées au traitement de la zone d'injection du jet (paramétrisation, initialisation, mise à jour à chaque pas de temps).
4. `mod_obj_ism`, le module de l'enveloppe. Comme pour le module du jet, il regroupe les variables, paramètres, champs, et routines principales associées à l'enveloppe environnante.
5. `mod_obj_mat`, le module utilitaire et de mathématique. Ce module particulier implémente à la fois d'une part des conditions aux bords additionnelles à celles de la racine du code dans la version reçue au début de la thèse, et d'autre part des routines mathématiques pour réaliser des opérations et appliquer des formules mathématiques susceptibles d'être utilisées plus d'une fois dans les autres modules utilisateurs (calcul de l'angle polaire entre les cellules et l'axe du jet; profil de la variabilité de la vitesse ET de la densité dans le jet; etc...)
6. `mod_obj_global_parameters`, le module des paramètres globaux **utilisateurs**. Il regroupe les variables, structures et types dérivés partagés, connus par l'ensemble des 5 autres modules

utilisateurs (mais pas accessibles par les modules de la racine du code).

2. Modélisation des équations d'état hydrodynamiques

2.1. Équations d'état

Pour compléter les Eqs. (III.1)- (III.3), il nous faut une relation de fermeture : une équation d'état reliant la pression p du gaz, sa densité ρ , son poids moléculaire moyen μ , et sa température T . Je me suis aussi occupé de vérifier et d'adapter le code moi-même, afin que ces équations soient respectées à toutes les étapes du code : relation entre les paramètres et leurs valeurs de normalisations, initialisation, mise en place/à jour des conditions aux bords, relation entre les champs de p , ρ , T et μ à chaque pas de temps $t > 0$. Que ce soit pour le gaz dans l'enveloppe ou dans la zone d'injection du jet, il a donc fallu adapter les routines des modules utilisateurs aux équations d'un gaz parfait :

1. sur la relation entre p , ρ et T :

$$p = \frac{\rho}{\mu m_H} k_B T \quad (\text{IV.1})$$

où m_H est la masse de l'atome d'hydrogène; k_B est la constante de Boltzmann; T est la température du gaz; et μ est le poids moléculaire moyen reliant ρ au nombre volumique total n_{tot} de particules, et dont nous supposons qu'elles contribuent ici toutes à la pression thermique:

$$\mu \stackrel{def}{=} \frac{\rho}{n_{tot} m_H} \quad (\text{IV.2})$$

2. sur les relations entre la vitesse du son $c_{s,a}$ du gaz parfait dans le cœur et sa pression thermique p ou sa température T :

$$c_{s,a}^2 = \frac{\gamma p}{\rho} = \frac{\gamma k_B T}{\mu} \quad (\text{IV.3})$$

où $\gamma = C_P/C_V$ est le rapport des capacités calorifiques spécifiques. Le poids μ dépend de la composition chimique du gaz (Sect. IV.2.2).

2.2. Composition du gaz

Dans la version de MPI-AMRVAC reçue au début de ma thèse, le module traitant du cas hydrodynamique, avec refroidissement par désexcitations collisionnelles des atomes, n'étaient écrits que dans l'hypothèse d'un gaz composé uniquement d'hydrogène atomique et sans hélium. En effet, ils considéraient uniquement le cas $\mu = 1$ et où le poids moyen \bar{m} en équivalent d'hydrogène du gaz vaut aussi $\bar{m} = 1$ (voir Sect. IV.2.2.1 pour la définition de \bar{m}). Ces quantités sont impliquées dans les relations entre la densité, la température, la pression et la vitesse du son. Sans entrer dans les détails, il a ainsi fallu rajouter un champ supplémentaire de poids moléculaire moyen μ ainsi qu'un paramètre \bar{m} , tous deux manquants dans la version originale. Bien que l'une des quantités physiques reliées à la pression et à la densité soit le nombre volumique total n_{tot} de particules :

$$n_{tot} = n(\text{H}) + n(\text{H}^+) + n(\text{H}_2) + \underbrace{n(\text{He}) + n(\text{He}^+) + n(\text{He}^{2+})}_{\equiv n_{He}} + n(e^-), \quad (\text{IV.4})$$

les études précédentes sur les jets et flots protostellaires utilisent et montrent plutôt plus souvent le nombre volumique n_H en nucléons d'hydrogène du gaz :

$$n_H \stackrel{def}{=} n(\text{H}) + n(\text{H}^+) + 2n(\text{H}_2) \quad (\text{IV.5})$$

Cette quantité pratique est par exemple utilisée dans l'évaluation des abondances relatives à l'hydrogène des espèces chimiques qui peuplent un gaz (par observations ou simulations numériques). Dans le module traitant du refroidissement, il nous a fallu ajouter la prise en compte de μ dans n_H . Je me suis occupé de tester les modules modifiés et même d'en corriger des bugs affectant l'énergie. J'ai aussi écrit une nouvelle routine permettant d'évaluer la valeur de μ et de \bar{m} en fonction de la composition supposée pour le gaz.

L'évaluation de la pression p à partir de l'énergie totale e d'un gaz parfait suit la relation $p = \rho[e - 0.5v^2]/(\gamma - 1)$ et n'implique pas d'évaluer ni n_H , ni μ , ni \bar{m} . Par contre, la température T à chaque pas de temps est reliée à la densité ρ , à la pression thermique p et au poids moléculaire moyen μ (qu'il a fallu inclure) :

$$T = \frac{m_H \mu p}{k_B \rho} \quad (\text{IV.6})$$

2.2.1. Formules générales

De manière générale, pour un gaz composé d'hydrogène atomique et moléculaire neutre et ionisé (à savoir H, H⁺, H₂), ainsi que d'hélium 4 neutre et ionisé (He, He⁺, He²⁺), et enfin d'électrons (e⁻), nous avons les décompositions et définitions suivantes :

- le nombre volumique $n(X_i)$ de particules de l'espèce X_i dans le gaz en cm⁻³.
- la fraction massique $x(\text{He})$ d'hélium 4 par rapport à l'hydrogène :

$$x(\text{He}) \stackrel{def}{=} \frac{n(\text{He}) + n(\text{He}^+) + n(\text{He}^{2+})}{n_H} = \frac{n_{\text{He}}}{n_H} \quad (\text{IV.7})$$

- le poids \bar{m} en équivalent d'hydrogène du gaz :

$$\bar{m} = \frac{\rho}{n_H m_H} = \frac{[n(\text{H}) + n(\text{H}^+) + 2n(\text{H}_2) + 4n(\text{He}) + 4n(\text{He}^+) + 4n(\text{He}^{2+})] m_H}{n_H m_H} \quad (\text{IV.8})$$

Ici, puisqu'un noyau d'hydrogène est ~ 1836 fois plus lourd qu'un électron, nous supposons pouvoir négliger l'apport de la densité massique des électrons à la densité ρ , ce qui permet de simplifier l'expression de ρ et de ne pas y inclure la masse de l'électron. Cependant, le nombre volumique d'électrons $n(e^-)$ du gaz n'est pas négligé dans le bilan Eq. (IV.4) du nombre volumique total n_{tot} , servant derrière à évaluer μ :

$$\bar{m} = \frac{\rho}{n_H m_H} = \mu \frac{n_{tot}}{n_H} \quad (\text{IV.9})$$

Les valeurs de \bar{m} et de μ dépendent des abondances chimiques des espèces précédentes dans le gaz. Même si dans les Chapitres V et VI, je suppose que le gaz maintient une fraction d'hélium 4 constante partout et dans le temps, valant $x(\text{He}) = 0.1$, j'ai programmé le code pour prendre un paramètre $x(\text{He})$ quelconque. En outre, j'ai en pratique implémenté dans la partie utilisateur du code MPI-AMRVAC plusieurs compositions possibles du gaz (ci-après).

2.2.2. Gaz parfait ionisé

Supposons que le gaz n'est composé que d'hydrogène sous forme ionisée H^+ , d'hélium 4 simplement ionisé He^+ , et des électrons arrachés à ces deux espèces (de sorte que la charge totale reste nulle) :

$$n(H^+) = n_H; n(He^+) = x(He)n_H; n(H), n(H_2), n(He), n(He^{2+}) \ll n_H \quad (IV.10)$$

$$n(e^-) = n(H^+) + n(He^+) = (1 + x(He))n_H \quad (IV.11)$$

Par conséquent, selon les équations de la Sect. IV.2.2.1 :

$$\bar{m} = \frac{[0 + 0 + 0 + 0 + 4 \times x(He)n_H + 0]m_H}{n_H m_H} = 1 + 4x(He) \quad (IV.12)$$

$$n_{tot} = 0 + n_H + 0 + 0 + x(He)n_H + 0 + (1 + x(He))n_H = (2 + 2x(He))n_H \quad (IV.13)$$

$$\implies \mu(\vec{r}, t) = \frac{\bar{m}}{\frac{n_{tot}}{n_H}} = \frac{1 + 4x(He)}{2 + 2x(He)} \quad (IV.14)$$

2.2.3. Gaz parfait doublement ionisé

Supposons que le gaz n'est composé d'hydrogène sous forme ionisée H^+ , d'hélium 4 cette fois-ci doublement ionisé He^{2+} , et des électrons arrachés à ces deux espèces (de sorte que la charge totale reste nulle) :

$$n(H^+) = n_H; n(He^{2+}) = x(He)n_H; n(H), n(H_2), n(He), n(He^+) \ll n_H \quad (IV.15)$$

$$n(e^-) = n(H^+) + 2n(He^{2+}) = (1 + 2x(He))n_H \quad (IV.16)$$

Par conséquent, selon les équations de la Sect. IV.2.2.1 :

$$\bar{m} = 1 + 4x(He), \quad n_{tot} = (2 + 3x(He))n_H \implies \mu(\vec{r}, t) = \frac{1 + 4x(He)}{2 + 3x(He)} \quad (IV.17)$$

2.2.4. Gaz parfait complètement moléculaire

Supposons que le gaz n'est composé que d'hydrogène moléculaire H_2 et d'hélium 4 neutre He :

$$n(H_2) = n_H/2; n(H), n(H^+), n(He^+), n(He^{2+}), n(e^-) \ll n_H \quad (IV.18)$$

$$n_{He} = n(He) = x(He)n_H \quad (IV.19)$$

Par conséquent, selon les équations de la Sect. IV.2.2.1 :

$$\bar{m} = 1 + 4x(He), \quad n_{tot} = (0.5 + x(He))n_H \implies \mu(\vec{r}, t) = \frac{1 + 4x(He)}{0.5 + x(He)} \quad (IV.20)$$

2.2.5. Gaz parfait complètement atomique et neutre

Supposons que le gaz n'est composé que d'hydrogène atomique neutre H et d'hélium 4 neutre He :

$$n(\text{H}) = n_H; n(\text{H}^+), n(\text{He}^+), n(\text{He}^{2+}), n(e^-) \ll n_H; n(\text{H}_2) \ll n_H \quad (\text{IV.21})$$

$$n_{\text{He}} = n(\text{He}) = x(\text{He})n_H \quad (\text{IV.22})$$

Par conséquent, selon les équations de la Sect. IV.2.2.1 :

$$\bar{m} = 1 + 4x(\text{He}), \quad n_{\text{tot}} = (1 + x(\text{He}))n_H \implies \mu(\vec{r}, t) = \frac{1 + 4x(\text{He})}{1 + x(\text{He})} \quad (\text{IV.23})$$

Remarque : Même si en pratique, le code modifié peut maintenant traiter les différentes compositions de gaz précédentes, dans les Chapitres V et VI, nous supposons que le gaz simulé reste complètement atomique et neutre avec $x(\text{He}) = 0.1$.

3. Enveloppe environnante modélisée

Dans cette section, je résume la liste des paramètres d'entrées lus par le code; puis, je décris les conditions initiales (à $t = 0$) en densité et en vitesse dans l'enveloppe entourant le jet; enfin, je décris comment les conditions aux bords du domaine de simulation sont traitées (à chaque $t \geq 0$).

3.1. Liste des paramètres libres

La Table 1 résume la liste des paramètres libres principaux pour les enveloppes adoptées dans les Chapitres V et VI.

3.2. Conditions initiales

3.2.1. Champs de densité et de vitesse du cœur

Différentes distributions d'environnement sont écrites pour la densité et la pression (Chapitres V et VI). En exploitant la linéarité entre la densité ρ et la pression p (Eq. (IV.1)), un champ uniforme de densité ρ_{a0} et de pression p_{a0} peut être transformé en champs stratifiés en les multipliant par un même champ adimensionné, qui rend compte de la stratification de l'enveloppe :

Partout dans le domaine simulé, le champ de densité de l'enveloppe environnante est initialisé à $t = 0$ par un champ

$$\rho_a(R, Z, t = 0), \quad (\text{IV.1})$$

préalablement implémenté et choisi dans le code par l'utilisateur. Par exemple, dans le Chapitre V, nous utiliserons 3 expressions de $\rho_a(R, Z, t = 0)$, pour étudier l'influence de la stratification de l'enveloppe environnante sur les flots poussés par un jet collimaté.

Avec une température de l'enveloppe supposée uniforme à $t = 0$ (choix adopté par simplicité) et donnée par l'utilisateur, le champ de pression $p(R, Z, t = 0)$ est ensuite déduit pour un gaz parfait à l'aide de la relation Eq. (IV.1), en fonction de la composition du gaz.

TABLE 1 – Liste des paramètres libres principaux et initiaux ($t = 0$) de l’enveloppe environnante utilisée dans les Chapitres V et VI

	Paramètre	Intervalle de valeurs utilisé durant la thèse
	Stratification z_c ou r_0	$z_c = 10^{16}$ cm et $r_0 = 2.5 \times 10^{15}$ cm
Densité ρ_{a0} en $(R, z) = (R_j, 0)$ (^a) ou en $(r, \theta) = (r_0, \frac{\pi}{2})$ (^b)		$1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3} - 1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$
Nombre volumique en nucléons d’hydrogène n_H (^c)		$\sim 7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3} - \sim 7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$
Température du gaz		30 K – 100 K
Vitesse moyenne du gaz		0 km/s
Composition du gaz		complètement atomique
		$\bar{m} = 1.4, \mu = 1.27$

- a. si l’enveloppe est stratifiée suivant z
 b. si l’enveloppe est stratifiée suivant (r, θ)
 c. toujours en $(R, z) = (R_j, 0)$ (^a) ou en $(r, \theta) = (r_0, \frac{\pi}{2})$ (^b).

3.3. Conditions aux bords de l’enveloppe

3.3.1. Cellules fantômes

La Fig. 23 schématise comment la totalité de la grille de calcul \mathbb{D} est structurée, sur un exemple où des rangées \mathbb{B} de 2 cellules dites fantômes (*ghost cells*) sont placées le long de chaque bord du domaine de calcul dit intégré $\mathbb{M} = \mathbb{D} \setminus \mathbb{B}$. Ce dernier désigne les cellules dont les valeurs sont avancées dans le temps par la résolution numérique des équations Eq. (III.1)-(III.3).

L’approche Volumes Finis de MPI-AMRVAC basée sur une description eulérienne (maillage fixe) justifie la nécessité de cellules fantômes : la condition appliquée au bord du domaine \mathbb{M} , pour chacun des champs résolus, est déterminée par la valeur que celle-ci prend dans les cellules fantômes. En outre, le code doit par exemple calculer des dérivées et gradients numériques, ou appliquer un limiteur de pente pour la reconstruction spatiale de ces dérivées à l’interface des cellules. Réaliser ces opérations dans \mathbb{M} nécessite aussi que chaque cellule (i, j) ait accès aux valeurs des champs de cellules voisines $\dots, (i-2, j), (i-1, j), (i+1, j), (i+2, j), \dots$ suivant R et $\dots, (i, j-2), (i, j-1), (i, j+1), (i, j+2), \dots$ suivant z . Les cellules situées aux bords de \mathbb{M} ont ainsi besoin des cellules fantômes pour réaliser ces opérations avec la même précision que pour les cellules plus internes.

3.3.2. Conditions aux bords en $R = 0, R = R_{max}, z = z_{max}, z = 0$

Pour les bords situés au sommet du domaine ($z = z_{max}^{(M)}$) et sur le bord droit ($R = R_{max}^{(M)}$), j’ai toujours utilisé des conditions aux bords ouvertes, à savoir telles que le gaz (venant de l’enveloppe ou du jet) puisse librement s’échapper du domaine de calcul.

L’axe z du domaine de calcul ($R = 0$) étant l’axe de symétrie du système physique, aligné sur l’axe du jet, j’ai choisi d’y appliquer des conditions aux bords axisymétriques, c’est-à-dire :

- Des champs $\rho, \theta_{trjet}, \theta_{trenv}, v_z$, et p symétriques par rapport à l’axe z . Si $(R, \theta) = (R_{gc}, -\theta_{gc})$

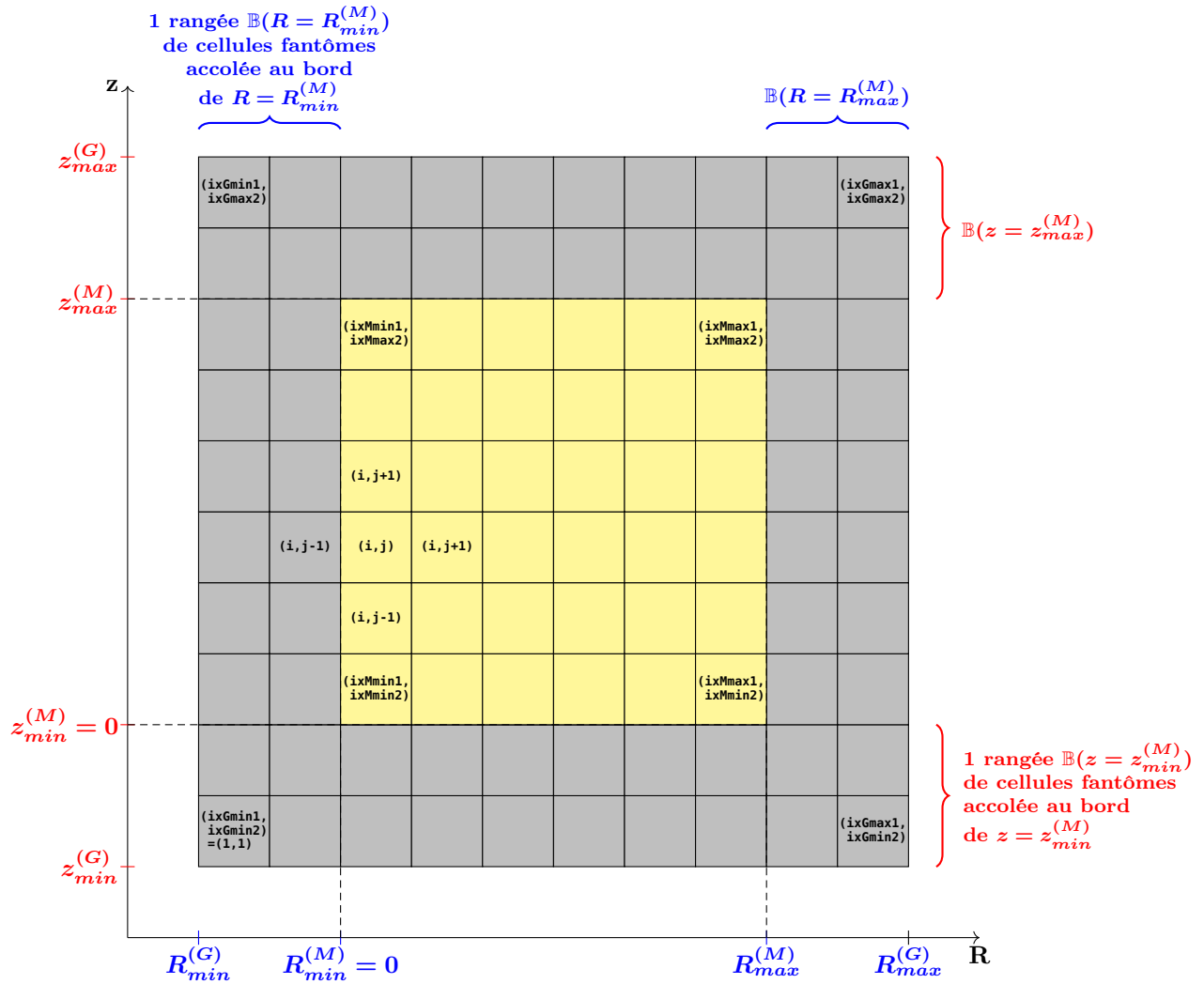


FIGURE 23 – Grille "totale" \mathbb{D} de calcul (jaune+gris, indice (G)) avec des rangées de 2 cellules fantômes sur chaque bord : Grille de calcul intégrée/interne $\mathbb{M} = \mathbb{D} \setminus \mathbb{B}$ (jaune, indice (M)) + rangées de cellules fantômes \mathbb{B} (gris, indicé (B)).

($\theta_{gc} > 0$) est la position d'une cellule fantôme au bord de $R = 0$ et θ l'angle polaire, alors :

$$W(R = R_{gc}, \theta = -\theta_{gc}, t) = W(R_{gc}, +\theta_{gc}, t), \quad \forall t \geq 0 \quad (\text{IV.2})$$

pour $W = \rho, \theta_{trjet}, \theta_{trenv}, v_z, p$.

— Des champs v_R et v_ϕ antisymétriques par rapport à l'axe z :

$$W(R_{gc}, -\theta_{gc}, t) = -W(R_{gc}, +\theta_{gc}, t), \quad \forall t \geq 0 \quad (\text{IV.3})$$

pour $W = v_R$ et v_ϕ .

Cas $z = 0$: des conditions "classiques" inadaptées

Pour nos simulations, je cherche des conditions aux bords en $z = 0$ qui limitent les effets de bords. D'après mes recherches, j'ai surtout réfléchi à gérer les problèmes d'aspiration par effet Venturi (par exemple à la frontière de la valve d'injection, cf. Sect. IV.4.2), à la formation de zones de dépression du gaz, ou encore à l'évidage progressif du réservoir de gaz dans les cellules fantômes.

J'ai ainsi d'abord testé la condition aux bords dite miroir en $z = 0$ (Fig. 24), c'est-à-dire où les champs scalaires et vectoriels sont symétriques par rapport au plan perpendiculaire à l'axe z et passant par $z = 0$. En d'autres termes, j'ai pris des champs ρ, v_R, v_ϕ, p et des traceurs symétriques par rapport à $z = 0$; tandis que le champ v_z est antisymétrique par rapport à $z = 0$ (il s'annule en $z = 0$).

Cependant, la condition aux bords miroir s'est vite avérée inadaptée dans nos simulations. En effet, dans la gamme de paramètres testés durant la thèse, nous avons vite pu voir qu'elle peut créer au cours du temps des zones de dépression et/ou d'aspiration (effet Venturi) du gaz le long de $z = 0$. En effet, les vitesses dans les cellules symétriques par rapport à $z = 0$ s'opposent au début de chaque pas de temps. Par exemple, le phénomène d'aspiration du gaz (*Bernoulli grip*) au voisinage de la partie du jet collée au bord peut éloigner le gaz de part et d'autre de $z = 0$ (Fig. 24). Une zone de dépression persistante apparaît derrière le gaz aspiré. Dans nos simulations avec cette condition aux bords, ces zones de dépressions apparaissent et grandissent au cours des 10 000 ans que nous cherchons à simuler.

Pour empêcher au réservoir de gaz des cellules fantômes d'être progressivement vidé, nous avons d'abord pensé à une autre condition aux bords "classique" consistant à bloquer l'entrée de matière dans le domaine intégré (voir Fig. 25). Cependant, ce choix s'est avéré d'autant plus inapproprié, en suivant le même raisonnement qu'avec la condition miroir : le gaz des cellules fantômes n'est pas aspiré (étant artificiellement "bloqué") lorsque du gaz monte depuis le bord inférieur, favorisant toujours la création de zones de dépression en $z = 0$. Dans les Chapitres V et VI, nous avons donc dû adopter d'autres conditions aux bords plus élaborées.

3.3.3. Conditions aux bords pour le cœur en $z = 0$

Devant les problématiques posées par les conditions précédentes, nous avons décidé d'utiliser deux conditions: les conditions figées et *limit inflow*. Je me suis occupé de les tester dans le cadre notre problème physique.

Conditions figées

Selon cette condition, à chaque pas de temps, les cellules fantômes du bord inférieur sont fixées à leurs valeurs initiales, c'est-à-dire telles que celles-ci sont évaluées à $t = 0$. Ainsi, si $(R, \theta) =$

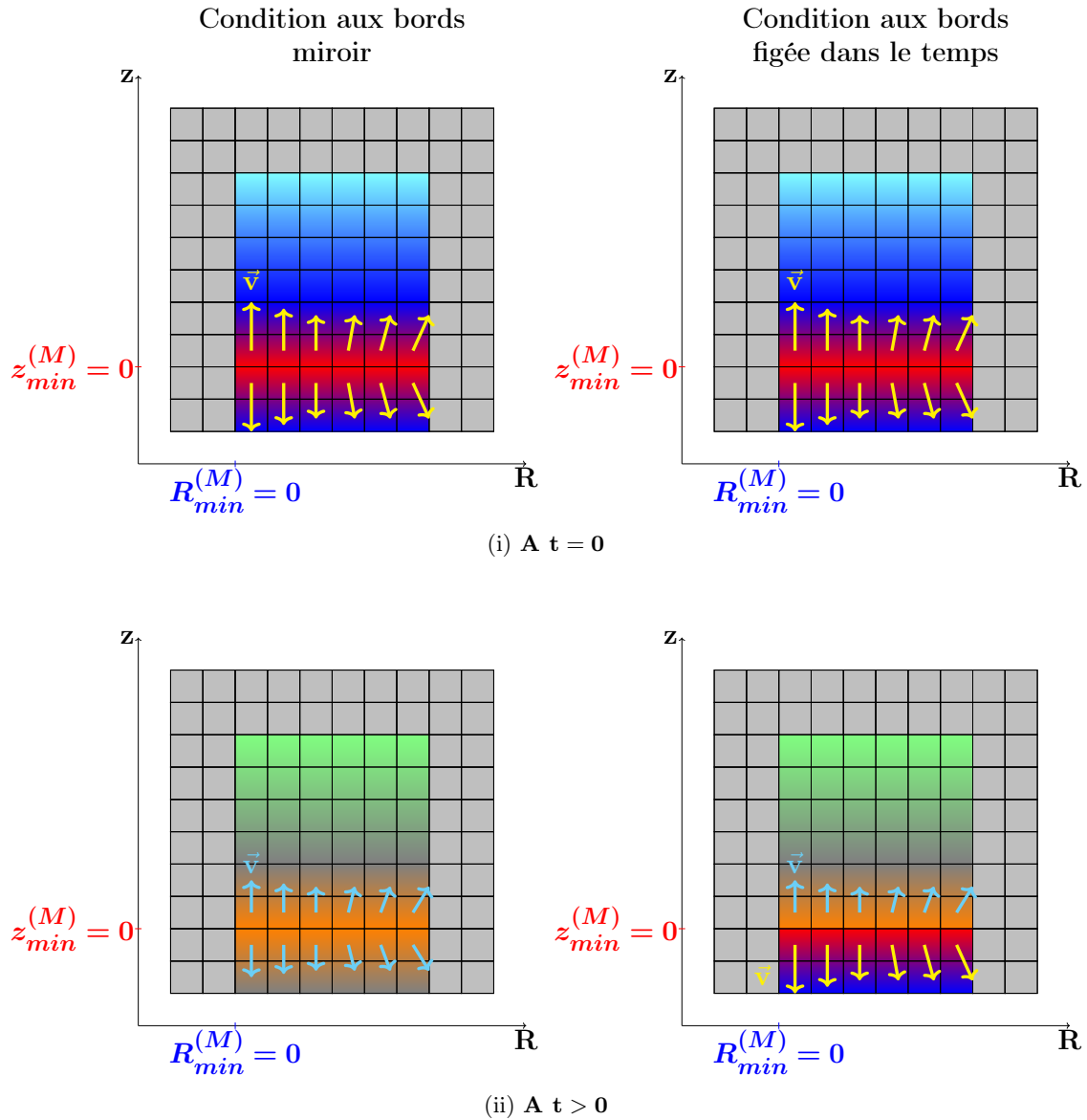


FIGURE 24 – Schématisation de deux conditions aux bords (miroir et figées) sur un exemple en $z = 0$ et avec deux rangées de cellules fantômes par bord. Les couleurs indiquent la valeur en densité ρ dans chaque cellule du domaine (ρ augmente en allant successivement du cyan au bleu foncé, puis au violet et au rouge). Les flèches jaunes et cyan montrent les vecteurs des vitesses totales $\vec{v} = \vec{v}_R + \vec{v}_z$ dans ces mêmes cellules et dans le référentiel au repos de l'enveloppe. La première et la seconde ligne confrontent l'état des cellules dans les deux conditions aux bords, respectivement à l'instant $t = 0$ et $t > 0$.

$(R_{gc}, \frac{\pi}{2} + \theta_{gc})$ est la position de chaque cellule fantôme du bord inférieur, alors pour tous $t \geq 0$:

$$W(R_{gc}, \frac{\pi}{2} + \theta_{gc}, t) = W(R_{gc}, \frac{\pi}{2} + \theta_{gc}, t = 0) \quad (\text{IV.4})$$

où $W = \rho, \vec{v}, p, \theta_{trjet}, \theta_{trism}$.

La différence fondamentale avec la condition dite miroir standard (Fig. 24) est que cette dernière copie l'état changeant des champs à l'intérieur de \mathbb{M} , à chaque instant $t \geq 0$.

De plus, cette dernière a un double avantage comparé à la condition miroir. D'abord, au cours des $t = 10\,000$ ans, elle permet d'éviter un possible évidage du réservoir de gaz entraîné et aspiré dans le domaine intégré, puisque la valeur des champs résolus est remise à sa valeur initiale dans les cellules fantômes, au début de chaque pas de temps. Dans ce cas, le maintien d'une densité fixe à chaque pas de temps permet de remplir les zones de dépressions qui tendraient à apparaître. En parallèle, nous sélectionnerons pour les Chapitres V et VI des champs initiaux ρ , p et \vec{v} qui s'avèreront être symétriques par rapport à $z = 0$. Ainsi, utiliser la condition figée permet de simuler une condition de bord symétrique par rapport à $z = 0$, en ce qui concerne la partie de l'enveloppe qui n'est pas encore perturbée par le jet ou par les chocs d'étraves.

Condition *limit inflow*

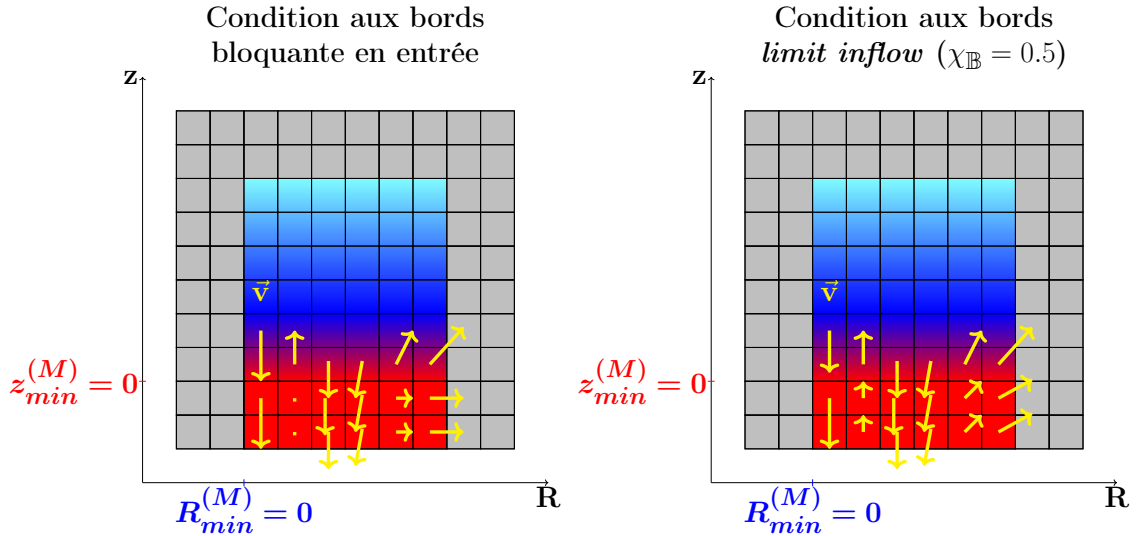


FIGURE 25 – Schématisation des conditions aux bords bloquantes en entrée et *limit inflow* (avec $\chi_{\mathbb{B}} = 50\%$) sur un exemple en $z = 0$ et avec deux rangées de cellules fantômes par bord. Les couleurs indiquent la valeur en densité ρ dans chaque cellule du domaine (ρ augmente en allant successivement du cyan au bleu foncé, puis au violet et au rouge). Les flèches jaunes montrent les vecteurs des vitesses totales $\vec{v} = \vec{v}_R + \vec{v}_z$ dans ces mêmes cellules et dans le référentiel au repos de l'enveloppe.

Cette autre condition généralise l'idée de la condition bloquante en entrée sous une forme plus

faible. La matière peut effectivement entrer à l'intérieur du domaine intégré \mathbb{M} , mais seulement partiellement. Plus précisément, la condition dite *limit inflow* impose que $\forall t, \Delta z \geq 0$:

$$v_z(R_{gc}, \frac{\pi}{2} + \theta_{gc}, t) = \begin{cases} \chi_{\mathbb{B}} v(R_{gc}, \frac{\pi}{2} - \theta_{gc}, t, t) & , \text{ si } v_z(R_{gc}, \frac{\pi}{2} - \theta_{gc}, t) > 0, & (1) \\ v_z(R_{gc}, \frac{\pi}{2} - \theta_{gc}, t) & , \text{ si } v_z(R_{gc}, \frac{\pi}{2} - \theta_{gc}, t) < 0, & (2) \end{cases} \quad (\text{IV.5})$$

tandis que les champs $W = \rho, v_R$ ou p dans les cellules fantômes vérifient :

$$W(R, \frac{\pi}{2} + \theta_{gc}, t) = W(R_{gc}, \frac{\pi}{2} + \theta_{fc}, t), \quad \forall R \geq 0, \quad (\text{IV.6})$$

où pour chaque rayon $R : \frac{\pi}{2} + \theta_{fc}$ est la position de la première cellule du domaine intégré accolée au bord $z = 0$ (Fig. 25); $\chi_{\mathbb{B}} \in [0; 1]$ est un coefficient traduisant la perméabilité du bord $\mathbb{B}(z = 0)$. Le cas $\chi_{\mathbb{B}} = 1$ correspond à des conditions ouvertes, tandis que $\chi_{\mathbb{B}} = 0$ revient aux conditions bloquantes en entrée.

D'un côté, augmenter $\chi_{\mathbb{B}}$ permet d'augmenter la quantité de matière venant des cellules fantômes et entrant dans le domaine intégré, pour remplir les zones de dépression ; d'un autre côté, diminuer $\chi_{\mathbb{B}}$ permet de contrôler et diminuer la quantité de gaz s'échappant des cellules fantômes, les évitant. Nous pouvons ainsi jouer sur la valeur de $\chi_{\mathbb{B}}$ pour équilibrer et limiter l'importance de ces deux effets problématiques. Mes tests ont montré que $\chi_{\mathbb{B}} = 50\%$ constitue une valeur optimale au cours des 10 000 ans simulés. Par conséquent, la condition aux bords *limit inflow* est employée dans les simulations à temps longs des Chapitres V et VI.

4. Modélisation du jet pulsé

4.1. Liste des paramètres libres

Dans le cadre de nos simulations numériques de la propagation d'un jet pulsé à travers une enveloppe stratifiée, j'ai eu besoin de choisir un domaine de paramètres pour les paramètres libres des simulations. Le but est de permettre la comparaison de nos résultats avec les simulations de référence réalisées par Lee et al. (2001); puis une comparaison qualitative aux observations des flots HH46/47 et CARMA-7. La Table 2 résume la liste des paramètres libres principaux du jet que j'ai ainsi utilisés dans les Chapitres V et VI.

4.2. Valve d'injection: domaine et ouverture angulaire

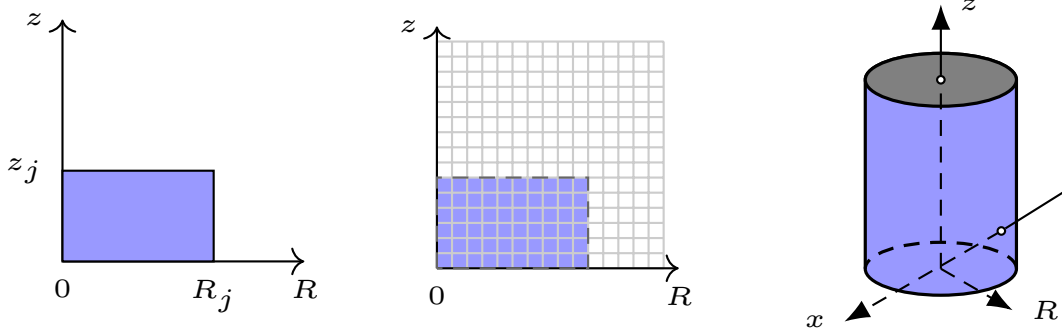
Comme cela a été fait dans les simulations d'études précédentes sur les jets, toutes nos simulations s'intéressent **uniquement à la région de propagation du jet une fois déjà collimaté** (sans simuler les mécanismes de lancement sous-jacents). Le jet est ainsi lancé à partir d'un sous-domaine de cellules (appelé **valve d'injection du jet** \mathbb{J}) localisé sur le bord inférieur de la grille de calcul \mathbb{D} , en $z = 0$ (Fig. 26 et Fig. 23, simulant une condition de débit entrant (*inflow*)).

La valve \mathbb{J} peut prendre plusieurs formes. Au cours de ma thèse, j'en ai implémenté deux, en fonction de la valeur de l'angle d'ouverture θ_j du jet que je souhaite simuler (Fig. 26): une **valve rectangulaire** ($\theta_j = 0$, Fig. 26i); ou une **valve trapézoïdale** ($\theta_j > 0$, Fig. 26ii).

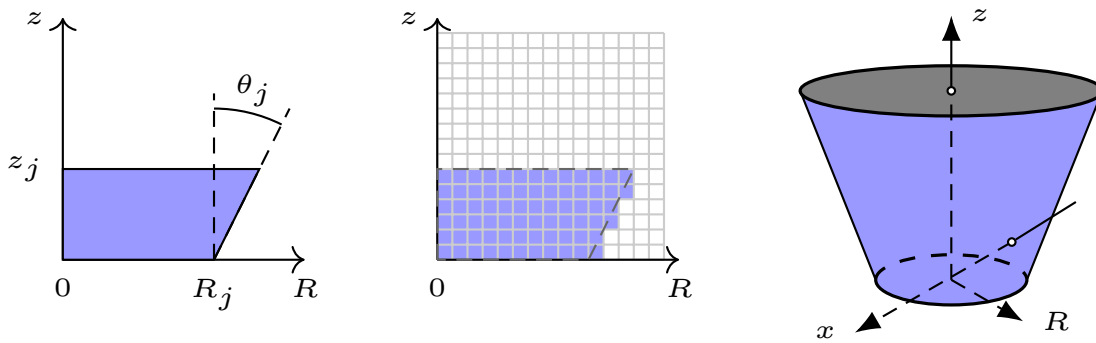
TABLE 2 – Liste des paramètres principaux du jet pulsé utilisés dans les Chapitres V et VI

Paramètre	Intervalle de valeurs utilisé durant la thèse
Rayon du jet en $(R, z) = (R_j, 0)$	50 au – 167 au
Densité de base (en $(R, z) = (R_j, 0)$)	$1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3} - 1.8 \times 10^{-15} \text{ g cm}^{-3}$
Nombre volumique en nucléons d'hydrogène (aux mêmes points)	$\sim 7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3} - \sim 7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Température	100 K – 270 K
Vitesse moyenne v_{j0} du gaz (en $(R, z) = (0, z_j)$)	100 km/s – 120 km/s
Forme de la valve	rectangulaire ou trapézoïdale
Angle d'ouverture à la base	$0^\circ - 7^\circ$
Amplitude de variabilité Δv	60 km/s – 90 km/s
Période de variabilité P	115 ans – 300 ans
Profil de variabilité $\frac{v_j(t)}{v_{j0}}$	sinus ou dent de scie
Niveau d'AMR minimum demandé à l'intérieur du jet	1 – 5
Composition du gaz	complètement atomique $\bar{m} = 1.4, \mu = 1.27$

Valve rectangulaire



Valve trapézoïdale



(i) Formes physiques possibles. (ii) Implémentation sur la grille de calcul. (iii) Forme physique reconstruite en trois dimensions.

FIGURE 26 – Valve d’injection du jet

1. VALVE RECTANGULAIRE

Comme montré sur la Fig. 26i, le domaine d’une valve d’injection rectangulaire est donné par :

$$\mathbb{J} = \{(R, z) \mid 0 \leq R \leq R_j \text{ et } z \leq z_j\} \quad (\text{IV.1})$$

Reconstruit en trois dimensions, cette valve prend la forme d’un **cylindre** (Fig. 26iii).

2. VALVE TRAPÉZOÏDALE

Comme montré sur la Fig. 26ii, le domaine d’une valve d’injection trapézoïdale est donné par :

$$\mathbb{J} = \{(R(z), z) \mid 0 \leq R(z) \leq R_j + z \tan(\theta_j), \forall z \leq z_j\} \quad (\text{IV.2})$$

Reconstruit en trois dimensions, cette valve prend la forme d'un **cône tronqué** (Fig. 26iii).

!

Pour résoudre de manière précise l'injection du gaz à travers l'enveloppe environnante, nous avons imposé comme contrainte sur la résolution spatiale de la simulation (et donc du niveau de raffinement des cellules de la valve) que la largeur en $z = 0$ de la valve d'injection doit comporter au moins 10 cellules, comme cela est préconisé pour les valves d'injection de simulations hydrodynamiques de jet dans des études précédentes (Wagner et al. 2012; Gojon & Bogey 2017; Bosch-Ramon 2022). Cependant, la hauteur z_j n'est jamais fixée à plus de $\simeq 10$ cellules, pour minimiser le décalage entre la hauteur z_j d'injection et l'origine $(R, z) = (0, 0)$ du repère utilisé pour initialiser les champs initiaux de l'enveloppe.

4.3. Champs de densité et de vitesse initiaux dans la valve d'injection

Les champs de densité, de vitesses, de pression et de traceurs sont initialisés dans la valve à $t = 0$.

4.3.1. Pour une valve rectangulaire

Nous pouvons montrer que le flux de masse **hémisphérique** $\dot{\Phi}_m(z, t = 0)$ [1] à travers la section transverse d'une valve rectangulaire \mathbb{J} est conservée lorsque nous prenons des champs (ρ, \vec{v}) tels que (voir Fig. 27) :

- la vitesse du gaz dans toute la valve est uniforme et axiale :

$$\vec{v}(R, z, t = 0) = v_{j0}\vec{u}_z, \quad \forall (R, z) \in \mathbb{J} \quad (\text{IV.3})$$

- la densité dans la valve est uniforme :

$$\rho(R, z, t = 0) = \rho_{j0}, \quad \forall (R, z) \in \mathbb{J} \quad (\text{IV.4})$$

Par conséquent, en supposant que la température $T(R, z, t = 0) = T_j$ dans la valve est initialement uniforme, la pression du gaz dans \mathbb{J} est alors elle aussi uniforme :

$$p_{j0} = \frac{\rho_{j0}k_B T_j}{\mu m_H} \quad (\text{IV.5})$$

Le jet lancé à partir d'un champ de vitesse axial donné par l'Eq. (IV.3) est appelé un **jet cylindrique** (Fig. 26).

Une valve rectangulaire a l'avantage d'être la forme la plus simple à implémenter pour lancer un jet cylindrique, ce qui justifie son utilisation récurrente dans plusieurs simulations d'études précédentes sur des jets protostellaires (e.g. Raga et al. 1990; Cabrit et al. 1997; Suttner et al. 1997; Lee et al. 2001; Moraghan et al. 2006; Tabone et al. 2018; Cerqueira et al. 2021).

1. Cette précision est nécessaire, car contrairement à notre étude, certains articles de simulations numériques (tels que Lee et al. (2001)) ou d'observations (e.g. Zhang et al. (2019)) donnent la somme des flux de masse des deux jets (ou des deux flots) de part et d'autre de l'objet central (par exemple en raison d'une résolution spatiale insuffisante pour discerner les flux hémisphériques).

Valve rectangulaire

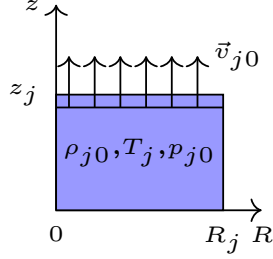


FIGURE 27 – Champs dans la valve rectangulaire.

Pour la conservation du flux de masse **hémisphérique** $\dot{\Phi}_m(z, t = 0)$, nous pouvons en effet montrer qu'à chaque hauteur z :

$$\begin{aligned}
 \dot{\Phi}_m(z, t = 0) &= \int_{R'=0}^{R'=R_j} \int_{\varphi'=0}^{\varphi'=2\pi} [\rho(R(R', \varphi'), z(R', \varphi'), t = 0) \\
 &\quad \times \vec{v}(R(R', \varphi'), z(R', \varphi'), t = 0) \cdot (R' d\varphi' dR' \vec{u}_z)] \\
 &= \rho_{j0} v_{j0} \pi R_j^2 = \dot{\Phi}_m(z = 0, t = 0)
 \end{aligned} \tag{IV.6}$$

4.3.2. Pour une valve trapézoïdale

Pour simuler le lancement d'un jet avec un angle d'ouverture non-nul, nous montrons facilement que le flux de masse obtenu à partir des Eqs. (IV.3) et (IV.4) n'est pas conservé dans une valve trapézoïdale :

$$\begin{aligned}
 \dot{\Phi}_m(z, t = 0) &= \int_{R'=0}^{R'=R_j+z \tan(\theta_j)} \int_{\varphi'=0}^{\varphi'=2\pi} [\rho(R(R', \varphi'), z(R', \varphi'), t = 0) \\
 &\quad \times \vec{v}(R(R', \varphi'), z(R', \varphi'), t = 0) \cdot (R' d\varphi' dR' \vec{u}_z)] \\
 &= \rho_{j0} v_{j0} \pi (R_j + z \tan(\theta_j))^2 > \dot{\Phi}_m(z = 0, t = 0)
 \end{aligned} \tag{IV.7}$$

Pour conserver le flux de masse hémisphérique à travers une valve trapézoïdale, nous utilisons des champs (ρ, \vec{v}) tels que :

- la vitesse du gaz dans \mathbb{J} soit orientée le long de lignes de courant divergentes à partir d'un point virtuel (Fig. 28) :

$$(R, z) = (0, -z_0) = \left(0, -\frac{R_j}{\tan(\theta_j)}\right) \tag{IV.8}$$

et de sorte que la norme du vecteur vitesse reste uniforme (v_{j0}) dans la valve, ce qui donne

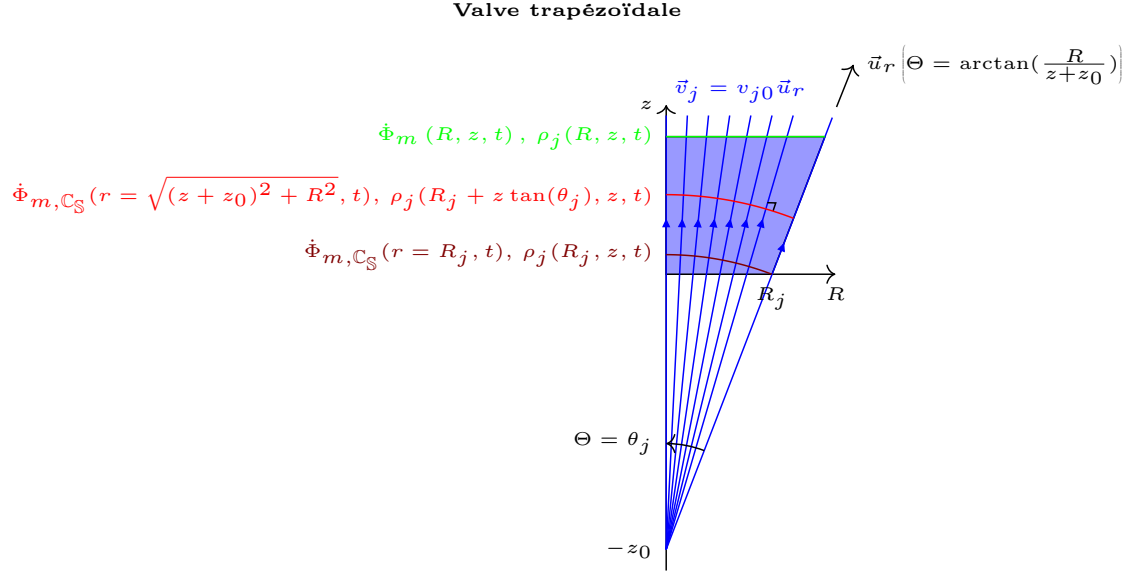


FIGURE 28 – Champs dans la valve trapézoïdale.

au final un champ de vecteurs vitesses initiaux :

$$\vec{v}(R, z, t = 0) = v_{j0} \vec{u}_r \left(\Theta \stackrel{\text{def}}{=} \arctan\left(\frac{R}{z+z_0}\right) \right), \quad \forall (R, z) \in \mathbb{J} \quad (\text{IV.9})$$

$$= v_{j0} \cos(\Theta) \vec{u}_z + v_{j0} \sin(\Theta) \vec{u}_R \quad (\text{IV.10})$$

$$= v_{j0} \frac{z+z_0}{\sqrt{(z+z_0)^2 + R^2}} \vec{u}_z + v_{j0} \frac{R}{\sqrt{(z+z_0)^2 + R^2}} \vec{u}_R, \quad \forall (R, z) \in \mathbb{J} \quad (\text{IV.11})$$

, où $\vec{u}_r \left(\Theta = \arctan\left(\frac{R}{z+z_0}\right) \right)$ est le vecteur unitaire radial et sphérique évalué à une distance $r = \sqrt{R^2 + (z+z_0)^2}$ de $(R, z) = (0, -z_0)$.

- la densité ρ (et par conséquent la pression p) du gaz dans \mathbb{J} prend des valeurs constantes sur chaque arc de cercle de rayon $r = z + z_0$ par rapport à $(0, -z_0)$ (ainsi que sur les calottes sphériques $\mathbb{C}_S(r = z + z_0)$ de mêmes rayons r , en 3D).
- Nous pouvons montrer que pour conserver le flux de masse à travers chaque calotte sphérique $\mathbb{C}_S(r = z + z_0)$ de la valve trapézoïdale, le champ de densité adapté s'écrit alors :

$$\rho_j(R, z, t = 0) = \rho_{j0} \left(\frac{z_0^2 + R_j^2}{(z+z_0)^2 + R^2} \right), \quad \forall (R, z) \in \mathbb{J} \quad (\text{IV.12})$$

Le jet lancé à partir d'une valve \mathbb{J} dont le champ de vitesse est donné par l'Eq. (IV.11) est appelé un **jet conique** (Fig. 26).

4.4. Variabilité du jet : un paramètre physique encore plus ou moins libre

Une caractéristique du modèle de jet est la variabilité temporelle de ce dernier (Raga et al. 1990, Cabrit et al. 1997, Lee et al. 2001, voir Chapitre II). Pour induire cette variabilité, le code met à jour à chaque pas de temps les champs de densité, de pression et de norme du champ de vitesses dans le domaine \mathbb{J} de la valve d'injection, ainsi que son prolongement dans les cellules fantômes :

$$v_j(t) = v_{j0} \times h(t) \quad (\text{IV.13})$$

$$\rho_j(t) = \frac{\rho_j(\vec{r}, t)}{h(t)} \quad (\text{IV.14})$$

$$(\text{IV.15})$$

où $h(t) = \frac{v_j(t)}{v_{j0}} = \frac{\rho_j(\vec{r}, t=0)}{\rho_j(\vec{r}, t)}$ pour tout $t > 0$. Le champ de densité initial $\rho_j(\vec{r}, t = 0)$ dans la valve est donné par l'Eq. (IV.4) ou (IV.12). Ici, la norme de la vitesse est proportionnelle à $h(t)$, tandis que la densité est inversement proportionnelle à $h(t)$, car nous avons choisi de garder un flux de masse constant dans le temps (comme pour Raga & Cabrit 1993; Lee et al. 2001) : $\dot{\Phi}_m(z, t > 0) = \int_{R'=0}^{R'=R_j} \int_{\varphi'=0}^{\varphi'=2\pi} [\rho(t > 0) \times \vec{v}(t > 0) \cdot (R' d\varphi' dR' \vec{u}_z)] = \dot{\Phi}_m(z, t = 0)$. À ce jour, nous disposons d'une certaine latitude dans les choix faits pour modéliser la variabilité temporelle, du fait des difficultés observationnelles et théoriques pour contraindre de manière précise l'historique en densité et en vitesses de ce phénomène au niveau des jets/chocs d'étraves. Par exemple, les durées estimées entre les épisodes d'éjection protostellaires vont de quelques dizaines d'années pour des flots jeunes comme CARMA 7 (Plunkett et al. 2015; Vorobyov et al. 2018) à plusieurs centaines d'années pour des flots a priori plus évolués comme HH 46/47 (Zhang et al. 2019) ou HH 111 (Erkal et al. 2021). Ainsi, en plus des limites de résolution angulaire des instruments, il est pour l'instant encore difficile de suivre le mouvement des nœuds brillants le long des flots, sur d'aussi longues durées.

Les simulations numériques sont une des solutions nécessaires à cette contrainte. Au cours des 30 dernières années, plusieurs profils de variabilité temporelle $h(t)$ ont été proposés pour $v_j(t)$ et leurs résultats comparés aux observations. Chacun a ses atouts et ses inconvénients, en fonction de la source observée qui est comparée aux simulations (e.g. Lee et al. 2001), ainsi que des caractéristiques du modèle simulé (e.g. Suttner et al. 1997). Durant ma thèse, je me suis intéressé à deux profils particuliers.

4.4.1. Profil de variabilité sinusoïdal

L'idée selon laquelle les objets de Herbig-Haro (HH) comme HH46/47 ou CARMA-7 peuvent génériquement être décrits par des nœuds internes successifs associés à une variabilité sinusoïdale de la vitesse du jet est bien établie depuis longtemps (voir par exemple Raga et al. 1990; Downes & Ray 1999; Reipurth & Bally 2001). Ainsi, dans un modèle de jet pulsé suivant un profil sinusoïdal, la vitesse $v_j(t)$ du jet dans la valve est variée suivant la loi :

$$v_j(t) = \|\vec{v}_j(t)\| = v_0 \left(1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) \right) \left(h(t) = 1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) \right), \quad (\text{IV.16})$$

où v_0 est la vitesse médiane du jet, ΔV est la variation maximale de la vitesse du jet $v_j(t)$, P est la période de variabilité associée;

Certaines études ont modélisé la variabilité observée dans les jets par une superposition de plusieurs termes sinusoïdaux avec des périodes P_i plus ou moins différentes. Ces termes ont par exemple été abordés dans les modèles simulés par [Downes & Ray \(1999\)](#); [Downes & Cabrit \(2003\)](#) et [Castellanos-Ramírez et al. \(2018\)](#). Ce dernier a comparé les résultats obtenus avec les observations du jet HH 1, montrant qu'une variabilité multimodale de la vitesse du jet peut jouer un rôle important pour rendre compte de la morphologie et de la cinématique de certains flots observés.

Cependant, dans les Chapitres [V](#) et [VI](#), nous faisons le choix simplificateur d'adopter un profil unimodal de variabilité, donné par l'Eq. [\(IV.16\)](#), mettant de côté le cas multimodal.

4.4.2. Profil de variabilité en dent de scie (*sawtooth*)

Dans le Chapitre [VI](#), j'ai choisi d'employer le même profil en dent de scie que dans les simulations hydrodynamiques de jets moléculaires de [Suttner et al. \(1997\)](#):

$$v_j(t) = \|\vec{v}_j(t)\| = v_0 \left(1 + \frac{\Delta V}{v_0} \left\{ 1 - 2 \cdot \text{mod} \left(\frac{t}{P}, 1 \right) \right\} \right) \quad (\text{IV.17})$$

$$\left(h(t) = 1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin \left(\frac{2\pi t}{P} \right) \right) \quad (\text{IV.18})$$

[Suttner et al. \(1997\)](#) emploient ce profil au lieu d'un profil sinusoïdal, car dans leurs simulations et avec leur résolution spatiale, ce dernier profil ne produisait pas de chocs internes au jet suffisamment forts pour dissocier la molécule de dihydrogène H_2 , dissociation qu'ils cherchaient à reproduire car jouant un rôle dans leur traitement de la chimie pour cette molécule.

Les Chapitres [V](#) et [VI](#) ne simulent qu'un jet entièrement atomique, mais comme la variabilité temporelle reste un paramètre plus ou moins libre, j'ai voulu m'intéresser aux résultats de simulations utilisant un profil de variabilité en dent de scie. De plus, le Chapitre [V](#) étudiera l'influence du choix du profil de variabilité (sinusoïdal ou en dent de scie) sur la forme et la cinématique des flots prédits.

La Fig. [29](#) compare le profil de variabilité sinusoïdal avec celui en dent de scie.

5. Termes sources

Durant ma thèse, j'ai pris en compte et implémenté plusieurs termes sources physiques \mathbf{S}_{phys} dans les équations hydrodynamiques de la forme des Eqs. [\(III.4\)](#).

Les équations les plus générales que j'ai résolu dans les simulations des Chapitres [V](#) et [VI](#) sont:

$$\text{Conservation de la masse: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{IV.1})$$

$$\text{Conservation de l'impulsion: } \frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla [p] + \mathbf{F}_p, \quad (\text{IV.2})$$

$$\text{Conservation de l'énergie: } \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (p \mathbf{v}) + E_p - n_H^2 \Lambda(T), \quad (\text{IV.3})$$

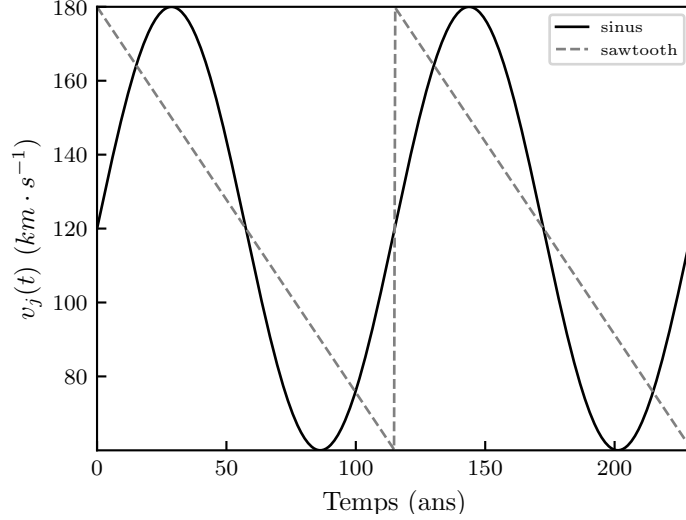


FIGURE 29 – Comparaison entre le profil de variabilité temporelle sinusoïdal et celui en dent de scie (tel qu’adopté par [Suttner et al. 1997](#)), tel qu’adopté dans les Chapitres [V](#) et [VI](#).

5.1. Force de contrebalancement \vec{F}_p et terme source E_p

Appliqués à chaque pas de temps $t \geq 0$, les termes sources $\mathbf{F}_p(t) = \nabla [p(t=0)]$ et $E_p(t) = \nabla \cdot (p(t) \mathbf{v}(t))$ sont respectivement les forces et l’énergie qui appliquent d’une part une compensation par le gradient de la pression initiale $p(t=0)$ des forces de pression thermique dans l’enveloppe statique, et d’autre part la divergence du champ $p(t)\vec{v}(t)$ de l’enveloppe à chaque pas de temps :

$$-\nabla [p(t=0)] + \mathbf{F}_p(t) \stackrel{def}{=} \mathbf{0}, \quad \forall t \geq 0 \quad (\text{IV.4})$$

$$-\nabla \cdot (p(t)\mathbf{v}(t)) + E_p(t) \stackrel{def}{=} 0, \quad \forall t \geq 0 \quad (\text{IV.5})$$

Ces termes sources visent à maintenir en équilibre hydrostatique le gaz de l’enveloppe qui n’est pas encore perturbé par le jet et le flot qu’il creuse. Ils visent à annuler l’effet des forces de gradient de pression créés dans une enveloppe de gaz parfait stratifiée en densité.

5.1.1. Evaluation de \vec{F}_p : méthode numérique

Une première manière pour évaluer la force \vec{F}_p est d’approximer numériquement le gradient $\nabla [p(t=0)]$ par la méthode des différences finies centrées, spatialement précise à l’ordre deux (ci-après en coordonnées cartésiennes et en deux dimensions) :

$$\nabla(p) = \frac{p(x_{i+1,j}, y_{i,j}) - p(x_{i-1,j}, y_{i,j})}{2\Delta x} \mathbf{e}_x + \frac{p(x_{i,j}, y_{i,j+1}) - p(x_{i,j}, y_{i,j-1})}{2\Delta y} \mathbf{e}_y, \quad (\text{IV.6})$$

où : $\Delta x = x_{i+1,j} - x_{i,j}$ et $\Delta y = y_{i,j+1} - y_{i,j}$.

Enfin, c'est cette méthode numérique approchée qui a été utilisée pour maintenir l'enveloppe en équilibre hydrostatique dans [Rabenanahary et al. \(2022\)](#).

5.1.2. Evaluation de \vec{F}_p : méthode analytique

Après la rédaction de [Rabenanahary et al. \(2022\)](#) j'ai réussi à évaluer plus exactement la force F_p . Cette méthode (que j'emploie dans les Chapitres [V](#) et [VI](#)) évalue analytiquement l'expression de $\nabla [p(t=0)]$, en utilisant les expressions des champs initiaux de densité et de pression de l'enveloppe. Les composantes de la force analytiquement évaluée sont calculées dans l'Appendice [VII.A](#), dans le cas d'un cœur singulier aplati.

Indépendamment de la méthode d'évaluation de \vec{F}_p , la contribution $F_{p,k}$ de chacune de ses composantes à l'équation de conservation de l'impulsion est ajoutée suivant un même schéma d'intégration temporelle. Afin d'inclure ce terme source dans la résolution de l'équation de conservation de l'impulsion, le code offre une variété de choix de schémas. Ainsi, nous utilisons une méthode d'Euler explicite en temps, de type prédicteur-correcteur en deux étapes, et précis à l'ordre deux (voir justification à la Sect. [IV.5.1.4](#)) :

$$(\rho v_k)^{n+1/2} = (\rho v_k)^n + \frac{\Delta t}{2} F_{p,k}(t, (\rho v_k)^n) \quad (\text{IV.7})$$

$$(\rho v_k)^{n+1} = (\rho v_k)^n + \Delta t F_{p,k} \left(t + \frac{\Delta t}{2}, (\rho v_k)^{n+1/2} \right) \quad (\text{IV.8})$$

où $(\rho v_k)(t) = (\rho v_k)^n$ est la densité d'impulsion suivant la direction $k = x, y$ évaluée au pas de temps t , et $(\rho v_k)(t + \Delta t) = (\rho v_k)^{n+1}$ est évaluée au pas de temps $t + \Delta t$.

5.1.3. Sens physique de l'énergie de contrebalancement $E_p(t)$

Sens physique de $-\nabla \cdot (pv)$

En appliquant la règle du produit sur les opérateurs différentiels, $-\nabla \cdot (pv)$ s'écrit:

$$-\nabla \cdot (p\mathbf{v}) = \underbrace{-\nabla [p] \cdot \mathbf{v}}_{\equiv W_{-\vec{\nabla}p}} - \underbrace{p \nabla \cdot (\mathbf{v})}_{\equiv E_{el}(t)} \quad (\text{IV.9})$$

À chaque instant $t \geq 0$, l'énergie $-\nabla \cdot (pv)(t)$ se décompose ainsi comme la somme de deux énergies $-\nabla \cdot (pv)(t) = W_{-\vec{\nabla}p} + E_{el}(t)$, où :

- $W_{-\vec{\nabla}p} = -\nabla [p(t)] \cdot \mathbf{v}$ est le **travail des forces de gradients de pression** $-\nabla [p(t)]$;
- En utilisant la règle des produits sur l'opérateur divergence :

$$-p(t)\nabla \cdot (\vec{v}(t)) = -p(t) \left[\frac{1}{\rho(t)} \rho(t) \nabla \cdot (\vec{v}(t)) \right] \quad (\text{IV.10})$$

$$= -p(t) \left[\frac{1}{\rho(t)} \{ \nabla \cdot (\rho(t)\vec{v}(t)) - \vec{v}(t) \cdot \nabla [\rho(t)] \} \right] \quad (\text{IV.11})$$

$$= -\frac{p(t)}{\rho(t)} \left[-\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} - (\vec{v}(t) \cdot \nabla) \rho(t) \right] \quad (\text{IV.12})$$

$$= \frac{p(t)}{\rho(t)} \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}(t) \cdot \nabla) \right) \rho(t) \quad (\text{IV.13})$$

$$= \frac{p(t)}{\rho(t)} \frac{D\rho(t)}{Dt} = \frac{c_s^2(t)}{\gamma} \frac{D\rho(t)}{Dt} \quad (\text{IV.14})$$

$$(\text{IV.15})$$

où j'ai utilisé la conservation de la masse (IV.1) dans un champ de vitesse $\vec{v} = \vec{v}(t)$. Maintenant, lorsque le gaz est localement comprimé (resp. dilaté) alors qu'il est advecté par un champ $\vec{v}(t)$, la dérivée particulière $\frac{D\rho}{Dt}$ devient positive (resp. négative). Par conséquent, $-p(t)\nabla \cdot (\vec{v}(t)) > 0$ (resp. < 0): le gaz gagne de l'énergie (resp. il en perd). Par conséquent, la contribution $-p(t)\nabla \cdot (\vec{v}(t))$ peut être interprétée comme la **variation d'énergie du gaz provoquée par sa compression ou sa dilatation locale**.

L'énergie E_p vient donc compenser d'une part le travail des forces de gradient de pression par le travail de la force \vec{F}_p et d'autre part la variation d'énergie E_{el} due à la compressibilité du gaz.



Cas particulier

Dans la limite des écoulements incompressibles, nous avons $\nabla \cdot (\vec{v}) = 0$, donc $E_{el}(t) = 0$.

Intérêt de compenser $-\nabla \cdot (pv)$

Dans les Chapitres V et VI ainsi que dans l'article Rabenanahary et al. (2022), le terme source $E_p(t)$ amortit l'éventuelle variation en énergie (et à posteriori en vitesses) induite par le gradient de pression local et la mise en mouvement du gaz de l'enveloppe par ce gradient, à chaque pas de temps. En effet, nous avons pu voir que l'application de la force \vec{F}_p n'empêche pas parfaitement au gaz de l'enveloppe de se mouvoir, surtout sur des échelles de temps de 10^4 ans. Il peut s'agir d'erreurs de précision dans l'évaluation de \vec{F}_p ou à la méthode numérique employée. La variation en vitesse crée alors une variation d'énergie dans le terme $\nabla \cdot (p(t)\vec{v}(t)) \neq 0$. E_p agit ainsi pour compenser cette variation et renforcer le maintien du gaz de l'enveloppe à l'équilibre hydrostatique. Nous pouvons noter que sans toujours être expliqué et précisé explicitement dans les publications scientifiques, ce terme est systématiquement inclus dans les études précédentes de lancement de jet à travers une enveloppe (e.g. Lee et al. 2001).

5.1.4. Évaluation de E_p

À chaque pas de temps, l'énergie E_p est approximée à l'aide d'un opérateur divergence numérique pré-implémenté dans le code, évalué par une méthode de différences finies centrées, et spatialement précis à l'ordre deux.

$$E - p = \nabla \cdot (p\vec{v}) = \frac{p(x_{i+1,j}, y_{i,j})v_x(x_{i+1,j}, y_{i,j}) - p(x_{i-1,j}, y_{i,j})v_x(x_{i-1,j}, y_{i,j})}{2\Delta x} + \frac{p(x_{i,j}, y_{i,j+1})v_y(x_{i,j}, y_{i,j+1}) - p(x_{i,j}, y_{i,j-1})v_y(x_{i,j}, y_{i,j-1})}{2\Delta y}, \quad (\text{IV.16})$$

où : $\Delta x = x_{i+1,j} - x_{i,j}$ et $\Delta y = y_{i,j+1} - y_{i,j}$.

Comme pour les composantes de \vec{F}_p , E_p est pris en compte pour résoudre les équations de conservation de l'énergie en utilisant un schéma d'intégration temporelle de type prédicteur-correcteur en deux étapes :

$$e^{n+1/2} = e^n + \frac{\Delta t}{2} E_p(t, e^n) \quad (\text{IV.17})$$

$$e^{n+1} = e^n + \Delta t E_p\left(t + \frac{\Delta t}{2}, e^{n+1/2}\right) \quad (\text{IV.18})$$

où $e(t) = e^n$ est l'énergie totale évaluée au pas de temps t , et $e(t + \Delta t) = e^{n+1}$ est évaluée au pas de temps $t + \Delta t$.

5.2. Refroidissement $-n_H^2 \Lambda(T)$ par désexcitations collisionnelles

La version de base du code fournie au début de la thèse permet déjà de traiter le refroidissement du gaz par désexcitations collisionnelles atomiques (voir Sect. IV.2.2).

Pour évaluer la variation d'énergie due au taux de refroidissement $\Lambda(T)$ du gaz ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^3$), nous avons choisi la méthode d'intégration exacte déjà disponible dans le code et développée par [Townsend \(2009\)](#). Cette méthode de traitement du refroidissement a l'avantage d'être plus précise, numériquement plus stable et plus rapide ([Townsend 2009](#)) que les méthodes eulériennes explicites, implicites et semi-implicites aussi disponibles dans le code. Cette méthode résout la température T^{n+1} au pas de temps $t + \Delta t$ en fonction du taux de refroidissement $\Lambda(T^n)$ au pas de temps t , à l'aide de "fonctions d'évolution temporelle" (TEF) propres à cette approche. Le taux $\Lambda(T^n)$ est quant à lui évalué à partir de différents choix de tables ayant leurs propres domaines de validité en température. Le terme source $-n_H^2 \Lambda(T)$ est ensuite ajouté à l'énergie totale $e(t)$ suivant un schéma d'intégration temporelle d'Euler explicite en temps (précis à l'ordre un) :

$$e^{n+1} = e^n - \Delta t n_H^2 \Lambda(T) \quad (\text{IV.19})$$

6. Tests de configuration pour notre problème physique

6.1. Choix des schémas numériques et limiteurs de pente

Dans cette section, je teste les choix de schéma numérique et de limiteur de pente (Sect. III.2.2) sur l'angle d'ouverture θ de la base de la cavité poussée par un jet.

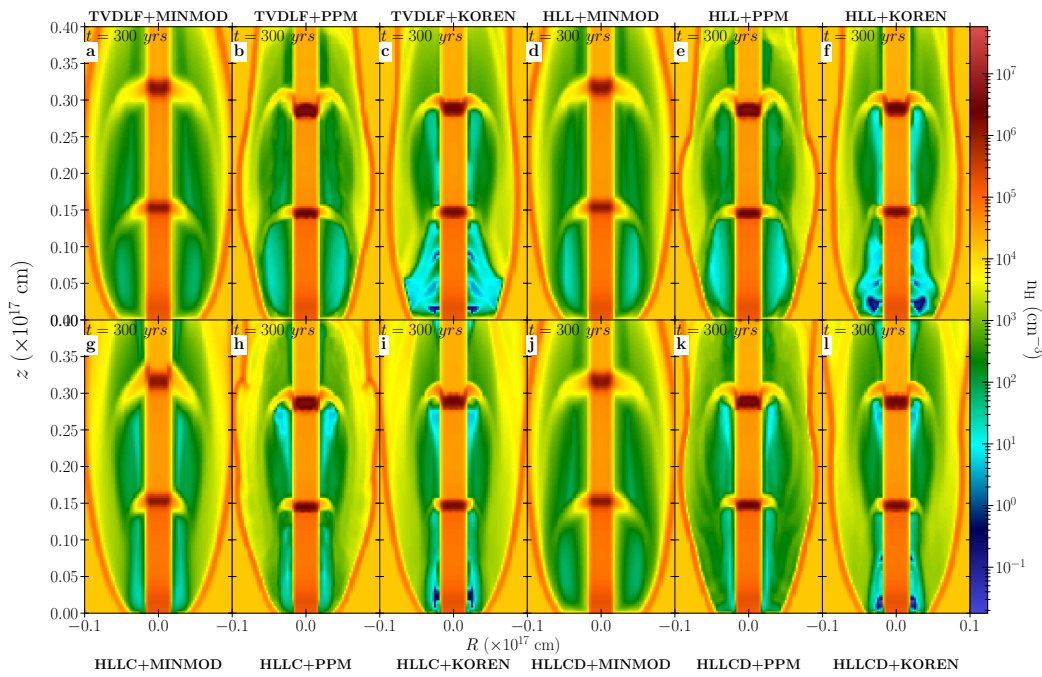


FIGURE 30 – Comparaison des cartes de densité à $t = 300$ ans, pour une simulation de jet identique lancée avec différentes combinaisons de schémas numériques de flux et de limiteurs de pente.

La Fig. 30 nous montre une capture à $t = 300$ ans des cartes de densité d’une même simulation de jet cylindrique pulsé. Nous adoptons une grille uniforme de résolution $\Delta R = 16$ au. La formation de chocs hydrodynamiques étant le phénomène au cœur de notre problème physique, je me suis intéressé aux solveurs de Riemann (Sect. III.2.2). Plus particulièrement ceux dits approchés, car plus rapides et moins gourmands en temps de calcul que des solveurs de Riemann exacts ou linéarisés tels que le solveur de Roe (Roe 1981). Ainsi, chaque capture de la Fig. 30 montre un schéma numérique différent parmi TVDLF, HLL, HLLC et HLLCD; en même temps qu’un limiteur de pente parmi Koren, MINMOD et PPM.

L’enveloppe environnante est uniforme et 10 fois moins dense ($\rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-19}$ g cm $^{-3}$) que le gaz injecté en $(R, z) = (R_j, 0)$ ($\rho_{j0} = 1.6 \times 10^{-18}$ g cm $^{-3}$). Le jet est pulsé sur une période $P = 50$ ans, avec une vitesse moyenne de $v_0 = 100$ km/s, pour une demi-amplitude $\Delta v = 30$ km/s.

6.1.1. Critères de sélection

Conformément à nos objectifs et aux données observationnelles employées pour l’étude de la morphologie des flots protostellaires, la sélection du schéma numérique s’est uniquement basée sur la morphologie de la cavité poussée par le jet à la base du flot. Nous cherchons un schéma qui minimise les instabilités qui apparaîtraient dans les chocs ainsi que les oscillations numériques identifiables dans cette région. Nous cherchons aussi le schéma et limiteur reproduisant le mieux la forme parabolique (voire conique) des couches de flots observés en CO (e.g. HH46/47, voir Zhang et al. 2016, 2019), en minimisant l’ouverture de la couche à la base du flot.

6.1.2. Résultats

En tenant compte de nos critères ainsi que du fonctionnement des schémas numériques susnommés, les solveurs HLL et TVDLF sont ceux qui maximisent l’ouverture de la base des flots, tout en leur donnant une forme davantage cylindrique que parabolique. En effet, nous avons vu dans le Chapitre III.2.2 que ce sont ces deux schémas qui font les approximations les plus fortes des ondes solutions dans le problème de Riemann (Fig. 21). TVDLF sélectionne l’onde la plus rapide, justifiant que les chocs résolus décrivent les bases de couches de flots les plus ouvertes parmi les schémas testés. D’autre part, HLL ne prend en compte que l’onde de choc (la plus rapide) et de raréfaction (la plus lente) de l’éventail de Riemann. En contraste, les solveurs HLLC et HLLCD sont moins diffusifs et permettent de réduire l’ouverture des couches de flots tout en maintenant une forme de cavité plus proche de celle observée. De plus, ces deux solveurs sont les plus exacts des solveurs.

Au niveau des limiteurs, nous pouvons d’abord déjà remarquer que le limiteur de Koren produit systématiquement des oscillations numériques identifiables à la base de la couche principale, indépendamment du schéma numérique. En effet, ce limiteur est d’un ordre de précision spatiale plus élevé que MINMOD, introduisant donc moins de dissipation numérique. Il permet de capturer plus précisément les ondes de chocs, mais aussi toutes perturbations instables (e.g. instabilités de pression dites pair-impair) dans l’onde de choc. Contrairement à MINMOD, ces perturbations sont moins bien dissipées et peuvent alors aboutir à des oscillations numériques. Koren est ainsi davantage adapté aux problèmes d’écoulements continus/lisses que pour des chocs forts (Marcowith et al. 2020) comme ceux à la base de notre couche. La PPM introduit davantage de dissipation numérique et empêche la formation d’oscillations, mais la forme de couche simulée s’éloigne encore de ce qui est observé. Par conséquent, le limiteur de pente le plus adapté à notre problème est MINMOD. Comme le souligne Marcowith et al. (2020), c’est en effet le limiteur de pente le plus

stable en présence discontinuités physiques fortes. De plus, c'est le limiteur de pente le plus rapide des trois.

En conclusion, nous utiliserons HLLC, du moins sur de courts temps d'intégration (< 1000 ans, Chapitre V), et emploierons la variante hybride HLLCD pour des temps d'intégration plus longs (> 1000 ans, Chapitre VI), afin de tirer tout de même avantage de la précision de HLLC (là où il est appliqué) et de l'économie en temps de calcul apporté par TVDLF sur ces longues simulations (temps de calculs mesurés à $\sim 2 - 4$ fois plus rapide qu'avec HLLC, durant les tests). Pour les limiteurs de pente, nous utiliserons exclusivement MINMOD, réduisant davantage le temps de calcul d'un facteur ~ 1.5 par rapport aux autres limiteurs.

6.1.3. Schéma d'intégration en temps

Dans toutes nos simulations, nous utilisons un schéma d'intégration temporel avec une précision d'ordre deux en temps. Parmi tous les choix possibles, nous avons choisi un schéma de type prédicteur-correcteur en deux étapes (*two-step predictor-corrector scheme*). Dans nos équations de conservation résolues, et qui s'écrivent sous la forme semi-discrète :

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\Delta x} (F_{i-1/2} - F_{i+1/2}) = g(t, u) \quad (\text{IV.1})$$

et où $u(t) = u^n$ est une variable d'état résolue évaluée au pas de temps t (densité, vitesses, énergie, traceurs), le schéma prédicteur-correcteur en deux étapes évalue l'état $u(t + \Delta t) = u^{n+1}$ au pas de temps $t + \Delta t$ comme :

$$u^{n+1/2} = u^n + \frac{\Delta t}{2} g(t, u^n) \quad (\text{IV.2})$$

$$u^{n+1} = u^n + \Delta t g\left(t + \frac{\Delta t}{2}, u^{n+1/2}\right) \quad (\text{IV.3})$$

6.2. Résolution spatiale : influence du niveau de raffinement par AMR

La Sect. III.1.1 présente aussi la fonctionnalité d'AMR du code. Lorsque la taille d'une cellule est divisée par 2 à chaque niveau de raffinement supplémentaire, la mémoire utilisée pour stocker la grille raffinée et les champs de variables associés augmente, limitant dans la pratique l'usage de niveaux d'AMR trop élevés et trop coûteux en mémoire. En outre, sur les machines que j'ai employées, la taille des cellules raffinées typiquement au-delà d'un niveau d'AMR de l'ordre de 20 ($\leq 1/2^{19} = 1/524288$ fois la taille d'une cellule de niveau 1 d'une taille de 14 au) peut être affectée par les erreurs sur les opérations de virgule flottante, et ensuite affecter les opérations numériques (calculs de flux numériques, etc...) faites sur ces cellules.

Dans cette section, je détermine la valeur optimale de niveau maximal de raffinement de notre domaine, à partir d'une résolution de 83 au (au niveau 1) adoptée dans les simulations avec AMR des Chapitres V et VI. Ainsi, la Fig. 31 compare des flots avec des densités $n_H = 10^5 \text{cm}^{-3}$ pour l'enveloppe et $n_H = 10^7 \text{cm}^{-3}$ pour le jet, montrées à $t = 204$ ans en fonction du niveau maximal de raffinement. Le jet est ici 100 fois plus dense que l'enveloppe. Ici aussi : $P = 50$ ans, $v_0 = 100$ km/s, et $\Delta v = 30$ km/s.

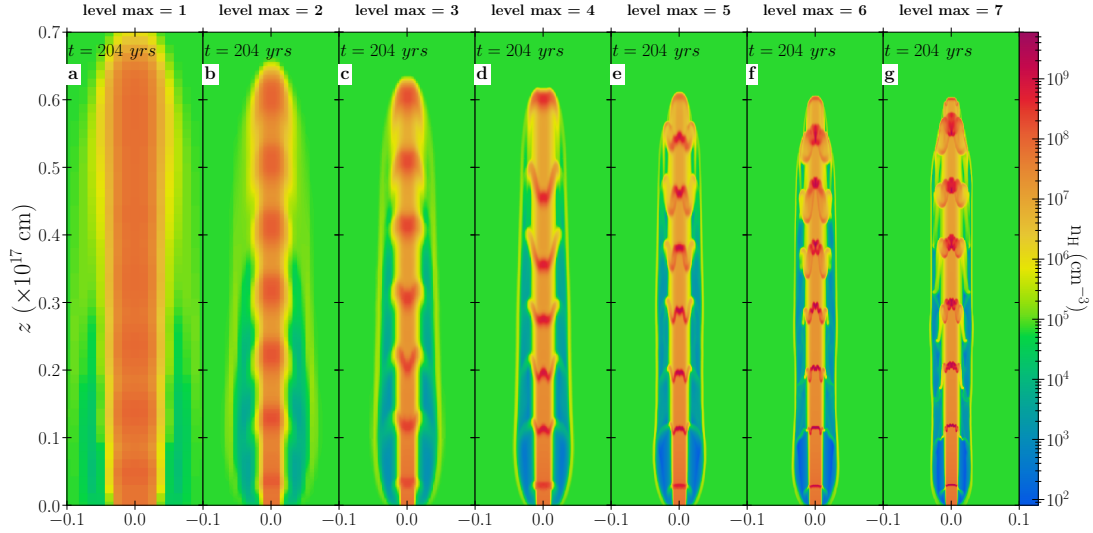


FIGURE 31 – Comparaison des cartes de densité à $t = 204$ ans, pour une simulation de jet identique lancée avec différentes valeurs de niveau maximal de raffinement (entre 1 et 7), avec une résolution spatiale entre 84 au et 1 au (voir Table 3).

6.2.1. Critères de sélection

Pour choisir le niveau de raffinement maximal pour nos simulations et optimiser le rapport gain de précision/temps de calcul, nous imposons comme critère seuil que la largeur totale de flot \mathbf{W}_{800} à $z = 800$ au varie de moins de 10 %, après avoir itéré d'un niveau supplémentaire de raffinement maximal.

Pour mesurer la position de la largeur du flot, j'effectue une coupe de densité à $z = 800$ au et en partant de l'extrémité $R = R_{max}$ de la grille. La position recherchée est celle où le profil de densité atteint son premier maximum, correspondant au choc en avant délimitant la couche principale (Chapitre V).

6.2.2. Résultats

De cette façon, nous sommes descendus jusqu'au niveau 7 d'AMR. Le critère seuil sur \mathbf{W}_{800} est atteint à partir du niveau 5, même si cette quantité continue de diminuer de 9% en passant d'un niveau maximal de 5 à un niveau 6, et de 7% en passant du niveau 6 à 7.

Cependant, en parallèle de ce gain de précision, le temps de calcul croît exponentiellement avec le niveau d'AMR maximal autorisé (chaque niveau supplémentaire de raffinement divisant une même cellule 2D en 4 plus petites cellules¹). La Table 3 compile la précision maximale spatiale obtenue et

1. faisant à la fois augmenter rapidement le nombre de cellules dans le domaine (et donc le nombre d'opérations numériques par pas de temps), mais aussi diminuer le pas de temps Δt imposé par la condition de convergence (pour résoudre les équations aux dérivées partielles utilisées) de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) sur le nombre de Courant

TABLE 3 – Résolution et temps de calcul en fonction du niveau maximal de raffinement

Niveau max. de raffinement	Résolution max. (au)	Temps de simulation
1	83	~5 min
2	42	~7 min
3	21	~30 min
4	11	~4 h
5	5	~15 h
6	3	~1 jrs
7	1	~3 jrs

le temps de calcul à chaque niveau maximal. Le temps de calcul pour les simulations dépassant le niveau 6 atteint 24 h, pour un temps d'intégration n'allant que jusqu'à seulement 604 ans. De plus, chaque fichier sorti dépasse 10 gigaoctet, rendant leur post-traitement irréalisable avec les outils à ma disposition (ParaView, Python). Or, nous cherchons dans les simulations des Chapitres V et VI à atteindre un âge de 10 000 ans.

Par conséquent, augmentant le niveau de raffinement au-delà d'un niveau 5 est vite apparu comme trop coûteux en temps de calcul, comparé à la diminution relative de largeur de flot \mathbf{W}_{800} induite à la base ($< 10\%$).

6.3. Paramètres de parallélisation avec MPI

Pour finir, nous testons ici l'efficacité apportée au temps d'exécution du code par la parallélisation sous la norme MPI (voir Keppens et al. 2012; Keppens et al. 2021 pour l'implémentation de celle-ci dans le code), dans le cadre spécifique de notre problème. Nous voulons trouver un nombre optimal de cœurs de calculs à utiliser sur nos machines (en l'occurrence, ici Tycho).

Nos simulations étant réalisées sur la grappe de calcul interne Tycho de l'Observatoire de Paris, nous avons décidé d'y employer la version Intel[®] de la librairie OpenMPI (2). Nous pouvons ainsi tirer parti des performances des compilateurs des processeurs Intel[®] de Tycho.

6.3.1. Test d'extensibilité forte et loi d'Amdhal

Dans le cadre d'un test dit d'extensibilité forte : nous testons le gain d'efficacité lorsque le nombre de cœurs de calcul sur lesquels la charge totale est répartie augmente, tout en gardant une taille de domaine de simulation constante (en dimensions et nombre de cellules). La charge de travail par cœur de calcul diminue alors. Le test d'extensibilité forte est employé pour de longues simulations comme les nôtres, afin de trouver la configuration (nombre de cœurs) optimale sur le matériel utilisé, pour un coût modéré en ressources. En effet, je n'aurai pas toujours accès durant les périodes de simulation de la thèse au nombre maximum de cœurs.

L'accélération informatique S_p (en anglais *speedup*) mesure ce gain de performance en fonction du nombre de cœurs N_p :

$$CFL_{k,l} = \Delta t \sum_{D=z,R} \frac{v_{D,k,l}}{\Delta D}$$

2. voir <https://docs.hpc.shef.ac.uk/en/latest/sharc/software/parallel/openmpi-intel.html>

$$S_p = t(1)/t(N_p) \quad (\text{IV.4})$$

où $t(1)$ est le temps de calcul d'un programme en séquentiel (sur un seul cœur), et $t(N_p)$ est le temps d'exécution du même programme sur N_p cœurs. Je cherche ainsi à optimiser S_p et N_p . Cette optimisation dépend aussi des performances des processeurs servant au calcul en parallèle, mais aussi de par la fraction du programme MPI-AMRVAC qui peut être passée sur les parties parallélisées. En omettant d'autres facteurs (comme les fluctuations de performances des processeurs), cette fraction ajuste théoriquement la courbe d'accélération $S_p = S_p(N_p)$ suivant la **loi d'Amdahl** (Amdahl 1967):

$$S_p = 1/(s + p/N_p) \quad (\text{IV.5})$$

où s est la proportion de temps d'exécution passée sur les parties séquentielles; p est la proportion du même temps passée sur les parties parallélisées.

Dans le cas idéal, l'accélération informatique d'un problème devrait évoluer linéairement, et accélérer un programme d'un facteur N_p sur N_p cœurs de calculs. Dans ce cas idéal, le code passe l'intégralité de son temps d'exécution sur des parties parallélisées. Cependant, $s > 0$ dans la pratique et il arrive un seuil de N_p où cette loi de proportionnalité ne tient plus. Afin d'améliorer l'accélération $S_p = S_p(N_p)$ sans modifier le programme, il faudrait alors une machine de calcul plus puissante, ce qui n'est pas toujours faisable ni envisageable.

6.3.2. Méthode

Sur différents nombres de cœurs, nous lançons la même simulation de référence d'un jet conique pulsé (Sects. IV.4.2 et IV.4.3) lancé à travers un cœur singulier aplati (e.g. Chapitre V) jusqu'à $t = 1000$ ans, tout en gardant une taille de domaine constante. Pour simplifier le calcul, nous n'activons pas l'AMR au sein du code et décidons de lancer la simulation sur un domaine d'extension $(R, z) \in [0 \text{ cm}, 3 \times 10^{17} \text{ cm}] \times [0 \text{ cm}, 3 \times 10^{17} \text{ cm}]$, avec $n_R \times n_z = 240 \times 240$ cellules, comme dans le Chapitre V au niveau 1 d'AMR. La simulation est lancée sur le même nœud de calcul de Tycho (tycho70), pour minimiser tout biais lié à une différence de caractéristiques entre les nœuds de Tycho. Mis en service sur Tycho en Mars 2021, le nœud tycho70 dispose d'un processeur Intel Xeon Gold 5220R cadencé à 2.20GHz, pour un total de 48 cœurs de calcul, une mémoire vive de 192 Go, et un stockage de 1.5 To. Pour chaque N_p donné, le temps de calcul est aussi moyenné sur 8 simulations identiques, pour tenir compte des fluctuations statistiques dans les opérations de virgule flottante, ainsi que dans les communications entre les cœurs du nœud.

6.3.3. Résultats

La Fig. 32 montre l'accélération informatique S_p mesurée en fonction du nombre de cœurs de calculs N_p , décomposé selon trois temps d'exécution complémentaires, que le code peut mesurer et afficher à la fin de chaque simulation : le temps total (t_{tot}) de la simulation, le temps passé sur la partie lecture/écriture de fichiers (t_{IO}), et celui passé en dehors de ces lectures/écritures (t_r , temps dans la boucle d'intégration).

Premièrement, la parallélisation de notre problème dans MPI-AMRVAC permet d'accélérer le temps de calcul (total et hors lecture/écriture) en augmentant le nombre de cœurs. Par rapport à une exécution séquentielle, le gain atteint un facteur $\gtrsim 15 - 30$ avec 48 cœurs.

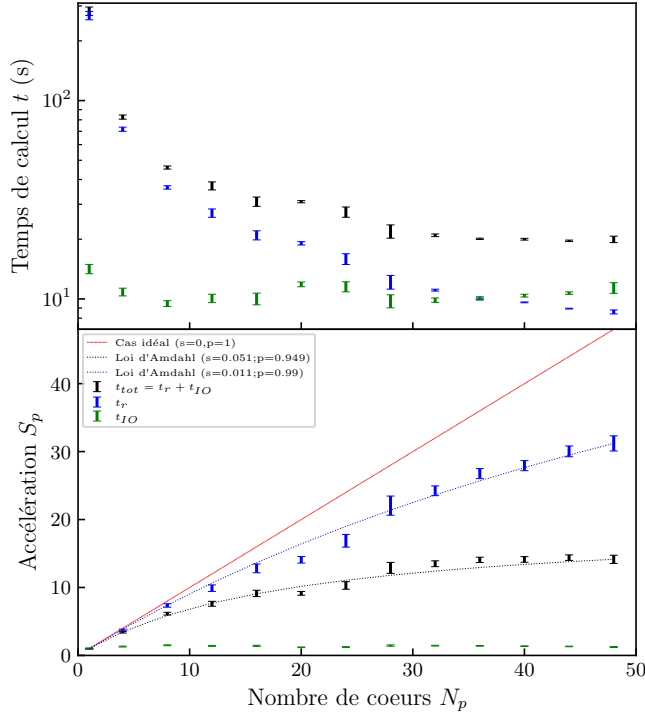


FIGURE 32 – Accélération informatique du temps de calcul pour notre programme avec MPI-AMRVAC, dans le cas d’un test d’extensibilité forte. Les courbes noire, bleue et verte sont associés respectivement au temps calcul et à l’accélération informatique totaux (t_{tot}) de la simulation, passés sur la partie lecture/écriture de fichiers (t_{IO}), et passés en dehors de ces lectures/écritures (t_r).

Deuxièmement, je confirme que l’accélération informatique du programme s’ajuste sur la loi d’Amdahl Eq. (IV.5), de paramètres $s \simeq 5.1\%$ et $p \simeq 94.9\%$ pour t_{tot} , ainsi que $s \simeq 1\%$ et $p \simeq 99\%$ pour t_r . Ces valeurs donnent une idée des proportions séquentielles et parallélisées du programme avec MPI-AMRVAC. L’adéquation avec la loi théorique confirme que la perte de performance par rapport au cas idéal semble effectivement liée à une proportion non-nulle de temps passé sur les parties séquentielles du code.

Troisièmement, nous confirmons qu’entre ~ 32 et ~ 48 cœurs, l’accélération informatique gagnée commence à saturer vers $S_p = \frac{1}{s+p/48} \sim 14$ pour t_{tot} . Par conséquent, au-delà de ~ 24 cœurs, le gain de temps de calcul total lié à la parallélisation sous MPI devient négligeable dans le cas de notre problème. Lorsque les ressources de la grappe de calcul Tycho utilisées par d’autres utilisateurs à l’Observatoire de Paris se font moins disponibles, j’ai ainsi pu économiser le nombre de cœurs demandés en descendant jusqu’à 24 cœurs.

CHAPITRE

V

FLOTS POUSSÉS PAR UN JET VARIABLE: INFLUENCE DE L'ENVIRONNEMENT ET DE L'ÂGE

Sommaire

1 D'un environnement uniforme à un cœur stratifié	82
1.1 Paramètres du jet et du domaine	82
1.2 Choix des modèles de stratification du cœur	84
1.3 Résultats	85
1.3.1 Coupes de densité à $t = 300 - 600$ ans	85
1.3.2 Champs de vitesse	87
1.3.3 Diagrammes position-vitesse	87
1.3.4 Distributions masse-vitesse	91
1.4 Comparaison au flot poussé par un vent grand angle	92
2 Influence des paramètres libres dans le cas d'un jet conique	94
2.1 Configuration numérique	94
2.1.1 Dispersion angulaire	94
2.1.2 Refroidissement radiatif et grille adaptative	95
2.2 Grilles de modèles	95
2.3 Résultats : effet des paramètres libres	98
2.3.1 Cartes de vitesses	103
2.3.2 Forme de la cavité principale – méthode	103
2.3.3 Formes de la cavité principale – analyse	103
3 Simulations sur 10^4 ans du flot poussé par un jet variable dans un cœur singulier aplati	104
3.1 Choix des paramètres de la simulation	104
3.2 Validation du calcul de la force de rappel	105
3.3 Comparaison avec les résultats aux temps courts	105
3.4 Evolution de la largeur et de l'ouverture des cavités	107
3.4.1 Décélération à long terme	107
3.4.2 Comparaison avec le modèle de flot poussé par un vent grand angle	109
3.4.3 Comparaison aux largeurs de flots observées	110
3.5 Superposition rouge-bleu et vitesse maximale	111

Résumé : Pour la première fois, à l'aide de simulations numériques, nous étudions l'influence que la stratification de l'enveloppe environnante peut avoir sur la cinématique et la morphologie des flots résultants de l'entraînement par un jet variable (Sect. V.1).

Nous comparerons aussi la forme des flots poussés par un jet pulsé cylindrique avec la forme des flots poussés par un vent grand angle, lancé avec le même flux de masse à travers un cœur singulier aplati identique (Sect. V.1.4).

Puis, nous étudierons l'influence des paramètres libres du problème sur la forme et la cinématique du flot protostellaire produit par un jet pulsé conique, à travers un cœur singulier aplati (Sect. V.2).

Enfin, nous présenterons les premières simulations de l'évolution du flot à temps long $\simeq 10^4$ ans, dans un cas de référence. Nous montrerons que cela résoud les trois critiques formulées dans le passé à l'encontre de ce type de modèles (Sect. V.3).

1. D'un environnement uniforme à un cœur stratifié

1.1. Paramètres du jet et du domaine

Dans les simulations des Sects. V.1 et V.1.4, nous adoptons la même géométrie et les mêmes conditions initiales dans la valve d'éjection que dans la simulation de jet pulsé de Lee et al. (2001), à savoir un jet pulsé cylindrique avec :

- un rayon $R_j \simeq 167$ au,
- une température $T_j = 270$ K,
- un profil sinusoïdal de variabilité temporelle :

$$v_j(t) = v_0 \left(1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin \left(\frac{2\pi t}{P} \right) \right), \quad (\text{V.1})$$

où $v_0 = 120$ km/s est la vitesse médiane du jet, $\Delta V = 60$ km/s est la semi-amplitude de variation de la vitesse du jet au cours du temps, P est la période de variabilité du jet,

- un profil de variabilité de la densité $\rho_j(t)$ inverse de celle de $v_j(t)$:

$$\rho_j(t) = \frac{\rho_{j0} v_j(t)}{v_0} = \frac{\rho_{j0}}{1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin \left(\frac{2\pi t}{P} \right)}, \quad (\text{V.2})$$

de façon à induire un flux de masse hémisphérique stationnaire

$$\dot{\mathcal{M}} = \rho_0 v_0 \pi R_j^2 \quad (\text{V.3})$$

Nous adoptons aussi :

- la même taille de domaine $(R, z) = 4679$ au \times 9358 au et une résolution spatiale uniforme de 14 au,
- la même loi de refroidissement radiatif : celle de Dalgarno & McCray (1972) en dessous de $T_c = 10^4$ K et celle de MacDonald & Bailey (1981) au-dessus de 10^4 K,
- une température identique pour le cœur environnant ($T_a = 100$ K).

Cette configuration est résumée dans la Table 4, avec les valeurs spécifiques de chaque modèle.

TABLE 4 – Paramètres des simulations des jets pulsés cylindriques de la Sect. V.1

<i>Paramètres communs (de Lee et al. 2001)</i>				
flux de masse hémisphérique du jet	$\mathcal{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$			
demi-ouverture angulaire du jet	$\theta_j = 0^\circ$			
rayon du jet	$R_j = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm} = 167 \text{ au}$			
vitesse moyenne du jet	$v_0 = 120 \text{ km/s}$			
variation en vitesse du jet	$v_j(t) = v_0 + \Delta V \sin \frac{2\pi t}{P}$			
demi-amplitude	$\Delta V = 60 \text{ km/s}$			
variation en densité du jet	$\rho_j(t) = \rho_{j0} [v_0/v_j(t)]$ (flux de masse constant)			
densité initiale du jet	$\rho_{j0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$			
température du jet	$T_j = 270 \text{ K}$			
température de l'enveloppe	$T_a = 30 \text{ K}$			
fonction de refroidissement radiatif	$\Lambda (270 \text{ K} \leq T < 10^4 \text{ K})$ à partir de Dalgarno & McCray (1972) $\Lambda (T \geq 10^4 \text{ K})$ à partir de MacDonald & Bailey (1981)			
domaine de simulation	$(R, z) = (7.0 \times 10^{16} \text{ cm}, 1.4 \times 10^{17} \text{ cm}) = (4679 \text{ au}, 9358 \text{ au})$			
nombre de cellules	$n_R \times n_z = 336 \times 672$			
Résolution spatiale	$\Delta R = \Delta z = 2.08 \times 10^{14} \text{ cm} = 14 \text{ au}$			
<i>Paramètres spécifiques de chaque modèle</i>				
Nom du modèle	PCJ-U ^a (Fig. 33a)	PCJ-Z (Fig. 33b)	PCJ-R (Fig. 33c)	PCJ-RW ^b (Fig. 38)
Profil de densité de l'enveloppe $\rho_a(\mathbf{r})$	Uniforme ρ_{a0}	stratifié en z $\rho_{a0} \left(1 + \frac{z}{z_c}\right)^{-2}$ $z_c = 10^{16} \text{ cm}$	Cœur singulier aplati $\rho_{a0} \sin^2 \theta r_0^2 (R^2 + z^2)^{-1}$ $r_0 = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}$	
Densité du cœur en $z = 0, R = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}$	$\rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$			$1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$
contraste de densité cœur/jet en $z = 0$	$\eta = \rho_{j0}/\rho_{a0} = 1$			0.01
période de variabilité du jet	$P = 310 \text{ ans}$			115 ans
Age de simulation présentée	$t = 610 \text{ ans}$			296 ans

^a paramètres identiques à ceux de la simulation de jet pulsé de [Lee et al. \(2001\)](#) (cf. leur Fig. 7)

^b paramètres identiques à ceux de la simulation de vent grand angle de [Lee et al. \(2001\)](#) (cf. leur Fig. 12), mais où ce dernier est remplacé par un jet cylindrique ayant le même flux de masse, rayon d'injection et variabilité en vitesse.

1.2. Choix des modèles de stratification du cœur

Dans le Chapitre IV, nous avons vu qu'il est possible d'initialiser la densité de l'enveloppe suivant différents choix possibles de champs préalablement implémentés. Dans nos simulations, nous avons pris trois champs où nous avons choisi de fixer la même valeur de densité $\rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ en $(R, z) = (R_j, 0)$.

En premier lieu, dans le but d'une comparaison aux résultats du modèle de jet de Lee et al. (2001), nous simulons d'abord le cas classique d'un jet cylindrique lancé à travers une enveloppe environnante statique uniforme en densité et en pression, avec $\vec{v}(t=0) = \vec{0}$.

Le profil de densité de l'enveloppe est ainsi exprimée comme :

$$\rho_a(R, z) = \rho_{a0}, \quad \text{avec} \quad \rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}, \quad (\text{V.4})$$

Par la suite, nous désignons ce modèle simulé par la dénomination PCJ-U (U=uniforme), qui est en fait la même simulation que celle de la Fig. 7 de Lee et al. (2001).

En second lieu, nous nous intéressons au cas d'un environnement stratifié suivant la direction z , tel que prescrit par Cabrit et al. (1997):

$$\rho_a(R, z) = \rho_{a0} \left(1 + \frac{z}{z_c}\right)^{-2} \quad \text{avec} \quad z_c = 700 \text{ au}, \rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}, \quad (\text{V.5})$$

où la valeur de l'échelle caractéristique d'aplatissement z_c est justifiée par des observations de cœurs protostellaires montrant une stratification abrupte de densité au moins à partir de 1000 au et jusqu'à 20 000 au (see e.g., Motte & André 2001; van Kempen et al. 2009).

Par la suite, nous désignons ce modèle simulé par la dénomination PCJ-Z.

En dernier lieu, nous adoptons le même champ stratifié dit de "cœur singulier aplati" (*flattened singular core* en anglais) que dans les simulations de vent grand angle de Lee et al. (2001), à savoir :

$$\rho_a(r, \theta) = \rho_{a0} \sin^2 \theta \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \quad \text{avec} \quad r_0 = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}, \rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}, \quad (\text{V.6})$$

où $r = (R^2 + z^2)^{1/2}$ désigne le rayon sphérique et θ est l'angle polaire par rapport à l'axe du jet.

Par la suite, nous désignons ce modèle par la dénomination PCJ-R.

La décroissance en $1/r^2$ de la loi de densité Eq. (V.6) est appropriée pour un cœur isotherme singulier auto-similaire. La dépendance en $\sin^2 \theta$ de la loi de densité est quant à elle une approximation de la solution d'équilibre magnétostatique de Li & Shu (1996) pour $n = 2$ (où ce paramètre mesure le degré de support magnétique and d'aplatissement équatorial du cœur). Comme nous l'avons abordé dans le Chapitre II, ce champ est favorisé pour expliquer la distribution masse-vitesse et la forme des flots observés. Cependant, à notre connaissance, le modèle d'un cœur singulier aplati n'a jusqu'ici jamais été utilisé dans les simulations de flots induits par des jets.

Comme la densité décroît de plus en plus vite avec la distance à l'origine en passant de PCJ-U à PCJ-Z, puis à PCJ-R, nous dirons par la suite que "le degré de stratification de l'enveloppe augmente".

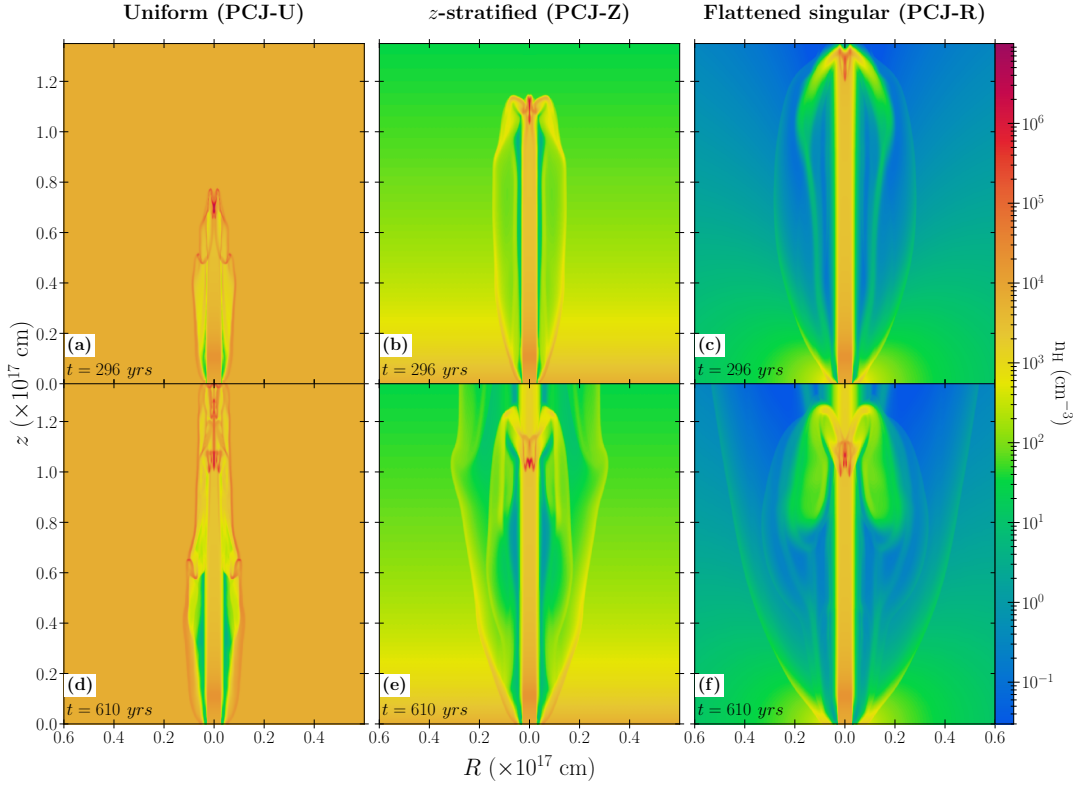


FIGURE 33 – Cartes de densité $n_H = n(\text{H} + \text{H}^+) + 2n(\text{H}_2)$, à $t = 296$ ans et $t = 610$ ans, de nos trois simulations avec le même jet cylindrique pulsé que dans Lee et al. (2001), pour trois stratifications différentes de la densité de l’enveloppe environnante : à gauche (a,d) : enveloppe uniforme $\rho(R, z) = \rho_{a0}$ (seul cas présent dans Lee et al. 2001); au milieu (b,e) : enveloppe stratifiée suivant $\rho(R, z) = \rho_{a0}/(1 + z/z_c)^2$ avec $z_c = 10^{16}$ cm; à droite (c,f) : cœur singulier aplati $\rho(r, \theta) = \rho_{a0} \sin \theta (r_0/r)^2$, où r est le rayon sphérique et $\rho_0 = 2.5 \times 10^{15}$ cm. Tous les profils ont la même densité en $z = 0$, $R = r_0$: $\rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20}$ g cm $^{-3}$, valeur qui coïncide avec celle du jet à $t = 0$. Nous pouvons remarquer que le choc d’étrave le plus externe ainsi que les chocs d’étraves imbriqués deviennent d’autant plus large que le jet se propage à travers une enveloppe de plus en plus stratifiée. L’ensemble des paramètres de ces 3 simulations sont résumés dans la Table 4.

1.3. Résultats

1.3.1. Coupes de densité à $t = 300 - 600$ ans

La figure Fig. 33 présente les cartes de densité issues de nos simulations pour les trois différentes enveloppes que nous avons pris (Eqs. (V.4) à V.6). La comparaison est ici faite aux mêmes âges, à temps courts : $t = 296$ ans et 610 ans.

Les Fig. 33a et Fig. 33d nous montrent le cas du cœur environnant uniforme (PCJ-U, Eq. (V.4)).

La cavité creusée par le choc d'étrave à l'avant du jet s'élargit au fur et à mesure du temps et que le jet progresse dans le cœur environnant.

Nous pouvons vérifier que le jet lancé dans cet environnement y avance à la même vitesse que dans la simulation du même jet en Fig. 7 de Lee et al. (2001). À $t = 610$ ans, le choc d'étrave principal a la même longueur $z \simeq 1.3 \times 10^7$ cm, ainsi que les mêmes (demi-)largeurs maximales $z \simeq 1 \times 10^{16}$ cm. Ce résultat est cohérent avec le fait que le modèle uniforme PCJ-U ait exactement la même configuration que dans le modèle de jet pulsé présenté sur la Fig. 7 de Lee et al. (2001).

Comme déjà noté par Lee et al. (2001) et Ostriker et al. (2001), nous confirmons qu'un jet cylindrique lancé à travers un milieu uniforme génère une cavité étroite et de forme grossièrement cylindrique, contrairement aux observations de flots. Ce résultat constitue la principale objection d'Ostriker et al. (2001) pour rendre compte des formes de cavités observées à l'aide du modèle d'entraînement par un jet.

Les Fig. 33b et Fig. 33e. nous montrent le cas de PCJ-Z, où l'enveloppe est stratifiée selon z (Eqs. (V.5)). En comparaison avec le cas uniforme, la pression dynamique exercée sur le choc d'étrave à l'avant du jet diminue et lui permet de se propager plus rapidement, élargissant plus rapidement la cavité. En effet, à $t = 610$ ans, la largeur totale du choc d'étrave à $z = 800$ au augmente, passant de $\mathbf{W}_{800} = 0.95 \times 10^{16}$ cm pour l'enveloppe uniforme (PCJ-U) à 1.16×10^{16} cm pour l'enveloppe stratifiée en $1/z^2$ (PCJ-Z). Au sommet du domaine ($z = 9358$ au), cette augmentation atteint même un facteur 4 en passant de PCJ-U à PCJ-Z. Ainsi, une stratification en densité abrupte en $1/z^2$ permet d'observer un élargissement général de la largeur du choc d'étrave à toutes les altitudes jusqu'en haut du domaine. Ce résultat diffère de la conclusion de la Section 3.6 de Lee et al. (2001), où la stratification en densité était décrite comme n'ayant pas d'effet notable. Cependant, ils avaient considéré un $z_c = 8350$ au douze fois plus long que dans notre modèle PCJ-Z, ne faisant chuter la densité d'enveloppe $\rho = \rho_{j0}/(1 + (z/z_c)^2)$ que d'un facteur deux sur l'ensemble du domaine de calcul. En outre, une échelle de 800 au est en meilleur accord avec les profils de densité déterminés dans les enveloppes protostellaires qu'avec la valeur de 8350 au alors utilisée par Lee et al. (2001) (e.g. van Kempen et al. 2009).

Alors que le choc d'étrave à l'avant du jet s'élargit plus rapidement, la matière qui se retrouve à l'arrière du choc, dans la cavité, est répartie dans un plus grand volume. En conséquence, la densité du gaz poussé par les chocs d'étraves imbriqués (et la pression dynamique exercée sur ces derniers) est plus faible (au même âge) que dans le cas d'une enveloppe uniforme : les chocs d'étraves imbriqués s'élargissent alors plus rapidement en passant de PCJ-U à PCJ-Z.

Un point important est cependant à remarquer. Même si les couches imbriquées deviennent plus larges suivant R , les zones d'interactions internes au jet (*internal working surface* en anglais) se déplacent le long de ce jet à la même vitesse, indépendamment de la stratification en densité du cœur environnant, et indépendamment de l'âge. Comme le montrent les relations de saut de Rankine-Hugoniot ainsi que les simulations de Raga et al. (1990), cela est dû au fait que la vitesse de propagation d'une zone d'interaction ne dépend que des conditions en vitesse et en densité du jet en amont et en aval de la zone d'interaction.

Or ces conditions sont uniquement et entièrement déterminées par les propriétés de variabilité du jet (i.e. $v_j(t)$ et $\rho_j(t)$), qui restent ici identiques quel que soit nos modèles de stratification en densité du cœur environnant.

Dans le cas d'un cœur singulier aplati (PCJ-R, Fig. 33c et Fig. 33f), la densité chute encore plus rapidement avec la distance à l'origine que pour une loi de décroissance en $1/z^2$, faisant

davantage chuter la pression dynamique exercée sur tous les chocs d'étrave, dont l'expansion se retrouve d'autant augmentée. Par exemple, à $t = 610$ ans, la largeur totale de choc d'étrave externe à $z = 800$ au augmente, allant de $\mathbf{W}_{800} = 1.16 \times 10^{16}$ cm pour un cœur stratifié en $1/z^2$ (PCJ-Z) à 1.75×10^{16} cm pour le cœur singulier aplati (PCJ-R). Au sommet du domaine de simulation, cette augmentation atteint même un facteur 2 entre PCJ-Z et PCJ-R, et un facteur 8 entre PCJ-U et PCJ-R.

1.3.2. Champs de vitesse

Les figures Fig. 34 et 35 montrent respectivement les cartes de vitesses radiale (v_R) et axiale (v_z) de nos trois simulations précédentes, aux mêmes âges : $t = 296$ ans et 610 ans.

Dans chacune des trois simulations, la vitesse radiale du gaz augmente à la sortie des zones d'interaction internes au jet pour atteindre son maximum au niveau des ailes des chocs d'étraves. La vitesse axiale, qui atteint un maximum de ~ 180 km/s le long de l'axe du jet, diminue en s'éloignant du faisceau du jet, avant de chuter rapidement de 50 à 0 km/s à partir d'une certaine distance radiale R .

D'un côté, dans le cas d'une enveloppe uniforme (panneaux a et d), les vitesses radiales atteintes dans les cavités creusées avec un jet ne dépassent pas ~ 10 km/s. Dans le cas stratifié suivant z (b et e), la limite maximale est de $v_R \sim 30$ km/s, tandis qu'elle atteint $v_R \sim 50$ km/s pour le cœur aplati singulier (c et f). La Fig. 34 explique ainsi d'un point de vue cinématique le fait que les cavités creusées par chaque d'étrave s'ouvrent d'autant plus vite que le degré de stratification de l'enveloppe augmente. À (R, z) donné, v_z et v_R augmentent en passant du cas uniforme au cas stratifié suivant z , suivi du cœur aplati singulier.

D'un autre côté, les cartes de vitesses axiales Fig. 35 nous montrent en dessous de ~ 50 km/s l'existence d'une structure de fort gradient de vitesse similaire à celle d'un cisaillement, et qui se développe le long des bords du choc d'étrave, dans les trois stratifications d'enveloppe. L'épaisseur de cette couche augmente avec le degré de stratification. Au sommet du domaine, elle est deux fois plus épaisse dans PCJ-Z que dans le cas uniforme PCJ-U, et jusqu'à 4 fois plus épaisse dans PCJ-R que dans PCJ-Z.

1.3.3. Diagrammes position-vitesse

La Fig. 36 présente les diagrammes position-vitesse (PV) longitudinaux dans PCJ-U, PCJ-Z et PCJ-R, calculés sur une épaisseur de 300 AU le long de l'axe du flot et avec une inclinaison de $i = 60^\circ$ du jet par rapport à la ligne de visée (voir définitions et calculs du PV dans la Sect. VI.1). La méthode, ainsi que l'outil Python que j'ai programmé pour établir les diagrammes position-vitesse et les distributions masse-vitesse de mes simulations, sont décrites au début du Chapitre VI. Ici, nous avons représenté seulement la fraction de matière originaire de l'enveloppe environnante, $f_a = \theta_{tra}/(\theta_{tra} + \theta_{trj})$, à l'aide des traceurs θ_{tra} , θ_{trj} (voir Sect. III.1.2.1). Ainsi, nous avons soustrait la contribution de la matière venant du jet, ne laissant ainsi idéalement à vitesses non nulles que :

- la contribution de la matière de l'enveloppe balayée et comprimée au niveau des chocs d'étrave;
- la matière venant de l'enveloppe qui a re-rempli partiellement les cavités successives où elle s'est mélangée avec le matériau venant du jet (Raga & Cabrit 1993).

Tous les diagrammes PV de la Fig. 36 mettent en lumière les signatures caractéristiques de la cinématique des chocs d'étrave induits par des jets, à savoir : des structures convexes en forme

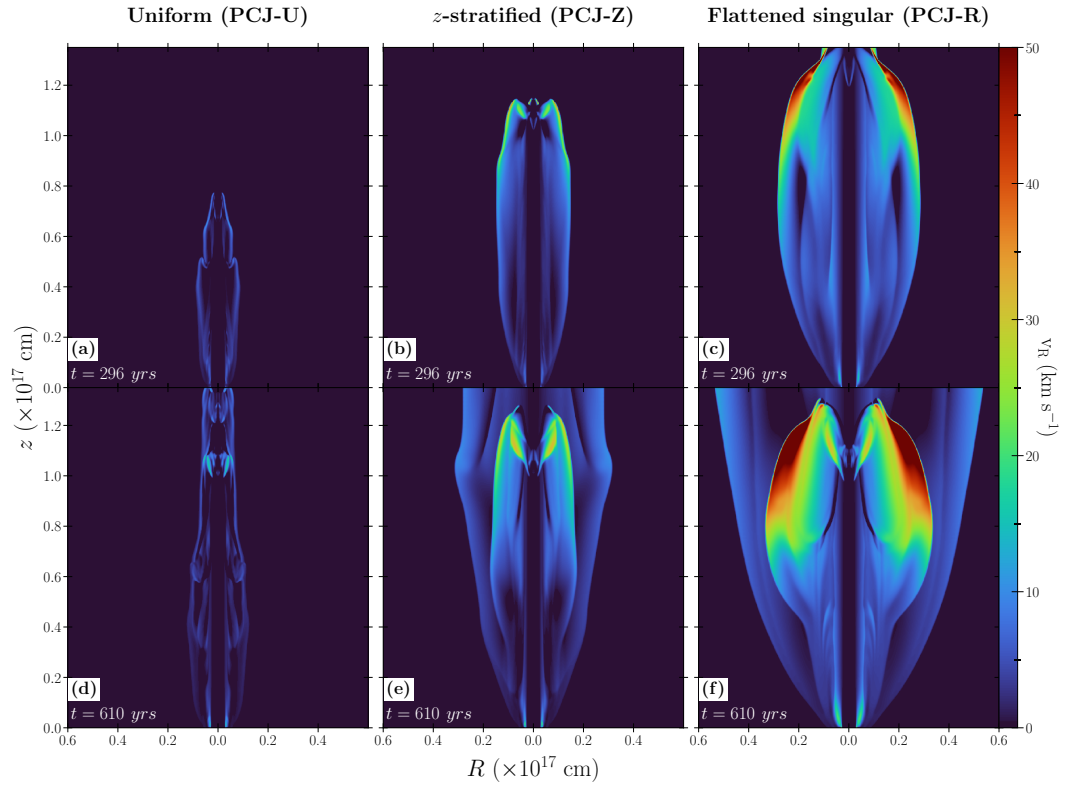


FIGURE 34 – Cartes de vitesse radiale v_R des trois mêmes simulations que dans la Fig. 33. Nous pouvons remarquer que la vitesse atteinte dans les chocs d'étraves induits par le jet augmente d'autant plus que le jet se propage à travers une enveloppe de plus en plus stratifiée.

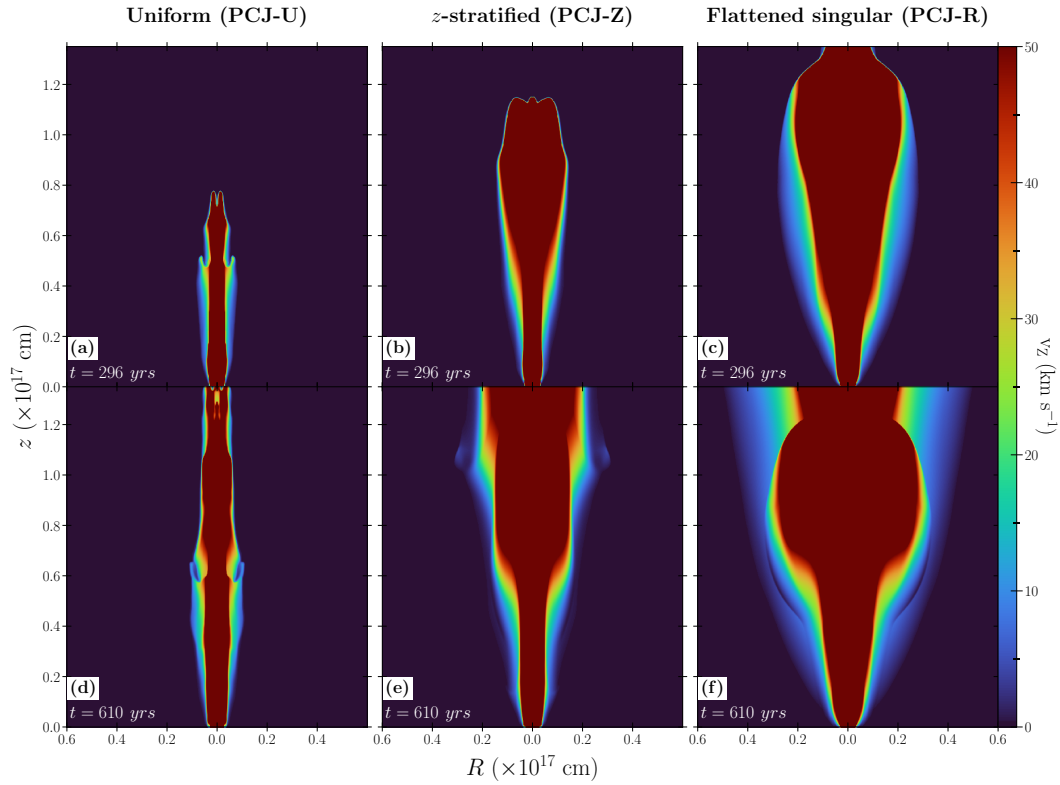


FIGURE 35 – Cartes de vitesse axiale v_z des trois mêmes simulations que dans la Fig. 33. Ici, j’ai restreint l’affichage de la carte de couleurs en v_z à 0 – 50 km/s, afin de garder le même intervalle de vitesse qu’atteint dans la Fig. 34, et qu’il s’agit de l’intervalle de vitesses typique observé dans les observations ALMA. Nous pouvons remarquer la décroissance de la vitesse axiale avec la distance au jet, formant systématiquement une structure de gradient de vitesse axiale formée au bord du choc d’étrave externe, et de plus en plus épaisse lorsque le degré de stratification augmente.

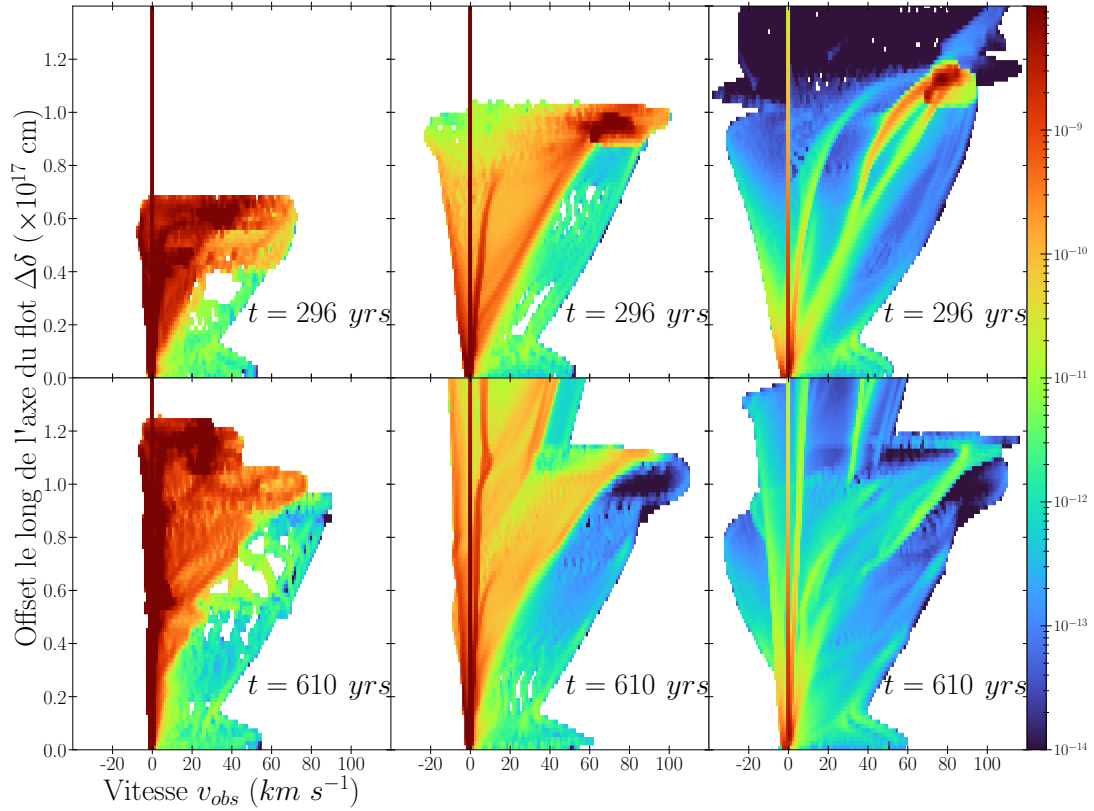


FIGURE 36 – Diagramme PV longitudinal le long de l'axe du flot et sommé sur une épaisseur $\Delta R = 300$ au, pour les modèles PCJ-U (jet cylindrique pulsé lancé à travers un cœur uniforme, gauche), PCJ-Z (cœur stratifié suivant z , au centre) et PCJ-R (cœur singulier aplati, à droite). On a supposé un angle d'inclinaison "médián" $i = 60^\circ$ par rapport à la ligne de visée, à deux âges $t = 296$ et $t = 610$ ans. En suivant les traceurs et la fraction f_a originaire de l'enveloppe, la masse représentée ne tient compte que de la fraction de gaz de l'enveloppe entraînée par les chocs d'étraves.

d'éperon (*spur-like* en anglais), telles que déjà prédites par les modèles analytiques (Masson & Chernin 1993; Cabrit et al. 1997; Ostriker et al. 2001) et vues dans les simulations avec enveloppe uniforme de Lee et al. (2001). Ces signatures (qui à $i = 60^\circ$ sont présentes à la fois dans des vitesses observées négatives et positives) ne disparaissent donc pas aux âges jeunes ≤ 600 ans, même lorsque le cœur environnant est abruptement stratifié suivant les profils de densité que nous avons sélectionnés. Cependant, nous voyons que le degré de stratification du cœur environnant a un impact sur leur extension en vitesse. Les structures en forme d'éperon s'étendent ainsi à $t = 610$ ans entre -5 et 80 km/s pour PCJ-U, entre -10 km/s et ~ 100 km/s pour PCJ-Z, et entre -20 et 110 km/s pour PCJ-R. Plus le degré de stratification augmente, plus la pression du milieu ambiant

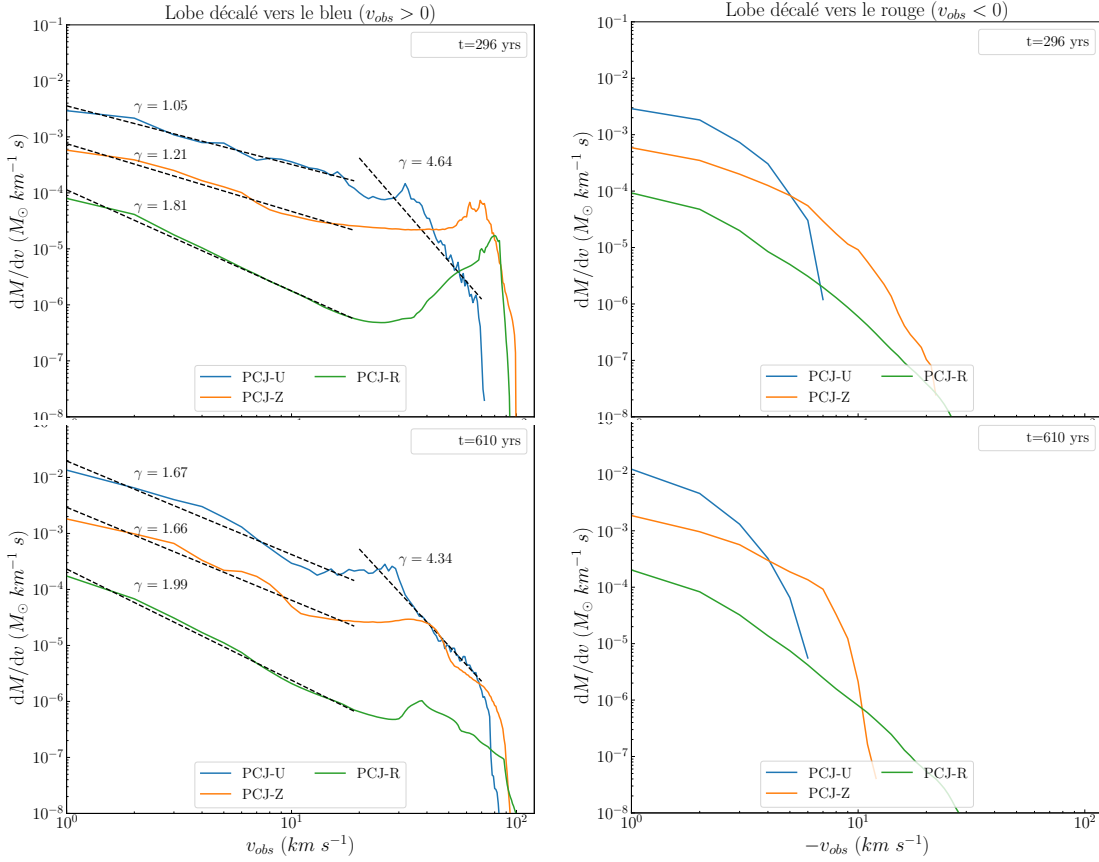


FIGURE 37 – Distributions masse-vitesse calculées pour les simulations de jet pulsé cylindrique de la Fig. 33 lancé à travers un cœur environnant uniforme (bleu, PCJ-U), stratifié suivant z (orange, PCJ-Z), singulier aplati (vert, PCJ-R). Le jet est ici incliné de $i = 60^\circ$ par rapport à la ligne de visée. Les diagrammes sont évalués à $t = 296$ ans (haut) et $t = 610$ ans (bas); et les boîtes (*bins* en anglais) pour l'échantillonnage des vitesses observées v_{obs} sont larges de 1 km/s en étant centrées sur $\dots, -1 \text{ km/s}, 0 \text{ km/s}, 1 \text{ km/s}, \dots$. Nous isolons ici uniquement la contribution de la matière ambiante.

freinant l'expansion des chocs d'étrave est faible, et plus la matière emportée peut atteindre des vitesses maximales élevées.

À des niveaux plus bas, nous voyons dans les PV des signatures $v_{obs} \propto r$ (similaires à des *Hubble wedges* triangulaires) pouvant atteindre de hautes vitesses projetées $\geq 80 \text{ km/s}$. Elles tracent le bord du jet où le gaz est mélangé avec une fraction de matière venant de l'enveloppe.

1.3.4. Distributions masse-vitesse

La Fig. 37 nous présente les diagrammes masse-vitesse (MV) pour les simulations PCJ-U, PCJ-Z et PCJ-R, avec un jet incliné d'un angle $i = 60^\circ$ par rapport à la ligne de visée, aux mêmes deux

âges que jusqu'ici. Nous isolons ici aussi la contribution de la matière originaire de l'enveloppe environnante (en supposant que c'est la seule qui serait observable en CO, si le jet est majoritairement atomique). Enfin, la figure montre séparément les composantes décalées vers le rouge et vers le bleu de la distribution. Les composantes en masse situées dans l'intervalle $v_{obs} \in [-0.5 \text{ km/s}; 0.5 \text{ km/s}]$, et majoritairement associées à l'enveloppe environnante encore statique, sont exclues.

Nous pouvons voir que comme démontré par [Ostriker et al. \(2001\)](#), comme dans les résultats du modèle analytique de [Zhang & Zheng \(1997\)](#), et comme dans les simulations de jets de [Downes & Cabrit \(2003\)](#); [Moraghan et al. \(2006\)](#), la distribution obtenue pour le lobe décalé vers le bleu se scinde entre deux parties à faibles ($< 20 \text{ km/s}$) et hautes ($> 20 \text{ km/s}$) vitesses, où la partie à faibles vitesses semble suivre une loi de puissance $m \propto v^{-\gamma}$ d'indice γ .

Nous pouvons observer qu'à ces âges courts, l'indice γ de cette loi de puissance augmente avec le degré de stratification de l'enveloppe, en passant de PCJ-U ($\gamma(t = 296 \text{ ans}) = 1.05$ et $\gamma(t = 610 \text{ ans}) = 1.67$) à PCJ-Z ($\gamma(t = 296 \text{ ans}) = 1.21$ et $\gamma(t = 610 \text{ ans}) = 1.66$), puis à PCJ-R ($\gamma(t = 296 \text{ ans}) = 1.81$ et $\gamma(t = 610 \text{ ans}) = 1.99$). À titre de comparaison, [Moraghan et al. \(2006\)](#) ont réalisé une simulation de jet stationnaire et atomique, lancé à $v_j = 100 \text{ km/s}$ à travers une enveloppe atomique de densité $\rho(R, z) = \rho_a \propto [1 + z/z_c]^{-\kappa}$ ($\kappa > 0$), mais qui ne chute que d'un facteur 2 entre $z = 0$ et $16\,000 \text{ au}$. Ils trouvent à $t = 1096 \text{ ans}$ des valeurs de $\gamma = 0.7 - 2.7$ (selon l'intervalle de v_{obs} considéré) globalement plus faibles que pour PCJ-R à $t \leq 610 \text{ ans}$.

En outre, dans nos simulations, la loi de puissance à $v_{obs} < 20 \text{ km/s}$ pour un même degré de stratification devient plus pentue avec l'âge. Cela est dû à la décélération progressive des ailes de chocs d'étrave lors de leur expansion.

Il est à noter également que comme vu dans la Sect. [V.1.3.1](#), le gaz dans les cavités des chocs imbriqués devient de moins en moins dense au fur et à mesure que le degré de stratification du cœur augmente, ce qui se traduit dans les diagrammes MV par des signatures de masses par unité de vitesse moins élevées en passant de PCJ-U à PCJ-Z, puis à PCJ-R.

Dans l'hypothèse où seule la matière de l'enveloppe poussée est observable en CO et que le jet demeure majoritairement atomique, nous pouvons intégrer la distribution MV de la Fig. [37](#) afin d'obtenir la masse totale observable du flot $\mathcal{M} = \int \frac{dM}{dv} dv$.

Nous pouvons ainsi voir qu'à $t=296 \text{ ans}$ et $t=610 \text{ ans}$, plus le degré de stratification de l'enveloppe augmente et la densité ambiante décroît, plus la masse poussée par les chocs d'étraves diminue : dans notre cas, elle descend d'un ordre de grandeur entre chaque modèle de stratification (à densité identique en $z = 0$ et $R = R_j$).

1.4. Comparaison au flot poussé par un vent grand angle

Nous avons ensuite effectué une quatrième simulation avec l'objectif de confronter, dans les mêmes conditions, le flot entraîné par un jet avec le flot poussé par un vent grand angle simulé par [Lee et al. \(2001\)](#).

Pour la comparaison entre notre simulation de jet et la simulation de vent de [Lee et al. \(2001\)](#), nous devons adapter deux paramètres de la simulation PCJ-R précédente, de sorte à avoir dans ce modèle-ci (nommé PCJ-RW):

- le même flux de masse, rayon d'injection, température, vitesse d'injection $v_j(t)$ et densité injectée $\rho_j(t)$ que le vent grand angle de [Lee et al. \(2001\)](#): Cela implique de prendre une période de variabilité du jet $P = 115 \text{ ans}$, ~ 3 fois plus courte que PCJ-R;
- un environnement stratifié identique à celui de [Lee et al. \(2001\)](#), c'est à dire un cœur aplati singulier comme dans PCJ-R, mais avec une densité de base 100 fois plus importante : $\rho_{a0} =$

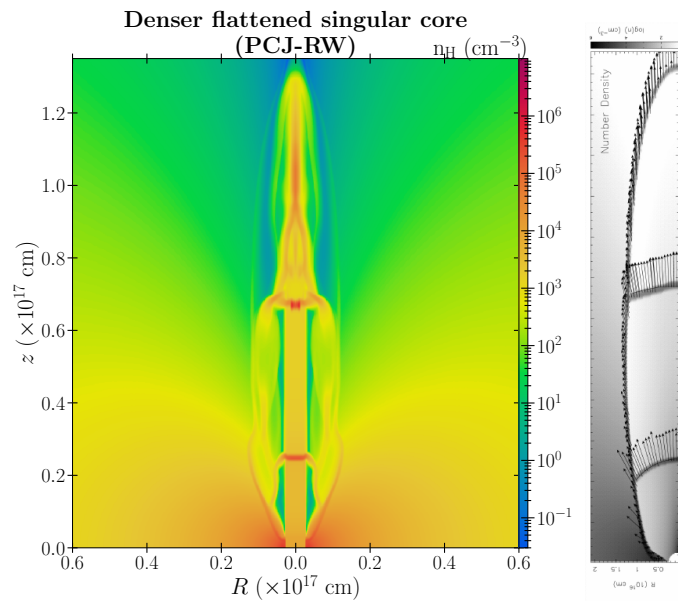


FIGURE 38 – Carte de densité de la simulation de jet pulsé cylindrique PCJ-RW à $t = 296$ ans, avec le même flux de masse injecté, variabilité (en vitesse et en densité) et distribution de densité environnante que dans la simulation de vent grand angle de la Fig. 12 de [Lee et al. \(2001\)](#). À cet âge court, nous pouvons remarquer que la taille de la couche externe qui en résulte dans PCJ-RW est similaire à celle pour le vent grand angle (montrée sur la droite).

$$1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}.$$

Comme pour la Fig. 33, nous obtenons la carte de densité Fig. 38 pour PCJ-RW à $t = 296$ ans, qu'il est possible de comparer directement avec la Fig. 12 de Lee et al. (2001).

Nous mesurons les valeurs maximales de largeur de la couche externe induite par le jet/vent ainsi que les ouvertures angulaires à la base. Ainsi, nous mesurons des largeurs maximales de couche similaires valant $\mathbf{W}_{\max} = 2.6 \times 10^{16} \text{ cm}$ ($\sim 10R_j$) pour chaque modèle; il faut noter cependant que ces largeurs maximales sont atteintes à des hauteurs différentes. En parallèle, nous mesurons des angles d'ouverture à la base, définis comme $\alpha_{800} = 2 \arctan(\mathbf{W}_{800}/[2 \times 800 \text{ au}])$, où \mathbf{W}_{800} est la largeur totale à hauteur $z = 800 \text{ au}$. Les angles d'ouverture obtenus valent $\alpha_{800} = 70^\circ$ pour PCJ-RW et $\alpha_{800} = 80^\circ$ pour le vent grand angle.

En somme, nous pouvons conclure qu'à cet âge court, et pour la même stratification de cœur singulier aplati "standard", favorisée par Li & Shu (1996); Lee et al. (2001); Shang et al. (2006); Wang et al. (2015b); Shang et al. (2020), le choc d'étrave externe induit par un jet pulsé s'élargit autant que la couche poussée par le modèle de vent grand angle, et forme un angle d'ouverture à la base qui peut aussi atteindre des valeurs élevées $\simeq 70^\circ$.

2. Influence des paramètres libres dans le cas d'un jet conique

Dans cette section, nous nous intéressons à l'influence de plusieurs paramètres libres (attendus comme étant variables parmi les sources observées) sur la morphologie et la cinématique des couches induites par un jet variable.

Cependant, contrairement aux sections précédentes et aux travaux réalisés par Lee et al. (2001), et dans un souci de plus grand réalisme, nous choisissons ici de simuler un jet conique (et non plus cylindrique). En effet, les observations de jet suggèrent des demi-ouvertures angulaires θ_j de quelques degrés aux échelles de nos simulations. Par exemple, nous avons $\theta_j = 2^\circ$ à une distance de 800 au dans le jet atomique RW Aur (Dougados et al. 2000); ou encore $\theta_j = 5^\circ$ entre 1000 et 12000 au dans le jet CO de IRAS04166+2706 (Santiago-García et al. 2009). De ce fait, afin d'approcher le plus fidèlement l'intervalle de valeurs observées pour θ_j , nous avons exploré un intervalle d'ouvertures angulaires similaires.

Pour l'enveloppe, nous gardons la configuration de cœur singulier aplati de l'Eq. (V.6), adoptée dans les modèles "standard" de flot poussés par un vent grand angle.

2.1. Configuration numérique

2.1.1. Dispersion angulaire

De manière similaire aux travaux de Völker et al. (1999), nous introduisons une dispersion angulaire dans la valve d'entrée du jet, en y maintenant un vecteur vitesse qui diverge radialement d'un point virtuel

$$(R, z) = (0, -z_0), \quad \text{with } z_0 = R_j / \tan \theta_j, \quad (\text{V.1})$$

où R_j est le rayon du jet à une altitude $z = 0$ et θ_j est la demi-ouverture angulaire du jet.

Afin de conserver le flux de masse tout au long de la valve d'entrée du jet, le champ de densité est varié à la fois inversement au carré de la distance au point virtuel susnommé, mais aussi inversement en temps avec le module de la vitesse, c'est-à-dire tel que

$$\rho_j(t) = \rho_{j0} \left(\frac{R_j^2 + z_0^2}{R^2 + (z + z_0)^2} \right) \frac{v_0}{v_j(t)}, \quad (\text{V.2})$$

où ρ_{j0} est la "densité de base" du jet, c'est-à-dire la valeur de la densité dans la valve d'entrée du jet évaluée à $z = 0$, $R = R_j$, et $t = 0$. Le flux de masse constant du jet est alors donné par :

$$\dot{\mathcal{M}} = 2\pi (1 - \cos \theta_j) (R_j^2 + z_0^2) \rho_{j0} v_0 \quad (\text{V.3})$$

$$= 2\pi (1 - \cos \theta_j) (R_j / \sin \theta_j)^2 \rho_{j0} v_0 \quad (\text{V.4})$$

2.1.2. Refroidissement radiatif et grille adaptative

À partir de cette section V.2 du chapitre V, nous employons la fonction de refroidissement radiatif Λ de [Schure et al. \(2009\)](#), à hautes températures ($T \geq 10^4$ K). Cette fonction de refroidissement est une mise à jour de la fonction de [MacDonald & Bailey \(1981\)](#) utilisée par [Lee et al. \(2001\)](#), tout comme dans nos simulations de la Sect. V.1.

De plus, par rapport aux simulations de [Lee et al. \(2001\)](#) et des sections précédentes, où la résolution était fixée à $\Delta R = \Delta z = 14$ au, nous améliorons la résolution ainsi que la précision des simulations en activant la grille adaptative (AMR), en allant jusqu'au niveau 5 de raffinement. Cela nous donne une résolution spatiale allant de 5.2 au (résolution maximale) à 84 au (résolution minimale). Le domaine de simulation est aussi étendu jusqu'à 1.9×10^{17} cm en z .

2.2. Grilles de modèles

Dans un premier temps, un ensemble de paramètres typiques sont définis pour construire un modèle de référence. De façon cohérente, nous gardons la même loi de vitesse d'éjection et la même distribution en densité environnante (cœur singulier aplati) que dans notre modèle PCJ-RW dans la Table 4. Si ce n'est que dans le cas ici de notre jet conique, nous adoptons une valeur de référence $\theta_j = 3^\circ$ pour la demi-ouverture angulaire du jet, ainsi qu'un rayon de référence du jet valant $R_j = 50$ au en $z = 0$.

En ce qui concerne la densité de base du jet ρ_{j0} , nous adoptons une valeur à "haute densité", c'est-à-dire telle que le flux de masse hémisphérique résultant pour le jet vaut $\dot{\mathcal{M}} = 6 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, pour nos valeurs de références de θ_j et R_j . Ce flux de masse est typique des protoétoiles de Classe 0 à forte activité.

Dans un second temps, nous lançons sept modèles où un seul paramètre à la fois est modifié par rapport au modèle de référence (dénommé H_REF dans la suite). Ces modèles "modifiés" sont ainsi :

1. H_DENSA: avec une densité environnante de base $\rho_{a,0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ au lieu de $1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$, soit 100 fois plus faible;
2. H_THETA: avec une demi-ouverture angulaire du jet $\theta_j = 7^\circ$ au lieu de 3° ;
3. H_DENSJ: avec une densité de base du jet ρ_{j0} 100 fois plus grande que dans le modèle de référence;
4. H_VARAMP: avec une demi-amplitude de variabilité $\Delta V = 90 \text{ km/s}$ au lieu de 60 km/s ;
5. H_PER: avec une période de variabilité $P = 300$ ans au lieu de 115 ans;

TABLE 5 – Paramètres des simulations de jet pulsé conique à hautes densités, avec les ouvertures angulaires résultantes et les largeurs totales associées (Fig. 40)

<i>Paramètres fixes</i>						
vitesse moyenne du jet	$v_0 = 120 \text{ km/s}$					
variation en densité du jet	$\rho_j(t) = \rho_{j0} [v_0/v_j(t)] \times (R_j^2 + z_0^2)(R^2 + [z + z_0]^2)^{-1}$, avec $z_0 = R_j/\tan\theta_j$ (flux de masse constant avec l'altitude)					
flux de masse du jet	$\dot{\mathcal{M}} = 6 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (1 lobe)					
profil de densité du cœur	Cœur singulier aplati $\rho_a(\mathbf{r}) = \rho_{a0} \sin^2\theta r_0^2 (r^2)^{-1}$, avec $r_0 = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}$					
température du jet	$T_j = 100 \text{ K}$					
température du cœur environnant	$T_a = 100 \text{ K}$					
fonction de refroidissement radiatif	$\Lambda (100 \text{ K} \leq T < 10^4 \text{ K})$ tiré de Dalgarno & McCray (1972) $\Lambda (T \geq 10^4 \text{ K})$ tiré de Schure et al. (2009)					
domaine de simulation	$(R, z) = (7.0 \times 10^{16} \text{ cm}, 1.9 \times 10^{17} \text{ cm}) = (4679 \text{ au}, 12700 \text{ au})$					
nombre de cellules	$n_R \times n_z = 56 \times 152$ pour la grille complète au niveau 1 d'AMR					
résolution maximale	$7.8 \times 10^{13} \text{ cm} = 5.2 \text{ au}$ au niveau 5 d'AMR					
Âge du relevé	700 ans					
Paramètre	Modèle de référence H_REF	Paramètre modifié ^a	Nom du modèle modifié	α_{800} ^b (°)	\mathbf{W}_{800} ^c (10^{16} cm)	\mathbf{W}_{12700} ^d (10^{16} cm)
Densité de base du cœur ρ_{a0}	$1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$	$1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$	H_DENSA	112	3.5	13.8
Demi-ouverture angulaire du jet θ_j	3°	7°	H_THETA	95	2.6	10.5
Densité de base initiale du jet ^e ρ_{j0}	$1.8 \times 10^{-17} \text{ g cm}^{-3}$	$1.8 \times 10^{-15} \text{ g cm}^{-3}$	H_DENSJ	86	2.2	8.4
Demi-amplitude ΔV	60 km/s	90 km/s	H_VARAMP	91	2.4	8.0
Période de variabilité du jet P	115 ans	300 ans	H_PER	90	2.4	7.4
Profil de variabilité du jet $h(t)$	$1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin \frac{2\pi t}{P}$	$1 + \frac{\Delta V}{v_0} \{1 - 2 \cdot \text{mod}(\frac{t}{P}, 1)\}$	H_SAWT	86	2.2	7.2
Rayon du jet R_j	$7.5 \times 10^{14} \text{ cm}$	$3.0 \times 10^{14} \text{ cm}$	H_RAD	84	2.2	6.9

- a. Dans chaque modèle modifié, seulement un paramètre à la fois est changé par rapport au modèle de référence.
b. Ouverture angulaire totale de la couche à $z = 800 \text{ au}$. Nous obtenons $\alpha_{800} = 88^\circ$ pour le modèle de référence.
c. Largeur totale de couche à $z = 800 \text{ au}$. Nous obtenons $\mathbf{W}_{800} = 2.3 \times 10^{16} \text{ cm}$ pour le modèle de référence.
d. Largeur totale de couche à $z = 12700 \text{ au}$ (haut du domaine). Nous obtenons $\mathbf{W}_{12700} = 7.6 \times 10^{16} \text{ cm}$ pour le modèle de référence.
e. Cas du jet haute densité, c'est-à-dire ayant un flux de masse hémisphérique $\dot{\mathcal{M}} = 6 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ pour les valeurs de références données pour θ_j et R_j .

TABLE 6 – Paramètres des simulations de jet conique à "densité moyenne", avec les largeurs totales et angles d'ouverture résultants

<i>Paramètres différents de ceux de la Table 5</i>						
flux de masse du jet	$\mathcal{M} = 6 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$					(1 lobe)
Paramètre	Modèle de référence M_REF	Paramètre modifié ^a	Nom du modèle modifié	α_{800} ^b (°)	\mathbf{W}_{800} ^c (10^{16} cm)	\mathbf{W}_{12700} ^d (10^{16} cm)
Densité de base du cœur ρ_{a0}	$1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$	$1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$	M_DENSA	112	3.5	12.4
Demi-ouverture angulaire du jet θ_j	3°	7°	M_THETA	81	2.0	8.4
Densité de base initiale du jet ρ_{j0} ^e	$1.8 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$	$1.8 \times 10^{-17} \text{ g cm}^{-3}$	M_DENSJ ^f	88	2.3	7.6
Demi-amplitude ΔV	60 km/s	90 km/s	M_VAMP	77	1.9	8.8
Période de variabilité du jet P	115 ans	300 ans	M_PER	74	1.8	7.4
Profil de variabilité du jet $h(t)$	$1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin \frac{2\pi t}{P}$	$1 + \frac{\Delta V}{v_0} \{1 - 2 \cdot \text{mod}(\frac{t}{P}, 1)\}$	M_SAWT	74	1.8	7.0
Rayon du jet R_j	$7.5 \times 10^{14} \text{ cm}$	$3.0 \times 10^{14} \text{ cm}$	M_RAD	65	1.5	6.4

a. Dans chaque modèle modifié, seulement un paramètre à la fois est changé par rapport au modèle de référence.

b. Ouverture angulaire totale de la couche à $z = 800$ au. Nous obtenons $\alpha_{800} = 72^\circ$ pour le modèle de référence.

c. Largeur totale de couche à $z = 800$ au. Nous obtenons $\mathbf{W}_{800} = 1.7 \times 10^{16}$ cm pour le modèle de référence.

d. Largeur totale de couche à $z = 12700$ au (haut du domaine). Nous obtenons $\mathbf{W}_{12700} = 8.0 \times 10^{16}$ cm pour le modèle de référence.

e. Cas du jet moyenne densité, c'est-à-dire ayant un flux de masse hémisphérique $\mathcal{M} = 6 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ pour les valeurs de références données pour θ_j et R_j .

f. Ce modèle équivaut à H_REF.

6. H_SAWT: avec un profil de variabilité en forme de dent de scie (décroissant avec le temps) au lieu d'un profil sinusoïdal (cf. Fig. 39);
7. H_RAD: avec un rayon de jet à la base $R_j = 20$ au au lieu de 50 au.

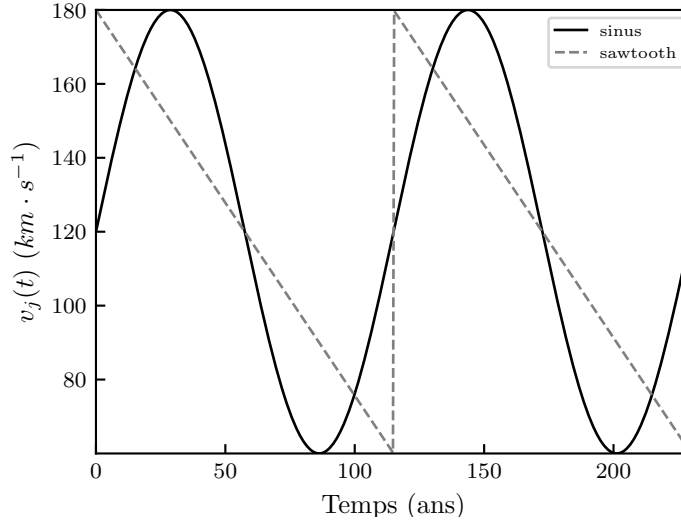


FIGURE 39 – Comparaison entre le profil de variabilité temporelle sinusoïdal (H_REF) et en dent de scie (H_SAWTH, tel qu'adopté par [Suttner et al. 1997](#)), tous deux utilisés dans la Sect. V.2.

Nous pouvons noter que les modèles modifiés ont la même valeur de flux de masse \dot{M} du jet que dans le modèle de référence H_REF, à l'exception de H_THETA, H_DENSJ, et H_RAD, puisque \dot{M} varie avec θ_j , ρ_{j0} , et R_j , d'après l'Eq. (V.3). Tous les paramètres d'entrée pour le modèle de référence ainsi que les modèles modifiés dans ce cas de jet "haute densité" sont résumés dans la Table 5.

Afin de vérifier la robustesse de nos conclusions, nous réalisons aussi des simulations pour une seconde grille de modèles avec les mêmes changements de paramètres, mais une densité de référence du jet 100 fois plus faible que précédemment.

Le modèle de référence (M_REF) de cette seconde série a alors un flux de masse $\dot{M} = 6 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ qui est 100 fois plus faible que pour le modèle de référence de la première série (H_REF), et typique des jets à des stades davantage évolués, dans les Classes I.

Les paramètres de cette seconde série de modèles (auquel nous référons comme étant le cas à "densité moyenne") sont dans la Table 6.

2.3. Résultats : effet des paramètres libres

La Fig. 40 montre les différences dans la forme et la cinématique des chocs d'étraves entre le modèle de référence et chaque modèle modifié, dans le cas du jet "haute densité". La Fig. 41 montre les résultats pour la seconde série de simulations (jet à "densité moyenne"). Ces figures confrontent

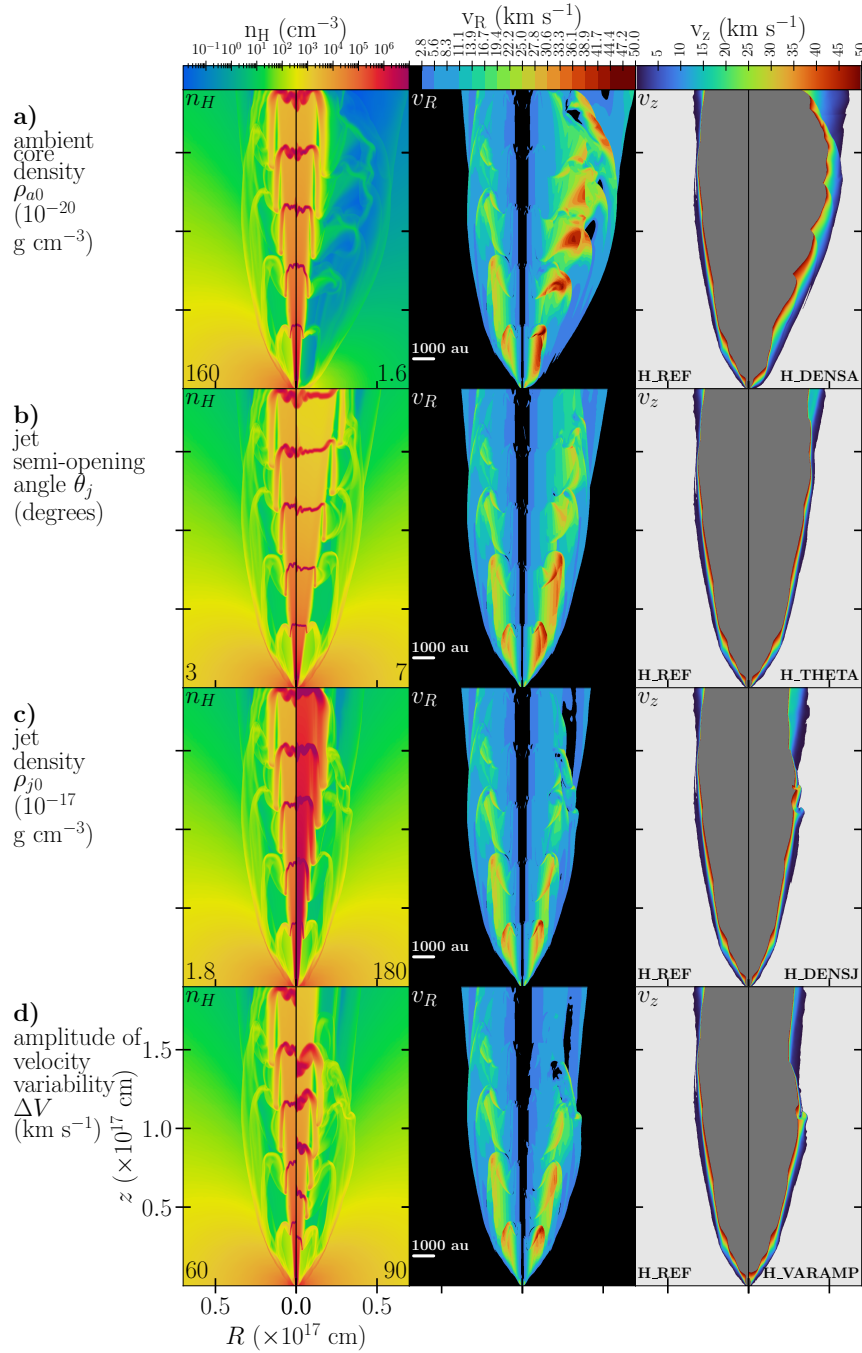


FIGURE 40 – Influence de sept paramètres libres sur la géométrie et la cinématique des couches induites par un jet pulsé conique dans un cœur singulier aplati, à un âge $t = 700$ ans. Chaque ligne correspond à un différent paramètre modifié (comme indiqué dans la marge de gauche) et compare les cartes de densité en noyaux d'hydrogènes n_H (gauche), de vitesse radiale v_R (milieu) et de vitesse axiale v_z (droite) pour le modèle de référence (moitié gauche de chaque carte) et le modèle modifié (moitié droite de chaque carte). Les valeurs du paramètre modifié correspondant sont indiquées à la base du panneau de n_H , tandis que les noms des modèles sont indiqués à la base du panneau de v_z . L'échelle de couleur des vitesses est tronquée sur l'intervalle typiquement observé dans les flots CO : entre 0 et 50 km/s. Le modèle de référence dans cette figure a un flux de masse "élevé", c'est-à-dire égal à $6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (voir Table 5 pour la liste complète des paramètres des modèles). La plus forte influence sur la forme de la cavité est ici observée lorsque la densité du cœur est modifiée.

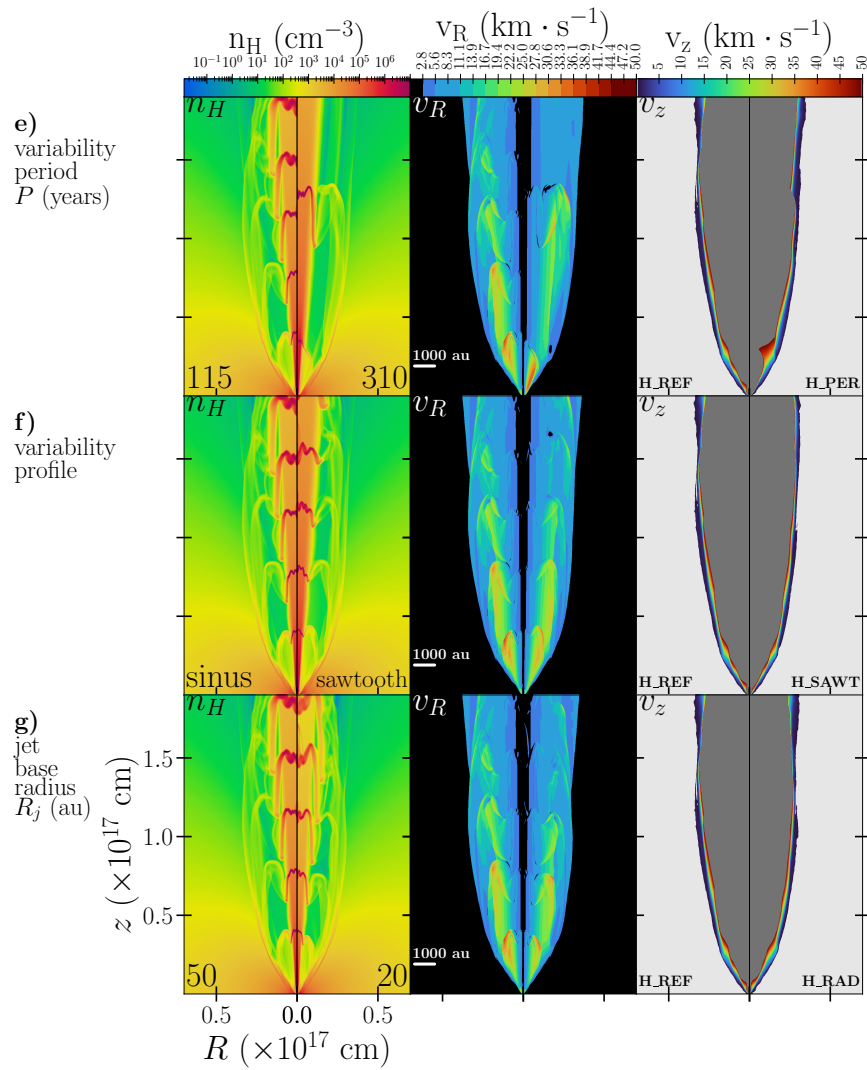


FIGURE 40 – Suite.

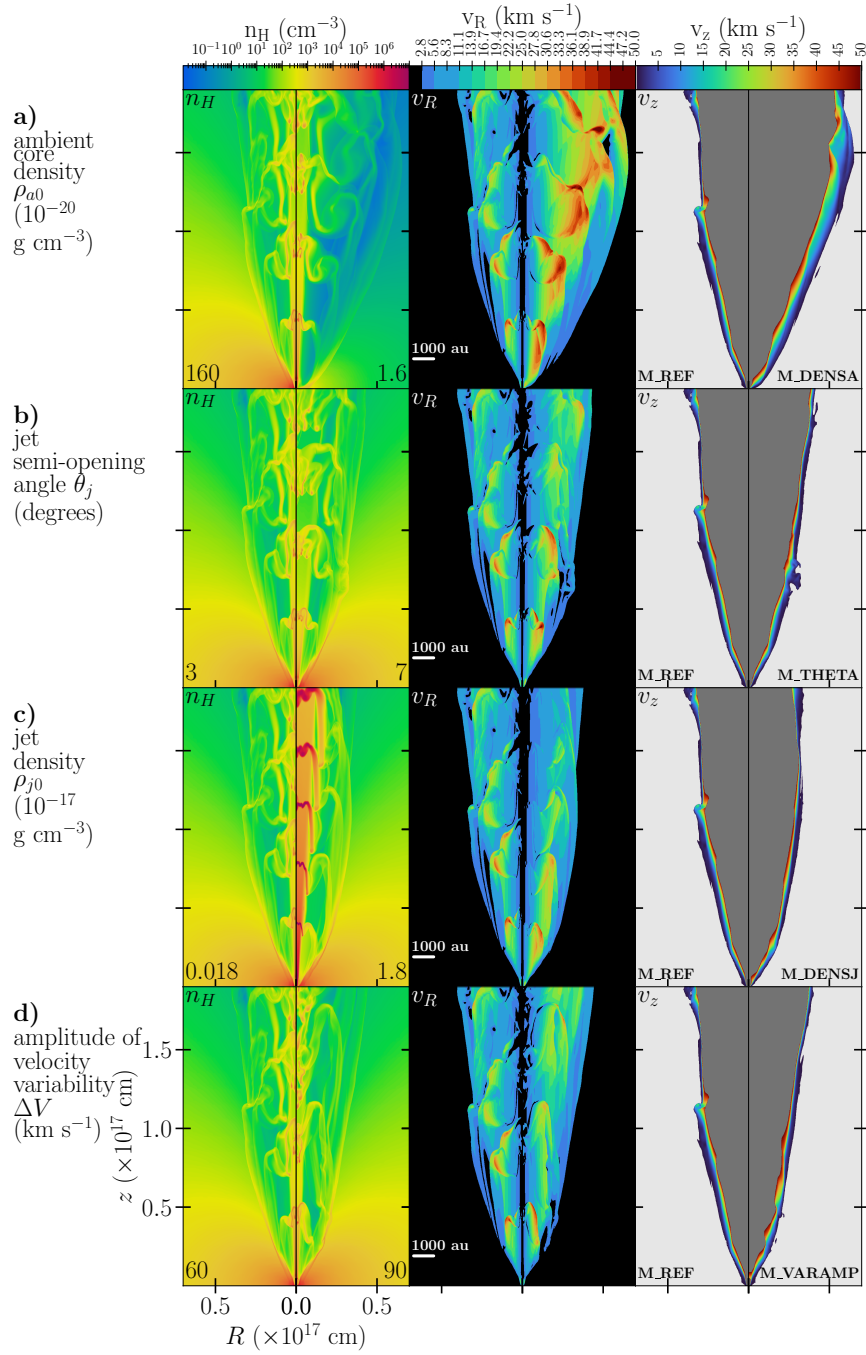


FIGURE 41 – Même principe que la Fig. 40, mais avec un modèle de référence ayant un flux de masse du jet 100 fois plus faible : $\dot{M} = 6 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

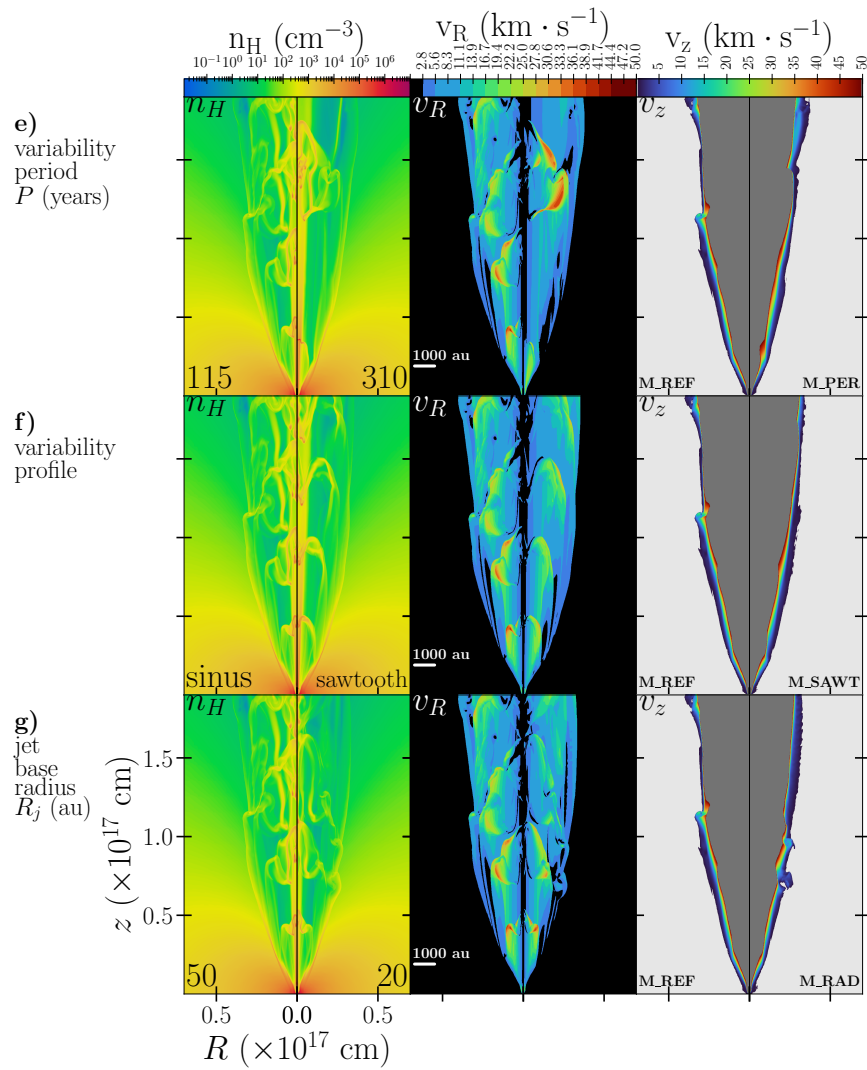


FIGURE 41 – Suite.

les modèles au même âge $t = 700$ ans, via leurs cartes respectives de densité en nucléons n_H , de vitesse radiale v_R , et de vitesse axiale v_z .

2.3.1. Cartes de vitesses

Pour les jets "haute densité" et "densité moyenne", les cartes de v_R montrent l'expansion latérale de la cavité induite par les chocs d'étrave successifs. En parallèle, les cartes de v_z mettent à nouveau en lumière une structure de gradient de vitesse similaire à celle d'un cisaillement, et qui se développe le long des bords de la couche principale.

2.3.2. Forme de la cavité principale – méthode

J'utilise les cartes de densité des Figs. 40 et 41, afin de mesurer la largeur totale $\mathbf{W}(z)$ de la couche principale comme une fonction de l'altitude z . Nous obtenons alors la Fig. 42, qui superpose les formes obtenues pour les cavités de chaque modèle, à la fois pour le jet "haute densité" et de "densité moyenne". De plus, à partir de la largeur totale du choc d'étrave \mathbf{W}_{800} mesurée dans chaque modèle à $z = 800$ au, nous calculons α_{800} , l'ouverture angulaire totale résultante près de la base du flot, suivant la définition employée par [Dutta et al. \(2020\)](#):

$$\alpha_{800} = 2 \arctan(\mathbf{W}_{800}/[2 \times 800 \text{ au}]) \quad (\text{V.5})$$

Les valeurs résultantes de α_{800} , \mathbf{W}_{800} , et \mathbf{W}_{12700} (largeur totale mesurée au sommet du domaine) sont dans la Table 5 pour le cas "haute densité" et dans la Table 6 pour le cas "moyenne densité".

2.3.3. Formes de la cavité principale – analyse

Les mêmes comportements sont obtenus pour les deux grilles de modèles: jets "haute densité" et de "densité moyenne". Voici les résultats des Figs. 40 et 41:

L'effet avec le maximum d'impact à la fois sur la morphologie et la cinématique de la couche principale est ici obtenue lorsque la densité de base de l'enveloppe est diminuée d'un facteur 100. En effet, les panneaux (a) de chaque figure montrent que le choc d'étrave le plus externe est jusqu'à deux fois plus large que dans le modèle de référence. Le champ de vitesses v_R atteint de plus hautes valeurs dans les chocs d'étrave (externe et imbriqués). La couche de gaz dans laquelle un gradient de v_z se forme le long du choc externe (par exemple entre 0 et 50 km/s) s'épaissit aussi;

Accroître l'ouverture angulaire du jet (panneaux b) produit un effet notable mais moins important, avec une augmentation maximale (sur tous les z) de $\sim 30\%$ de la largeur totale.

Augmenter d'un facteur 100 la densité de base du jet (panneaux c) produit aussi un effet modéré, avec un élargissement maximum de 40% dans le cas le plus affecté. (comparer aussi les courbes de mêmes couleurs entre le panneau gauche et droit de la Fig. 42; et les largeurs totales compilées entre les tables Table 5 et 6).

Pour finir, la morphologie et la cinématique du choc d'étrave externe sont affectés de manière encore plus modérée lorsque :

- la demi-amplitude ΔV ou la période de variabilité P sont augmentées (panneaux d et e);
- un profil en dent de scie $h(t)$ est imposé dans la valve d'entrée du jet, à la place d'un profil sinusoïdal (panneaux f);
- le rayon du jet R_j est diminué (panneaux g).

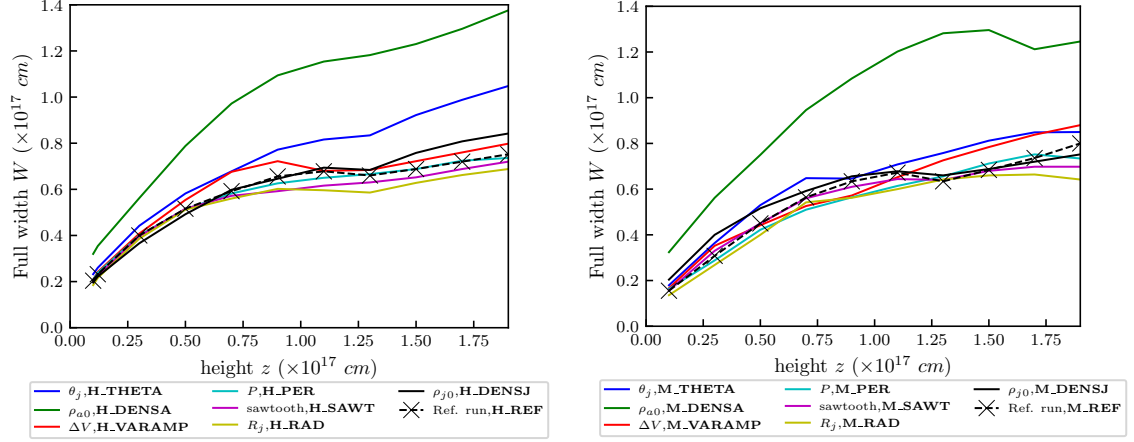


FIGURE 42 – Largeur totale ($\mathbf{W}(z)$) de la couche principale à $t = 700$ ans, en fonction de l'altitude z , pour les modèles de jet "haute densité" (haut) et de "densité moyenne" (bas) des Figs. 40 & 41. Les courbes colorées sont obtenues en variant un seul paramètre par rapport à la simulation de référence (en pointillés et croix noires) : la densité de base du cœur ρ_{a0} ; la demi-ouverture angulaire du jet θ_j ; la densité de base initiale du jet ρ_{j0} ; la demi-amplitude de variabilité ΔV ; la période P ; le profil de variabilité (en dent de scie au lieu de sinusoïdal); ou le rayon du jet R_j . Les valeurs de paramètre que nous faisons varier dans chaque modèle sont indiquées dans la Table 5.

Néanmoins, nous pouvons souligner qu'en comparaison du modèle de référence avec un profil de variabilité sinusoïdal, adopter un profil en dent de scie (et décroissant avec le temps) produit, dans les deux séries de modèles, une distribution plus régulière de la densité et de la vitesse dans les chocs d'étraves et les cavités du flot, qui sont moins sujets aux instabilités (cf. panneau f des Figs. 40 et 41).

3. Simulations sur 10^4 ans du flot poussé par un jet variable dans un cœur singulier aplati

Nous avons ensuite étudié, pour la première fois, l'évolution à long terme des flots poussés par un jet pulsé conique à travers un cœur singulier aplati, identique à celui invoqué dans le modèle "standard" de flots poussés par un vent grand angle (Lee et al. 2001). Pour ce faire, nous avons réalisé pour la première fois une simulation de ce type jusqu'à des échelles de temps atteignant 10 000 ans.

3.1. Choix des paramètres de la simulation

Dans la Sect. V.2, nous avons pu observer qu'adopter un profil de variabilité du jet en dent de scie (monotone décroissant par morceaux avec le temps) permet de minimiser le développement d'instabilités par rapport à un profil de variabilité sinusoïdale, sans pour autant affecter la morphologie et la cinématique qui en résultent, de manière globale.

Par conséquent, nous avons choisi pour notre simulation à temps long d'adopter un profil en dent de scie pour la variation temporelle de la vitesse. L'avantage principal est que la réduction du nombre et de l'importance des instabilités que ce choix apporte nous permet de diminuer le nombre de cellules nécessitant le niveau le plus haut du raffinement AMR, et donc d'atteindre les échelles d'âges $\simeq 10^4$ ans recherchées au niveau de cette étude avec un coût en temps de calcul plus raisonnable.

En ce qui concerne les autres paramètres, nous avons par cohérence gardé les mêmes valeurs que notre modèle de "densité moyenne" M_SAWT , excepté pour la période de variabilité où nous avons adopté une valeur de 300 ans (au lieu de 115 ans), afin de se rapprocher des valeurs typiques estimées dans le flot de HH46/47 (Zhang et al. 2019).

3.2. Validation du calcul de la force de rappel

La Fig. 43 montre les cartes simulées à $t = 10^4$ ans de :

- (a) densité n_H en noyaux d'hydrogène,
- (b) fraction f_a de matériau originaire du cœur environnant,
- (c) et (d) vitesses radiales v_R et axiales v_z dans le référentiel du cœur environnant.

La sous-figure du bas (Fig. 43ii) reprend la Figure 5 de l'article Rabenahary et al. (2022), où la force de gravité effective $\vec{F}_p = \nabla(p(t=0))$ permettant de maintenir les gradients initiaux de pression du cœur environnant a été calculée de façon numérique, exacte à l'ordre deux (méthode 1 décrite dans la Sect. IV.5.1.1 du Chapitre 4).

En comparaison, la sous-figure du haut (Fig. 43i) montre une simulation où nous avons utilisé l'expression analytique exacte du gradient de pression initial, que nous n'avons pas encore établie au moment de la publication de Rabenahary et al. (2022), et qui est décrite dans la Sect. IV.5.1.2 du Chapitre 4.

Nous pouvons ainsi vérifier que la méthode des gradients numériques, qui est la seule méthode possible dans le cas général sans solution analytique, produit des résultats identiques (au niveau de quelques pourcents) à l'expression exacte de F_p .

Nous vérifions ainsi la validité des résultats sur la morphologie et la cinématique des flots obtenus par Rabenahary et al. (2022) avec une évaluation numérique approchée de la force de rappel \vec{F}_p .

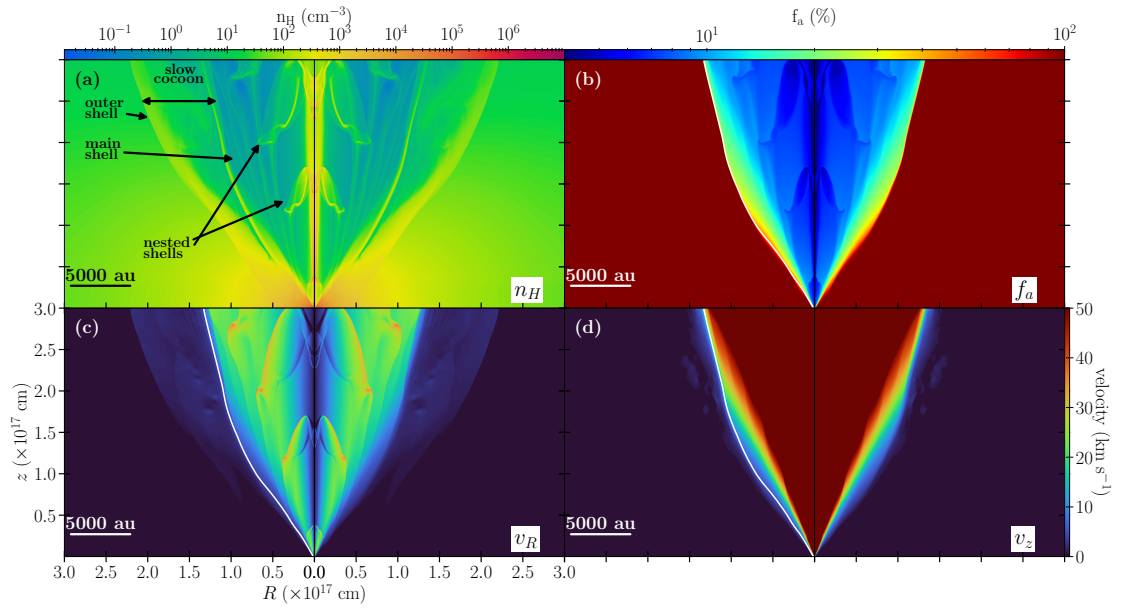
Dans la suite de ce manuscrit, nous présenterons les figures obtenues avec la méthode exacte, qui améliorent encore la précision de notre modélisation par rapport à Rabenahary et al. (2022).

3.3. Comparaison avec les résultats aux temps courts

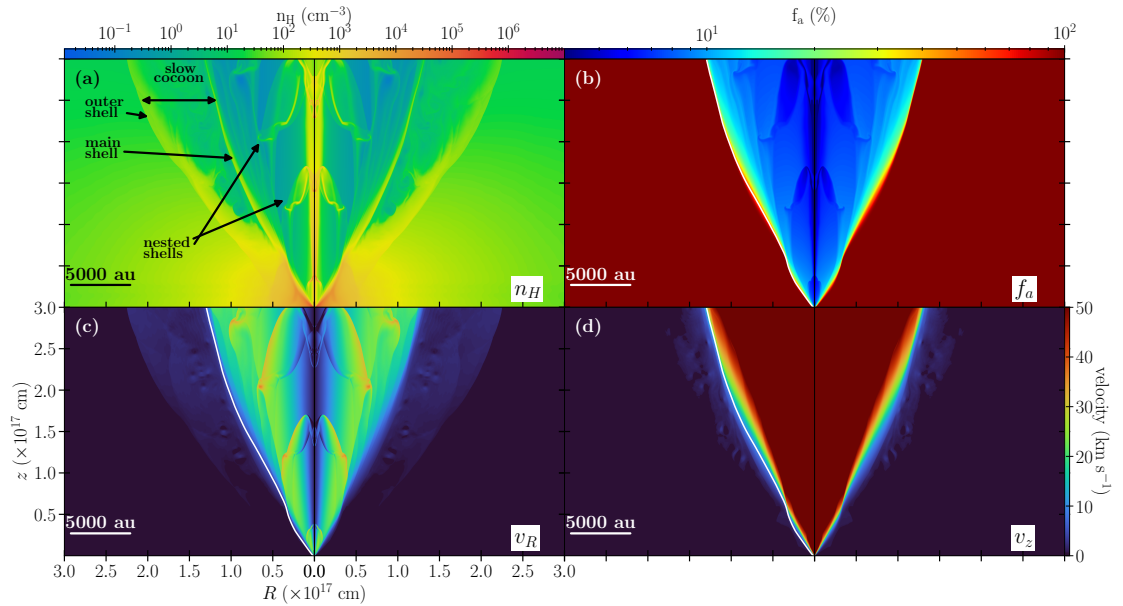
Les cartes de la Fig. 43i nous montrent que la structure des flots simulés à $t = 10^4$ ans diffère beaucoup de celle observée à des stades d'évolution peu avancés (comparer aux cartes Fig. 33).

Structure et géométrie des cavités du flot

1. La couche surdense, qui formait une seule structure à $t \sim 300 - 600$ ans, se retrouve séparée à $t \sim 10^4$ ans en deux couches distinctes :
 - une couche "externe" qui trace le "choc en avant" (en anglais *forward shock*) se propageant à faible vitesse dans le cœur environnant.



(i) Cartes obtenues avec l'expression analytique exacte de la force de rappel F_p pour maintenir le gradient de pression.



(ii) Cartes obtenues avec un calcul numérique à l'ordre 2 du gradient de pression (tirées de [Rabenahary et al. 2022](#)).

FIGURE 43 – Cartes à $t = 10\,000$ ans de la (a) densité de noyaux d'hydrogène $n_H = n(\text{H} + \text{H}^+) + 2n(\text{H}_2)$, (b) fraction de gaz originaire du cœur f_a , (c) vitesse transverse v_R , et (d) vitesse axiale dans notre simulation de jet conique pulsé à travers un cœur singulier aplati. Les paramètres sont ceux de la Sect. V.3.1. L'échelle de couleur des vitesses est tronquée sur l'intervalle typiquement observé dans les flots CO : entre 0 et 50 km/s. Le contour blanc sur la moitié gauche de chaque panneau trace l'iso-contour $f_a = 50\%$.

- une couche "principale" plus interne qui trace le "choc en retour" (en anglais *reverse shock*), et dans laquelle les ailes des chocs d'étrave successifs produits par le jet variable s'empilent au cours du temps.
- 2. Les couches externe et principale ont toutes deux une structure "parabolique" avec un angle d'ouverture plus large à la base (eg. 86° à $z = 800$ au vs. 41° à $z = 20\,000$ au pour la cavité principale).
- 3. Entre ces deux couches se trouve un cocon de gaz ambiant accéléré à très faible vitesse (par rapport à l'intérieur de la couche principale).
- 4. Nous pouvons observer que la couche principale correspond aussi approximativement à l'interface de contact délimitée par l'isocontour $f_a = 50\%$, c'est-à-dire où le gaz du cœur et du jet se mélangent à proportions égales (cf. contours blancs dans la moitié gauche des panneaux de la Fig. 43i).

La présence de deux couches de vitesses et d'angles d'ouvertures différents à la base du flot est semblable de la structure en forme "d'araignée" observée par ALMA dans B5-IRS1 (Zapata et al. 2014).

Cartes de vitesses

Les Fig. 43(c) et (d) montrent les cartes de vitesses radiale et axiale, respectivement. Nous pouvons y voir que les chocs d'étrave générés par la variabilité du jet atteignent des vitesses plus élevées et forment des ailes plus larges qu'aux courts âges, car ils rencontrent moins de résistance. En effet, la cavité dans laquelle ils se propagent est de moins en moins dense au cours du temps, du fait de son expansion globale.

Cependant, les schémas caractéristiques de la cinématique restent similaires entre âges avancés et courts, à savoir :

1. des ailes de chocs d'étrave où le gaz atteint sa vitesse radiale maximale, avant de diminuer vers les bords de la cavité
2. une structure de cisaillement en vitesse axiale le long de la couche principale

Nous verrons dans le Chapitre VI que c'est ce schéma cinématique caractéristique qui va permettre de former une structure en forme de "cloche" dans les diagrammes position-vitesse transverses, très similaire à celle observée avec ALMA, par exemple dans HH46/47.

3.4. Evolution de la largeur et de l'ouverture des cavités

3.4.1. Décélération à long terme

Dans le Chapitre II, nous avons montré que les chocs d'étrave produits par des jets sont censés décélérer au cours du temps. Cependant, contrairement au modèle de flots poussés par un vent radial, aucune estimation analytique de cette décélération n'est disponible dans le cas où le cœur environnant n'est pas uniforme. Nos simulations numériques à long terme permettent, pour la première fois, de quantifier la décélération des cavités produites par un jet dans un cœur stratifié.

La Figure 44 montre l'évolution dans le temps des largeurs totales des deux couches (externe et principale) observées dans la Fig. 43i(a), à deux altitudes différentes : à la base du flot ($z = 800$ au) et au sommet du domaine de simulation ($z = 20\,000$ au), une fois que ce dernier est atteint par l'apex de la couche considérée. Ci-dessous, ces largeurs sont nommées W_{800} et W_{20000} , respectivement.

La Figure 44 nous montre que la séparation des deux couches a lieu autour de $t = 1000$ ans pour notre choix de paramètres. Nous pouvons aussi voir que chacune de ces deux couches décélère

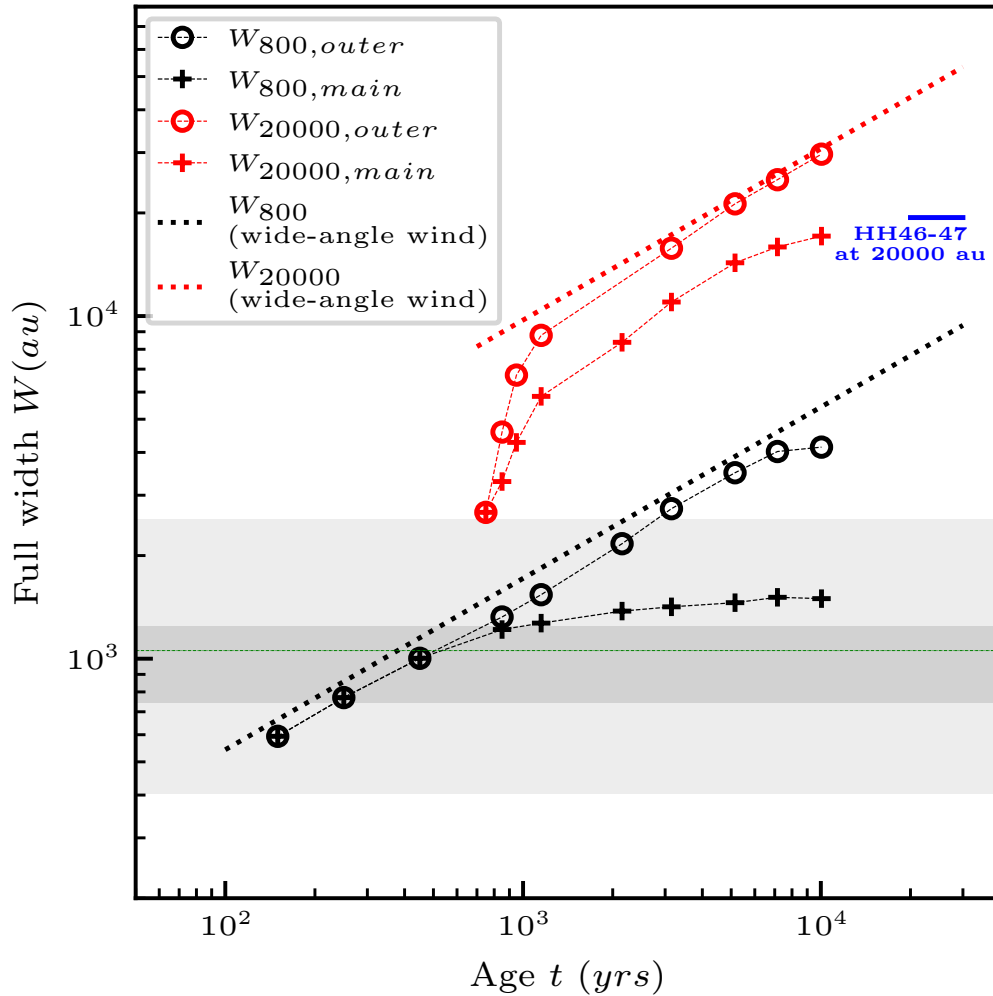


FIGURE 44 – Evolution dans le temps de la largeur totale de la couche principale (interface jet-cœur, croix) et externe (choc en avant, cercles) pour la simulation de la Fig. 43i. Les largeurs sont mesurées aux altitudes $z = 800$ au (noir) et $z = 20\,000$ au (rouge). Les prédictions analytiques issues du modèle équivalent de "vent X grand angle modifié" de Lee et al. (2001) (voir Sect. V.3.4.2) sont indiquées en traits noirs/rouges pointillés avec des pentes $t^{1/2}$ (voir texte). Est aussi indiqué en gris clair l'intervalle de largeurs observées à une hauteur projetée de 800 au dans 22 flots par Dutta et al. (2020) (deuxième et troisième quartiles en gris foncé, médiane en vert). La largeur totale à $z = 20\,000$ au du flot HH46/47 (observé en CO par Zhang et al. 2016) est représentée en bleu.

à des âges avancés. Cette décélération est plus importante (et intervient plus tôt, et à un rythme plus rapide) à faible altitude, où la densité ambiante est plus forte. Ainsi, à $z = 800$ au, la couche

principale cesse de grossir après ~ 6000 ans pour atteindre une largeur totale finale autour de $W_{800} \simeq 1500$ au. En haut du domaine, par contre, à $z = 20\,000$ au, elle n'atteint sa valeur finale qu'à $t \geq 10^4$ ans.

3.4.2. Comparaison avec le modèle de flot poussé par un vent grand angle

Les lignes pointillées tracées sur la Fig. 44 montrent les largeurs à $z = 800$ au et 20000 au prédites au cours de temps pour la cavité poussée par le modèle de vent grand angle de Lee et al. (2001), en supposant le même flux de masse injecté et la même vitesse moyenne que le jet que nous simulons ici, ainsi que le même cœur singulier aplati environnant.

Dans ce modèle dit de "vent X grand angle modifié", la vitesse du vent décroît vers l'équateur comme

$$V_w = V_{w0} \cos \theta. \quad (\text{V.1})$$

Cette hypothèse diffère un peu du véritable "vent X" (qui a une vitesse identique à toutes les latitudes) mais comme nous l'avons montré dans le Chapitre II, elle a l'avantage d'offrir une solution analytique simple pour la forme de la base de la cavité : une parabole, paramétrisée par $z = R^2/R_0$. Celle-ci est en expansion auto-similaire au fil du temps selon $R_0 = V_0 t$, où $V_0 = V_{w0} \sqrt{\eta}$ et η est le contraste (fixe) de densité vent-à-cœur au niveau de l'équateur. La largeur de la parabole au temps t et à la hauteur z est alors simplement donnée par :

$$W_z = 2R = 2\sqrt{zV_0 t} \quad (\text{V.2})$$

Pour le modèle de vent équivalent au jet considéré ici, on a :

- $V_{w0} = V_{j0} = 120$ km/s,
- $\eta = 2.2 \times 10^{-3}$ (Lee et al. 2001),

donc $V_0 = 5.6$ km/s. Cette valeur de V_0 est tout à fait typique de celles obtenues par ajustement du même modèle à plusieurs flots observés, $V_0 \simeq 1.5 - 9$ km/s (Lee et al. 2000; Zhang et al. 2019) (en notant que Lee et al. 2000 utilisent des notations différentes : $C = 1/R_0$ et $v_0 = 1/t$).

Les prédictions de l'Eq. (V.2) sont tracées en lignes pointillées dans la Figure 44. Elles confirment un résultat déjà noté dans la Sect. V.1.4 : aux âges courts (≤ 500 ans), la couche produite dans un cœur singulier aplati par un vent X modifié à large ouverture angulaire a une largeur très similaire à celle créée par un jet variable de même vitesse $V_{j0} = V_{w0}$ et de même flux de masse.

Par contre, elles montrent qu'aux âges longs $t \simeq 10^3 - 10^4$ ans, l'expansion radiale auto-similaire et sans décélération de la couche poussée par le vent à large ouverture lui fait dépasser rapidement les largeurs obtenues dans notre simulation de jet où la couche interne principale du flot décélère fortement.

Tout récemment, des simulations numériques de couches poussées par un vent X non modifié (ie. sans variation de V_w avec la latitude) et incluant le champ magnétique dans le vent et le cœur environnant, ont été conduites jusqu'à des âges de 500-1000 ans (Shang et al. 2020). Ces simulations confirment que la couche grossit à vitesse constante et de manière auto-similaire, à savoir avec une largeur $R_0 \propto t$ et $V \propto R$, et prédisent des largeurs similaires au modèle analytique tracé en pointillés dans la Figure 44 qui offre donc une bonne approximation du comportement attendu.

3.4.3. Comparaison aux largeurs de flots observées

Comme nous l'avons expliqué dans le Chapitre II, le rapport longueur/largeur typique $q \simeq 5$ cité dans la littérature pour les flots moléculaires est très probablement sous-estimé. Les raisons sont la taille trop limitée des cartographies ciblées autour d'une protoétoile donnée (voir l'exemple du flot de B5-IRS1, [Arce et al. 2010](#)) et/ou l'absence de signatures moléculaires détectables dès lors que le flot sort du nuage parent (voir l'exemple du lobe bleu "tronqué" du flot CO de HH46/47 ([Zhang et al. 2016](#))). Pour cette raison, nous considérons que la quantité la plus pertinente dans une comparaison entre simulations et observations visant à distinguer entre les différents modèles (vent X ou jet) n'est pas le rapport longueur/largeur du flot, mais sa *largeur absolue*, mesurée à une hauteur donnée.

Pour effectuer cette comparaison, nous indiquons tout d'abord dans la Figure 44 par des bandes grises la répartition des largeurs totales W_{800} à une hauteur (projetée) de $z = 800$ au, dans un échantillon non-biaisé de 22 flots CO, principalement de classe 0. Ces flots sont observés à la même résolution avec ALMA dans le nuage d'Orion ([Dutta et al. 2020](#)). Les premiers et derniers quartiles sont représentés en gris clair, et les deuxièmes et troisièmes quartiles en gris foncé. Nous voyons que l'évolution des largeurs W_{800} de la couche principale prédites par notre simulation est en excellent accord avec l'intervalle observé par [Dutta et al. \(2020\)](#).

La largeur asymptotique de 1500 au atteinte à $t \geq 10^4$ ans correspond à une ouverture angulaire finale à la base de la cavité de $\alpha_{800} = 2 \arctan(W_{800}/[2 \times 800 \text{ au}]) = 86^\circ$. Ce comportement est cohérent avec une étude observationnelle sur un autre échantillon, de sources d'âges variés, qui suggère que l'ouverture angulaire à la base des flots CO cesse de grossir après typiquement $t \simeq 8000$ ans, pour atteindre une valeur finale (non-corrigée de l'inclinaison) $\alpha_{\text{obs}} \simeq 90 - 100^\circ$ ([Velusamy et al. 2014](#)).

À une altitude intermédiaire de $z = 8000$ au, la couche principale dans notre simulation atteint une largeur de ~ 9000 au à un âge de 10^4 ans (voir Fig. 43i). En comparaison, l'étude récente de [Habel et al. \(2021\)](#) de cavités en lumière diffusée de sources de Classe 0/1 dans le nuage d'Orion avec le *Hubble Space Telescope* (HST) rapporte des largeurs observées à la même altitude (projetée) dans l'intervalle 1100–8500 au dans 75% des cas (cf. les demi-ouvertures angulaires mesurées par [Habel et al. 2021](#)). Là encore, nous trouvons un bon accord avec nos prédictions.

Enfin, à une altitude de $z = 20\,000$ au = 0.1 pc (en haut de notre domaine de calcul), la couche principale de notre simulation atteint une largeur de $W_{20000} = 15\,000$ au à un âge de 10^4 ans. Il n'existe pas (encore) d'étude observationnelle des largeurs de flots à cette distance de la source et qui soit non-biaisée et uniforme en résolution. Cependant, nous notons que notre résultat est en bon accord avec la largeur observée à la même hauteur (déprojetée) du flot CO de HH46/47, qui est issu d'une source de Classe 1 et donc en principe assez évolué ([Zhang et al. 2016](#)). Cette mesure est indiquée en bleu à $t = 2 - 3 \times 10^4$ ans dans la Fig. 44.

En conclusion, contrairement à la critique formulée par [Ostriker et al. \(2001\)](#) dans le cas d'un environnement uniforme, le choc d'étrave formé par un jet variable lancé à travers un cœur singulier aplati apparaît comme largement capable de reproduire les largeurs et angles d'ouverture de flots CO observés à la fois à petites et grandes échelles spatiales, pour des âges réalistes $\geq 10\,000$ ans.

Par contre, la Figure 44 montre que, après seulement 2000 ans, la couche produite par le modèle de vent X (en pointillés) à $z = 800$ dépasse rapidement les largeurs typiques observées dans les flots CO par [Dutta et al. \(2020\)](#). Et cet écart augmente au cours du temps en $W \propto t^{1/2}$ (cf. Eq. V.2). Rappelons ici que l'expansion radiale sans décélération prédite dans ce modèle est étroitement liée au choix d'un profil de densité en $1/r^2$ du cœur environnant, et à l'hypothèse d'un mélange instantané à l'interface vent-cœur ([Shu et al. 1991](#)). Un vent X radial pourrait, en fait, former

des couches stationnaires si le cœur environnant présente un gradient de densité moins abrupt (eg. $1/r^{1.5}$ dans une enveloppe en effondrement) et si le mélange au niveau de l'interface vent-cœur est inefficace (Smith 1986; Liang et al. 2020). Cependant, dans ce cas, la vitesse du gaz le long des flancs de la cavité serait uniforme (au lieu de proportionnelle à la distance) et ne reproduirait donc plus la "loi de Hubble" $V \propto R$ qui a motivé ce modèle à l'origine (Shu et al. 1991), et participé à son succès. Il s'agit donc tout de même d'un problème sérieux pour le scénario classique de formation des flots CO par un vent X stationnaire.

3.5. Superposition rouge-bleu et vitesse maximale

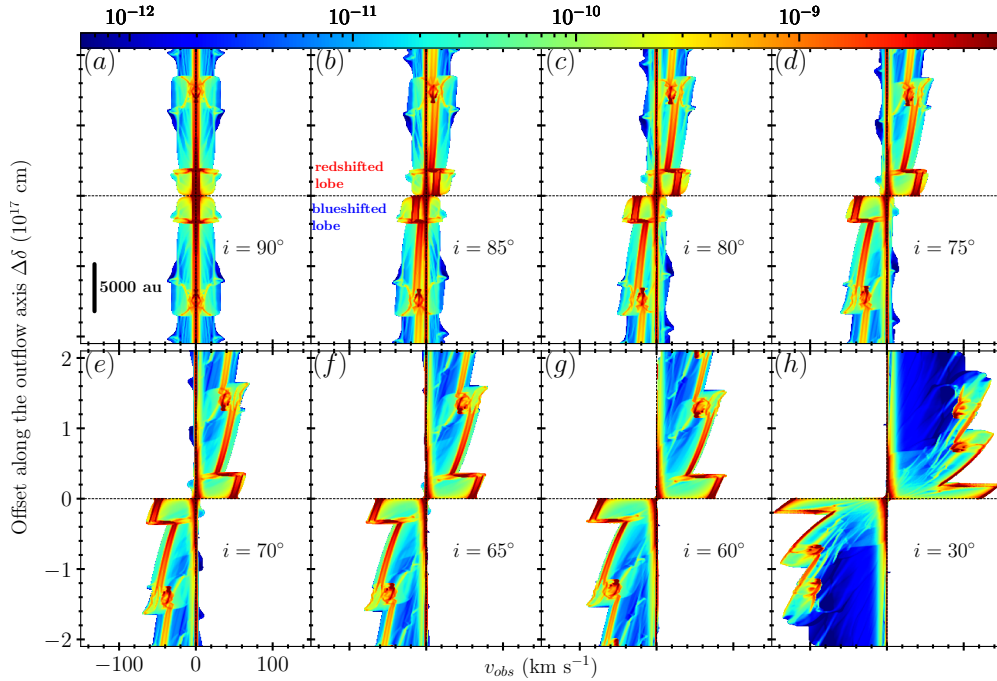


FIGURE 45 – Diagramme PV longitudinal calculé le long de l'axe du flot simulé dans la Fig. 43i à un âge de $t = 10\,000$ ans, pour différentes inclinaisons i du flot par rapport à la ligne de visée : $30^\circ \leq i \leq 90^\circ$ (edge-on). Les deux lobes du flots sont représentés (le lobe rouge aux offsets positifs, et le lobe bleu aux offsets négatifs).

Nous allons maintenant examiner comment notre simulation répond aux deux autres critiques majeures formulées jusqu'ici contre les modèles de flots CO poussés par les chocs d'étrave d'un jet, c'est à dire,

- une superposition d'émission rouge-bleue excessive, à la plupart des inclinaisons (Lee et al. 2001),
- des vitesses prédites trop faibles aux largeurs de flots maximales observées ($V \simeq 0.03$ km/s pour $W \simeq 10\,000$ au Arce et al. 2007).

Ainsi, la Figure 45 présente les diagrammes position-vitesse (PV) longitudinaux que nous avons

calculés à partir des résultats de la simulation de la Fig. 43 à $t = 10\,000$ ans, pour des angles d'inclinaisons i du lobe bleu par rapport à la ligne de visée variant de 30° à 90° (jet vu par la tranche, ou *edge-on*). L'échelle de couleurs reflète la quantité de matière en fonction de la vitesse projetée sur la ligne de visée (v_{obs} , en abscisse) et de l'altitude le long de l'axe du jet, projetée sur le plan du ciel ("offset", en ordonnée).

Cette figure démontre que la présence conjointe, dans un même lobe du flot, d'émission à des vitesses positives (décalées vers le rouge) et négatives (décalées vers le bleu), dite "superposition bleu-rouge", disparaît rapidement en dessous d'un certain angle d'inclinaison $i < i_c \simeq 80^\circ$ par rapport à la ligne de visée, et n'est même plus observée du tout à $i \leq 60^\circ$.

Ce comportement diffère fortement des résultats obtenus sur des temps courts de quelques centaines d'années, où la superposition bleu-rouge dans les PV est encore très importante à $i = 60^\circ$, quelle que soit la stratification adoptée pour le cœur ambiant, comme nous l'avons montré dans la Figure 36.

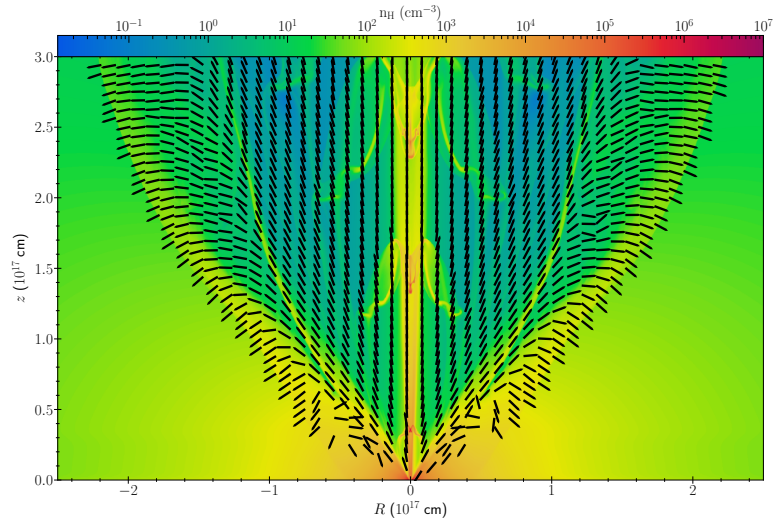


FIGURE 46 – Champ d'orientation des vecteurs vitesses pour la simulation à $t = 10\,000$ ans de la Fig. 43i, dans le référentiel au repos du cœur environnant. Pour plus de lisibilité, les flèches sont montrées pour des vitesses absolues au dessus de 0.1 km/s, et ont toutes la même longueur quel que soit le module de la vitesse. En arrière-plan couleur: carte de densité n_H .

La disparition de la superposition bleu-rouge aux âges longs dans notre simulation peut se comprendre grâce à l'examen de la Fig. 46, où nous représentons la direction des vecteurs vitesse à l'intérieur du flot à $t = 10\,000$ ans, dans le référentiel au repos du cœur environnant. Au niveau de la couche externe (choc en avant) on observe que le gaz choqué est en expansion quasi perpendiculaire au front de choc. Cela produit donc en principe une superposition rouge-bleu, mais l'expansion de ce front de choc est tellement ralentie aux temps longs que l'émission résultante est projetée dans le bin $v_{obs} \simeq 0$ et est donc inobservable.

En ce qui concerne la couche principale, par contre, on observe que l'interaction et l'empilement de nombreux chocs d'étrave aux temps longs donne un champ de vitesses "conique", avec des vecteurs essentiellement orientés dans la direction opposée à la source, au lieu de perpendiculaire-

ment à la couche. Cette orientation directionnelle préférentielle, combinée à la forte diminution du module de vitesse vers les bords, réduit considérablement la superposition bleu-rouge obtenue dans la projection des vecteurs vitesses du gaz, sauf aux inclinaisons très proches de "edge-on".

On note enfin que, grâce à la variabilité du jet, plusieurs chocs d'étrave "jeunes" sont présents à $z \leq 20000$ au dans la cavité principale, qui continuent à produire de l'émission jusqu'à des vitesses élevées dans les diagrammes PV, même aux temps longs et dans une cavité de grande largeur.

Ainsi, les deux autres critiques avancées par les études précédentes contre les flots CO poussés par un jet, (1) trop importante superposition rouge-bleu, et (2) vitesses trop faibles aux largeurs observées, n'apparaissent plus justifiées une fois que le modèle considéré prend en compte à la fois :

1. la variabilité du jet
2. une stratification réaliste en densité du cœur environnant
3. des âges de simulation $\simeq 10^4$ ans.

CHAPITRE

VI

COMPARAISON AUX OBSERVATIONS ALMA DE FLOTS TYPIQUES: HH46/47 ET CARMA-7

Sommaire

1	Aniriniil : un code Python pour les cartes synthétiques	116
1.1	Cube de données	118
2	Comparaison avec le flot de HH46/47	120
2.1	Morphologie	120
2.2	Diagrammes PV transverses	121
2.2.1	Résultats	123
2.2.2	Comparaison au modèle de vent grand angle	123
2.3	Diagramme PV longitudinal	123
2.3.1	Résultats	123
2.3.2	Effet de la phase du jet	125
2.3.3	Comparaison au modèle de vent grand angle	125
2.4	Distribution masse-vitesse	125
3	Comparaison avec le flot de CARMA-7	128
3.1	Observations et paramètres adoptés	128
3.2	Diagrammes position-vitesse	129
3.2.1	Comparaison pour $t = 500$ ans	129
3.2.2	Facteurs favorisant un flot jeune	129
3.3	Quelques réserves et alternatives	132
4	Synthèse	133

Dans ce chapitre, nous présentons une comparaison qualitative des résultats de nos simulations numériques avec des flots protostellaires particuliers, à travers les mêmes diagnostics que dans le chapitre précédent.

Les prédictions des simulations de la Sect. V.3 en termes de diagrammes PV, de distribution MV, et de morphologie sont qualitativement comparées avec les cartographies de ces flots par l'Atacama Large Millimeter/sub-millimeter Array (ALMA).

Les principaux résultats clefs de cette comparaison ont été publiés dans l'article [Rabenanahary et al. \(2022\)](#). Ils sont complétés ici par des comparaisons supplémentaires qui renforcent nos con-

clusions et confirment l'intérêt de notre modèle pour reproduire la cinématique globale complexe des flots protostellaires telle que révélée par ALMA.

Notons que l'objectif principal de notre étude est de mettre en avant d'un point de vue qualitatif les schémas/comportements/structures comparables entre les simulations de notre modèle et ce que nous retrouvons dans les observations ALMA (et de façon à ce que les similarités trouvées ressortent de manière la plus visuelle/directe possible). Nous ne ferons donc pas un ajustement fin des paramètres de simulation (valeurs de densité du coeur/du jet, vitesse d'injection du jet, âge, inclinaison du flot/du coeur...) vis-à-vis des observations.

1. Aniriniil : un code Python pour les cartes synthétiques

Avant de procéder à la suite, je présente ici l'outil Python que j'ai intégralement programmé pour obtenir des cartes synthétiques en post-traitement des sorties du code MPI-AMRVAC, à savoir pour obtenir : des diagrammes position-vitesse et la distribution masse-vitesse du gaz. Le principe est qu'à partir de la reconstruction en trois dimensions du flot incliné (par symétrie de révolution), je construis un cube de données 3D $(\delta, \alpha, v_{obj})$, où : (δ, α) sont la déclinaison et l'ascension droite correspondant aux coordonnées de la projection des positions des objets 3D sur le plan du ciel ; v_{obj} est la projection de la vitesse d'un objet le long de la ligne de visée d'un observateur.

La Fig. 47 résume les coordonnées employées pour réaliser les opérations du code. L'axe du flot reconstruit en 3D y est noté z et est incliné d'un angle i par rapport à Γ , qui est compté positivement en pointant vers l'observateur. La vitesse observée v_{obj} est projetée le long de Γ . La Fig. 48 montre une représentation du cube de données inféré par l'outil Python et ensuite utilisé pour en déduire des diagrammes position-vitesse (longitudinaux et transverses) ainsi que la distribution masse-vitesse du système simulé.

Le code source est disponible sur Github : <https://github.com/mrabenanahary/Aniriniil>.
`git` La commande d'exécution du code pour un fichier paramètre `<nameOfParFile>.par` est : `python3 geoCompiler.py <nameOfParFile>.par`.

Les paramètres donnés au code sont :

- l'angle d'inclinaison i du flot par rapport à la ligne de visée comptée positivement en direction de l'observateur,
- le nom `*.vtu` du fichier de sortie de MPI-AMRVAC lu par Aniriniil,
- le nombre de cellules n_φ suivant la direction φ de révolution autour de z , autour duquel le système en trois dimensions est reconstruit,
- la résolution spectrale du cube de données 3D, suivant v_{obj} ; ainsi que l'extension choisie $[v_{min}, v_{max}]$ pour v_{obj} dans le cube (toutes les vitesses en km/s),
- J'ai choisi de baser et de déduire automatiquement l'extension $[\delta_{min}, \delta_{max}] \times [\alpha_{min}, \alpha_{max}]$ en (δ, α) du cube de données à partir de celle du fichier `*.vtu` de sortie de MPI-AMRVAC, et donc de l'extension du domaine simulé, afin que tout le système reconstruit en 3D soit inclus dans le cube 3D. La résolution du cube, qui est affichée et ajustable au début de l'exécution de l'outil Python, est ainsi donné par δ_{max}/n_δ et α_{max}/n_α , où n_δ est ajustable par l'utilisateur (n_α est ensuite automatiquement ajusté par le code pour avoir la même résolution en α),
- Le nom des fichiers de sortie (diagramme PV et distribution MV sont séparés) ainsi que le choix de sortir ou non la distribution MV,

J'ai moi-même codé l'outil Python en m'inspirant largement du schéma algorithmique de MPI-AMRVAC tel que je l'ai appris, et en définissant moi-même des classes Python pour les paramètres,

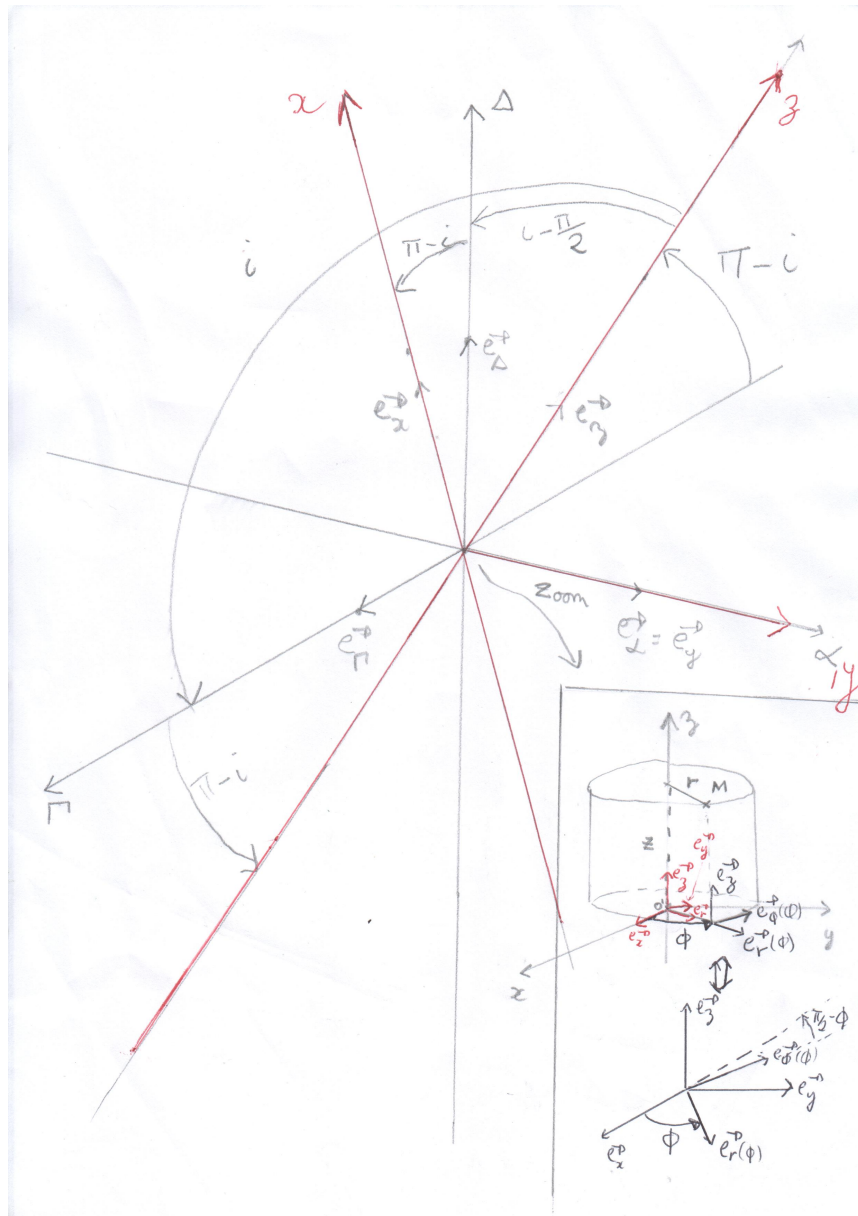


FIGURE 47 – Système de coordonnées employé dans l’outil Python *Aniriniil* pour l’établissement des cartes synthétiques. Le plan du ciel correspond à (δ, α) ; z est confondu avec l’axe du jet reconstruit en 3 dimensions et incliné d’un angle i par rapport à Γ qui est ici compté positivement en pointant vers nous.

pour la grille 3D reconstruite, ainsi que pour le cube de données et les cartes synthétiques en sorties du code. Ainsi, j’ai pu exploiter les techniques de programmation orientées objet faisant

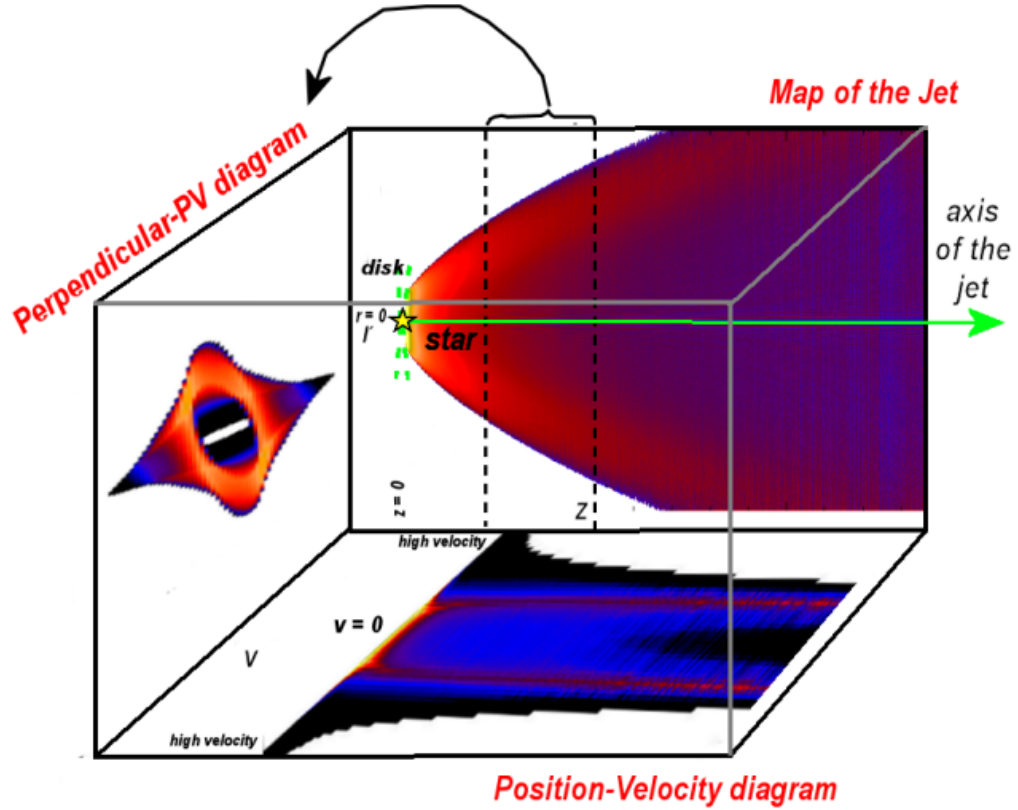


FIGURE 48 – Représentation du cube de données synthétiques déduit par l’outil Python *Aniriniil*.

la force de ce langage, tout en utilisant la puissance et les performances du module NumPy pour l’échantillonnage des cellules projetées sur le plan du ciel.

1.1. Cube de données

Pour l’heure, seule la masse dM des cellules 3D projetées est utilisée pour la construction du cube de données et des cartes synthétiques (à défaut de disposer de prédictions sur l’émissivité ou l’intensité intégrée de raies d’une espèce chimique donnée) :

$$dM = \rho(R, z, \varphi) R d\varphi dR dz \quad (\text{VI.1})$$

Nous pouvons passer des coordonnées cylindriques $\vec{r} = R\vec{e}_R(\varphi) + z\vec{e}_z$ d’une cellule aux coordonnées projetées sur le plan du ciel $\vec{r}_{proj} = \vec{r} - \Gamma\vec{e}_\Gamma = \delta\vec{e}_\delta + \alpha\vec{e}_\alpha$, via les relations :

$$\delta = -R \cos(i) \cos(\phi) + z \sin(i) \quad (\text{VI.2})$$

$$\alpha = -R \sin(\phi) \quad (\text{VI.3})$$

Dans la convention adoptée en astronomie, v_{obj} est compté positivement en s'éloignant de l'observateur (inversement à ma convention pour le code). Dans cette convention, la projection v_{obj} le long de la ligne de visée est alors donnée par :

$$v_{obj} = -(v_R \sin(i) \cos(\phi) - v_\varphi \sin(i) \sin(\phi) + v_z \cos(i)) \quad (\text{VI.4})$$

Enfin, une fois les coordonnées des cellules du système 3D projetées sur le plan du ciel, les masses projetées sont échantillonnées à la résolution du cube de données final. Pour finir, le cube peut ensuite être réduit suivant une direction donnée, aboutissant à un diagramme PV et/ou à une distribution MV. L'échantillonnage et la réduction utilisent la fonction Numpy `histogramdd`.

Pendant ma programmation, j'ai eu à implémenter deux méthodes de sélection et de projection du système reconstruit en 3D, ainsi que d'échantillonnage du cube de données :

1. Le premier (paramètres `voxelling_method` : `'bazooka'` et `voxelling_scheme` : `'brute'`) calcule d'abord l'ensemble des positions (x, y, z) de toutes les cellules 3D reconstruites, de leurs masses respectives, puis de leurs projections sur le plan du ciel, en utilisant les opérations (multiplication, division, addition, puissance) de diffusion (en anglais *broadcasting*) hautement optimisés du module Numpy. Le but est de minimiser l'usage de boucles itératives natives de Python, très coûteuses en temps de calcul. De la même façon, j'échantillonne ensuite l'ensemble de ces projections pour aboutir au cube de données et aux cartes synthétiques;
2. Le deuxième (paramètres `voxelling_method` : `'railgun'` et `voxelling_scheme` : `'progressive'`) effectue les mêmes opérations, mais par demi-plan successif $\varphi = \frac{2\pi}{n_\varphi - 1}$, donc à l'intérieur d'une boucle itérative Python, construisant progressivement (par pallier) le cube de données et les cartes synthétiques. De cette manière, les parties du cube/des cartes déjà traitées n'ont pas besoin d'être retenues dans la mémoire vive avant de passer à la partie suivante ;

En minimisant le nombre de boucles `for` sous Python, la première méthode effectue toutes les opérations en un bloc optimisé, et est ainsi la plus rapide : sur une simulation de référence avec $n_\varphi = 120$, $n_\Delta = 60$ et $i = 2\pi/3$, la durée d'exécution du code est de 19 minutes. Cependant, pour atteindre les résolutions des observations qui nous intéressent (voir Chapitre V), cette méthode a l'inconvénient de consommer énormément de mémoire vive pour évaluer, stocker et manipuler les variables contenues ou dérivées de chacune des $N_{cells} = N_{2D} n_\varphi$ cellules du flot reconstruit en 3 dimensions (masses, positions, vitesses). N_{2D} est le nombre total de cellules 2D en sortie de MPI-AMRVAC, et peut facilement dépasser $\sim 10^5 - 10^6$ cellules allant jusqu'au niveau 5 d'AMR. En raison de cette contrainte, même lancée sur Tycho en parallèle sur le nombre maximum de cœurs, produire des cartes synthétiques avec la même résolution que dans les observations entraîne rapidement un dépassement de mémoire : jusqu'à > 100 Go demandés, là où Tycho ne peut en allouer plus de 64 Go par tâche.

C'est pourquoi j'ai codé la deuxième méthode, qui s'exécute sans problème de dépassement de mémoire, même avec la résolution élevée recherchée. Par contre, par l'ajout de boucles itératives natives de Python (très coûteuses en temps de calcul), le gain en économie de mémoire se fait en contrepartie d'une perte très significative en vitesse de calcul. En effet, pour la même simulation de référence, mais suivant la deuxième méthode, le temps de calcul passe à $2h36$, soit ~ 8 fois

plus lentement que la première méthode (justifiant l'intérêt en optimisation de la méthode 1 sous Python). À l'avenir, si je devais réutiliser cet outil, je devrais optimiser la première méthode pour réduire la consommation en mémoire et bénéficier de sa vitesse de calcul, pour établir des cartes synthétiques.

2. Comparaison avec le flot de HH46/47

Dans cette section, nous allons effectuer une comparaison qualitative "source à simulation" avec les observations ALMA du flot bipolaire HH46-47 situé à une distance $d = 450$ pc (Reipurth et al. 2000), afin de montrer que nos simulations peuvent donner des résultats non seulement prometteurs, similaires à ce qui est observé, mais aussi sur certains points plus ressemblants aux observations qu'avec les prédictions du modèle "classique" de vent grand angle.

Nous adoptons une période de variabilité $P = 300$ ans, cohérente avec les estimations inférées à partir des observations en CO de HH46-47 (Zhang et al. 2016, 2019). Ainsi, la simulation comparée aux observations dans cette section est exactement celle de la Sect. V.3.2. Nous imposons une inclinaison $i = 55^\circ$ par rapport à la ligne de visée, en accord avec l'inclinaison moyenne du jet de HH46-47 déterminée par Hartigan et al. (2005), à partir du rapport entre la vitesse radiale des nœuds du jet et leur mouvement propre dans le plan du ciel, mesuré avec le HST. Enfin, puisque la source de HH46-47 est considérée comme proche de la transition Classe 0/Classe 1, nous considérons un âge avancé de $t \simeq 10^4$ ans.

En plus des diagrammes PV transverses et de la distribution MV, déjà présentés dans Rabenahary et al. (2022), nous présentons ici nos prédictions pour la carte d'émission intégrée et le diagramme PV longitudinal, qui n'étaient pas encore disponibles lors de la soumission de notre article, et qui confirment l'accord très prometteur de notre modèle avec les observations.

2.1. Morphologie

D'un point de vue morphologique, nous avons déjà pu voir dans la Sect. V.3.4.1 que la couche principale du flot que nous simulons parvient à atteindre une largeur comparable au flot de HH46/47 à $z = 20\,000$ au, après $t = 10^4$ ans.

La Fig. 49 vient comparer l'émission CO du flot HH46/47 intégrée sur l'intervalle $2 \text{ km/s} \leq |v_{obs}| \leq 10 \text{ km/s}$ (Zhang et al. 2016) avec une carte synthétique de la masse (par pixel du ciel) intégrée exactement sur le même intervalle en vitesse dans notre simulation, en considérant un angle d'inclinaison $i = 55^\circ$ et une distance de 450 pc (voir références dans Zhang et al. 2019).

Dans les prédictions de notre simulation, il est important de noter que seule la partie située à $\Delta\delta \lesssim 20''$ de la source centrale est fiable, dans la mesure où notre domaine de simulation rectangulaire est limité à une hauteur de 20 000 au, que l'apex du flot a largement dépassé à $t = 10\,000$ ans. La troncature du flot simulé combiné à son inclinaison par rapport au plan du ciel fait qu'au-dessus de $\Delta\delta \gtrsim 20''$, une importante partie du flot en trois dimensions n'est pas simulée et s'avère ainsi manquante pour la carte de masse intégrée.

Cette précaution étant prise, en comparant prédictions et observations dans la Fig. 49, il nous est possible d'affirmer que notre simulation est qualitativement capable de reproduire la morphologie observée des cavités CO observées pour HH46/47 : nous retrouvons une cavité effectivement plus ou moins conique ou parabolique en fonction de la distance à la source (et tendant vers la même largeur à $z = 20\,000$ au).

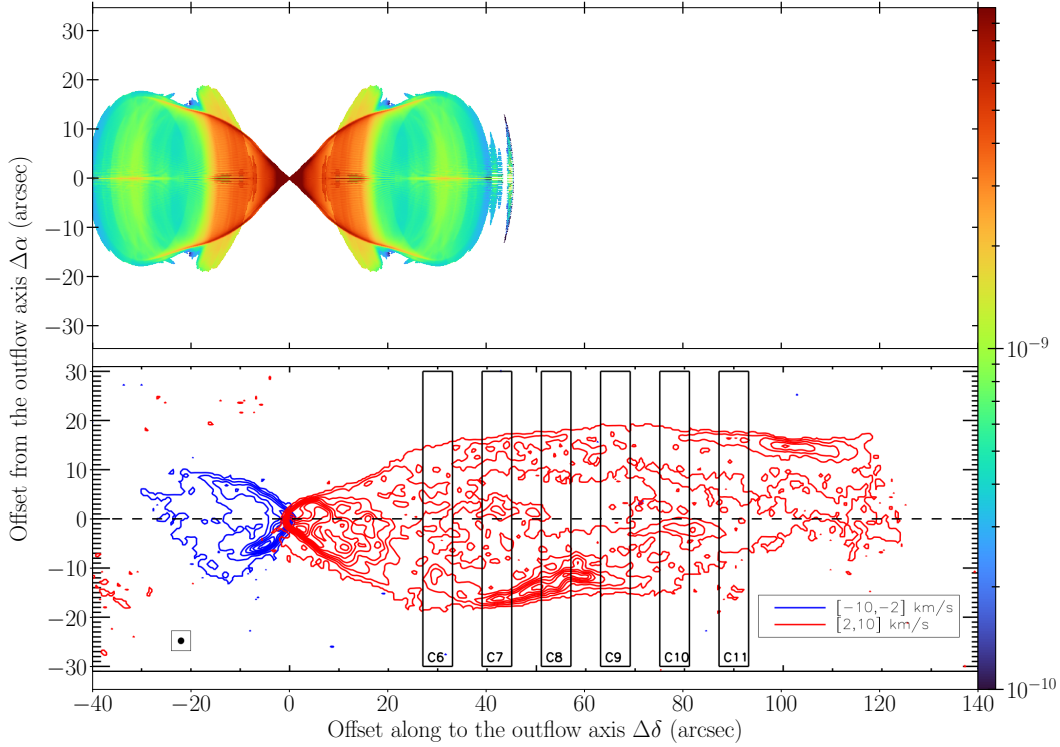


FIGURE 49 – Comparaison des cartes observées et simulées du flot HH46/47. *Panneau inférieur* : Carte d'intensité intégrée en $^{12}\text{CO}(1-0)$ du flot HH46/47 obtenue avec ALMA par Zhang et al. (2016). Les intervalles d'intégration sont indiqués dans l'encadré. *Panneau supérieur* : Carte de masse intégrée sur les mêmes intervalles de vitesses $2 \text{ km/s} \leq |v_{obs}| \leq 10 \text{ km/s}$, issue de la simulation de la Fig. 43i à $t = 10^4$ ans. Ici, seule la matière originale du coeur est représentée. Le flot est incliné de $i = 55^\circ$ par rapport à la ligne de visée, à une distance de 450 pc. Le domaine fini de simulation ne restitue qu'une partie de tout le flot incliné simulé et tronque ainsi la carte au-delà de $20''$, après projection sur le plan du ciel.

2.2. Diagrammes PV transverses

La Fig. 50 montre une comparaison entre les diagrammes PV prédits dans notre simulation à $t = 10^4$ ans pour $i = 55^\circ$, et ceux observés dans HH46/47 avec ALMA par Zhang et al. (2019). Ils sont évalués aux mêmes hauteurs projetées que dans les observations .

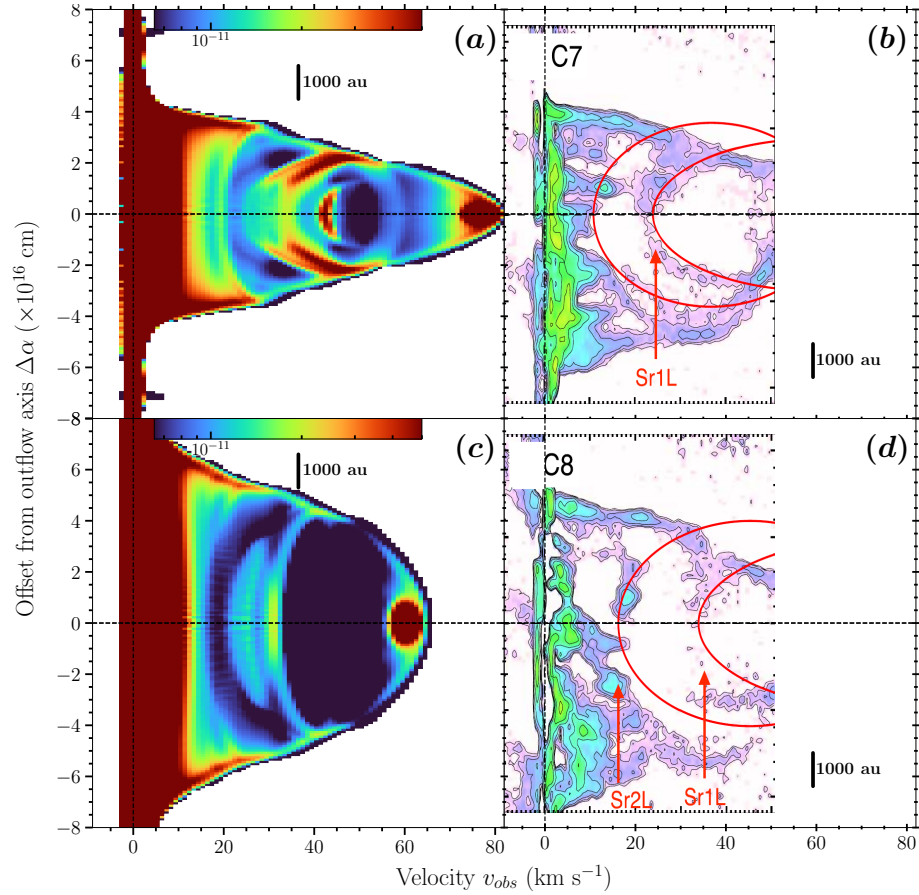


FIGURE 50 – Comparaison des diagrammes PV transverses simulés et observés dans HH46/47. *Panneaux de droite* : Émission en $^{12}\text{CO}(2-1)$ de HH46/47 le long de deux coupes larges de 450 au à des distances projetées de 8.1×10^{16} cm (b) et 1.00×10^{17} cm (d) par rapport à la source centrale. Les ellipses rouges montrent les modèles analytiques de deux couches paraboliques produites par un vent X modifié et ayant le meilleur ajustement aux observations. Figures adaptées de Zhang et al. (2019). *Panneaux de gauche* : Diagrammes calculés à partir de la simulation de la Fig. 43i à $t \simeq 10\,000$ ans avec une inclinaison de $i = 55^\circ$ par rapport à la ligne de visée, à une distance de 450 pc. Seule la matière originaire du coeur est représentée. Les coupes ont une largeur de 400 au et sont effectuées aux mêmes altitudes projetées que les observations.

2.2.1. Résultats

Chaque diagramme synthétique (panneaux (a) et (c)) a une structure caractéristique en forme de cloche, qui pique à hautes vitesses (le jet) et s'élargit plus ou moins graduellement jusqu'à la vitesse au repos du coeur ambiant. Cette forme est une conséquence directe de la décélération des ailes des chocs d'étrave lors de leur expansion à l'intérieur de la couche, ce qui produit une chute de vitesse v_R et v_z loin de l'axe du jet.

Les deux structures en forme de "cornes" à la base de la cloche, au voisinage de $v_{obs} \sim 0$, tracent la "couche de cisaillement" à faible vitesse située le long des parois de la couche principale, où la majorité de la masse s'empile (voir Fig. 43).

À l'intérieur de la "cloche", nous pouvons aussi discerner des ellipses brillantes à des vitesses intermédiaires. Ces ellipses tracent les intersections de la ligne de visée avec les chocs d'étrave individuels, en expansion à l'intérieur de la couche.

Ces caractéristiques (forme de cloche avec ellipses imbriquées) sont de manière frappante qualitativement proches des diagrammes PV transverses observés dans HH46/47 avec ALMA (panneaux (b) et (d) dans la Fig. 50) par Zhang et al. 2019.

2.2.2. Comparaison au modèle de vent grand angle

La correspondance entre nos prédictions et les observations est d'autant plus prometteuse que nos prédictions semblent qualitativement mieux les ajuster que les modèles de couches produites par un vent grand angle. Ainsi, les ellipses rouges dans la Fig. 50 ont tendance à surprédire la vitesse projetée du flot à grande distance de la source, en raison de la "loi de Hubble" $V \propto R$ et de la forme parabolique qui décrivent la cinématique de la couche dans ce modèle.

2.3. Diagramme PV longitudinal

La Fig. 51 compare le diagramme PV de HH46/47 observé le long de l'axe du flot par Zhang et al. (2019) avec les diagrammes PV de notre simulation de référence aux temps longs, incluant

1. l'ensemble du gaz originaire du jet et du coeur (Fig. 51(b))
2. ou uniquement le gaz originaire du coeur (Fig. 51(c)).

Le pas de temps représenté ici est $t = 9900$ ans (33 périodes). Ce choix sera justifié dans la section suivante.

2.3.1. Résultats

- En comparant les Figures 51(b) et 51(c), nous pouvons distinguer les contributions au diagramme PV associées au gaz issu du jet et à ses chocs d'étrave imbriqués successifs. Il s'agit de :
 1. une structure en forme de "dent de scie" aux plus hautes valeurs de v_{obs} . Elle est associée au faisceau du jet, dont la vitesse oscille dans le temps,
 2. une signature en "loi de Hubble" $\Delta\delta \propto v_{obs}$ partant des faibles vitesses ($v_{obs} \sim 10$ km/s) jusqu'à se confondre avec le jet à hautes vitesses. Cette contribution provient du gaz éjecté sur les côtés du jet, qui est décéléré le long des ailes du choc d'étrave.
- Ces deuxièmes signatures, traçant les chocs d'étraves internes, demeurent visibles dans le PV même lorsque l'on ne prend en compte que la matière issue du coeur (Fig. 51(c)), bien que plus faiblement que dans la Figure 51(b). Cela est dû à l'entraînement d'une certaine quantité de

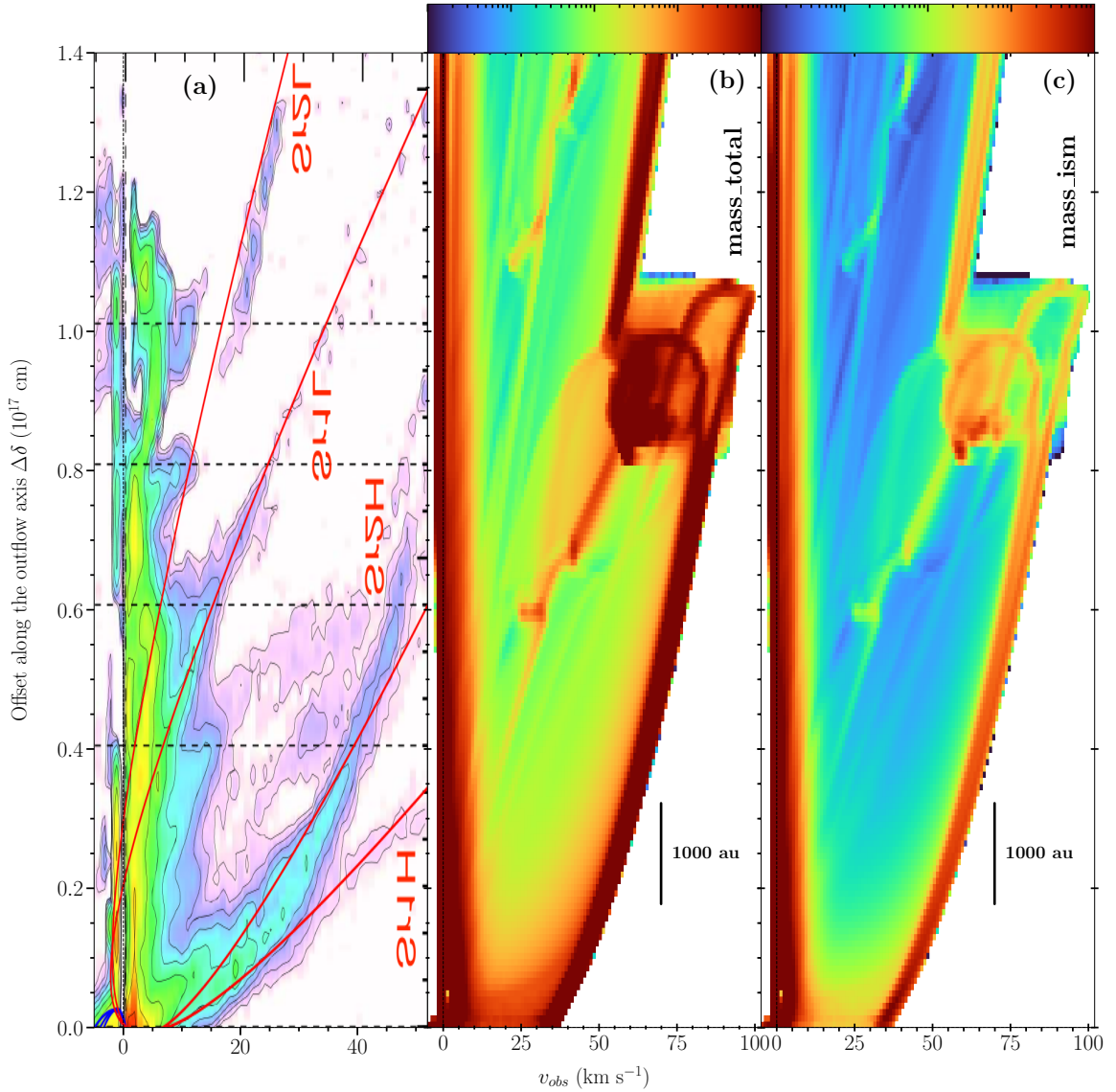


FIGURE 51 – **Comparaison des diagrammes PV longitudinaux observés et simulés pour HH46/47:** (a) PV observé avec ALMA en $^{12}\text{CO}(2-1)$ par Zhang et al. (2019), dans une coupe large de 450 au. (b) PV calculé pour la simulation de la Sect. V.3.2, le long d’une coupe large de 400 au à un âge de $t = 9900$ ans (33 périodes), et une inclinaison de $i = 55^\circ$ sur la ligne de visée. (c) Comme (b) mais incluant seulement la contribution du gaz issu du coeur ambiant.

matériau ambiant dans la cavité (comme nous l'avons vu dans la carte de fraction de mélange au Chapitre V).

- Nous observons une forte similarité qualitative entre ces structures prédites dans la Fig. 51(c) et les structures visibles dans le PV longitudinal de HH 46-47, telles qu'observées par Zhang et al. (2019) (voir Fig. 51(a)).

2.3.2. Effet de la phase du jet

Dans la Fig. 52, nous comparons les observations de HH46/47 avec deux diagrammes PV longitudinaux synthétiques qui tous deux incluent uniquement la matière originaire du coeur, et diffèrent seulement dans la phase exacte du cycle de variation de vitesse où se trouve le jet au moment de l'observation.

Sur cette figure, nous voyons clairement que le PV de droite (panneau c), à un âge de 10^4 ans (c'est à dire 33 périodes plus un tiers) coïncide qualitativement moins bien avec le diagramme observé à la base du flot (en termes notamment de tangente). La comparaison aux observations semble davantage aller dans le sens de la configuration (b) où un seul pic de v_{obs} est observé dans le champ de vue entre $\Delta\delta = 0$ et $\Delta\delta = 1.4 \times 10^{17}$ cm (les pics associés aux signatures des autres arcs de chocs étant alors situés hors champ). Cette configuration correspond à un âge (9900 ans) égal à un nombre entier de périodes, c'est-à-dire à une phase où le jet est actuellement à sa vitesse minimale et sur le point de former un nouveau choc interne.

Bien sûr, cette comparaison reste qualitative et a seulement pour objectif d'illustrer l'effet de la phase sur le PV longitudinal prédit. Un ajustement plus fin des paramètres de simulation (période et profil de vitesse du jet) pourrait très bien trouver une correspondance encore plus similaire avec les observations (en "comprimant" ou "étirant" en position et en v_{obs} le diagramme PV obtenu).

2.3.3. Comparaison au modèle de vent grand angle

Zhang et al. (2019) a ajusté les structures en "loi de Hubble" visibles sur le diagramme PV observé de HH46/47 par deux couches paraboliques en expansion radiale $V \propto R$, suivant le modèle analytique de vent X modifié de Lee et al. (2001). Les deux paraboles ajustées (Sr1 et Sr2) sont indiquées par les courbes rouges sur la Fig. 51(a). Pour chaque parabole, la branche H ("High") représente la face arrière de la couche (projetée à plus grand décalage vers le rouge), la branche L ("Low") représente la face avant (projetée à plus basse vitesse).

Nous pouvons voir que l'accord qualitatif de notre simulation avec les observations est comparable en qualité au meilleur ajustement possible par un modèle analytique de flot poussé par un vent grand angle.

De plus, notre modèle a l'avantage d'être entièrement auto-cohérent d'un point de vue dynamique, ce qui n'est pas le cas de l'ajustement de HH46/47 par le modèle analytique de Lee et al. (2001) : la présence de deux couches exigerait que le vent grand angle ait des épisodes éruptifs rapprochés d'environ 300 ans; mais dans cette situation, il semble difficile que la deuxième couche se propage elle-aussi dans une loi de densité ambiante en $\sin^2 \theta / r^2$, nécessaire pour obtenir une parabole en expansion homothétique.

2.4. Distribution masse-vitesse

Avec ALMA, Zhang et al. (2016) ont pu inférer la distribution masse-vitesse de chacun des deux lobes de HH46/47, à partir de son émission en ^{12}CO , ^{13}CO et C^{18}O . Dans la Fig. 53, nous

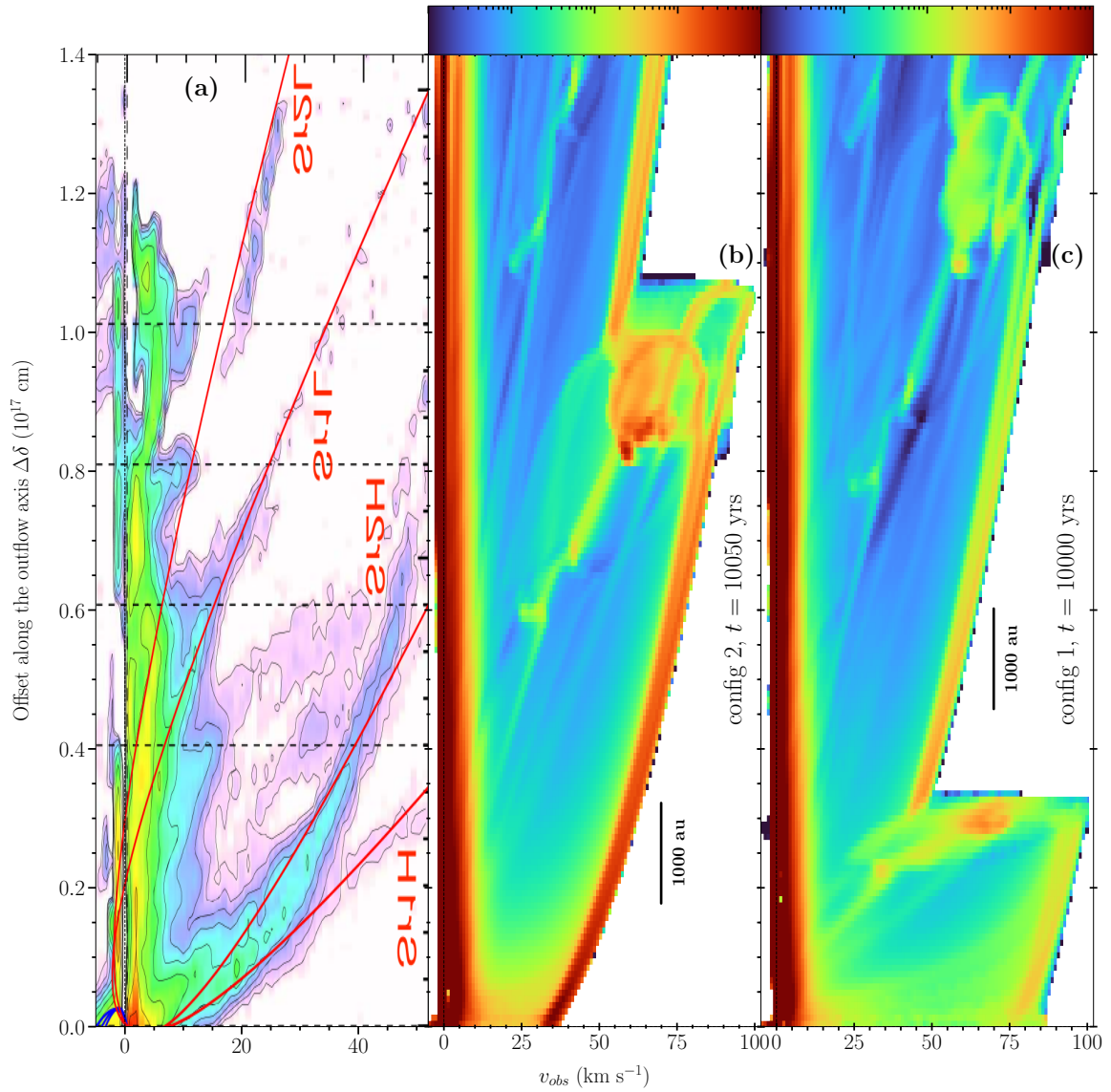


FIGURE 52 – Comme la Fig. 51 mais cette fois les deux diagrammes PV longitudinaux synthétiques (b) et (c) incluent uniquement la matière originaire du coeur, et diffèrent seulement dans la phase du cycle de variabilité où le jet est observé: 9900 ans (exactement 33 périodes) pour (b) et 10^4 ans ($33+1/3$) pour (c).

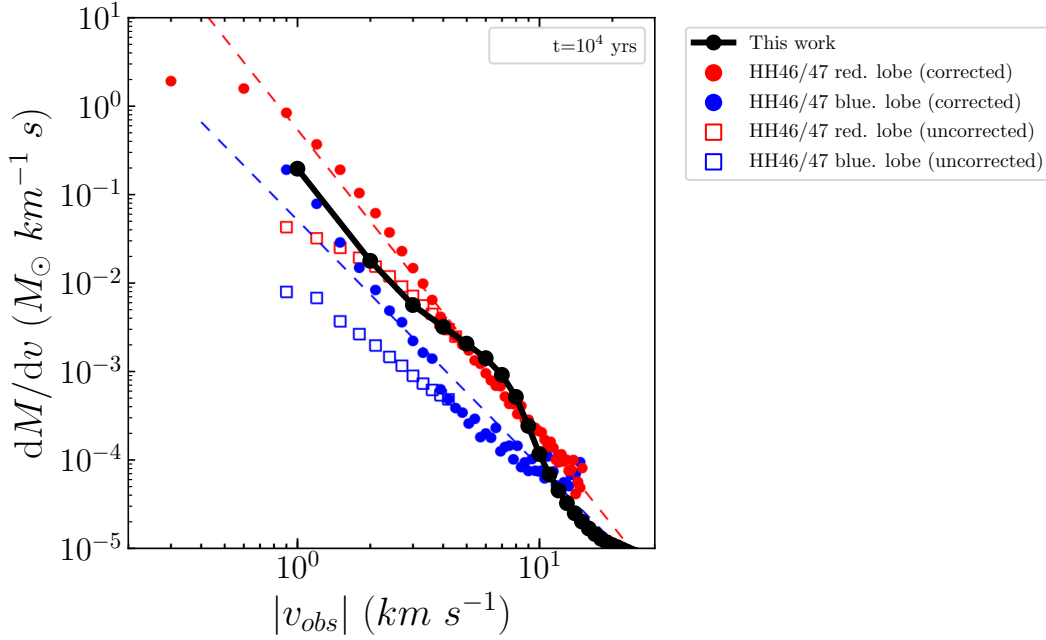


FIGURE 53 – Comparaison de la distribution masse-vitesse (MV) observée dans HH46/47 et simulée. *Symboles noirs connectés*: MV de la matière originaire du coeur, évalué à $t \simeq 10^4$ ans à partir de la simulation de la Fig. 51, incliné de $i = 55^\circ$ par rapport à la ligne de visée. *Symboles bleus et rouges* : distributions MV dans les lobes bleu et rouge du flot HH46/47, dérivées par Zhang et al. (2016). Les carrés vides supposent une émission en CO optiquement mince, tandis que les cercles pleins incluent une correction d'épaisseur optique dépendant de la vitesse (voir texte). Les lignes tiretées montrent les pentes des lois de puissance $\gamma = -3.4$ (rouge) et $\gamma = -2.7$ (bleu).

comparons ce diagramme MV à celui prédit dans notre simulation pour le gaz entrainé originaire du coeur, à un âge $t \simeq 10\,000$ ans et en supposant le jet incliné de $i = 55^\circ$.

Nous y représentons les deux distributions MV estimées par Zhang et al. (2016) :

1. les symboles ouverts ont été calculés à partir de l'émission en ^{12}CO sans correction de l'épaisseur optique. La faible valeur de la pente de loi de puissance $\gamma \simeq -2$ observée est typique des valeurs d'exposants précédemment mesurées (avant correction d'épaisseur optique) dans d'autres flots CO;
2. les symboles pleins ont été calculés après application d'une correction d'épaisseur optique dépendante de la vitesse. Cette correction a été évaluée sur la base des données en ^{12}CO , ^{13}CO , ainsi que ^{18}CO (qui est optiquement mince à basses vitesses). Sachant que l'épaisseur optique augmente à faibles vitesses, la distribution MV inférée a une pente plus abrupte d'exposant $\gamma \simeq -3.4$ (en échelle log-log). Des valeurs de pentes aussi abruptes ont aussi été inférées dans d'autres flots, après application de la même correction d'épaisseur optique (par exemple dans B5-IRS1, par Yu et al. 1999).

La Fig. 53 nous montre que notre simulation s'accorde remarquablement bien avec les distributions MV observées dans les deux lobes après correction d'épaisseur optique (qui devraient être les plus proches de la distribution en masse réelle du flot). Cet accord est moins convaincant pour le lobe bleu que le rouge, ce qui pourrait être l'effet d'une asymétrie des conditions en densité/stratification de l'enveloppe dans les deux lobes

Cette correspondance avec nos simulations renforce davantage l'attractivité du modèle de chocs d'étrave d'un jet variable lancé jusqu'à des âges avancés à travers un environnement fortement stratifié en pression, comme possible origine des flots CO.

3. Comparaison avec le flot de CARMA-7

Dans cette section, nous nous tournons vers un flot considéré comme très proche d'une inclinaison "edge-on", et plus jeune (Classe 0) que HH46/47 : CARMA-7. Nous illustrerons ainsi le biais très important qu'une forte inclinaison peut introduire dans les estimations de période de variabilité du jet à partir des diagrammes PV. Nous montrerons aussi en quoi les PV observés favorisent l'idée d'une source particulièrement jeune, puis discuterons d'une explication alternative qui impliquerait une précession du jet.

3.1. Observations et paramètres adoptés

CARMA-7 est une protoétoile très enfouie située dans la région active de formation stellaire "Serpens South", à 415 pc de nous. Elle fait partie d'un amas dense de sources très jeunes (Classe 0), dont elle est la plus brillante.

De récentes observations ALMA du flot CARMA-7 à haute résolution et haute sensibilité, par [Plunkett et al. \(2015\)](#), ont permis d'obtenir un diagramme PV longitudinal de grande qualité, et allant jusqu'à une distance (projetée) de 1.5×10^{17} cm = 10 000 au (la moitié de notre domaine de simulation).

Ce diagramme PV observé est reproduit dans la Fig. 54(a). Comme noté par [Plunkett et al. \(2015\)](#), il exhibe une superposition bleu-rouge très significative. De ce fait, il est très probable que le flot soit incliné tout près du plan du ciel (voir Sect. V.3.5). Après quelques tests préliminaires sur les diagrammes PV prédits à différents angles pour notre simulation de référence, la valeur d'inclinaison de $i = 85^\circ$ par rapport à la ligne de visée estimée par [Plunkett et al. \(2015\)](#) est celle que nous retiendrons pour comparer nos modèles à CARMA-7.

Comme noté par [Plunkett et al. \(2015\)](#), le diagramme PV observé de CARMA-7 exhibe aussi, sur toute sa longueur, une série quasi-périodique de 22 pics de vitesse, qui suggère une variabilité épisodique de la vitesse d'éjection. En calculant les âges dynamiques de chaque épisode selon $\tau_{\text{dyn}} \simeq D/v_{\text{obs}}$, avec D la distance de chaque pic et v_{obs} sa vitesse maximale projetée, l'écart entre les pics de vitesses suggère une période de variabilité de $\Delta\tau_{\text{dyn}} \simeq 310 \pm 150$ ans, avant correction de l'inclinaison ([Plunkett et al. 2015](#)).

Cependant, la Fig. 45 du Chapitre V montre que dans notre simulation de période $P = 300$ ans, l'écart spatial entre les positions de deux pics de vitesse successifs à $i \simeq 85^\circ$, est beaucoup plus important que l'écart entre pics observé dans le PV de CARMA-7 (Fig. 54(a)).

Ce désaccord provient des très importants effets de projection de vitesse qui affectent les âges dynamiques dans un jet vu par la tranche. Avec $v_{\text{obs}} \simeq \cos i V_j$, et $\Delta D \simeq \sin i \lambda$ (où λ est le véritable espacement entre les nœuds avant projection) la valeur de $\Delta\tau_{\text{dyn}}$ devrait être corrigée d'un facteur $(\cos i / \sin i) \simeq 1/10$ pour $i \simeq 85^\circ$ ([Plunkett et al. 2015](#)). De ce fait, pour comparer qualitativement

nos simulations avec les observations de CARMA-7, nous avons lancé une autre simulation à long terme où la période de variabilité est dix fois plus courte que dans la simulation de référence, à savoir : $P = 30$ ans.

Les diagrammes PV longitudinaux prédits par cette nouvelle simulation, pour $i = 85^\circ$, sont comparés au PV observé de CARMA-7 dans les sections suivantes. Ils sont tous sommés sur une largeur de 419 au autour de l'axe du jet, similaire à la résolution angulaire des observations ALMA de [Plunkett et al. \(2015\)](#).

3.2. Diagrammes position-vitesse

3.2.1. Comparaison pour $t = 500$ ans

La Fig. 54 nous montre une comparaison qualitative du diagramme PV de CARMA-7 avec les diagrammes PV prédits pour notre modèle avec $P = 30$ ans, à un âge jeune $t = 500$ ans (qui sera justifié dans la section suivante). Deux versions du diagramme sont montrées :

- la Fig. 54(b) inclut l'ensemble du gaz, originaire du jet ou du coeur,
- la Fig. 54(c) n'inclut que le gaz initialement originaire du coeur.

Les résultats principaux sont les suivants :

1. Le diagramme PV de la Fig. 54 (b) est dominé par des structures ressemblant à des dents de scie, qui tracent le jet variable dans le temps ainsi que le matériel éjecté sur le côté à partir des chocs internes au jet, produits par sa variabilité en vitesse,
2. Le diagramme PV de la Fig. 54 (c) est quant à lui dominé par des structures montrant une accélération apparente de type "loi de Hubble" ([Li & Shu 1996](#); [Lee et al. 2001](#)). Ces structures tracent le gaz ambiant repoussé et accéléré par les ailes des chocs d'étrave successifs. Les structures en dent de scie du jet demeurent visibles, mais beaucoup plus faiblement que dans la Fig. 54(b)). Ces signatures rémanentes tracent le gaz du coeur ambiant qui a été incorporé à l'intérieur de la cavité et entraîné le long des parois du jet (voir aussi la carte de mélange dans [Rabenanahary et al. 2022](#)),
3. Une comparaison révèle que les structures prédites dans la Fig. 54(c) présentent qualitativement une forte similarité avec les observations en CO de CARMA-7 (Fig. 54(a)), y compris l'espacement entre les pics de vitesse projetée.

En tenant compte du fait que notre modèle effectue un certain nombre de simplifications, cet accord qualitatif avec les observations est très encourageant. Il confirme la nécessité de corriger de façon adaptée les périodes de variabilité directement estimées à partir des observations, afin de tenir compte de l'inclinaison du flot. Dans le cas des flots quasiment observés par la tranche comme CARMA-7, l'effet peut être très important, avec un facteur 10 ici sur la période.

3.2.2. Facteurs favorisant un flot jeune

Ici nous justifions notre choix de comparer les observations de CARMA-7 avec une simulation à un âge jeune de 500 ans, plutôt que $t \sim 10\,000$ ans (comme pour HH46/47).

Tout d'abord, notons que dans son étude de CARMA-7, [Plunkett et al. \(2015\)](#) trouvent un âge dynamique de 5000-6000 ans pour les pics de vitesse observés à $24'' = 10,000$ au de la source. Après application de la correction d'inclinaison ($\cos i / \sin i$) $\simeq 1/10$ pour $i = 85^\circ$, leur âge réel d'éjection serait donc de 500-600 ans seulement.

Nous avons donc calculé une série de diagrammes PV évalués à des âges différents de notre simulation: 500, 1000, 3000, 5000, 8000, et 10 000 ans. Nous avons trouvé une évolution claire des

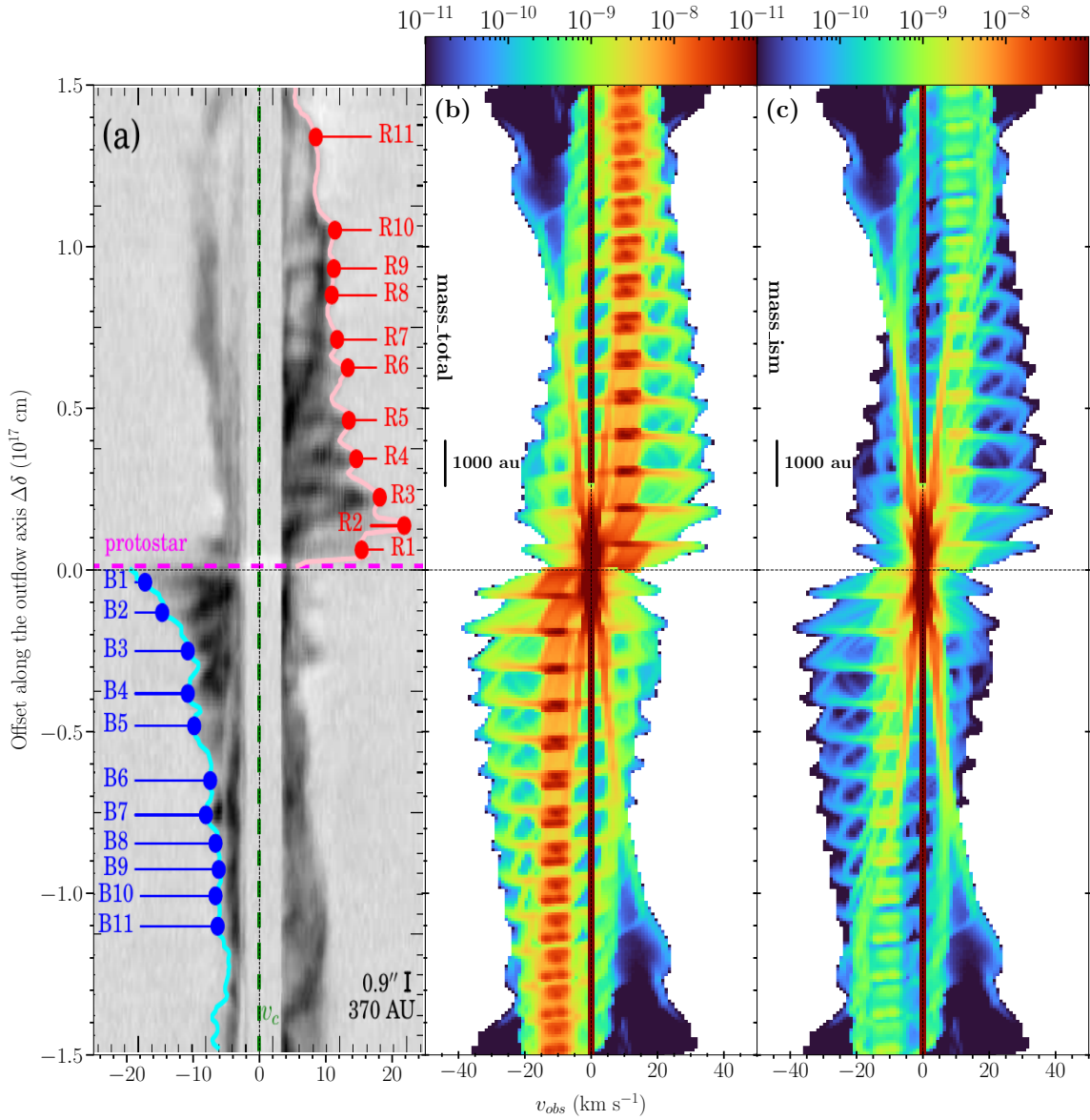


FIGURE 54 – Comparaison des diagrammes PV longitudinaux observé dans CARMA-7 et simulés: (a) PV observé avec ALMA en $^{12}\text{CO}(2-1)$ par Plunkett et al. (2015) dans une coupe large de 374 au. (b) PV calculé à un âge de $t = 500$ ans pour une simulation de période $P = 30$ ans (voir Sect. VI.3.1) le long d’une coupe large de 400 au, et pour un angle d’inclinaison de $i = 85^\circ$ par rapport à la ligne de visée. (c) Comme (b) mais incluant seulement la contribution de la masse issue du coeur.

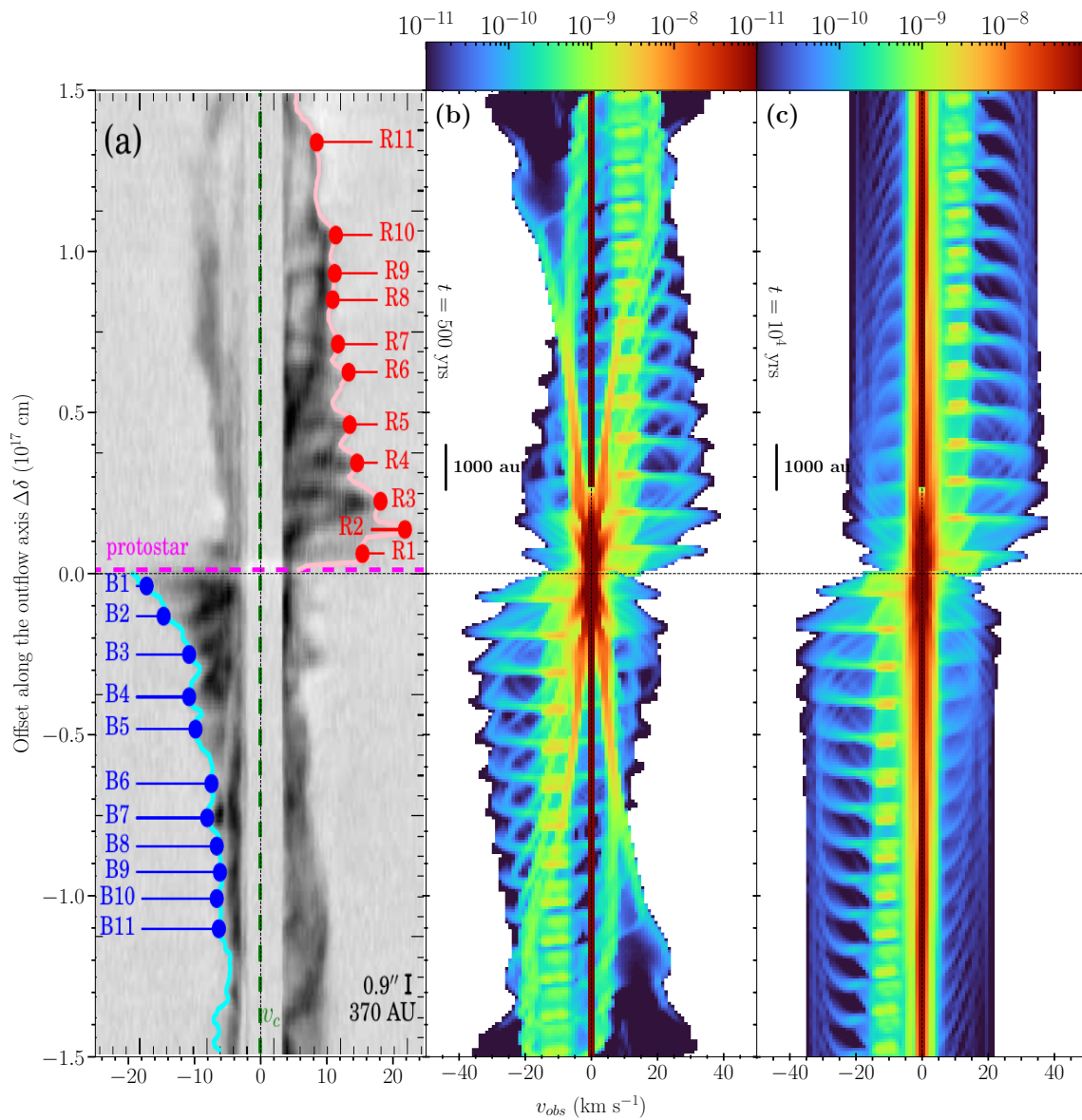


FIGURE 55 – Comparaison du PV longitudinal observé de CARMA-7 (a) avec deux diagrammes PV synthétiques incluant uniquement la matière originaire du coeur, et différant par l'âge de la simulation: (b) $t = 500$ ans, (c) $t = 10\,000$ ans.

diagrammes PV avec l'âge, qui est illustrée dans la Fig. 55 où nous comparons les diagrammes PV prédits à deux âges situés aux extrémités de notre échantillon : $t = 500$ ans (Fig. 55(b)) et $t = 10\,000$ ans (Fig. 55(c)).

Les diagrammes PV de la Fig. 55 nous montrent que la simulation à l'âge plus court ressemble qualitativement davantage aux observations, comparé à l'âge le plus avancé.

1. Plus l'âge de nos simulations augmente, plus les pics de vitesses ont tendance à s'aligner uniformément le long d'une même valeur $v_{obs} \simeq 35$ km/s (voir Fig. 55(c)). Celle-ci correspond à la projection sur la ligne de visée de la vitesse axiale moyenne du jet, additionnée à la vitesse transversale à laquelle le matériau du jet comprimé dans les chocs internes est éjecté sur les côtés par les forces de pression. Aux âges courts (300-500 ans), par contre, où la cavité du flot est encore de faible largeur, le gaz ainsi éjecté est contraint rapidement à décélérer à l'approche des parois, et ne peut donc pas atteindre la vitesse maximale $v_{obs} \sim 35$ km/s. Cela est d'autant plus vrai que l'on s'approche de la tête du jet, où la cavité est plus étroite, et il en résulte donc une diminution de la vitesse maximale des pics avec la distance à la source dans les flots très jeunes (voir Fig. 55(b)). Cette décélération apparente est aussi visible dans les observations de CARMA-7, qui semblent donc en meilleur accord avec notre simulation âgée de 500 ans qu'à 10 000 ans.
2. Au cours du temps, les signatures en forme d'éperon des premiers chocs d'étrave ont tendance à décélérer progressivement vers la vitesse au repos $v_{obs} \simeq 0$ km/s. Les structures en accélération apparente de type "loi de Hubble", bien visibles à $t = 500$ ans (Fig. 55(b)) deviennent ainsi de plus en plus étroites avec l'âge (en intervalle de v_{obs}), et indiscernables à $t = 10\,000$ ans, pour $i = 85^\circ$ (Fig. 55(c)). De ce point de vue, aussi, les observations de CARMA-7 semblent en meilleur accord avec nos simulations à 500 ans que 10^4 ans.

Ces comparaisons nous montrent que nos simulations d'un jet dans un coeur singulier aplati vont qualitativement dans le sens d'un flot très jeune (moins de 1000 ans), en accord avec l'âge dynamique estimé par [Plunkett et al. \(2015\)](#) après correction d'un facteur 1/10 pour l'effet d'inclinaison.

3.3. Quelques réserves et alternatives

Cependant, un âge aussi jeune que 500 ans pose plusieurs difficultés.

D'une part, il semble assez peu probable d'observer une protoétoile moins de 1000 ans après le début du lancement du jet rapide, alors que la phase de Classe 0 dure quelques 10^4 ans. D'autre part, pour obtenir une décroissance de la vitesse des pics avec la distance à la source dans notre simulation, la tête du jet doit être très proche de l'extrémité du PV (car c'est l'étroitesse de la cavité à son apex qui ralentit l'expansion latérale du gaz). Mais alors, le diagramme PV inféré possède à chacune de ses extrémités une structure en éperon (correspondant au choc d'étrave à la tête du jet), qui n'est pas observée (comparer Fig. 55(a) et (b)). En réalité, la carte de la Figure 1 de [Plunkett et al. \(2015\)](#) montre que le flot de CARMA-7 s'étend bien au delà des $\pm 24''$ couverts par leur diagramme PV, au moins jusqu'à $\pm 40''$, donc le ralentissement des pics de vitesse avec la distance ne semble pas associé au rétrécissement de la cavité près de son apex (comme c'est le cas dans notre simulation à $t = 500$ ans).

Une hypothèse alternative pour reproduire la décroissance de vitesse des pics sur une échelle plus courte que l'extension totale du flot, serait la précession du jet. Si la période de précession dépasse largement les 30 ans, le changement graduel d'inclinaison du jet (plus proche du plan du ciel loin de la source) induirait une diminution graduelle de la vitesse maximum projetée avec la distance. L'inclinaison proche de "edge-on" de CARMA-7 est particulièrement favorable à l'observation de

cet effet, déjà observé dans d'autres flots edge-on comme L1157 (Kwon et al. 2015; Podio et al. 2016) ou HH212 (Lee et al. 2017). En plus de cet effet de projection de la vitesse, un autre effet de la précession du jet serait que les zones de chocs internes du jet (produisant les pics de vitesse) ne se propageraient plus à vitesse constante mais seraient freinées aérodynamiquement par le gaz du cocon, car elles ne seraient plus "poussées par derrière" par les ejecta plus récents (le jet ayant changé de direction entre temps). Cet effet a déjà été invoqué pour reproduire la décélération intrinsèque des chocs d'étrave successifs avec la distance observée dans le jet de Classe 1 de HH34 (Cabrit & Raga 2000).

Nos simulations MPI-AMRVAC étant axisymétriques, nous n'avons pas pu tester plus précisément l'effet de la précession dans ce travail, mais nous la considérons comme une alternative attractive pour expliquer la décélération apparente des pics de vitesse dans le PV de CARMA-7, avec des âges plus typiques des objets de Classe 0.

4. Synthèse

Bien que nous n'ayons pas cherché à opérer un ajustement fin des paramètres libres à partir d'une grille de simulations, nous pouvons être satisfaits de voir à quel point notre simulation de référence est parvenue à produire qualitativement des prédictions comparables à ce qui est observé dans plusieurs flots particuliers (HH46/47 et CARMA-7). De ce fait, même si nous reconnaissons que la coïncidence entre notre simulation et les observations est loin d'être parfaite et sans défauts, les similarités qualitativement relevées montrent à quel point notre modèle très simplifié de jet conique dans un coeur singulier stratifié s'avère prometteur pour des études plus poussées à venir (telles qu'un ajustement plus fin entre les sources et les simulations comparées).

CHAPITRE

VII

CONCLUSION GÉNÉRALE, RÉSERVES ET PERSPECTIVES

Flots poussés par un jet dans une enveloppe stratifiée en densité

Nos simulations numériques nous ont permis de confirmer que les chocs d'étraves poussés par un jet cylindrique grossissent plus vite à travers une enveloppe environnante, avec une densité qui décroît de manière abrupte, que dans une enveloppe uniforme. Cette dernière a jusqu'à présent été la configuration communément adoptée dans les modèles analytiques et les simulations de flots poussés par un jet. La différence dans les largeurs totales de flots peuvent atteindre un facteur 8. Plus le degré de stratification de l'enveloppe augmente, plus les chocs d'étraves s'élargissent rapidement.

Largeur comparée au modèle de vent grand angle (à temps courts)

À partir de ce résultat, nous avons pu montrer dans nos simulations que pour des âges de quelques centaines d'années, le choc d'étrave externe poussé par un jet peut atteindre la même largeur totale maximale que pour un flot poussé par un vent X grand angle, tout en adoptant : la même stratification de l'enveloppe (à savoir celle d'un cœur singulier aplati), le même flux de masse injecté, et la même variabilité en vitesse pour le jet.

Influence des paramètres libres

Par la suite, nous avons étudié l'influence de plusieurs paramètres libres dans notre modèle, sur la morphologie générale, l'angle d'ouverture, et la cinématique des chocs d'étraves poussés. Le paramètre qui a de loin le plus d'impact est la densité de l'enveloppe environnante, suivie de la densité du jet et de l'angle d'ouverture du jet. Dans les intervalles de valeurs explorés durant cette thèse, les autres paramètres libres que sont l'amplitude en vitesse de la variabilité, le profil de cette dernière, sa période et le rayon du jet n'affectent pas significativement ces résultats de nos simulations.

Influence de l'âge et et prédictions à 10^4 ans

Enfin, pour la première fois, nous avons lancé des simulations de jet conique pulsé lancé jusqu'à des âges de $t = 10\,000$ ans, à travers une enveloppe stratifiée cohérente avec les observations, avec une résolution maximale de ~ 5 au, et sur une échelle de $20\,000$ au. Les résultats de ces simulations montrent des changements drastiques dans les flots simulés à long terme. En effet, au bout de plusieurs centaines d'années, la structure de choc d'étrave externe initiale se divise en deux sous-structures distinctes : un choc d'étrave externe parabolique et lent composé majoritairement de gaz originaire de l'enveloppe environnante (et traçant le choc en avant); et un choc d'étrave interne, dit principal, plus rapide, traçant (au sein du flot poussé) l'interface entre le gaz originaire du jet

et celui venant de l'enveloppe. L'expansion de ce choc interne décélère et s'arrête à la base du flot après ~ 8000 ans, contrairement aux flots poussés par un vent grand angle.

Le choc d'étrave principal délimite les contours d'une cavité au sein de laquelle plusieurs chocs d'étrave successifs poussés par le jet pulsé sont en expansion pour ensuite ralentir en raison de leur interaction avec les chocs d'étraves imbriqués précédents. Cette décélération produit une structure de cisaillement abrupt en vitesse, parallèle aux parois (à peu près coniques) du choc d'étrave principal. À la fois la morphologie et les champs de vitesse dans nos simulations à temps longs sont très différents des prédictions analytiques des modèles balistiques de chocs d'étrave poussés par un jet à travers un milieu uniforme [Ostriker et al. \(2001\)](#).

Résolution des critiques du modèle de flots poussés par un jet

Les simulations à temps longs de notre modèle basique ne montrent aucun des défauts et limites avancées comme critiques des modèles de flots poussés par des jets stationnaires dans un milieu uniforme : rapport d'aspect et collimation excessive, superposition bleu-rouge excessive, et vitesses trop faibles pour de grandes largeurs de flot.

Des flots réalistes qualitativement proches des observations

Au contraire, elles montrent des similarités prometteuses avec les observations les plus récentes de flots de Classe 0, observés à haute résolution par ALMA. Il s'agit de similarités en termes de largeurs des chocs d'étraves prédits, d'angle d'ouverture à la base du flot ($\simeq 90^\circ$ à 10^4 ans), de diagrammes position-vitesse longitudinaux et transverses, et de distribution masse-vitesse ([Dutta et al. 2020](#); [Plunkett et al. 2015](#); [Zhang et al. 2016, 2019](#)).

Certaines de nos comparaisons montrent même des similarités aux observations encore plus proches qu'avec les prédictions du modèle de "vent X modifié" de [Lee et al. \(2001\)](#) largement employé à ce jour. C'est le cas de la largeur totale (modérée) du flot à 800 au, de la forme caractéristique de "cloche" dans les diagrammes PV transverses, ainsi que la relation en loi de puissance abrupte prédite entre masse et vitesse, après correction de l'épaisseur optique en CO.

De manière plus générale, les résultats de la thèse ont montré que non seulement une modélisation réaliste de la stratification en densité de l'enveloppe entourant le jet, mais aussi des temps d'intégration d'au moins 10^4 ans, sont essentiels pour prédire avec fiabilité les propriétés de flots poussés par un jet pulsé, ainsi que pour confronter les prédictions de ce modèle avec les observations.

Mise en garde et perspectives

- Refroidissement

Nous pouvons aussi discuter brièvement de la physique mise de côté dans nos simulations numériques, ainsi qu'une estimation de la manière dont la prise en compte de celle-ci pourrait influencer nos résultats. Dans un premier temps, nous avons considéré une fonction de refroidissement radiatif à l'équilibre, c'est-à-dire sans suivre l'évolution de l'ionisation et du refroidissement hors équilibres derrière les fronts de choc. Par conséquent, nous n'étions pas en mesure de calculer des cartes d'émission synthétique fiables et réalistes dans les raies atomiques et ioniques, dont le flux émis est proportionnel à la densité électronique. Cette approximation est cependant suffisante, en considérant que notre objectif est de déterminer la forme globale, la dynamique et la distribution de masse dans les enveloppes denses composées de gaz post-choc refroidi. Nous avons aussi négligé les processus chimiques, en sachant que la dissociation du H_2 n'affecte que la distribution de masse observée au-dessus de 20 km/s ([Downes & Cabrit 2003](#); [Moraghan et al. 2008](#)), tandis que nos comparaisons aux observations se font à des vitesses plus faibles. De telles approximations

permettent de réaliser pour la première fois, à moindre coût ressources numériques, des simulations à long terme, atteignant 10^4 ans, et pouvant être comparées aux flots observés avec ALMA.

- Effondrement de l'enveloppe

Dans l'ensemble, nous avons négligé l'effondrement de l'enveloppe au cours de son interaction avec le jet, sous l'influence du champ gravitationnel protostellaire. Cela nous a permis de comparer correctement nos simulations avec les simulations de flots poussés par vents X grand angle. Ces dernières sont lancées avec une stratification d'enveloppe sous forme de cœur singulier aplati (Lee et al. 2001), et dont l'effondrement est également négligé. Dans de telles enveloppes, la région mise en mouvement par l'effondrement gravitationnel grandit et se propage de l'intérieur vers l'extérieur de l'enveloppe à la vitesse du son a atteinte dans cette dernière. Cet effondrement a pour effet de générer une distribution en densité moins abrupte, en $1/r^{1.5}$, contenue à l'intérieur du rayon sonique, $r_{inf} = a \times t$ (Terebey et al. 1984), où t est l'âge depuis le début de l'expansion de la région d'effondrement. Contrairement aux flots poussés par un vent où cet effondrement peut conduire à une couche stationnaire (Liang et al. 2020), une pente en $1/r^{1.5}$ en densité ne réduit que faiblement la largeur totale des flots poussés par un jet, par rapport à une densité d'enveloppe en $1/r^2$ (Moraghan et al. 2008). L'effet principal attendu de l'effondrement de l'enveloppe, en contact avec le flot développé, serait d'ajouter du cisaillement, de l'entraînement et de la pression dynamique supplémentaire à la base du choc d'étrave externe (cf. Liang et al. 2020, pour le cas d'un flot poussé par un vent). Pour nos paramètres de simulation, l'effondrement se produirait à l'intérieur de $r_{inf} = 1000 \text{ au} \times (a/0.5 \text{ km/s}) \times (t/104 \text{ ans})$ et, par conséquent, n'affecterait qu'une petite fraction de notre domaine de simulation s'étendant jusqu'à 20 000 au.

- Période de variabilité

Nos paramètres de simulation n'explorent pas le régime de "longue période de variabilité", où l'enveloppe ambiante aurait le temps de se reconstituer partiellement entre les épisodes de sursauts liés à la variabilité du jet. Une telle situation intéressante pourrait se produire si les sursauts majeurs produisant les chocs d'étrave imbriqués ne se produisaient que tous les quelques 10^4 ans, par exemple en raison de l'interaction de marées au sein d'un système de protoétoiles binaires avec une grande excentricité. L'espacement observé entre les nœuds du jet dans les sources de Classe 0/1 indique cependant des échelles de temps de variabilité beaucoup plus courtes, avec de multiples modes de périodes de quelques décennies, de quelques siècles, voire de quelques milliers d'années (Raga et al. 2012; Lee 2020). Le régime de "longue période de variabilité" semble assez rare chez les Classes 0/1 enfouies les plus jeunes et pour lesquelles des flots CO sont observables.

- Champ magnétique

Enfin, nous avons négligé la contribution des champs magnétiques, tant dans le jet que dans l'enveloppe ambiante. La pression magnétique dans le jet agirait pour réduire le facteur de compression atteint dans le post-choc tout en augmentant la longueur de refroidissement du gaz, typiquement d'un ordre de grandeur (Hartigan et al. 1994). Cet effet est observé directement dans les chocs internes résolus de jets stellaires (Hartigan & Wright 2015). Des simulations numériques de jets magnétisés à une haute résolution spatiale et avec refroidissement radiatif montrent que l'affaiblissement du refroidissement radiatif tend à élargir la largeur des chocs d'étraves imbriqués. Cependant, l'effet apparaît comme plutôt modeste (de Colle & Raga 2006), justifiant son omission dans nos simulations.

À l'inverse, un champ magnétique dans l'enveloppe environnante a tendance à résister à l'expansion latérale du choc d'étrave externe. Une diminution importante de la largeur de ce choc par rap-

port au cas hydrodynamique nécessite cependant des champs magnétiques intenses, près du point d'équipartition (c'est-à-dire avec un rapport $\beta \simeq 1$ entre la pression thermique et la pression magnétique). Cela est par exemple démontré dans les simulations de [Shang et al. \(2020\)](#), pour des flots poussés par des vents X dans des enveloppes avec différents degrés d'aplatissement et donc de magnétisation¹. Pour une valeur modérée standard $n = 2$ du degré d'aplatissement de l'enveloppe, tel qu'adopté dans le présent travail, la réduction maximale de la largeur du choc d'étrave externe due au champ magnétique ambiant ne devrait être que de 25 %. Par conséquent, la forme et la dynamique des cavités que nous avons prédites devraient rester valides. Nous notons qu'un degré de complexité supplémentaire pour une enveloppe avec un degré de magnétisation plus élevé, dans le cas général d'une rotation non-nulle, permettrait probablement le lancement probable d'un vent magnétohydrodynamique massif et lent depuis le disque képlérien formé autour de la protoétoile (voir par exemple [Lesur 2021](#) et les références qui y figurent). L'interaction d'un jet interne pulsé (ou d'un vent X grand angle) avec un vent de disque externe pourrait considérablement affecter la formation des cavités du flot, mais l'évolution à long terme n'a jusqu'à présent été examinée que dans le cas hydrodynamique, à notre connaissance ([Tabone et al. 2018](#)).

- Chimie du gaz

Concernant les observations, nous nous sommes ici concentrés sur les signatures des chocs d'étraves ou couches en termes de formes, de cinématique et de distribution de masse à des vitesses inférieures à 20 km/s, qui sont tracées par l'émission en CO observable avec ALMA. Nos simulations peuvent également être utilisées pour évaluer la détectabilité du matériau originaire du jet et situé à de plus hautes températures. À partir de la carte de vitesse de la Fig. 43, nous pouvons estimer que les chocs d'étrave imbriqués (entraînés par chacune des pulsations du jet) génèrent des vitesses de choc typiques de ~ 30 km/s dans la cavité précédemment creusée. La densité pré-choc à l'intérieur de la cavité est $\simeq 100 \text{ g cm}^{-3}$ à $z \leq 3000$ au, et chute à des altitudes plus élevées. En utilisant la grille du modèle de choc atomique de [Hartigan et al. \(1994\)](#), la brillance de surface maximale prédite en [S II] pour des abondances solaires serait alors de $\simeq 5 \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. L'observation d'une telle émission étendue en [S II] à l'intérieur des cavités du flot serait pertinente à rechercher, mais elle resterait difficile à isoler par rapport au jet axial bien plus brillant ainsi que vis-à-vis de l'émission en lumière diffuse des parois de la cavité, d'autant plus que les jeunes protoétoiles avec de puissants flots brillants en CO sont souvent situées dans des régions avec une forte épaisseur optique.

Lorsque le jet est suffisamment dense pour être en partie moléculaire, un autre traceur possible pour les couches emboîtées observées à l'intérieur de la cavité de flot principale est l'émission ro-vibrationnelle en H_2 . L'exemple le plus spectaculaire est de loin le flot de Classe 0 HH 212. Chaque choc d'étrave large observé en H_2 est connectée à un choc d'étrave observé séparément en CO à la base du flot. Ce choc d'étrave est observé comme étant produit par une pulsation majeure du jet, et est emboîté à l'intérieur de la cavité principale (voir Figure 2 dans [Lee et al. 2015](#)). Cette morphologie cohérente est conforme aux prédictions de nos simulations pour un flot poussé par un jet pulsé. Modéliser l'émission de raie en H_2 pourrait s'avérer utile afin de discriminer entre notre

1. Le rapport entre la pression thermique et la pression magnétique dans les modèles de base de [Shang et al. \(2020\)](#) peut être retrouvé comme valant $\beta = \alpha_b^{-2} (v_A/a)^{-2}$, où $\alpha_b = [0, 0.1, 1]$ est leur paramètre d'échelle et (v_A/a) est le rapport entre la vitesse d'Alfvén et la vitesse du son dans la solution d'équilibre magnétostatique de [Li & Shu \(1996\)](#) (Eq. 69), et qui augmente avec le paramètre d'aplatissement n de l'enveloppe. Une importante diminution de la largeur de la couche par rapport au cas hydrodynamique est observée uniquement dans les simulations avec $n \geq 4$ et $\alpha_b = 1$, correspondant aux valeurs situées dans le plan médian de l'enveloppe avec des valeurs $\beta \leq 3.5$ proches de l'équipartition

scénario et le modèle de vent grand angle pulsé proposé par Zhang et al. (2019).

En somme, les perspectives d'études futures seraient d'améliorer nos simulations en incluant l'influence de la chimie du gaz (des atomes et des molécules comme H_2 et CO), du champ magnétique, de la rotation et de la précession du jet, tout cela afin de modéliser des observations de flots spécifiques avec davantage de détails. Par exemple, à cet effet, j'ai réalisé de mon côté un projet de recherche personnel durant la thèse, et effectué en parallèle de mon travail principal : <https://github.com/mrabenanahary/AMRVACH2.git> et <https://github.com/mrabenanahary/VACGRACKLE.git>. Il s'agit d'un projet Fortran/C/C++, que j'ai mené sur mon temps libre durant les trois années de thèse, afin d'intégrer avec succès au code MPI-AMRVAC un module permettant de résoudre la chimie dite primordiale (incluant H , H^+ , He , He^+ , He^{2+} , e^-) ainsi que de la chimie de H_2 (impliquant H^- , H_2 , H_2^+). J'y résous aussi le refroidissement du gaz en dehors de l'équilibre d'ionisation jusqu'ici supposée dans nos simulations, ainsi qu'en dehors de l'équilibre chimique. Pour cela, j'ai utilisé la bibliothèque astrophysique de chimie et de refroidissement Grackle, développée en libre accès (<https://github.com/grackle-project/grackle.git>). J'ai programmé un module MPI-AMRVAC de sorte à intégrer correctement la chimie dans l'algorithme du code, et à adapter cette intégration au problème et modèle physique de cette thèse. Malheureusement, ce n'est qu'au moment de finir de rédiger cette première version du manuscrit que j'ai pu obtenir des tests positifs de vérification et de comparaison avec des simulations de jets protostellaires déjà validées, établies et publiées sur d'autres codes avec processus chimiques. Je n'ai donc pas eu l'occasion de présenter ici les résultats.

Bilan personnel

Plus généralement, cette thèse a été pour moi l'opportunité d'enrichir et renforcer mes compétences et connaissances non seulement en Astrophysique, mais aussi et surtout dans plusieurs domaines transverses tournant autour des simulations numériques, telles que le calcul haute performance ou l'intelligence artificielle. J'ai non seulement renforcé ma maîtrise des langages informatiques que j'ai eu à utiliser (notamment Fortran, Python et C), mais cette thèse m'a aussi donné l'occasion de me former et d'appliquer les connaissances que j'ai acquises dans le cadre d'un projet de recherche scientifique en équipe. Si le voyage n'était pas non plus de tout repos durant cette thèse, et que j'ai aussi fait face à toutes sortes de difficultés, imprévus et épreuves (dont sur le plan scientifique), la thèse m'a offert une expérience enrichissante et intense qui m'a permis de mûrir et d'affûter mes projets d'avenir et mes ambitions sur le plan professionnel, personnel et scientifique.

BIBLIOGRAPHIE

- Agra-Amboage, V., Cabrit, S., Dougados, C., et al. 2014, *A&A*, 564, A11
- Amdahl, G. M. 1967, in *Proceedings of the April 18-20, 1967, Spring Joint Computer Conference, AFIPS '67 (Spring)* (New York, NY, USA: Association for Computing Machinery), 483–485
- Andre, P., Martin-Pintado, J., Despois, D., & Montmerle, T. 1990, *A&A*, 236, 180
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 59
- Antoniucci, S., Nisini, B., Giannini, T., & Lorenzetti, D. 2008, *A&A*, 479, 503
- Arce, H. G., Borkin, M. A., Goodman, A. A., Pineda, J. E., & Halle, M. W. 2010, *ApJ*, 715, 1170
- Arce, H. G. & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 612, 342
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 245
- Bachiller, R., Cernicharo, J., Martin-Pintado, J., Tafalla, M., & Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174
- Bachiller, R., Martin-Pintado, J., & Planesas, P. 1991, *A&A*, 251, 639
- Bally, J., Devine, D., & Alten, V. 1996, *ApJ*, 473, 921
- Béthune, W., Lesur, G., & Ferreira, J. 2017, *A&A*, 600, A75
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Bosch-Ramon, V. 2022, *A&A*, 660, A5
- Cabrit, S. & Raga, A. 2000, *A&A*, 354, 667
- Cabrit, S., Raga, A., & Gueth, F. 1997, in *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, ed. B. Reipurth & C. Bertout, Vol. 182, 163–180
- Castellanos-Ramírez, A., Raga, A. C., & Rodríguez-González, A. 2018, *ApJ*, 867, 29
- Cerqueira, A. H., Lefloch, B., Esquivel, A., et al. 2021, *Astronomy and Astrophysics - A&A*, 645
- Colella, P. & Woodward, P. R. 1984, *Journal of Computational Physics*, 54, 174
- Dalgarno, A. & McCray, R. A. 1972, *ARA&A*, 10, 375

- de Colle, F. & Raga, A. C. 2006, *A&A*, 449, 1061
- Decampli, W. M. 1981, *ApJ*, 244, 124
- Dougados, C., Cabrit, S., Lavalley, C., & Ménard, F. 2000, *A&A*, 357, L61
- Downes, T. P. & Cabrit, S. 2003, *A&A*, 403, 135
- Downes, T. P. & Ray, T. P. 1999, *A&A*, 345, 977
- Dutta, S., Lee, C.-F., Liu, T., et al. 2020, *ApJS*, 251, 20
- Einfeldt, B., Munz, C., Roe, P., & Sjögreen, B. 1991, *Journal of Computational Physics*, 92, 273
- El Mellah, I., Sundqvist, J. O., & Keppens, R. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 475, 3240
- Erkal, J., Nisini, B., Coffey, D., et al. 2021, *ApJ*, 919, 23
- Falle, S. A. E. G. & Raga, A. C. 1993, *MNRAS*, 261, 573
- Federrath, C., Schrön, M., Banerjee, R., & Klessen, R. S. 2014, *ApJ*, 790, 128
- Ferreira, J. & Deguiran, R. 2013, *High Energy Density Physics*, 9, 67
- Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 451
- Gojon, R. & Bogy, C. 2017, *International Journal of Aeroacoustics*, 16, 603
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., & Lucas, R. 1992, *A&A*, 265, L49
- Guszejnov, D., Grudić, M. Y., Hopkins, P. F., Offner, S. S. R., & Faucher-Giguère, C.-A. 2021, *MNRAS*, 502, 3646
- Habel, N. M., Megeath, S. T., Booker, J. J., et al. 2021, *ApJ*, 911, 153
- Harten, A., Lax, P. D., & Leer, B. v. 1983, *SIAM Review*, 25, 35
- Hartigan, P., Heathcote, S., Morse, J. A., Reipurth, B., & Bally, J. 2005, *AJ*, 130, 2197
- Hartigan, P., Morse, J. A., & Raymond, J. 1994, *ApJ*, 436, 125
- Hartigan, P. & Wright, A. 2015, *ApJ*, 811, 12
- Hervet, O., Meliani, Z., Zech, A., et al. 2017, *A&A*, 606, A103
- Ireland, L. G., Zanni, C., Matt, S. P., & Pantolmos, G. 2021, *ApJ*, 906, 4
- Keppens, R., Meliani, Z., van der Holst, B., & Casse, F. 2008, *A&A*, 486, 663
- Keppens, R., Meliani, Z., van Marle, A. J., et al. 2012, *Journal of Computational Physics*, 231, 718
- Keppens, R., Teunissen, J., Xia, C., & Porth, O. 2021, *Computers & Mathematics with Applications*, 81, 316, development and Application of Open-source Software for Problems with Numerical PDEs

- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, *A&A*, 584, A91
- Koren, B. 1993, A robust upwind discretization method for advection, diffusion and source terms, ed. C. Vreugdenhil & B. Koren, *Notes on Numerical Fluid Mechanics* (Germany: Vieweg), 117–138
- Krumholz, M. R. & Federrath, C. 2019, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 7
- Kwon, W., Fernández-López, M., Stephens, I. W., & Looney, L. W. 2015, *ApJ*, 814, 43
- Lada, C. J. 1985, *ARA&A*, 23, 267
- Lada, C. J. & Fich, M. 1996, *ApJ*, 459, 638
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Lee, C.-F. 2020, *A&A Rev.*, 28, 1
- Lee, C.-F., Hirano, N., Zhang, Q., et al. 2015, *ApJ*, 805, 186
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Li, Z.-Y., et al. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0152
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, *ApJ*, 542, 925
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Stone, J. M., & Ostriker, E. C. 2002, *ApJ*, 576, 294
- Lee, C.-F., Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 429
- Lesur, G. R. J. 2021, *A&A*, 650, A35
- LeVeque, R., Steiner, O., Gautschy, A., et al. 1998, *Computational Methods for Astrophysical Fluid Flow: Saas-Fee Advanced Course 27. Lecture Notes 1997 Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, Saas-Fee Advanced Course* (Springer Berlin Heidelberg)
- Li, Z.-Y. & Shu, F. H. 1996, *ApJ*, 472, 211
- Liang, L., Johnstone, D., Cabrit, S., & Kristensen, L. E. 2020, *ApJ*, 900, 15
- Liu, T., Lacy, J., Li, P. S., et al. 2017, *ApJ*, 849, 25
- Louvet, F., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2018, *A&A*, 618, A120
- Löhner, R. 1987, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 61, 323
- MacDonald, J. & Bailey, M. E. 1981, *MNRAS*, 197, 995
- Marcowith, A., Ferrand, G., Grech, M., et al. 2020, *Living Reviews in Computational Astrophysics*, 6, 1
- Margulis, M., Lada, C. J., & Snell, R. L. 1988, *ApJ*, 333, 316
- Masson, C. R. & Chernin, L. M. 1993, *ApJ*, 414, 230
- Matzner, C. D. & McKee, C. F. 1999, *ApJ*, 526, L109

- McCaughrean, M., Zinnecker, H., Andersen, M., Meeus, G., & Lodieu, N. 2002, *The Messenger*, 109, 28
- Meliani, Z. & Hervet, O. 2017, *Galaxies*, 5
- Meliani, Z. & Keppens, R. 2009, *ApJ*, 705, 1594
- Meliani, Z., Keppens, R., Casse, F., & Giannios, D. 2007, *MNRAS*, 376, 1189
- Meliani, Z., Keppens, R., & Giacomazzo, B. 2008, *A&A*, 491, 321
- Millas, D., Keppens, R., & Meliani, Z. 2017, *MNRAS*, 470, 592
- Moens, N., Sundqvist, J. O., El Mellah, I., et al. 2022, *A&A*, 657, A81
- Monceau-Baroux, R., Porth, O., Meliani, Z., & Keppens, R. 2015, *A&A*, 574, A143
- Moraghan, A., Smith, M. D., & Rosen, A. 2006, *MNRAS*, 371, 1448
- Moraghan, A., Smith, M. D., & Rosen, A. 2008, *MNRAS*, 386, 2091
- Motte, F. & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Myers, P. C. & Ladd, E. F. 1993, *ApJ*, 413, L47
- Narayanan, G., Snell, R., & Bemis, A. 2012, *MNRAS*, 425, 2641
- Offner, S. S. R., Lee, E. J., Goodman, A. A., & Arce, H. 2011, *ApJ*, 743, 91
- Ogihara, M., Kokubo, E., Suzuki, T. K., & Morbidelli, A. 2018, *A&A*, 615, A63
- Ostriker, E. C., Lee, C.-F., Stone, J. M., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 443
- Plunkett, A. L., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2015, *Nature*, 527, 70
- Podio, L., Codella, C., Gueth, F., et al. 2016, *A&A*, 593, L4
- Qiu, K., Zhang, Q., Beuther, H., & Yang, J. 2007, *ApJ*, 654, 361
- Qiu, K., Zhang, Q., Wu, J., & Chen, H.-R. 2009, *ApJ*, 696, 66
- Rabenanahary, M., Cabrit, S., Meliani, Z., & Pineau des Forêts, G. 2022, *A&A*, 664, A118
- Raga, A. & Cabrit, S. 1993, *A&A*, 278, 267
- Raga, A. C., Canto, J., Binette, L., & Calvet, N. 1990, *ApJ*, 364, 601
- Raga, A. C., Rodríguez-González, A., Noriega-Crespo, A., & Esquivel, A. 2012, *ApJ*, 744, L12
- Reipurth, B. & Bally, J. 2001, *ARA&A*, 39, 403
- Reipurth, B., Heathcote, S., Yu, K. C., Bally, J., & Rodríguez, L. F. 2000, *ApJ*, 534, 317
- Richer, J. S., Hills, R. E., & Padman, R. 1992, *MNRAS*, 254, 525

- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 867
- Ridge, N. A. & Moore, T. J. T. 2001, *A&A*, 378, 495
- Robert, C. M. T., Méheut, H., & Ménard, F. 2020, *A&A*, 641, A128
- Rodriguez, L. F., Carral, P., Ho, P. T. P., & Moran, J. M. 1982, *ApJ*, 260, 635
- Roe, P. 1981, *Journal of Computational Physics*, 43, 357
- Roe, P. L. 1986, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 18, 337
- Rohde, P. F., Walch, S., Seifried, D., et al. 2019, *MNRAS*, 483, 2563
- Santiago-García, J., Tafalla, M., Johnstone, D., & Bachiller, R. 2009, *A&A*, 495, 169
- Schure, K. M., Kosenko, D., Kaastra, J. S., Keppens, R., & Vink, J. 2009, *A&A*, 508, 751
- Shang, H., Allen, A., Li, Z.-Y., et al. 2006, *ApJ*, 649, 845
- Shang, H., Krasnopolsky, R., Liu, C.-F., & Wang, L.-Y. 2020, *ApJ*, 905, 116
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Najita, J., Ostriker, E. C., & Shang, H. 1995, *ApJ*, 455, L155
- Shu, F. H., Ruden, S. P., Lada, C. J., & Lizano, S. 1991, *ApJ*, 370, L31
- Smith, M. D. 1986, *MNRAS*, 223, 57
- Su, Y.-N., Zhang, Q., & Lim, J. 2004, *ApJ*, 604, 258
- Suttner, G., Smith, M. D., Yorke, H. W., & Zinnecker, H. 1997, *A&A*, 318, 595
- Suzuki, T. K., Ogihara, M., Morbidelli, A., Crida, A., & Guillot, T. 2016, *A&A*, 596, A74
- Tabone, B., Raga, A., Cabrit, S., & Pineau des Forêts, G. 2018, *A&A*, 614, A119
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, 286, 529
- Toro, E. F. 1997, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics A Practical Introduction*
- Townsend, R. H. D. 2009, *ApJS*, 181, 391
- Tóth, G. & Odstrčil, D. 1996, *Journal of Computational Physics*, 128, 82
- Ulrich, R. K. 1976, *ApJ*, 210, 377
- van der Holst, B. & Keppens, R. 2007, *Journal of Computational Physics*, 226, 925
- van Kempen, T. A., van Dishoeck, E. F., Güsten, R., et al. 2009, *A&A*, 501, 633
- Velusamy, T. & Langer, W. D. 1998, *Nature*, 392, 685

- Velusamy, T., Langer, W. D., & Thompson, T. 2014, ApJ, 783, 6
- Völker, R., Smith, M. D., Suttner, G., & Yorke, H. W. 1999, A&A, 343, 953
- Vorobyov, E. I., Elbakyan, V. G., Plunkett, A. L., et al. 2018, A&A, 613, A18
- Wagner, A. Y., Bicknell, G. V., & Umemura, M. 2012, ApJ, 757, 136
- Wang, L.-Y., Shang, H., Krasnopolsky, R., & Chiang, T.-Y. 2015a, ApJ, 815, 39
- Wang, L.-Y., Shang, H., Krasnopolsky, R., & Chiang, T.-Y. 2015b, ApJ, 815, 39
- Yee, H. 1994
- Yu, K. C., Billawala, Y., & Bally, J. 1999, AJ, 118, 2940
- Zapata, L. A., Arce, H. G., Brassfield, E., et al. 2014, MNRAS, 441, 3696
- Zhang, Q. & Zheng, X. 1997, ApJ, 474, 719
- Zhang, Y., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2016, ApJ, 832, 158
- Zhang, Y., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2019, ApJ, 883, 1
- Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., & Rayner, J. T. 1998, Nature, 394, 862

APPENDICES

A. Force de contrebalancement d'un cœur singulier aplati

En coordonnées cylindriques de repère $(O, \vec{e}_R, \vec{e}_z)$, la force de contrebalancement \vec{F}_p des gradients de pression initiaux s'écrit :

$$\vec{F}_p = \nabla [p(t=0)] = \vec{e}_R \frac{\partial p}{\partial R} + \vec{e}_z \frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{VII.1})$$

(les gradients de pression et la force de contrebalancement sont contraints dans un plan à angle azimutal constant : $\frac{\partial p}{\partial \varphi} = 0$)

L'Eq. (V.6) nous permet d'obtenir la pression thermique d'un cœur singulier, dans l'hypothèse d'un gaz parfait :

$$\begin{aligned} p &= \frac{\rho k_B T}{\mu m_H}, \\ &= \frac{\rho_{a0} k_B T}{\mu m_H} \frac{r_w^2 R^2}{(R^2 + z^2)^2} \equiv \alpha \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^2}, \end{aligned} \quad (\text{VII.2})$$

En dérivant cette pression, nous obtenons l'expression analytique à employer pour la composante radiale cylindrique et axiale de \vec{F}_p :

$$\left(\vec{F}_p\right)_R = \frac{\partial p}{\partial R} = -\frac{2\alpha R (R^2 - z^2)}{(R^2 + z^2)^3}, \quad (\text{VII.3})$$

$$\left(\vec{F}_p\right)_z = \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{4\alpha R^2 z}{(R^2 + z^2)^3}, \quad (\text{VII.4})$$

$$\text{où } \alpha = \frac{\rho_{a0} k_B T r_w^2}{\mu m_H}, \quad (\text{VII.5})$$

B. Article publié en premier auteur

Wide-angle protostellar outflows driven by narrow jets in stratified cores

M. Rabenahary¹, S. Cabrit^{1,2}, Z. Meliani³, and G. Pineau des Forêts^{1,4}

¹ Observatoire de Paris, PSL University, Sorbonne Université, CNRS, LERMA, 75014 Paris, France
e-mail: mialy.rabenahary@obspm.fr

² Université de Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

³ Observatoire de Paris, PSL University, Université de Paris, CNRS, LUTH 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

⁴ Université Paris-Saclay, CNRS, Institut d'Astrophysique Spatiale, 91405 Orsay, France

Received 17 January 2022 / Accepted 31 March 2022

ABSTRACT

Most simulations of outflow feedback on star formation are based on the assumption that outflows are driven by a wide angle “X-wind,” rather than a narrow jet. However, the arguments initially raised against pure jet-driven flows were based on steady ejection in a uniform medium, a notion that is no longer supported based on recent observations. We aim to determine whether a pulsed narrow jet launched in a density-stratified, self-gravitating core could reproduce typical molecular outflow properties, without the help of a wide-angle wind component. We performed axisymmetric hydrodynamic simulations using the MPI-AMRVAC code with optically thin radiative cooling and grid refinement down to 5 au, on timescales up to 10 000 yr. Then we computed the predicted properties for the purposes of a comparison with observational data. First, the jet-driven shell expands much faster and wider through a core with steeply decreasing density than through an uniform core. Second, when blown into the same singular flattened core, a jet-driven shell shows a similar width as a wide-angle wind-driven shell in the first few hundred years, but a decelerating expansion on long timescales. The flow adopts a conical shape, with a sheared velocity field along the shell walls and a base opening angle reaching up to $\alpha \approx 90^\circ$. Third, at realistic ages of $\sim 10\,000$ yr, a pulsed jet-driven shell shows fitting features along with a qualitative resemblance with recent observations of protostellar outflows with the Atacama Large Millimeter Array, such as HH46-47 and CARMA-7. In particular, similarities can be seen in the shell widths, opening angles, position-velocity diagrams, and mass-velocity distribution, with some showing a closer resemblance than in simulations based on a wide-angle “X-wind” model. Therefore, taking into account a realistic ambient density stratification in addition to millenia-long integration times is equally essential to reliably predict the properties of outflows driven by a pulsed jet and to confront them with the observations.

Key words. stars: formation – stars: pre-main sequence – methods: numerical – ISM: jets and outflows – shock waves – hydrodynamics

1. Introduction

The most spectacular, and often the first observed, signature of the birth of a new star is the formation of a slow bipolar outflow of molecular gas. This phenomenon starts in the early protostellar phase of stellar mass assembly (Class 0), persists during the envelope dispersion phase (Class 1), and is ubiquitous across all masses (for a review, see e.g., Frank et al. 2014). Given their large sizes and high mass and momentum fluxes, ubiquity, and duration, molecular outflows are believed to play a key role in star formation on both small and large scales: recent numerical simulations (see e.g., Krumholz & Federrath 2019, for a review) suggest that they could be the main feedback agent setting the final stellar mass and core-to-star efficiency (via the removal of parent core material), and regulating the IMF peak, multiplicity fraction, and star formation efficiency at cluster scales (via the disruption of infall streams and replenishment of turbulence).

The exact effect of outflow feedback, however, depends on the assumed structure for the “primary” protostellar wind sweeping up the slow outflow. Two wind models are currently in use, both involving a fast and dense jet along the flow axis (as commonly observed in atomic or molecular tracers, see Frank et al. 2014) but strongly differing in the momentum injected at wider angles.

The first and most frequently used wind prescription in feedback simulations is that of Matzner & McKee (1999, hereafter MM99). It assumes a wide-angle wind radially expanding at a constant speed ($\approx 100 \text{ km s}^{-1}$) over all angles, with a steep density increase towards the axis responsible for the appearance of an axial “jet.” This asymptotic structure was first derived for an “X-wind” magnetically launched from the disk inner edge (Shu et al. 1995) and only applies to hydromagnetic winds launched radially from a narrow region (MM99). Towards the equator, the wind momentum flux is still a sizeable fraction of the isotropic wind case¹ and can directly impact equatorial infall.

The second wind model, motivated by more recent MHD simulations and observations, assumes that the fast axial jet is surrounded by a slower disk wind, ejected within a limited solid angle (Federrath et al. 2014; Rohde et al. 2019). Feedback is then dominated by the jet, with much lesser impact on equatorial regions than in the MM99 prescription. Time variability in the form of episodic outbursts was also shown to affect outflow feedback (Rohde et al. 2019).

In principle, realistic MHD simulations of protostellar wind launching should provide the best wind prescription to adopt. However, the simulated wind structure depends on complex

¹ The fraction is $1/\ln(2/\theta_0) \approx 1/5$ for a “jet” collimation angle $\theta_0 \approx 0.01$ rad, cf. Eq. (2) in MM99.

effects that are still the subject of intense research and debate, such as the magnetosphere-disk interaction, the distribution of magnetic flux retained in the disk long after its formation, the turbulent viscosity and resistivity, and non-ideal effects (see e.g., Ireland et al. 2021; Ferreira & Deguiran 2013; Béthune et al. 2017).

An independent approach to determining the most realistic wind model for outflow feedback studies is to simulate the swept-up outflow properties on protostellar core scales ≤ 0.1 pc (where the ambient density structure is dominated by self-gravity and not yet perturbed by cloud inhomogeneities) and see which wind model best reproduces the observed outflow shapes and kinematics. Such a comparison was performed early on for two extremes in wind collimation: the wide-angle X-wind model (Shu et al. 1995; Matzner & McKee 1999) and a pure jet driving the outflow through large bowshocks (Masson & Chernin 1993; Raga & Cabrit 1993). Successes and caveats were identified in each case, based on early observations (see Cabrit et al. 1997; Lee et al. 2001; Arce et al. 2007) and these are briefly summarized and updated below.

First, in models of outflows driven by a wide-angle X-wind, the ambient medium is assumed to have a steep $1/r^2$ density decrease and a moderate degree of magnetic flattening. It is, in addition, assumed to mix instantaneously with shocked wind material. The swept-up shell then expands radially in a self-similar fashion that can reproduce several observed features of molecular outflows: “Hubble-law” kinematics $V \propto z$, mass-velocity distribution with a power-law slope $\gamma \simeq -2$ (before opacity correction), and parabolic shapes with a wide base opening angle (Shu et al. 1991; Li & Shu 1996; Lee et al. 2001; Shang et al. 2006, 2020). An intrinsic caveat of this model, however, is that the uniform wind speed over all angles predicts much flatter internal shocks than observed in shock-excited H_2 along outflow axes. The observed curved H_2 bows requires a sharp drop of wind ram pressure away from the axis (see discussions in Lee et al. 2001; Arce et al. 2007).

Second, simulations of jet-driven bowshocks, in contrast, reproduce the curved morphology of internal shock fronts seen in H_2 very well (e.g., Suttner et al. 1997; Völker et al. 1999) as well as the associated “spur-like” features in CO (Lee et al. 2000). They can also reproduce the observed mass-velocity relations (Downes & Cabrit 2003; Moraghan et al. 2008) and apparent “Hubble-laws” when the jet is variable and precessing (Völker et al. 1999; Rohde et al. 2019). The jet-driven model for outflows was strongly criticized, however, for predicting too highly elongated cavities on long timescales (Ostriker et al. 2001), too much overlapping blueshifted and redshifted emission over a wide range of inclinations (Lee et al. 2001) as well as overly low velocities $\simeq 0.03$ km s $^{-1}$ when the bowshock had expanded to typical outflow widths of 10 000 au (Arce et al. 2007). As a result, it is commonly believed that jets alone cannot explain outflows with a wide opening angle, as reported for several evolved Class 1 protostars.

In order to combine the strengths of each model, a “dual wind” structure has been invoked with both a fast jet and a slower wide angle wind, where the latter would increasingly dominate at later times (Yu et al. 1999; Velusamy & Langer 1998; Arce et al. 2007; Zapata et al. 2014). There are several good reasons, however, to reconsider pure jet-driven shells as the potential origin for molecular outflows.

First, the critiques of Ostriker et al. (2001) and Lee et al. (2001) were based on models of jet-bowshocks in a uniform, or quasi-uniform, ambient medium (with at most a factor of 2 in density variation over the computational domain). In contrast,

a steep radial $1/r^2$ density decrease is assumed in wide-angle wind-driven models to yield the apparent “Hubble-law” acceleration (Shu et al. 1991; Lee et al. 2001). Such a decrease is expected on protostellar core scales ≤ 0.1 pc as a result of self-gravity. Raga & Cabrit (1993) and Cabrit et al. (1997) showed that it could produce a wider opening angle for jet-driven shells, more similar to observed flows, a result confirmed for steady jets on < 1000 yr timescales by Moraghan et al. (2008). Now that a steep density stratification is widely confirmed by observations of protostellar cores (e.g., van der Marel et al. 2009, for HH46-47) and that computational capabilities have greatly improved, it is important to explore the predicted effect on jet-driven shells over a broader parameter space and longer timescales than was feasible in the early study of Moraghan et al. (2008).

Second, the issue raised by Arce et al. (2007) related to insufficient bowshock speed at large widths no longer applies with a pulsed jet. New internal bowshocks generated by the jet variability will replenish a slow jet-driven shell with faster material at observable speeds (Raga & Cabrit 1993; Völker et al. 1999). In addition, the interaction between successive bowshocks will decrease their transverse speed, possibly alleviating the excessive blue and red overlap predicted at early times by Lee et al. (2001). Recent Atacama Large Millimeter Array (ALMA) observations revealed multiple H_2 bowshocks along outflow axes, connected to nested CO cavities along their flanks (e.g., HH212 and HH46-47 in Lee et al. 2015; Zhang et al. 2016). While some have been modeled with wind-driven shells (Zhang et al. 2019), it is important to have similar predictions for nested jet bowshocks at realistic ages $\simeq 10^4$ yr.

Third, recent observational studies show that CO outflows are more elongated and collimated than initially thought: cloud-wide CO maps, as well as optical and infrared imaging surveys, show that at least 40% of outflows are more than a parsec long (Frank et al. 2014, and references therein). A striking example is the B5-IRS1 outflow, driven by a Class 1 protostar. While it exhibits a (projected) full opening angle $\alpha \simeq 100^\circ$ at its base, argued as evidence for a wide-angle wind, unbiased CO maps of its parent cloud reveal that each lobe extends (at least) up to 2.2 pc from the source (Arce et al. 2010). The length-to-width ratio is then $q > 11$ (see maps in Frank et al. 2014). This is inconsistent with current models of shells driven by a wide angle X-wind (which predict an aspect ratio $q < 3.5$ for a base opening angle $\alpha \geq 70^\circ$, see Table 2 in Shang et al. 2020). The parsec size of many outflows appears more suggestive of jet-driven flows.

Estimated outflow opening angles are also affected by several biases: angular resolution, the height at which they are measured (Velusamy & Langer 1998; Velusamy et al. 2014), and inclination (angles appear wider in flows seen closer to pole-on). Two recent studies in Orion minimize these biases by providing uniform measurements at the same (high) linear resolution and projected height over randomly selected samples. In an ALMA survey of the widths of 22 (mostly Class 0) CO outflows (Dutta et al. 2020), 50% subtend projected full-opening angles in the range $\alpha = 25^\circ$ – 65° at a projected altitude $z_{\text{proj}} = 800$ au. In a sample of 29 older outflow cavities (mostly Class 1) imaged in scattered light with HST (Habel et al. 2021), we see that 50% are in the range $\alpha = 8^\circ$ – 46° at $z_{\text{proj}} = 8000$ au, and the fraction of point sources (viewed down the cavity interior) suggests a maximum deprojected opening angle $\alpha_{\text{deproj}} \leq 70^\circ$. Therefore, CO outflows seem to be more collimated on average than previously believed and it is necessary to investigate whether a pure jet (in a stratified core) could reproduce typical observed widths, before drawing any conclusions on a dominant contribution from a wider angle wind.

Here, we examine this issue by presenting the first high-resolution simulations of pure jet-driven shells in strongly stratified cores, up to ages of 10 000 yr and physical scales of 0.1 pc. For the first time in jet simulations, we consider the same flattened core structure as in the competing model of outflow driven by a wide-angle X-wind (Li & Shu 1996; Lee et al. 2001). We show that pulsed conical jets propagating in this environment sweep up a wider outflow cavity than in a uniform medium, with a width and opening angle that are compatible with recent outflow surveys. The predicted position-velocity diagrams and mass-velocity relation also show a promising qualitative agreement with recent ALMA outflow observations at high resolution and sensitivity, without any of the caveats noted previously for jet bowshocks in uniform media.

In Sect. 2, we present our numerical method and generic set up. In Sect. 3, we present the effect of a 1D and 2D density stratification on a jet-driven shell. In Sect. 4, we introduce a small jet opening angle and explore the effect of various free parameters on the cavity shape and kinematics. In Sect. 5, we present a simulation up to 10 000 yr and compute predicted flow widths, position-velocity diagrams, and mass-velocity relation, finding excellent qualitative agreement with recent ALMA observations. Section 6 summarizes our main results and conclusions.

2. General numerical setup

2.1. Governing equations, code, and numerical method

We performed axisymmetric 2D hydrodynamic simulations in cylindrical coordinates (R, z) , using the Message Passing Interface-Adaptive Mesh Refinement Versatile Advection Code (MPI-AMRVAC; Keppens et al. 2021). The hydrodynamics module of this finite volume, cell-centered code solves the hydrodynamic equations of mass, momentum, and energy conservation described, respectively, by:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla p = \mathbf{F}_p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \mathbf{v} + p \mathbf{v}) = -n_{\text{H}}^2 \Lambda(T), \quad (3)$$

where ρ is the mass density, \mathbf{v} is the velocity vector, p is the thermal pressure, and $e = p/(\gamma - 1) + \rho \mathbf{v}^2/2$ is the total (thermal and kinetic) energy density, with γ the adiabatic index (taken here as 5/3). Two source terms are introduced on the right-hand side: following Lee et al. (2001), an inward-directed force field, $\mathbf{F}_p = \nabla p(t = 0)$, is imposed to maintain the unperturbed stratified ambient core in hydrostatic equilibrium at any time. In addition, optically thin equilibrium radiative cooling is included as a source term $-n_{\text{H}}^2 \Lambda(T)$ in the energy equation, with n_{H} the number density of hydrogen nuclei and T the gas kinetic temperature (van Marle & Keppens 2011). We consider an atomic gas with a standard helium fraction $x(\text{He}) = n(\text{He})/n_{\text{H}} = 0.1$, such that $n_{\text{H}} = \rho/(1.4m_{\text{H}})$ with m_{H} the mass of a proton. The temperature is inferred from gas pressure using the perfect gas law, $T = p/(n_{\text{tot}}k_{\text{B}})$, with n_{tot} as the total number of particles per unit volume. Given the moderate shock speeds encountered in our simulation, we assume that hydrogen and helium remain mostly neutral, so that $n_{\text{tot}} \approx n(\text{H}) + n(\text{He}) = 1.1n_{\text{H}}$. The cooling curve $\Lambda(T)$ depends on the local temperature, T , and the gas metallicity. Here, we use an atomic cooling curve with solar metallicity. In Sect. 3, we use for comparison purposes the

same cooling function as Lee et al. (2001), namely the curve of MacDonald & Bailey (1981) at temperatures above 10^4 K and Dalgarno & McCray (1972) below 10^4 K (with an ionization fraction $x_{\text{ion}} = 10^{-3}$). In the rest of the paper (Sects. 4 and 5) we keep the same low-temperature cooling curve but we adopt above 10^4 K the updated cooling function $\Lambda_{\text{HD}}(T)$ from Schure et al. (2009) generated with the SPEX code (Kaastra & Mewe 2000), which takes into account more up-to-date atomic parameters than MacDonald & Bailey (1981). In each simulation, the minimum temperature for radiative cooling is set at the initial ambient core temperature. This prevents the non-realistic radiative cooling of unshocked material inside the jet beam and the ambient core.

To solve Eqs. (1)–(3), we chose a Harten–Lax–van Leer contact (HLLC) scheme (Li 2005) with a minmod limiter. This combination is extremely robust in handling the shocks encountered in our problem.

As for the boundary conditions, the jet axis ($R = 0$) is treated as an axisymmetric boundary; the boundary conditions at $z = 0$ are fixed inside the jet inlet ($R < R_j$) and open in the surrounding ambient core. The outer limits of the computational domain are treated as open boundaries. The jet inlet (inside which the density and velocity vectors are prescribed at each time step) is a conical domain of radius $R = R_j$ at $z = 0$, height z_i , and semi-open angle θ_j .

Due to the high dynamic ratio between inner jet shock scale and propagation scales studied in this paper, it is crucial to use adaptive mesh refinement (AMR) to resolve the shocks in a cost-effective manner. Apart from Sect. 3 (where we use the same fixed grid resolution as Lee et al. 2001 for comparison purposes), all simulations performed in this paper have a base grid that is allowed to be locally refined up to four times, doubling the resolution at each new level of refinement (i.e., with a highest grid resolution at level 5 that is 2^4 finer than at level 1). The refinement-derefinement criterion is based on a Lohner error estimator on the quantity $n_{\text{H}}^2 \Lambda(T)$. We further ensure that the highest level of refinement is always present inside the jet beam.

2.2. Velocity variability of the jet

Pulsed jets are simulated by time-varying the jet velocity around its initial value v_0 , as

$$v_j(t) = \|\mathbf{v}_j(t)\| = v_0 h(t), \quad (4)$$

where $h(t)$ is the dimensionless variability profile defining how the jet will pulse.

Following Lee et al. (2001), we keep the jet mass-flux constant over time in the present paper, by imposing an inverse variation of the jet density:

$$\rho_{j0}(t) = \frac{\rho_{j0}}{h(t)} = \frac{\rho_{j0}v_0}{v_j(t)}, \quad (5)$$

where ρ_{j0} is the initial jet density at $z = 0$, $R = R_j$, and $t = 0$.

2.3. Tracers

Following Porth et al. (2014), the code also solves the advection equation of two passive fluid tracers, **tracer_a** and **tracer_j**, which trace fluid parcels originating from the ambient core and from the jet, respectively. They evolve according to:

$$\frac{\partial \text{tracer}_k}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \text{tracer}_k = 0, \text{ for } k = a, j. \quad (6)$$

Table 1. Parameters of the pulsed cylindrical jet simulations (Sect. 3).

Fixed parameters (from Lee et al. 2001)				
One-sided jet mass-loss rate	$\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$			
Jet semi-opening angle	$\theta_j = 0^{\circ}$			
Jet radius	$R_j = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}$			
Mean jet velocity	$v_0 = 120 \text{ km s}^{-1}$			
Jet velocity variation	$v_j(t) = v_0 + \Delta V \sin \frac{2\pi t}{P}$			
Semi-amplitude	$\Delta V = 60 \text{ km s}^{-1}$			
Jet density variation	$\rho_j(t) = \rho_{j0} [v_0/v_j(t)]$ (constant mass-flux)			
Jet density at $t = 0$	$\rho_{j0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$			
Jet temperature	$T_j = 270 \text{ K}$			
Ambient core temperature	$T_a = 30 \text{ K}$			
Radiative cooling function	$\Lambda(270 \text{ K} \leq T < 10^4 \text{ K})$ from Dalgarno & McCray (1972) $\Lambda(T \geq 10^4 \text{ K})$ from MacDonald & Bailey (1981)			
Simulation domain	$(R, z) = (7.0 \times 10^{16} \text{ cm}, 1.4 \times 10^{17} \text{ cm}) = (4679 \text{ au}, 9358 \text{ au})$			
Number of cells	$n_R \times n_z = 336 \times 672$			
Resolution	$\Delta R = \Delta z = 2.08 \times 10^{14} \text{ cm} = 14 \text{ au}$			
Variable parameters				
Model name	PCJ-U ^(a) (Fig. 1a)	PCJ-Z (Fig. 1b)	PCJ-R (Fig. 1c)	PCJ-RW ^(b) (Fig. 2)
Core density profile	Uniform	z -stratified	Flattened singular core	
$\rho_a(\mathbf{r})$	ρ_{a0}	$\rho_{a0} \left(1 + \frac{z}{z_c}\right)^{-2}$ $z_c = 10^{16} \text{ cm}$	$\rho_{a0} \sin^2 \theta r_0^2 (R^2 + z^2)^{-1}$ $r_0 = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}$	
Core density at $z = 0, R = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}$	$\rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$			$1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$
Core/jet density contrast at $z = 0$	$\eta = \rho_{j0}/\rho_{a0} = 1$			0.01
Jet variability period	$P = 310 \text{ yr}$			115 yr
Simulation age	$t = 610 \text{ yr}$			296 yr

Notes. ^(a)Identical parameters to pulsed jet simulation of Lee et al. (2001) (see their Fig. 7). ^(b)Identical parameters to pulsed wind simulation of Lee et al. (2001) (cf. their Fig. 12), except that the wide-angle wind is replaced here by a cylindrical jet of same mass-flux, injection radius, and velocity variability.

These tracers are dimensionless numerical quantities. To improve numerical precision and accurately track mixing between the jet and ambient core material, they are taken to cover a wide range $[0, 10^7]$. Thus, at $t = 0$, tracer_j (resp. tracer_a) is initialized to 10^7 inside the jet beam (resp. the surrounding core) and is set to zero elsewhere.

From those tracers, we may compute the local fraction of material originating from the ambient core and from the jet, f_a and f_j , inside each mesh cell and at any time step, as

$$f_k = \frac{\text{tracer}_k}{\text{tracer}_a + \text{tracer}_j}, \text{ for } k = a, j. \quad (7)$$

3. Pulsed cylindrical jet in a non-uniform medium

In this section, we investigate how the shape of the shell driven by the same cylindrical jet as in Lee et al. (2001) is influenced by a more realistic, steep density decrease in the ambient core (Sect. 3.2). We then compare with the wide-angle wind-driven shell modeled in Lee et al. (2001) for the same age and core stratification (Sect. 3.3).

3.1. Setup and choice of density stratifications

To make a comparison with Lee et al. (2001), we adopted their pulsed cylindrical jet model (thereafter PCJ) with the same jet

radius, R_j , temperature, T_j , sinusoidal variation of jet velocity, $v_j(t)$, inversely varying jet density, $\rho_j(t)$, and constant one-sided jet mass-loss rate, \dot{M} . We also adopted the same uniform spatial resolution of 14 au, radiative cooling law (using MacDonald & Bailey 1981 above 10^4 K), domain size, ambient temperature, and simulation ages. The particular setup presented in this section is summarized in Table 1.

We then investigated three different ambient core stratifications: first, just as in the jet-driven simulations of Lee et al. (2001), we considered a uniform core, with

$$\rho_a(R, z) = \rho_{a0}. \quad (8)$$

Second, we investigated a z -stratified core following the prescription in Cabrit et al. (1997):

$$\rho_a(R, z) = \rho_{a0} \left(1 + \frac{z}{z_c}\right)^{-2} \quad \text{with } z_c = 10^{16} \text{ cm}, \quad (9)$$

where the value of z_c is justified by observations of protostellar cores showing a steep stratification from 20 000 au down to (at least) 1000 au (see e.g., Motte & André 2001; van der Marel et al. 2009). Lee et al. (2001) investigated (see their Sect. 3.6) a somewhat similar z -stratification $\rho_a(z) \propto 1/[1 + (z/z_c)^2]$ but with a flattening scale $z_c = 1.25 \times 10^{17} \text{ cm}$ that is ten times greater than in Eq. (9) and equal to the size of their computational box. The ambient density thus dropped only by a factor of 2 across

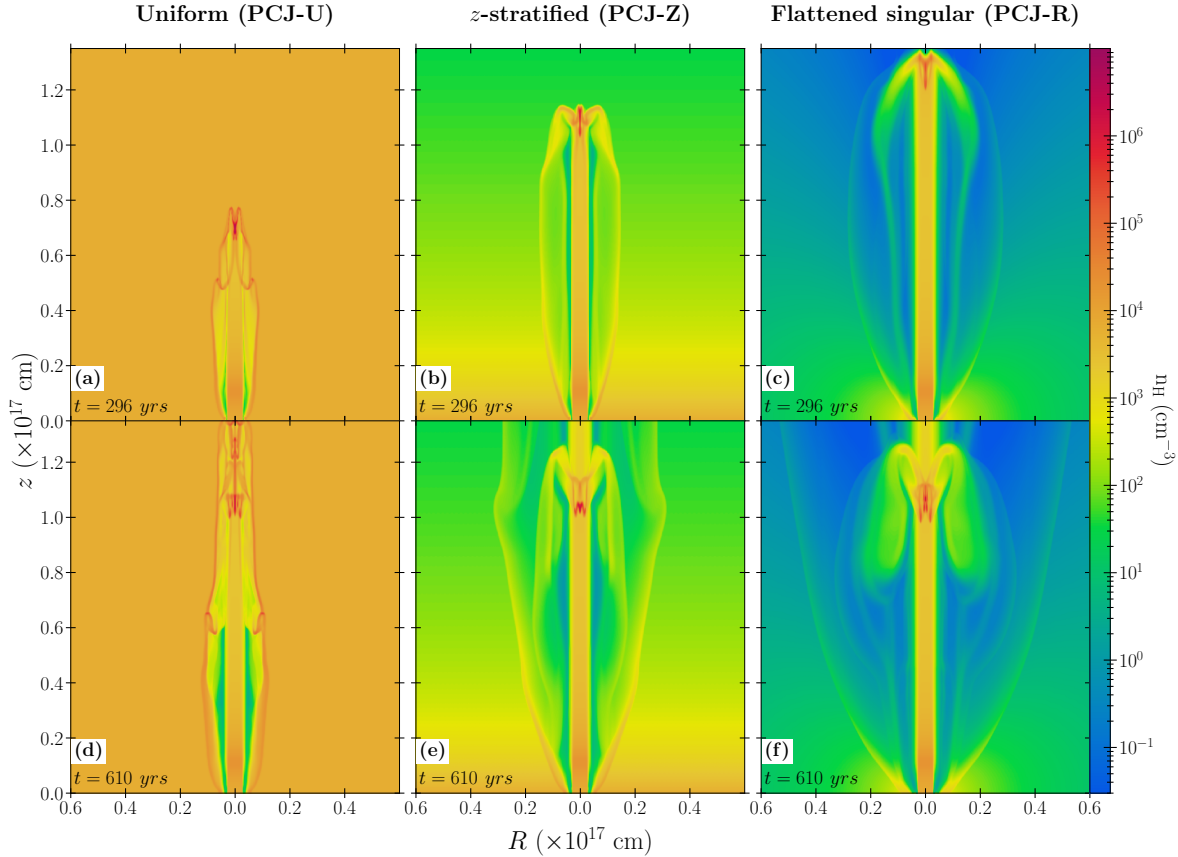


Fig. 1. Maps of hydrogen nuclei density n_{H} from simulations of the same cylindrical jet as in Lee et al. (2001) (see Table 1). The three columns confront three different ambient core stratifications, and the two rows show the map at two ages $t = 296$ yr (top) and 610 yr (bottom). The jet is launched in Figs. 1a and d through a uniform ambient core with profile $\rho(R, z) = \rho_{a0}$; in Figs. 1b and e through a z -stratified ambient core $\rho(R, z) = \rho_{a0}/(1 + z/z_c)^2$ with $z_c = 10^{16}$ cm; and in Figs. 1c and f through a flattened singular core $\rho(r, \theta) = \rho_{a0} \sin^2 \theta (r_0/r)^2$, where r is the spherical radius and $r_0 = 2.5 \times 10^{15}$ cm. All core density profiles have the same base density at $R = R_j$, $\rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20}$ g cm $^{-3}$, density-matched with the jet at $t = 0$. We note how the jet-driven shell expands faster and wider through an increasingly stratified core, whereas the nested shells also grow wider.

the whole domain and no strong effect on shell morphology was reported.

Third, we considered the same flattened singular core profile as in the wide angle wind-driven simulations of Lee et al. (2001), namely:

$$\rho_a(r, \theta) = \rho_{a0} \sin^2 \theta \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \quad \text{with} \quad r_0 = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}, \quad (10)$$

where $r = (R^2 + z^2)^{1/2}$ denotes the spherical radius and θ is the polar angle from the jet axis. This $1/r^2$ decrease is appropriate for a self-similar singular isothermal core. The $\sin^2 \theta$ dependence is an approximation for the flattened magnetostatic equilibrium solution of Li & Shu (1996) with $n = 2$ (where this parameter measures the degree of magnetic support and equatorial flattening). When a core is stratified according to this particular solution and is then swept-up by an X-wind, it can reproduce the typical collimation, parabolic shape, and mass-velocity distribution in CO outflows, while also being consistent with the mean observed flattening of prestellar cores (Li & Shu 1996). Hence, analytical models and numerical simulations of X-wind driven shells (Lee et al. 2000, 2001; Zhang et al. 2019) widely adopt the expression in Eq. (10) as a “standard” ambient medium.

However, to our knowledge, it was never used in jet-driven outflow simulations until now.

3.2. Effect of ambient core stratification on jet-driven shells

Figure 1 shows the results of our simulations at the same ages and for the same cylindrical jet propagating into three different density distributions: uniform (model PCJ-U, Figs. 1a and d), z -stratified (model PCJ-Z, Figs. 1b and e), and flattened singular core (model PCJ-R, Figs. 1c and f). All three have the same value of $\rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20}$ g cm $^{-3}$ in Eqs. (8), (9), and (10), respectively. Since $R_j = 2.5 \times 10^{15}$ cm = r_0 , the ambient density at the jet base ($z = 0, R = R_j$) is also the same in all three cases (equal to ρ_{a0}), as well as the initial ($t = 0$) jet-ambient density contrast $\eta = 1$ at this point. All model parameters are summarized in Table 1.

Going from left to right in Fig. 1, the ram pressure constraints exerted on both the main and nested shells are relaxed along the z -axis, and then along both the radial and polar directions. As we may see, this change leads to a main shell expanding faster along z and wider over time.

As already noted by Lee et al. (2001), we confirm that a uniform medium produces a narrow and roughly cylindrical jet-driven shell, unlike observed outflows. However, introducing a

steep $1/z^2$ stratification here leads to a more conical leading shell as time proceeds, confirming the analytical and numerical predictions of Raga & Cabrit (1993) and Cabrit et al. (1997). For example, at 610 yr, the shell full width at the top of the domain is increased by a factor 4 between PCJ-U and PCJ-Z (from 1.3×10^{16} cm to 5.6×10^{16} cm). In the flattened singular core PCJ-R, the rarefied polar holes create an even wider shell with a parabolic shape and a twice larger full width than in PCJ-Z (1.0×10^{17} cm).

Even though the ambient density at the jet inlet ($z = 0, R = R_j$) was kept the same, a steeper density stratification also increases the shell full width near its base. From Fig. 1, we can measure full widths at $z = 800$ au ($= 1.2 \times 10^{16}$ cm) of $W_{800} = 0.95 \times 10^{16}$ cm, 1.16×10^{16} cm and 1.75×10^{16} cm for the uniform medium, $1/z^2$ decrease and flattened singular core, respectively.

In addition to the leading shell carved by the supersonic jet head, jet variability produces successive and periodic internal working surfaces (thereafter IWS) where high-pressure shocked material is ejected sideways, forming bowshocks expanding inside the leading shell and producing nested “secondary” shells, visible in the $t = 610$ yr snapshot in Fig. 1. As the leading shell expands faster and wider in a stratified core, its inner density distribution (and, hence, the pressure locally exerted on the nested shells) drops more steeply than through an uniform core. This allows the nested shells to expand more widely as well. In parallel, each IWS still moves along the jet beam at the same velocity, independently of the core stratification. This is because the IWS propagation speed only depends on the jet velocity and density conditions upstream and downstream of the forming working surface (Raga et al. 1990). These conditions are entirely determined by the jet variability properties, which remain unmodified for each of our core density profiles.

3.3. Comparison with a wide-angle wind-driven shell

Here, we adopt the same setup as in PCJ-R (Figs. 1c, f), but with a flattened singular core that is 100 times denser and identical to that considered in the wide-angle wind models of Lee et al. (2001), with $\rho_{a,0} = 1.6 \times 10^{-18}$ g cm $^{-3}$. We also adopt a shorter variability period $P = 115$ yr than in Sect. 3.2, so that our pulsed cylindrical jet has the exact same mass-loss rate, injection radius, and velocity variability as their pulsed wide-angle wind. The parameters of this new model (PCJ-RW) are summarized in the last column of Table 1.

Figure 2 shows the resulting density map of the PCJ-RW simulation at an age $t = 296$ yr. This map can directly be compared with the wide-angle wind simulation at the same age in Fig. 12 of Lee et al. (2001). At this early age, the jet-driven shell opens as wide as for the pulsed wide-angle wind in the same ambient stratification; namely, we measure similar maximum shell widths of 2.6×10^{16} cm ($\sim 10 R_j$) for both models, and a similar full opening angle² at $z = 800$ au of $\alpha_{800} = 70^\circ$ for PCJ-RW and $\alpha_{800} = 80^\circ$ for the wide-angle wind model.

3.4. Summary

The usual criticism of jet-driven shells producing overly narrow opening angles appears no longer valid when a realistic stratified ambient medium is considered. The morphology of the shell

² Defined following Dutta et al. (2020) as $\alpha_{800} = 2 \arctan(W_{800}/[2 \times 800 \text{ au}])$.

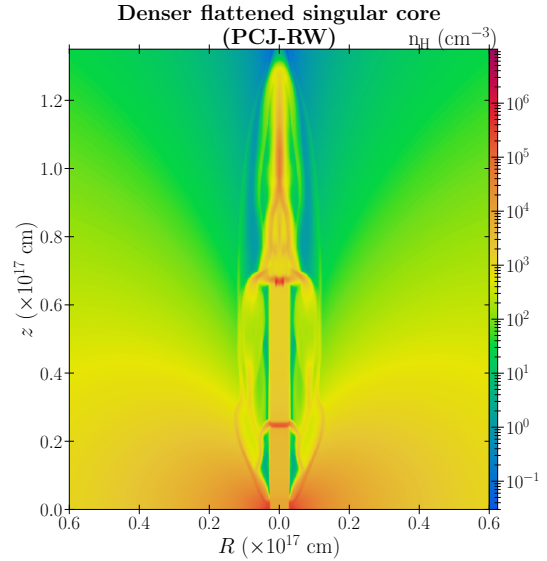


Fig. 2. Density snapshot at $t = 296$ yr of pulsed cylindrical jet model PCJ-RW, with same injected mass-loss rate, velocity variability, and ambient density distribution as the pulsed wide-angle wind model in Fig. 12 of Lee et al. (2001). The resulting shell size and opening angle are the same as for the wind-driven shell, at this young age.

driven by a pulsed jet is strongly affected by a steep stratification in density of the ambient core surrounding the jet. Wider shells are formed with increased opening angle near the base of the outflow and conical or parabolic shapes on large scales are highly reminiscent of observed CO outflows. Furthermore, in a standard flattened singular core, the jet-driven shell initially expands as wide as with a wide-angle wind. In the rest of this paper, we examine which factors affect the jet-driven shell shape (see Sect. 4) and how it evolves on longer timescales $\sim 10\,000$ yr, which more closely resemble the actual outflow ages (see Sect. 5).

4. Shells driven by a conical jet in a flattened singular core

In this section, we investigate the influence that several physical parameters (expected to vary among observed sources) have on the morphology and kinematics of jet-driven shells. For consistency, we keep the singular flattened core stratification in Eq. (10) (as in wide-angle wind-driven models), but we adopt a more realistic conical jet geometry. High-resolution jet observations suggest jet half-opening angles θ_j of a few degrees on the scales of our simulations, for example $\theta_j = 2^\circ$ out to 800 au in the atomic jet of RW Aur (Dougados et al. 2000) and $\theta_j \approx 5^\circ$ from 1000–12 000 au in the CO jet of IRAS04166+2706 (Santiago-García et al. 2009). We explore a similar range in our simulations.

4.1. Setup: Jet spray nozzle, radiative cooling, and AMR

Similar to Völker et al. (1999), we introduce a spray angle in the jet inlet by taking a velocity vector that is radially diverging from a virtual point:

$$(R, z) = (0, -z_0), \quad \text{with } z_0 = R_j / \tan \theta_j, \quad (11)$$

Table 2. Parameters of pulsed conical high-density jet simulations with the resulting opening angles and full widths (Fig. 3).

Fixed parameters						
Mean jet velocity	$v_0 = 120 \text{ km s}^{-1}$					
Jet density variation	$\rho_j(t) = \rho_{j0} [v_0/v_j(t)] \times (R_j^2 + z_0^2)(R^2 + [z + z_0]^2)^{-1}$, with $z_0 = R_j/\tan\theta_j$ (constant mass-flux)					
Core density profile	Flattened singular core $\rho_a(\mathbf{r}) = \rho_{a0} \sin^2\theta r_0^2 (r^2)^{-1}$, with $r_0 = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}$					
Jet temperature	$T_j = 100 \text{ K}$					
Ambient core temperature	$T_a = 100 \text{ K}$					
Radiative cooling function	$\Lambda(100 \text{ K} \leq T < 10^4 \text{ K})$ from Dalgarno & McCray (1972) $\Lambda(T \geq 10^4 \text{ K})$ from Schure et al. (2009)					
Simulation domain	$(R, z) = (7.0 \times 10^{16} \text{ cm}, 1.9 \times 10^{17} \text{ cm}) = (4679 \text{ au}, 12700 \text{ au})$					
Number of cells	$n_R \times n_z = 56 \times 152$ for the full grid at AMR level 1					
Maximum resolution	$7.8 \times 10^{13} \text{ cm} = 5.2 \text{ au}$ at AMR level 5					
Snapshot age	700 yr					
Parameter	Reference model H_REF	Modified parameter ^(a)	Modified Model name	α_{800} ^(b) ($^\circ$)	\mathbf{W}_{800} ^(c) (10^{16} cm)	\mathbf{W}_{12700} ^(d) (10^{16} cm)
Core base density ρ_{a0}	$1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$	$1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$	H_DENSA	112	3.5	13.8
Jet semi opening angle θ_j	3°	7°	H_THETA	95	2.6	10.5
Jet base initial density ^(e) ρ_{j0}	$1.8 \times 10^{-17} \text{ g cm}^{-3}$	$1.8 \times 10^{-15} \text{ g cm}^{-3}$	H_DENSJ	86	2.2	8.4
Semi-amplitude ΔV	60 km s^{-1}	90 km s^{-1}	H_VARAMP	91	2.4	8.0
Jet variability period P	115 yr	300 yr	H_PER	90	2.4	7.4
Jet variability profile $h(t)$	$1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin \frac{2\pi t}{P}$	$1 + \frac{\Delta V}{v_0} \{1 - 2 \cdot \text{mod}(\frac{t}{P}, 1)\}$	H_SAWT	86	2.2	7.2
Jet radius R_j	$7.5 \times 10^{14} \text{ cm}$	$3.0 \times 10^{14} \text{ cm}$	H_RAD	84	2.2	6.9

Notes. ^(a)In each modified model, only one parameter at a time is changed with respect to the reference model. ^(b)Shell full opening angle at $z = 800 \text{ au}$. We obtain $\alpha_{800} = 88^\circ$ for the reference model. ^(c)Full shell width at $z = 800 \text{ au}$. We obtain $\mathbf{W}_{800} = 2.3 \times 10^{16} \text{ cm}$ for the reference model. ^(d)Full shell width at $z = 12700 \text{ au}$ (top of the grid). We obtain $\mathbf{W}_{12700} = 7.6 \times 10^{16} \text{ cm}$ for the reference model. ^(e)High jet density case, yielding a one-sided mass-flux $\dot{M} = 6 \times 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$ for the reference values of θ_j and R_j .

where R_j is the jet radius at $z = 0$ and θ_j the jet semi-opening angle.

In order to conserve mass-flux throughout the jet inlet, we set a jet density profile $\rho_j(t)$ that decreases as the inverse square distance to the above-mentioned virtual point and varies inversely in time with the velocity modulus, as

$$\rho_j(t) = \rho_{j0} \left(\frac{R_j^2 + z_0^2}{R^2 + (z + z_0)^2} \right) \frac{v_0}{v_j(t)}, \quad (12)$$

where ρ_{j0} is the jet “base density” at $z = 0$, $R = R_j$, and $t = 0$. The (constant) jet mass-flux is then given by

$$\dot{M} = 2\pi(1 - \cos\theta_j)(R_j^2 + z_0^2)\rho_{j0}v_0, \quad (13)$$

$$= 2\pi(1 - \cos\theta_j)(R_j/\sin\theta_j)^2\rho_{j0}v_0. \quad (14)$$

Hereafter, and in Sect. 5, we use the updated radiative cooling function from [Schure et al. \(2009\)](#) (see Sect. 2.1). Furthermore, the resolution and accuracy are improved by enabling AMR up to level 5, with a 84 au minimal and 5.2 au maximal spatial resolution. The computational grid is also expanded to $1.9 \times 10^{17} \text{ cm}$ in z .

4.2. Model parameters

First, we defined a set of typical parameters for the reference models. For consistency, we kept the same ejection velocity law and ambient density distribution (singular flattened core) as in our model PCJ-RW in Table 1. We adopted a reference value

$\theta_j = 3^\circ$ for the jet semi-opening angle, and a reference jet radius $R_j = 50 \text{ au}$ at $z = 0$. As for the jet base density ρ_{j0} , we considered a “high-density” value, giving a one-sided jet mass-flux $\dot{M} = 6 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ typical of very active Class 0 protostars, for our reference values of θ_j and R_j .

We then launched seven modified models, each having only one parameter changed with respect to the reference model (H_REF):

- (i) H_DENSA: with an ambient density scaling $\rho_{a,0} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ instead of $1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$;
- (ii) H_THETA: with a jet semi-opening angle $\theta_j = 7^\circ$ instead of 3° ;
- (iii) H_DENSJ: with a jet base density ρ_{j0} 100 times larger than the reference model;
- (iv) H_VARAMP: with a variability semi-amplitude $\Delta V = 90 \text{ km s}^{-1}$ instead of 60 km s^{-1} ;
- (v) H_PER: with a variability period $P = 300 \text{ yr}$ instead of 115 yr;
- (vi) H_SAWT: with a sawtooth velocity variability profile instead of a sinusoidal one;
- (vii) H_RAD: with an initial jet radius $R_j = 20 \text{ au}$ instead of 50 au.

We note that all the models have the same value of jet mass-flux as the reference model H_REF, except for H_THETA, H_DENSJ, and H_RAD, since \dot{M} independently varies with θ_j , ρ_{j0} , and R_j according to Eq. (13). All input parameters for the reference and modified models in this “high-density” case are summarized in Table 2.

To check the robustness of our conclusions, we also computed a second sequence of models with the same parameter

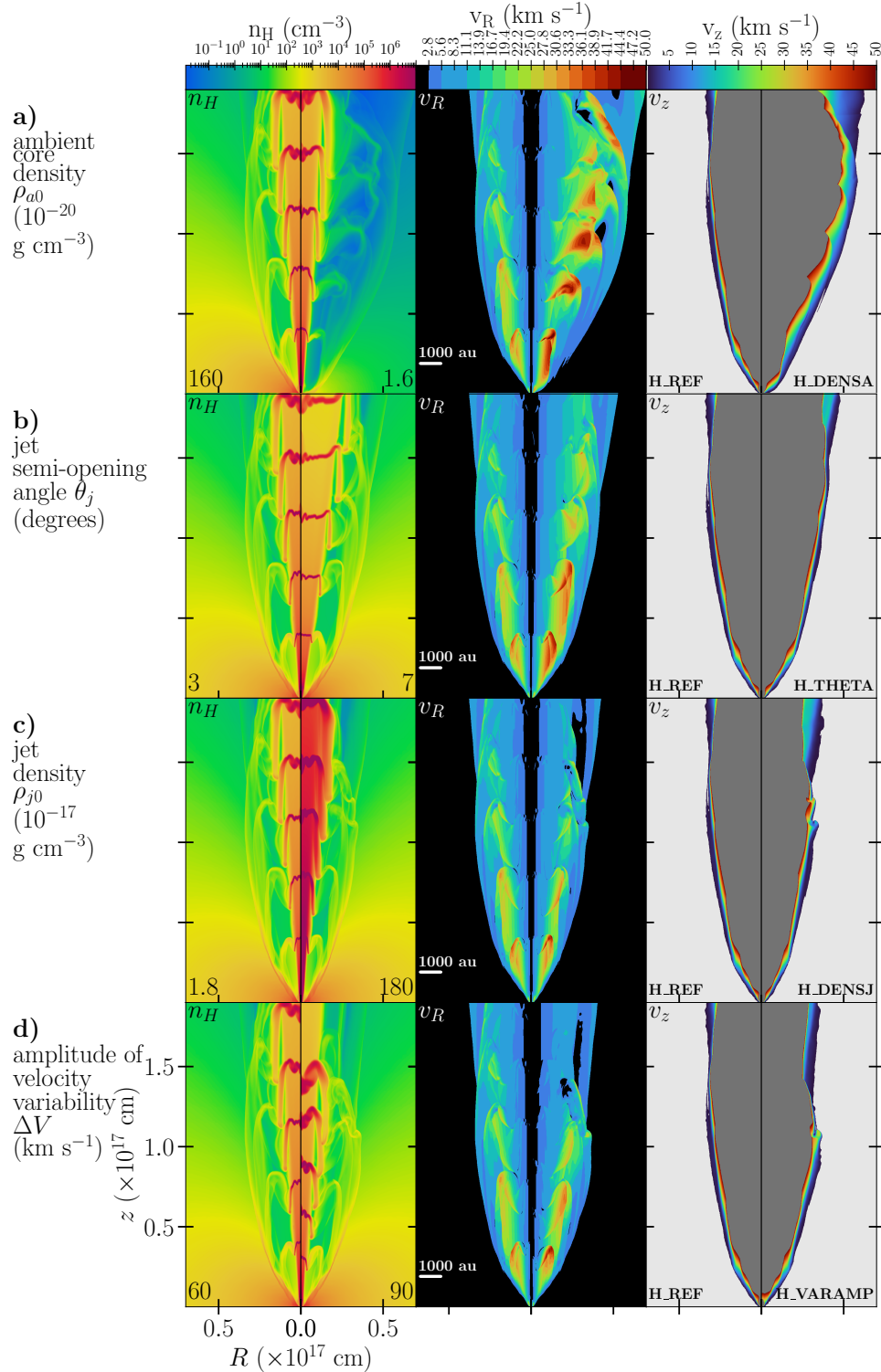


Fig. 3. Influence of seven free parameters on the geometry and kinematics of shells driven by a pulsed conical jet in a singular flattened core, at an age of $t = 700$ yr. Each row corresponds to a different free parameter (as labeled in the left margin) and compares maps of number density, n_H (left), radial velocity, v_R (middle), and axial velocity, v_z (right), for the reference model (left half of each map) and the modified model (right half of each map). The corresponding modified parameter values are marked at the bottom of the n_H panel and model names at the bottom of the v_z panel. Velocity colorbars are cropped to 0–50 km s $^{-1}$ for better visualization of the range detected in CO outflows. The reference model in this figure has a high mass-flux of $6 \times 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$ (see Table 2 for full list of model parameters). The main effect on the cavity shape is seen when varying the core density.

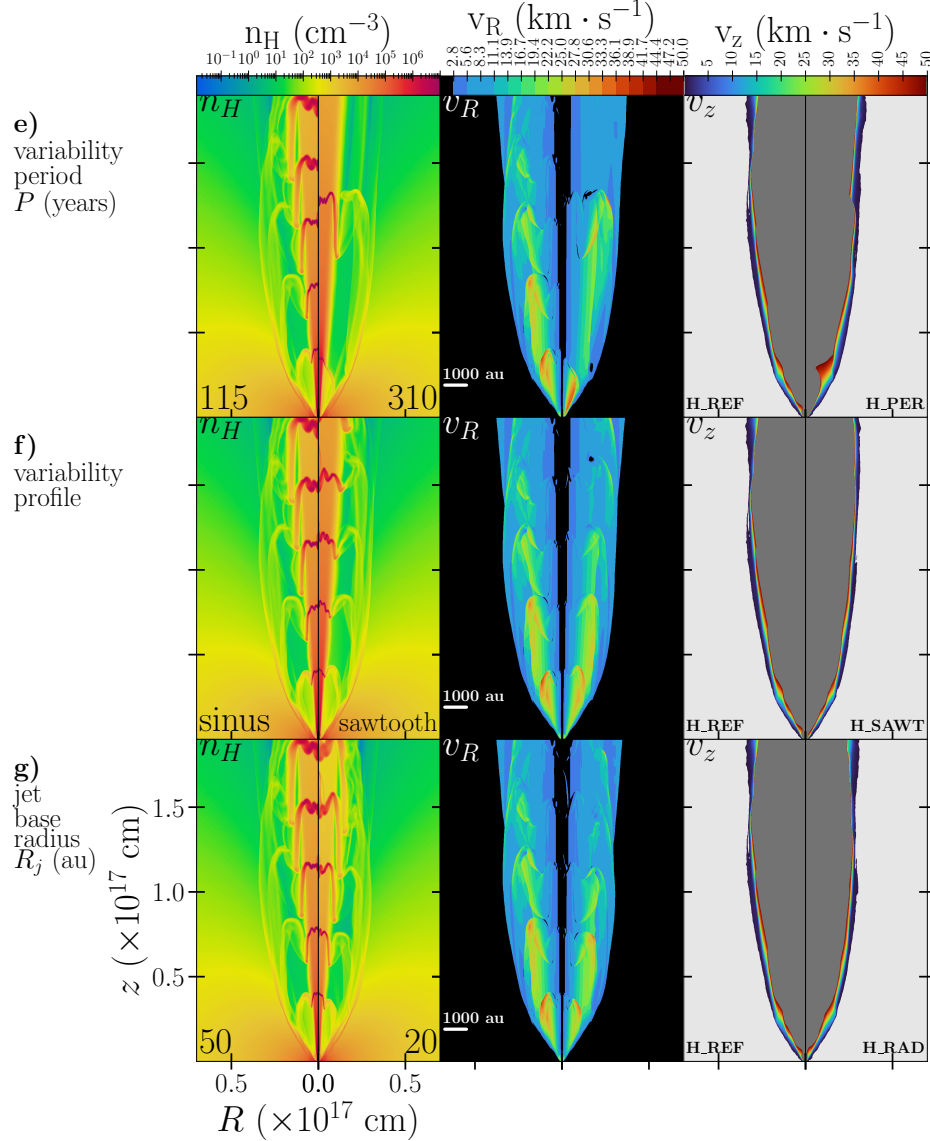


Fig. 3. continued.

changes, but with a 100 times smaller reference jet density. This leads to $\dot{M} = 6 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ in the corresponding reference model (M_REF) that is typical of more evolved Class 1 jets. The parameters of this second sequence of models (referred to as the “medium-density” case) are summarized in Table A.1 and the results are summarized graphically in Fig. A.1.

4.3. Results

Figure 3 shows the differences in shape and kinematics of the shells between the reference and modified models in the high-density case, by comparing their respective maps of n_{H} (H nucleus number density), v_{R} , and v_{z} at the same age of $t = 700$ yr. The v_{R} maps show the lateral expansion induced by successive bowshocks, while the v_{z} maps highlight the shear-like velocity gradient that develops along the main shell walls.

For an easier comparison between models, we use the density maps in Fig. 3 to measure the full width $\mathbf{W}(z)$ of the main shell as a function of altitude z . We thus obtain Fig. 4 that overplots

the resulting shell shapes of each model. Finally, from the shell width \mathbf{W}_{800} at an altitude $z = 800$ au, we derive the full opening angle near the base, defined following Dutta et al. (2020) as $\alpha_{800} = 2 \arctan(\mathbf{W}_{800}/[2 \times 800 \text{ au}])$. Values of α_{800} , \mathbf{W}_{800} , and \mathbf{W}_{12700} (the full width at the top of the computational box) are summarized in the last three columns of Table 2.

The most impactful effect on both the morphology and kinematics of the main shell is obtained here when decreasing the core base density, ρ_{a0} , by a factor 100. In this case, Figs. 3a and 4 clearly show that the leading shell opens twice wider; v_{R} reaches higher values, which cover broader areas within the nested shells. The layer of strong v_{z} -gradient (between 0 and 50 km s $^{-1}$) along the main shell surface also becomes thicker.

Increasing the jet opening angle (Figs. 3b and 4) has a more moderate effect, with a maximum $\sim 30\%$ increase of the main shell full width in comparison with the reference model in the high-density case. Increasing the jet base density by a factor 100 also has a moderate influence (see Figs. 3c and 4).

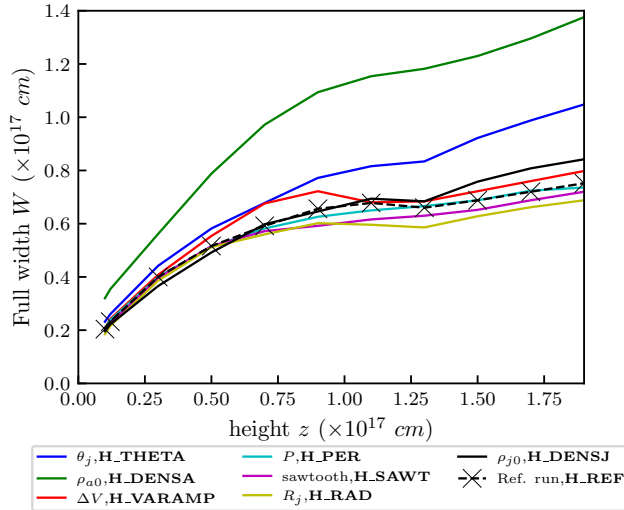


Fig. 4. Full shell width $W(z)$ at $t = 700$ yr as a function of altitude, z , for the high-density jet models in Fig. 3. Colored curves have one parameter varied from the reference run, from among the ambient core base density ρ_{a0} , jet semi-opening angle θ_j , initial jet base density ρ_{j0} , semi-amplitude of variability ΔV , period P , variability profile (sawtooth instead of sinusoidal), or jet radius R_j . Model parameter values are listed in Table 2. The covered measurements range from $z \sim 800$ au to $z \sim 12\,700$ au.

Finally, the shape and kinematics of the main shell are little affected when semi-amplitude ΔV (Fig. 3d), variability period P (Fig. 3e) are increased, when a sawtooth profile $h(t)$ is superimposed (Fig. 3f), or when the jet radius R_j (Fig. 3g) is decreased. However, we find that in comparison with the sinusoidal case, a sawtooth-like profile of variability leads to smoother shells borders and less unstable bowshocks and IWS, as well as reduced instabilities in general (cf. Fig. 3f).

We obtain the same behaviors for a reference jet density that is 100 times smaller (see Fig. A.1). Except for the ambient density, parameter changes only have modest effects on the shell width.

5. Millenia-long simulations of a conical pulsed jet in a stratified core

In this section, we investigate the long-term evolution of the shells driven by a pulsed conical jet through a flattened singular core. To do so, for the first time we present this type of simulation reaching up to 10 000 yr. Predicted sizes, position-velocity (PV) diagrams, and mass-velocity distributions are presented and qualitatively compared with the typical behavior in Atacama Large Millimeter/sub-millimeter Array (ALMA) observations of outflows.

5.1. Setup

In Sect. 4, we noted that a sawtooth jet velocity variability profile minimizes the development of instabilities without changing the overall shell shape and kinematics. We thus adopted such a sawtooth profile here, since it allows us to reach the desired long timescales at a more reasonable CPU cost. For consistency, we adopted the same jet and ambient parameters as in model M_SAWT in Table A.1, except for the variability period. We considered here a slightly longer value $P = 300$ yr, as inferred

from CO observations of both the HH46-47 outflow by Zhang et al. (2019) and the CARMA-7 outflow by Plunkett et al. (2015), before the inclination correction.

To keep a non-prohibitive computational time, we also use here a more diffusing Total Variation Diminishing Lax Friedrichs numerical scheme (TVDLF) at the shocks zone. This decreases the instabilities at the highest resolution, without changing the overall shell structure. Finally, to follow the outflow expansion, the computational domain is expanded to 3.0×10^{17} cm = 20 000 au in R and z ($n_R \times n_z = 240 \times 240$ cells at AMR level 1), keeping the same resolution as in Sect. 4 and Table 2.

5.2. Long-time maps of density, mixing fraction, and velocities

Figure 5 shows the distribution of number density, n_H , fraction of core-originated material, f_a , and orthoradial and axial velocities, v_R and v_z , in the outflow at $t = 10\,000$ yr. Figure 5a shows that after 10 000 yr, the outflow structure differs from that seen at earlier ages (e.g., in Fig. 3). The initially single shell has split into two separate shells: an “outer shell” tracing the forward shock propagating at low speed into the ambient medium and an inner “main shell” tracing the jet-ambient interface (roughly delimited by the $f_a = 50\%$ border), where the wings of successive bowshocks pile-up. Both shells display a roughly parabolic or conical shape out to 20 000 au. Between these two shells is a slow cocoon of ambient material. Inside the main shell, we can discern several distinct “nested shells,” tracing the last bowshocks recently created by jet variability. This geometry is reminiscent of the “spider-like” structure observed at the base of the B5-IRS1 outflow, where an inner parabolic shell, with a jet shock at its apex, is nested inside the wide-angle low-velocity outflow cavity (Zapata et al. 2014).

Moreover, the mixing map (Fig. 5b) shows that a fraction of material from the surrounding core can go past the shock and mix with jet-originated material inside the main cavity up to the wings of the nested bowshocks. Some core-originated material can even reach particularly overdense areas bordering the jet walls, with n_H between 10^2 and 10^5 cm $^{-3}$. In the following, we assume that this core-originated material remains molecular for the purposes of computing the predicted synthetic emission diagrams.

Finally, Figs. 5c and d shows the radial and axial velocity maps, respectively. The new bowshocks encounter less resistance than those at earlier ages and develop broader wings, as the outflow cavity has been cleared up by tens of older bowshocks. Nevertheless, the characteristic kinematic pattern remains similar to early times, with enhanced- v_R in the bowshocks wings and a shear-like gradient of axial velocity v_z along the main shell at the jet-ambient interface. This velocity structure creates a characteristic “bell-shaped” pattern in transverse position-velocity diagrams, presented in Sect. 5.4.2.

5.3. Deceleration of the jet-driven shells

In contrast to a wind-driven shell in a flattened singular core, which expands at constant speed over time (Shu et al. 1991), a jet-driven shell is expected to decelerate. However, no analytical estimate of that deceleration exists in the case of a non-uniform ambient medium, making numerical simulations necessary.

Figure 6 shows the time evolution of the shell widths during the 10 000 yr-long simulation leading to the snapshot of

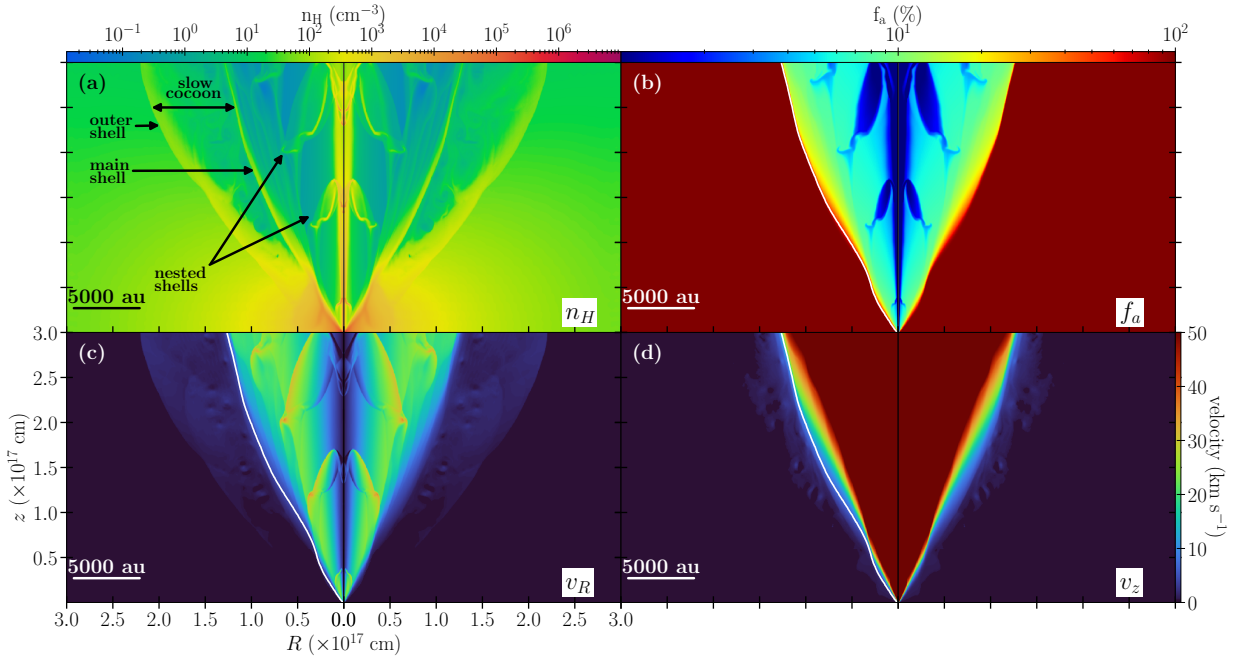


Fig. 5. Maps at $t = 10\,000$ yr of (a) hydrogen nuclei density n_{H} , (b) fraction of core-originated material f_a , (c) orthoradial velocity v_R , and (d) axial velocity v_z of the shell driven by a conical pulsed jet in a flattened singular core. Parameters are identical to model M_SAWT in Table A.1 except for a longer variability period $P = 300$ yr. Velocities in the colorbars are cropped to the range typically detected in CO outflow observations, namely between 0 and 50 km s^{-1} . The white contour in the left-half of panels of (b), (c), and (d) shows $f_a = 50\%$.

Fig. 5. We plot the full width as function of time at two different heights: $z = 800$ au (for comparison with Dutta et al. 2020), and $z = 20\,000$ au (top of the computational domain, after the jet head reaches it). We denote the corresponding shell widths as W_{800} and $W_{20\,000}$.

Figure 6 shows that the formation of two separate shells (denoted as the outer and main shells in Fig. 5) occurs around $t = 1000$ yr. Both shells are seen to decelerate at late times. Deceleration is stronger at lower altitudes, where the ambient core is denser. At $z = 800$ au, the main shell stops expanding after 6000 yr and reaches a final width $W_{800} \approx 2 \times 10^{16}$ cm = 1500 au. The corresponding final opening angle is $\alpha_{800} = 86^\circ$. This behavior is consistent with observations suggesting that the base opening angle of CO outflows stops increasing after $t \approx 8000$ yr, with a final value (uncorrected for inclination) $\alpha_{\text{obs}} \approx 90^\circ\text{--}100^\circ$ (Velusamy et al. 2014).

The widths W_{800} of the main shell at $z = 800$ au also fit very well within the observed range of flow widths at the same projected height (indicated by grey bands in Fig. 6), measured by Dutta et al. (2020) in a sample of 22 CO outflows in Orion. On large core scales of $z = 20\,000$ au = 0.1 pc, the main shell reaches a width $W_{20\,000} = 15\,000$ au at an age of 10^4 yr. This is similar to the observed CO outflow width at the same (deprojected) height in HH46-47 (Zhang et al. 2016), indicated in blue in Fig. 6. On intermediate scales of $z = 8000$ au, the main shell width at an age of 10^4 yr in our simulation is 9000 au (see Fig. 5). This is also in good agreement with cavity widths observed at the same (projected) distance in scattered light, lying in the range 1100–8500 au in 75% of cases (cf. semi-opening angles reported in Habel et al. 2021). Therefore, a jet driven into a flattened singular core seems able to reproduce typical observed outflow widths on both small and large scales for realistic long ages of $\geq 10\,000$ yr.

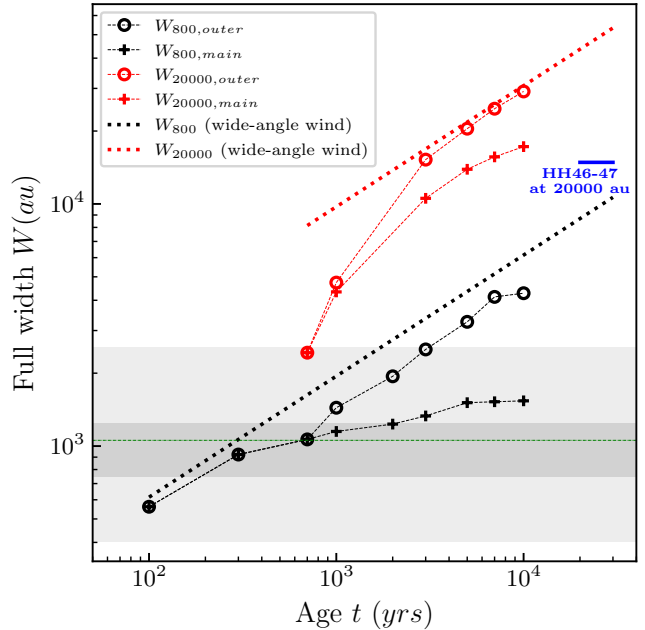


Fig. 6. Temporal evolution in the simulation of Fig. 5 of the full width of the main shell (jet–ambient interface, crosses) and outer shell (forward shock, circles) measured at altitudes $z = 800$ au (black) and $z = 20\,000$ au (red). Analytical predictions for the equivalent “modified X-wind” model of Lee et al. (2001) are shown as dotted black and red lines of slope $t^{1/2}$ (see text). The full range of CO outflow widths observed at $z = 800$ au by Dutta et al. (2020) is indicated by the light grey band (with second and third quartiles in darker grey, and median as a thin green line). The full width of the HH46-47 outflow at $z = 20\,000$ au, from Zhang et al. (2016), is shown in blue.

For comparison purposes, the dotted lines in Fig. 6 show the predicted evolution of shell widths at $z = 800$ and $20\,000$ au for the equivalent wide-angle “modified X-wind” model of Lee et al. (2001), which has the same mean axial velocity and total mass-flux as our jet and propagates in the same flattened singular core. In this model, the wind velocity drops away from the axis as $V_w = V_{w0} \cos \theta$, and the base of the shell is a parabola, $z = R^2/R_0$, expanding self-similarly over time as $R_0 = V_0 t$, where $V_0 = V_{w0} \sqrt{\eta}$ with η the (fixed) ratio of wind-to-ambient density in the equator. The shell width at any fixed height z is then given by $W_z = 2R = 2\sqrt{zV_0 t}$. In the equivalent wide-angle wind model considered here, $V_{w0} = 120 \text{ km s}^{-1}$ and $\eta = 2.2 \times 10^{-3}$ (Lee et al. 2001), yielding $V_0 = 5.6 \text{ km s}^{-1}$. Observed outflow shells fitted with the same analytical model³ have similar values of $V_0 \approx 1.5\text{--}9 \text{ km s}^{-1}$ (Lee et al. 2000; Zhang et al. 2019).

The black dotted line in Fig. 6 shows that while the wide-angle wind-driven shell predicts comparable widths to the jet-driven shell at early times ≤ 300 yr (as noted in Sect. 3), its self-similar expansion without deceleration exceeds observed CO outflow widths at $z = 800$ au (grey band in Fig. 6) after only 2000 yr, and the discrepancy increases over time as $t^{1/2}$. Recent simulations of X-wind-driven shells including magnetic fields in both the wind and the ambient medium predict similar shell widths at 500–1000 yr as this simple analytical model and confirm that the shell expands at constant rate in a self-similar fashion, $R \propto t$ (Shang et al. 2020). We note that this ongoing expansion is tightly linked to the adopted $1/r^2$ ambient density distribution (Shu et al. 1991). Steady wind-driven shells could form if the core has a shallower density gradient and if mixing is inefficient at the wind-core interface (Smith 1986; Liang et al. 2020).

5.4. Synthetic predictions

5.4.1. Longitudinal position-velocity diagrams

Figure 7 presents longitudinal position–velocity (PV) diagrams cut along the jet axis from our long-term simulation at $t = 10\,000$ yr, assuming various inclination angles, i , of the blueshifted lobe from the line of sight.

Most importantly, this figure shows that at ages typical of Class 0 outflows, negative velocities all vanish below an inclination angle of $i < 70^\circ$ from the line of sight. In particular, there is no more observable blue/red overlap at $i = 60^\circ$, unlike what has been predicted for jet-driven shells in uniform media (Lee et al. 2001).

This behavior is induced by the transverse deceleration of the main shell on late timescales, as discussed in Sect. 5.3. The slow expansion of the main shell restricts the sideways expansion of the bowshock wings propagating inside it, forcing them to adopt more forward-directed velocities. This may be seen in Fig. 8, where we plot the direction of velocity vectors in the outflow. Along the main shell, where bowshock wings pile up, velocity vectors are almost parallel to the shell walls. This produces much less blue-red overlap in the projection than is otherwise expected for a bowshock in a uniform medium. In the outer shell, which traces the forward shock expanding into the ambient medium, the velocity vectors are widely open (perpendicular to the shell) but the local expansion velocity is so low that the emission falls near rest velocity once it is projected.

Challenges to the notion of jet-driven shells producing too much blue-red overlap over a broad range of view angles thus

no longer appears justified when realistic long ages and ambient core stratifications are considered. A longitudinal PV cut extending up to 1.5×10^{17} cm from the source was recently obtained in the CARMA-7 outflow with ALMA (Plunkett et al. 2015), with both high resolution and high sensitivity.

A qualitative comparison with our predictions is presented in Fig. 9. Since the PV of CARMA-7 presents significant blue-red overlap, it is believed to be close to the plane of the sky, hence, we considered an inclination of $i = 85^\circ$ to the line of sight. The observed PV cut, reproduced in Fig. 9a, shows a striking quasi-periodic series of velocity peaks. The differences in dynamical timescales between successive identified velocity peaks yield an apparent period of variability in CARMA-7 of $\Delta\tau_{\text{dyn}} \approx 300$ yr (see Plunkett et al. 2015). However, for a quasi edge-on inclination, our synthetic PV diagrams with $P = 300$ yr in Fig. 7 predict a much wider knot spacing than observed in Fig. 9a. As noted by Plunkett et al. (2015), the value of $\Delta\tau_{\text{dyn}}$ may need to be corrected for projection effects by a typical factor 10. We thus present in Fig. 9 a model with jet variability period that is ten times shorter, namely, $P \approx 30$ yr.

Two synthetic PV diagrams are presented in Fig. 9: one including all material from jet and core (Fig. 9b) and the other including only core-originated material (Fig. 9c). Figure 9b is dominated by periodic sawtooth structures tracing the time variable jet and the sideways ejected material from its internal working surfaces (IWS). Figure 9c is dominated by structures with apparent “Hubble-law” acceleration, tracing ambient gas swept-up in the successive nested bowshock wings. We may remark that the jet and IWS remain faintly visible, through ambient gas dynamically entrained along the jet borders (cf. mixing map in Fig. 5b).

We find that the predicted structures in Fig. 9c are qualitatively similar to what is observed in CO emission in CARMA-7 (Fig. 9a). Since our model is very simplified (e.g., it does not include any jet precession), this qualitative agreement can be considered as promising. It also confirms that a suitable inclination-correction is essential to estimate the true period of velocity variations in a quasi edge-on outflow.

5.4.2. Transverse PV diagrams

Figures 10a, c show synthetic transverse PV diagrams for our 10 000 yr-old simulation of an outflow with $P = 300$ yr (same simulation as in Fig. 5). We adopted an inclination angle $i = 55^\circ$ from the line of sight, the mean inclination of the HH46-47 jet determined by Hartigan et al. (2005). First, each diagram forms a characteristic “bell-like” shape, which peaks at high-velocity (the jet) and broadens smoothly down to rest velocity. This shape is a direct consequence of the deceleration of bowshock wings as they expand and interact inside the shell, which produces a velocity decreasing away from the jet axis. Second, while most of the mass is piled-up near rest velocity, and in the v_z “shear layer” along the shell walls (responsible for the two “horns” along the edges of the bell), bright ellipses are also present at intermediate velocities. Those ellipses trace intersections of the line of sight with individual bowshocks expanding inside the main shell.

These predicted characteristics (bell-shape with nested ellipses) bear striking qualitative resemblance with observed transverse PV cuts at high resolution and sensitivity, recently obtained with ALMA across the HH46-47 outflow by Zhang et al. (2019) and shown for comparison in Figs. 10b, d. The agreement appears even better than with models of wide-angle wind-driven shells (Zhang et al. 2019), which tend to overpredict

³ Lee et al. (2000) use different notations, $C = 1/R_0$ and $v_0 = 1/t$.

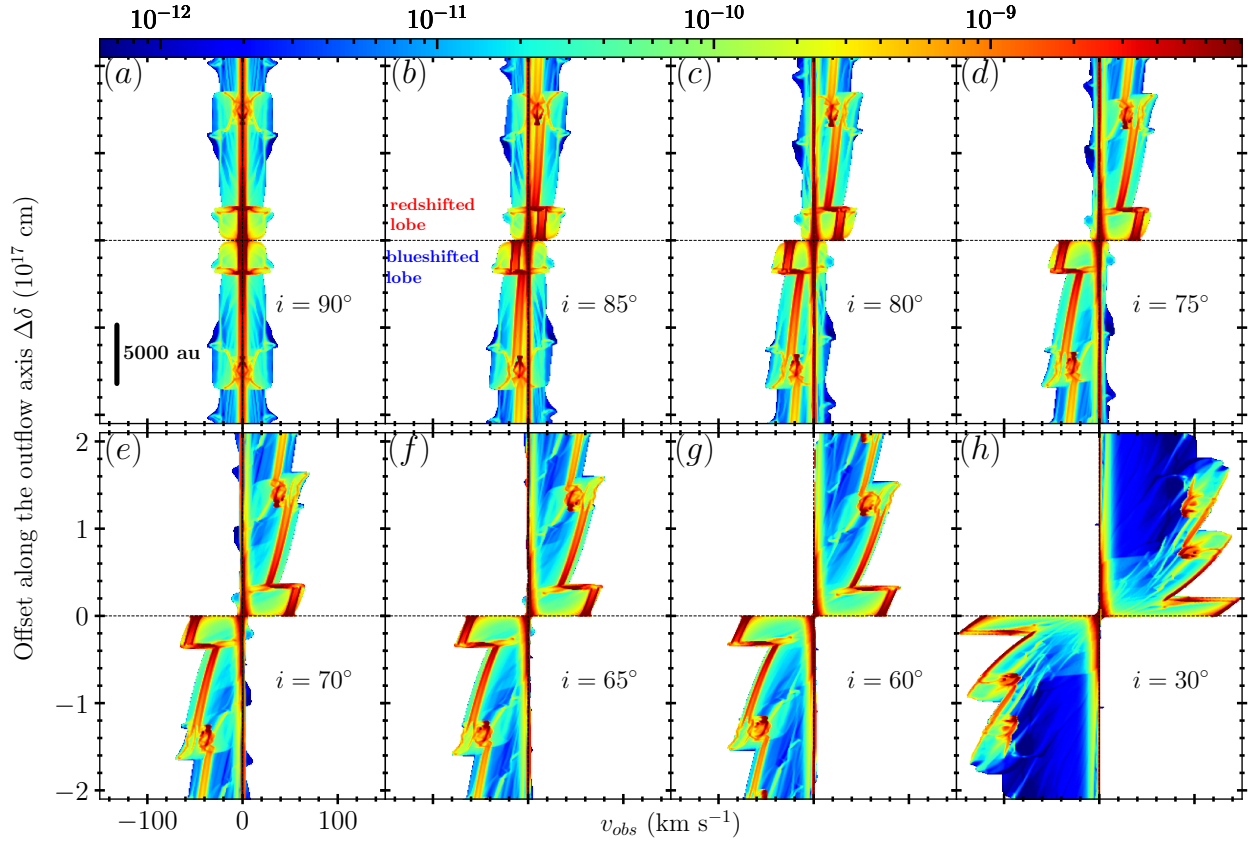


Fig. 7. Longitudinal position-velocity diagrams along the flow axis, inferred from the simulation in Fig. 5 at an age $t = 10\,000$ yr, for different inclination angles, i , from the line of sight, ranging from 90° (edge-on) to 30° .

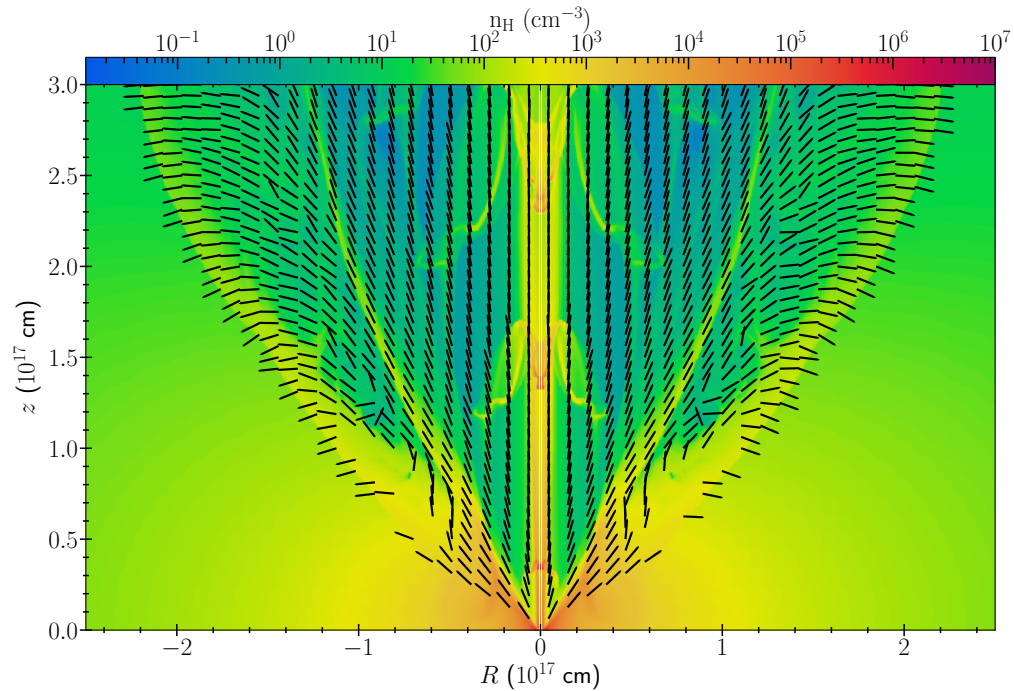


Fig. 8. Orientation of the velocity vectors for the $t = 10\,000$ yr-long simulation in Fig. 5, in the reference frame of the ambient core. Arrows are shown for velocities above 0.45 km s^{-1} , and are not scaled with the velocity modulus. Density is displayed in the background color image.

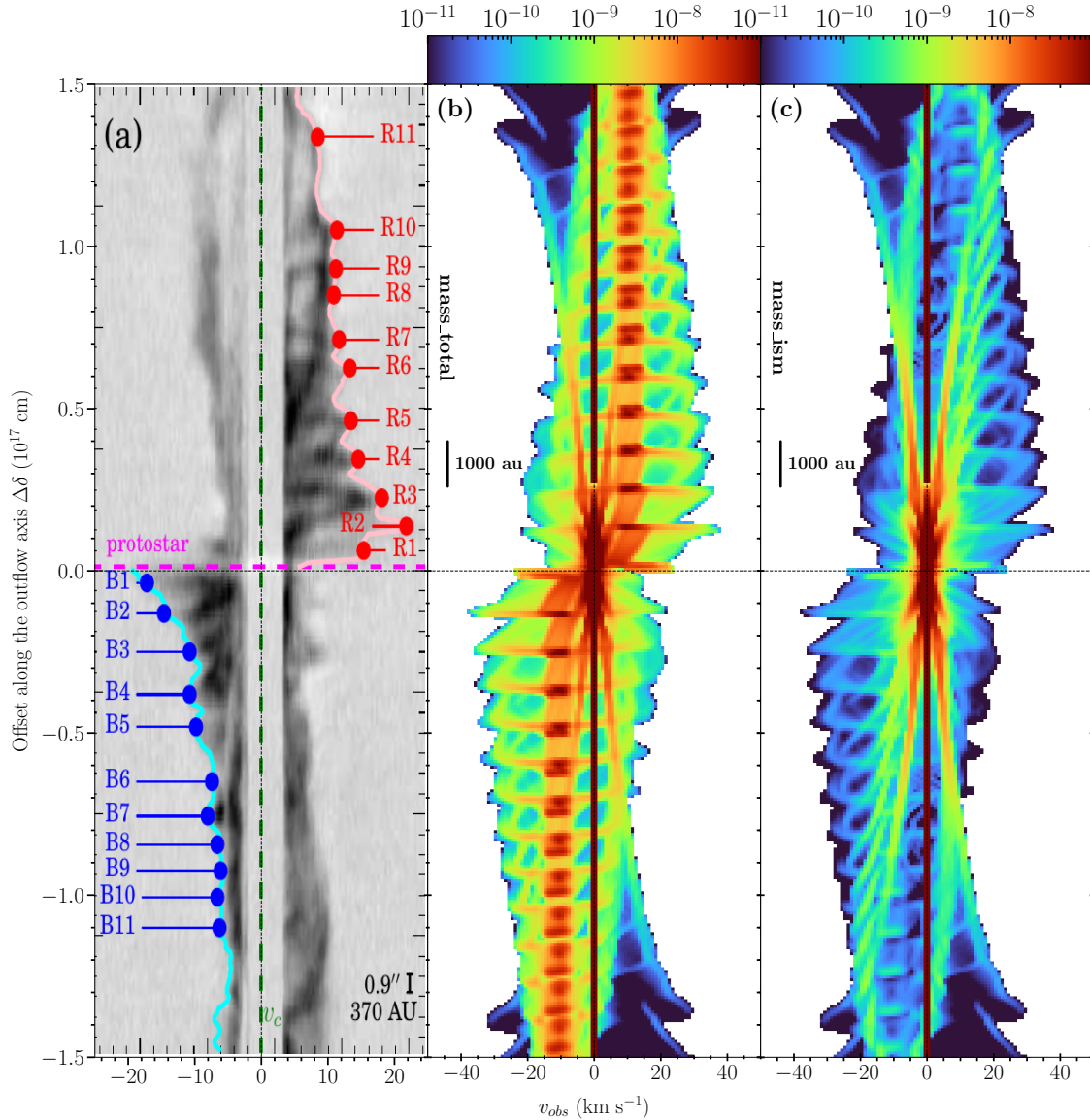


Fig. 9. Observed and modeled longitudinal position-velocity (PV) diagrams in CARMA-7. (a) Longitudinal PV diagram of CARMA-7 inside a 374 au-wide cut along the outflow axis, as observed in $^{12}\text{CO}(2-1)$ by Plunkett et al. (2015). (b) Synthetic longitudinal PV diagram along a 400 au-wide cut, at $t = 500$ yr, and inclination $i = 85^\circ$ from the line of sight. Parameters are the same as for the model shown in Fig. 5 except for a shorter jet variability period $P = 30$ yr. (c) Same as (b) but including only the core-originated material.

the outflow width at high projected velocities (see red ellipses on top of the observed PVs in Figs. 10b,d).

5.4.3. Mass-velocity distribution

As an additional diagnostic tool, Fig. 11 shows the mass-velocity (MV) distribution of entrained core material derived from the long term simulation in Fig. 5 at an age $t = 10\,000$ yr, assuming an inclination of $i = 55^\circ$ from the line of sight. This MV distribution is confronted to that derived by Zhang et al. (2016) from CO observations of the HH46-47 outflow, which is viewed at the same inclination angle.

Two observed MV distributions were computed by Zhang et al. (2016) and are plotted in Fig. 11: the first one (open symbols) was derived from ^{12}CO without correction for

optical depth. The shallow power-law slope $\gamma \approx -2$ is very typical of the slopes reported previously in other CO outflows, before optical-depth correction. The second observed MV distribution (filled symbols) was obtained after applying a velocity-dependent optical-depth correction to ^{12}CO and ^{13}CO data, and adding (optically thin) C^{18}O data at low velocities. Because optical depth increases at lower flow velocity, the corrected distribution exhibits a much steeper slope $\gamma \approx -3.4$ (in log-log). Similar steeper slopes have been obtained in other outflows after applying a velocity-dependent optical-depth correction, such as in B5-IRS1 (Yu et al. 1999).

Figure 11 shows a remarkably good qualitative agreement between the simulated and the observed MV distribution in HH46-47 after correction for optical depth, which should be closest to the true mass distribution in the outflow. This

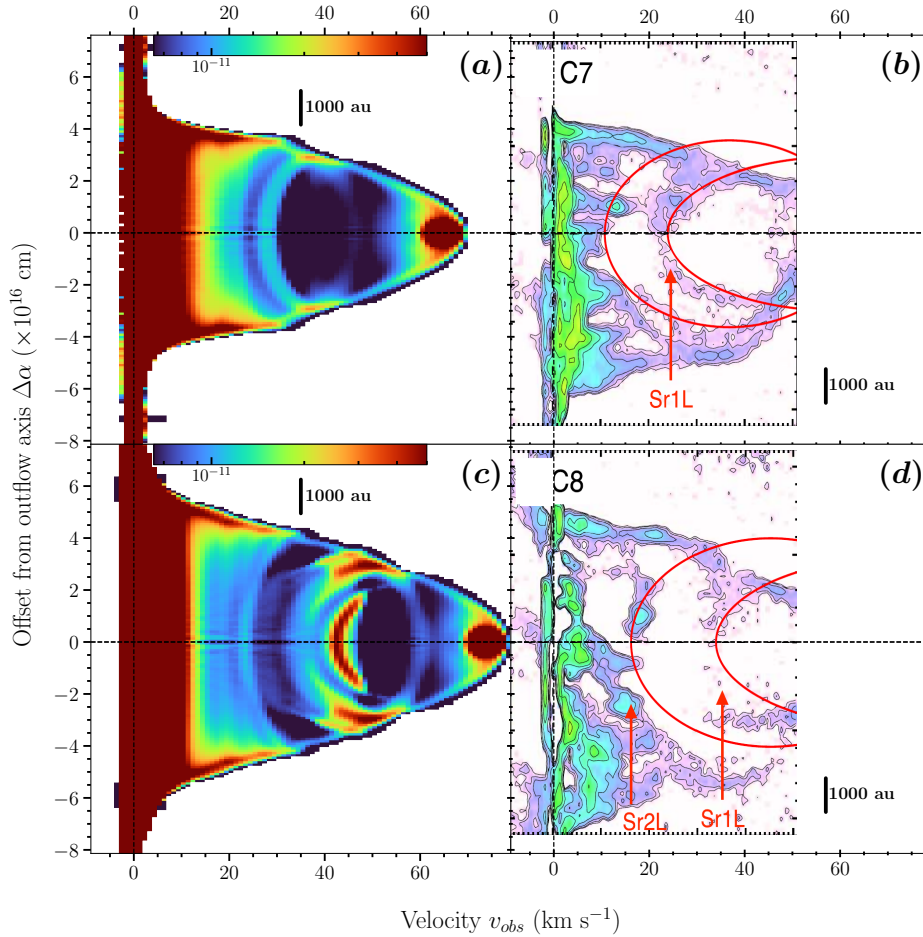


Fig. 10. Modeled and observed transverse position-velocity (PV) diagrams in HH46-47. *Left panels:* transverse position-velocity diagrams perpendicular to the outflow axis, inferred from the jet-driven shells simulation in Fig. 5 and Sect. 5.2, at $t = 10\,000$ yr inside 400 au-wide cuts at projected heights of (a) 6.6×10^{16} cm and (c) 8.9×10^{16} cm, with an outflow inclined by an angle $i = 55^\circ$ from the line of sight. Here only the core-originated material mass contribution is shown. *Right panels:* $^{12}\text{CO}(2-1)$ emission of HH46/47 along two 450 au-wide cuts at projected heights of (b) 8.1×10^{16} cm and (d) 1.0×10^{17} cm from the central source, with red ellipses showing best-fit models by wide-angle wind-driven shells. Adapted from Zhang et al. (2019).

agreement further reinforces the attractiveness of the jet-driven shell model at realistic long ages and with ambient stratification as a possible origin for CO outflows.

5.5. Model approximations

Here, we briefly discuss the main physics left out in our simulations and how it might affect the results. First, we considered an equilibrium atomic cooling curve, without following the out-of-equilibrium ionization and cooling behind shock fronts. Therefore, we cannot compute realistic synthetic emission maps in atomic and ionic lines, whose flux is proportional to the electron density. This approximation is sufficient, however, for our purpose of determining the overall shape, dynamics, and mass distribution in the dense shells of cooled post-shock gas. We also neglected chemistry, noting that CO dissociation only affects the observed mass distribution above 20 km s^{-1} (Downes & Cabrit 2003; Moraghan et al. 2008) and our comparisons with observations are made at lower velocities. Such approximations allow us to carry out for the first time, in a cost-effective way, long-term simulations up to 10^4 yr that can be compared with actual outflows observed with ALMA.

Overall, we neglected the infall motions. This allowed us to properly compare with simulations of outflows driven by X-winds into the same stratified singular cores (Lee et al. 2001; Shang et al. 2020), where infall is likewise neglected. In such cores, infall propagates inside-out at the ambient sound speed, a , and generates a shallower density distribution, $1/r^{1.5}$, inside the sonic radius, $r_{\text{inf}} = at$ (Terebey et al. 1984). Contrary to wind-driven flows where it can lead to a steady shell (Liang et al. 2020), a $1/r^{1.5}$ slope does not greatly reduce the width of jet-driven flows, as compared to $1/r^2$ (Moraghan et al. 2008). The main effect of infall would thus be to add shear, entrainment, and extra ram pressure at the base of the outer shell (cf. Liang et al. 2020, for the wind-driven case). For our simulation parameters, infall would occur inside $r_{\text{inf}} \simeq 1000 \text{ au} (a/0.5 \text{ km s}^{-1}) \times (t/10^4 \text{ yr})$ and, hence, it would affect only a small fraction of our full computational domain, extending up to 20 000 au.

Our simulation parameters do not explore the “long-period” regime where the ambient core would have time to partly refill the cavity in between jet outbursts. This interesting situation would occur if major outbursts happen only every few 10^4 yr, for instance, due to tidal interaction in wide eccentric binaries. The

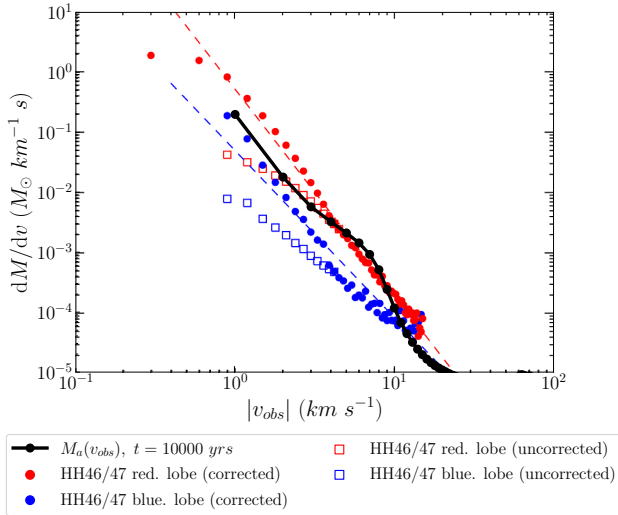


Fig. 11. Simulated mass-velocity (MV) distribution of core-originated material at $t = 10000$ yr from the jet-driven shell simulation in Figs. 5 and 10, inclined by $i = 55^\circ$ from the line of sight (connected black symbols). Blue and red symbols show observed MV distributions in the blueshifted and redshifted lobes of the HH46-47 outflow, as derived by Zhang et al. (2016). Open squares assume optically thin CO emission, while filled circles include a velocity-dependent correction for optical depth (see text). The dashed lines show power-laws of slope $\gamma = -3.4$ (red) and $\gamma = -2.7$ (blue).

observed spacing of jet knots in Class 0/I sources indicates much shorter variability timescales, however, with multiple periodic modes of decades, centuries, and thousands of years (Raga et al. 2012; Lee 2020). In addition, a recent study of infrared variability towards embedded protostars with *Spitzer*/IRAC presented the conclusion that Class 0 protostars undergo a major burst on average every 438 yr, with a 95% confidence interval of 161–1884 yr (Zakri et al. 2022). The long-period regime thus seems quite rare among the youngest, embedded Class 0/I objects that drive observable CO outflows.

Finally, we have neglected magnetic fields, both in the jet and in the ambient medium. Magnetic pressure in the jet would act to reduce the postshock compression and increase the cooling length, by typically an order of magnitude (Hartigan et al. 1994). This effect is observed directly in resolved internal shocks of stellar jets (Hartigan & Wright 2015). High-resolution radiative numerical simulations of pulsed magnetized jets show that the reduced cooling tends to broaden the nested bowshock shells, but the effect appears rather modest (de Colle & Raga 2006), justifying its omission here.

Conversely, a magnetic field in the ambient medium would tend to resist against the sideways shell expansion. A significant reduction in shell width compared to the purely hydrodynamic case requires, however, strong fields near equipartition (i.e., a ratio of thermal to magnetic pressure $\beta \approx 1$). This is demonstrated, for example, in the simulations of Shang et al. (2020) of X-wind-driven shells into cores of varying degrees of flattening and magnetization⁴. For the standard moderate core flattening,

⁴ The ratio of thermal to magnetic pressure in the core models of Shang et al. (2020) can be recovered as $\beta = 2\alpha_b^{-2}(v_A/a)^{-2}$ where $\alpha_b = [0, 0.1, 1]$ is their scaling parameter and (v_A/a) is the ratio of Alfvénic speed to sound speed in the magnetostatic solution of Li & Shu 1996 (Eq. (69)), which increases with the core flattening parameter n . A significant reduction in shell width compared to the hydrodynamical case

$n = 2$, adopted in the present work, the maximum reduction in shell width due to ambient magnetic field is only 25%, therefore, our predicted cavity shapes and dynamics should remain valid. We note that an added complexity at higher core magnetization, in the general case of non-zero rotation, would be the probable launching of a massive slow MHD wind from the Keplerian disk formed around the protostar (see e.g., Lesur 2021, and references therein). The interaction of an inner pulsed jet (or wide-angle X-wind) with an outer disk wind could significantly affect the formation of outflow cavities, but the long-term evolution has only been examined in the hydrodynamical case so far, to our knowledge (Tabone et al. 2018).

Concerning observational predictions, we focused here on signatures of the shell shapes, kinematics, and mass distribution at velocities below 20 km s^{-1} , which are well traced by low-excitation CO emission observable with ALMA. Our simulations may also be used to assess the detectability of warmer jet-originated material inside the cavity volume. From Fig. 5 we estimate that the nested shells (driven by each of the jet pulses) generate typical shock speeds of 30 km s^{-1} inside the cavity. The pre-shock density inside the cavity is $\approx 100 \text{ cm}^{-3}$ at $z \leq 3000 \text{ au}$, and drops off at higher altitudes. Using the atomic shock model grid of Hartigan et al. (1994), the maximum predicted surface brightness in [S II] for solar abundances is then $\approx 5 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Such extended [S II] emission inside outflow cavities would be worthwhile to search for, but it might be difficult to isolate against the much brighter axial jet and scattered light from the cavity walls, especially since young protostars with powerful CO outflows are often located in regions of high optical extinction.

When the jet is dense enough to be partly molecular, another possible tracer of nested shells inside the main outflow cavity is H_2 ro-vibrational emission, the most spectacular example so far being the Class 0 outflow HH 212. Each large H_2 bowshock, produced by a major jet pulse, is seen to connect to a separate CO shell at the flow base, nested inside the main cavity (see Fig. 2 in Lee et al. 2015), a morphology consistent with our predictions for a pulsed jet-driven outflow. Modeling the H_2 line emission could be helpful to further discriminate between this scenario and the pulsed wide-angle wind model proposed by Zhang et al. (2019).

6. Conclusions

We confirm in this paper that the swept-up shell driven by a cylindrical pulsed jet opens much wider inside an ambient core with steeply decreasing density, than within a homogeneous core (which was the configuration commonly adopted until now for analytical models and most simulations of jet-driven bowshocks). At early times of a few hundred years, the jet-driven shell can open as wide as with a wide-angle X-wind, when considering the same flattened singular ambient core and the same injected mass-flux and velocity variability.

Then, we investigated the impact that several parameters in our model have on the general morphology, opening angle, and kinematics of jet-driven shells. The parameter which is by far the most impactful is the ambient core density, followed by the jet density and jet opening angle in a less impactful fashion. Within the range of values explored in this paper, the other parameters do not significantly affect these diagnostics.

is seen only in simulations with $n \geq 4$ and $\alpha_b = 1$, corresponding to midplane values of $\beta \leq 3.5$ that approach equipartition.

Finally, running a representative simulation up to $t = 10\,000$ yr reveals drastic changes in the long-term. After several hundred years, the initial shell splits into a slow parabolic outer shell fully made of core-original material (tracing the forward shock) and an inner, faster main shell tracing the jet-ambient interface, which stops expanding at the base after 8000 yr, unlike wide-angle wind-driven shells. This main shell encompasses a mixed-material cavity inside which successive bowshocks driven by the pulsed jet expand and slow down by interacting with previous ones, producing a strongly sheared velocity field parallel to the (roughly conical) main shell walls. Both the morphology and the velocity fields are very different from analytical predictions of ballistic jet bowshock models in uniform media (Ostriker et al. 2001).

The long-term simulation of our basic model shows none of the caveats of steady jet bowshocks in uniform media (excessive length to width ratio, excessive blue-red overlap, and overly low speeds at large shell widths). On the contrary, it shows very promising similarities with the most recent observations of Class 0 outflows observed at high resolution with ALMA, in terms of predicted shell widths, full opening angle ($\approx 90^\circ$ after 10^4 yr), longitudinal and transverse position-velocity cuts, and mass-velocity distribution (Dutta et al. 2020; Plunkett et al. 2015; Zhang et al. 2016, 2019). Some comparisons even show more resemblance to observations than the widely used wide angle “modified X-wind” model of Lee et al. (2001). This is the case for the moderate outflow widths at 800 au, the characteristic “bell-shape” of transverse PV cuts, and the steep mass-velocity relation after CO opacity correction.

More generally, this paper shows that a realistic modeling of the surrounding core density stratification, as well as long integration times of at least 10^4 yr, are both essential to reliably predict the properties of outflows driven by a pulsed jet, and to confront them with observations. In the future, we plan to extend our simulations to include chemistry, magnetic field, rotation, and precession to model specific observed protostellar outflows in more detail.

Acknowledgements. We are grateful to the anonymous referee for insightful suggestions that improved the paper, and to Doug Johnstone for supportive discussions and thoughtful comments. We acknowledge support by the Programme National Physique et Chimie du Milieu Interstellaire (PCMI) of CNRS/INSU with INC/INP co-funded by CEA and CNES. Part of the computations were carried out on the OCCIGEN cluster at CINES (<https://www.cines.fr/>) in Montpellier (project named lut6216, allocation A0090406842 and A0100412483) and on the MesoPSL cluster (<http://www.mesops1.fr/>) of PSL University at Observatoire de Paris.

References

Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, eds. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 245

Arce, H. G., Borkin, M. A., Goodman, A. A., Pineda, J. E., & Halle, M. W. 2010, *ApJ*, **715**, 1170

Béthune, W., Lesur, G., & Ferreira, J. 2017, *A&A*, **600**, A75

Cabrit, S., Raga, A., & Gueth, F. 1997, in *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, eds. B. Reipurth, & C. Bertout, 182, 163

Dalgarno, A., & McCray, R. A. 1972, *ARA&A*, **10**, 375

de Colle, F., & Raga, A. C. 2006, *A&A*, **449**, 1061

Dougados, C., Cabrit, S., Lavalley, C., & Ménard, F. 2000, *A&A*, **357**, A61

Downes, T. P., & Cabrit, S. 2003, *A&A*, **403**, 135

Dutta, S., Lee, C.-F., Liu, T., et al. 2020, *ApJS*, **251**, 20

Federrath, C., Schrön, M., Banerjee, R., & Klessen, R. S. 2014, *ApJ*, **790**, 128

Ferreira, J., & Deguiran, R. 2013, *High Energy Density Phys.*, **9**, 67

Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, eds. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 451

Habel, N. M., Megeath, S. T., Booker, J. J., et al. 2021, *ApJ*, **911**, 153

Hartigan, P., & Wright, A. 2015, *ApJ*, **811**, 12

Hartigan, P., Morse, J. A., & Raymond, J. 1994, *ApJ*, **436**, 125

Hartigan, P., Heathcote, S., Morse, J. A., Reipurth, B., & Bally, J. 2005, *AJ*, **130**, 2197

Ireland, L. G., Zanni, C., Matt, S. P., & Pantolmos, G. 2021, *ApJ*, **906**, 4

Kaastra, J. S., & Mewe, R. 2000, in *Atomic Data Needs for X-ray Astronomy*, eds. M. A. Bautista, T. R. Kallman, & A. K. Pradhan, 161

Keppens, R., Teunissen, J., Xia, C., & Porth, O. 2021, *Comput. Math. Applic.*, **81**, 316

Krumholz, M. R., & Federrath, C. 2019, *Front. Astron. Space Sci.*, **6**, 7

Lee, C.-F. 2020, *A&ARv*, **28**, 1

Lee, C.-F., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, *ApJ*, **542**, 925

Lee, C.-F., Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, **557**, 429

Lee, C.-F., Hirano, N., Zhang, Q., et al. 2015, *ApJ*, **805**, 186

Lesur, G. R. J. 2021, *A&A*, **650**, A35

Li, S. 2005, *J. Comput. Phys.*, **203**, 344

Li, Z.-Y., & Shu, F. H. 1996, *ApJ*, **472**, 211

Liang, L., Johnstone, D., Cabrit, S., & Kristensen, L. E. 2020, *ApJ*, **900**, 15

MacDonald, J., & Bailey, M. E. 1981, *MNRAS*, **197**, 995

Masson, C. R., & Chernin, L. M. 1993, *ApJ*, **414**, 230

Matzner, C. D., & McKee, C. F. 1999, *ApJ*, **526**, L109

Moraghan, A., Smith, M. D., & Rosen, A. 2008, *MNRAS*, **386**, 2091

Motte, F., & André, P. 2001, *A&A*, **365**, 440

Ostriker, E. C., Lee, C.-F., Stone, J. M., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, **557**, 443

Plunkett, A. L., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2015, *Nature*, **527**, 70

Porth, O., Xia, C., Hendrix, T., Moschou, S. P., & Keppens, R. 2014, *ApJS*, **214**, 4

Raga, A., & Cabrit, S. 1993, *A&A*, **278**, 267

Raga, A. C., Canto, J., Binette, L., & Calvet, N. 1990, *ApJ*, **364**, 601

Raga, A. C., Rodríguez-González, A., Noriega-Crespo, A., & Esquivel, A. 2012, *ApJ*, **744**, L12

Rohde, P. F., Walch, S., Seifried, D., et al. 2019, *MNRAS*, **483**, 2563

Santiago-García, J., Tafalla, M., Johnstone, D., & Bachiller, R. 2009, *A&A*, **495**, 169

Schure, K. M., Kosenko, D., Kaastra, J. S., Keppens, R., & Vink, J. 2009, *A&A*, **508**, 751

Shang, H., Allen, A., Li, Z.-Y., et al. 2006, *ApJ*, **649**, 845

Shang, H., Krasnopolsky, R., Liu, C.-F., & Wang, L.-Y. 2020, *ApJ*, **905**, 116

Shu, F. H., Ruden, S. P., Lada, C. J., & Lizano, S. 1991, *ApJ*, **370**, L31

Shu, F. H., Najita, J., Ostriker, E. C., & Shang, H. 1995, *ApJ*, **455**, L155

Smith, M. D. 1986, *MNRAS*, **223**, 57

Suttner, G., Smith, M. D., Yorke, H. W., & Zinnecker, H. 1997, *A&A*, **318**, 595

Tabone, B., Raga, A., Cabrit, S., & Pineau des Forêts, G. 2018, *A&A*, **614**, A119

Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, **286**, 529

van der Marel, R. P., Kallivayalil, N., & Besla, G. 2009, in *The Magellanic System: Stars, Gas, and Galaxies*, eds. J. T. Van Loon, & J. M. Oliveira, 256, 81

van Marle, A. J., & Keppens, R. 2011, *Computers and Fluids*, **42**, 44

Velusamy, T., & Langer, W. D. 1998, *Nature*, **392**, 685

Velusamy, T., Langer, W. D., & Thompson, T. 2014, *ApJ*, **783**, 6

Völker, R., Smith, M. D., Suttner, G., & Yorke, H. W. 1999, *A&A*, **343**, 953

Yu, K. C., Billawala, Y., & Bally, J. 1999, *AJ*, **118**, 2940

Zakri, W., Megeath, S. T., Fischer, W. J., et al. 2022, *ApJ*, **924**, L23

Zapata, L. A., Arce, H. G., Brassfield, E., et al. 2014, *MNRAS*, **441**, 3696

Zhang, Y., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2016, *ApJ*, **832**, 158

Zhang, Y., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2019, *ApJ*, **883**, 1

Appendix A: Effect of variables with lower jet density

In this appendix, we redo the process of Sect. 4, but starting from a reference model with a jet base density that is two lower by orders of magnitude: $\rho_{j0} = 1.8 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$. In this way, we can further probe the effects of the base jet density on the morphology and kinematics of the driven shells. We also test the robustness of the conclusions we got from Sect. 4 at other jet density values.

Thus, additionally to the reference model, we launch seven modified models, each having the same parameters as the reference model except for a single one. Those models are :

(i) M_DENSA: with an ambient density scaling $\rho_{a,0}$ of $1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ instead of $1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$;

(ii) M_THETA: with a jet semi-opening angle θ_j of 7° instead of 3° ;

(iii) M_DENSJ: with a jet base density ρ_{j0} 100 times larger than the reference case;

(iv) M_VARAMP: with a variability semi-amplitude ΔV of 90 km/s instead of 60 km/s;

(v) M_PER: with a variability period $P = 300$ yr instead of 115 yr;

(vi) M_SAWT: with a sawtooth instead of sinusoidal velocity variability profile ;

(vii) M_RAD: with an initial jet radius R_j of 20 au instead of 50 au.

Figure A.1 plots and compares the inferred shell shapes at $t = 700$ yr for the reference and modified models. Table A.1 summarizes the parameters of the simulations, and lists the full opening angle at 800 au, α_{800} , and full shell widths at $z = 800$ au and 12700 au (W_{800} and W_{12700}) measured at $t = 700$ yr in each model. The effect of parameters changes on the outflow structure are discussed in Sect. 4.3.

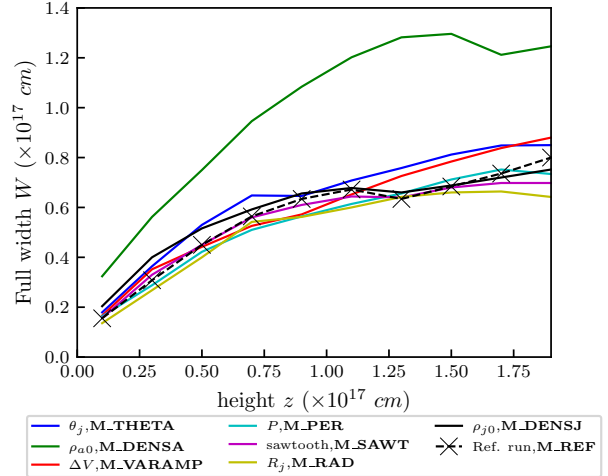


Fig. A.1: Full shell width $W(z)$ at $t = 700$ yr as a function of altitude z for the models in Table A.1, with jet densities 100 times smaller than in Fig. 4. Colored curves have one parameter varied from the reference run, among the ambient core base density, $\rho_{a,0}$, jet semi-opening angle θ_j , initial jet base density, $\rho_{j,0}$, semi-amplitude of variability, ΔV , period, P , type of variability profile (sawtooth instead of sinusoidal), or jet radius, R_j .

Table A.1: Parameters of conical pulsed medium-density jet simulations with the resulting opening angles and full widths

<i>Fixed parameters</i>	
mean jet velocity	$v_0 = 120 \text{ km/s}$
jet density variation	$\rho_j(t) = \rho_{j0} [v_0/v_j(t)] \times (R_j^2 + z_0^2)(R^2 + [z + z_0]^2)^{-1}$, with $z_0 = R_j / \tan \theta_j$ (constant mass-flux)
jet temperature	$T_j = 100 \text{ K}$
ambient core temperature	$T_a = 100 \text{ K}$
core density profile	Flattened singular core $\rho_a(\mathbf{r}) = \rho_{a0} \sin^2 \theta r_0^2 (r^2)^{-1}$, with $r_0 = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}$
radiative cooling function	$\Lambda(100 \text{ K} \leq T < 10^4 \text{ K})$ from Dalgarno & McCray (1972) $\Lambda(T \geq 10^4 \text{ K})$ from Schure et al. (2009)
simulation domain	$(R, z) = (7.0 \times 10^{16} \text{ cm}, 1.9 \times 10^{17} \text{ cm}) = (4679 \text{ au}, 12\,700 \text{ au})$
number of cells	$n_R \times n_z = 56 \times 152$ at AMR level 1
maximal AMR level	5
maximum resolution	$\Delta R = \Delta z = 7.8 \times 10^{13} \text{ cm} = 5.2 \text{ au}$ at AMR level 5
snapshot age	700 yr

Parameter	Reference Model M_REF	Modified parameter ^a	Modified Model name	α_{800} ^b ($^\circ$)	\mathbf{W}_{800} ^c (10^{16} cm)	\mathbf{W}_{12700} ^d (10^{16} cm)
core base density ρ_{a0}	$1.6 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$	$1.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$	M_DENSA	112	3.5	12.4
jet semi opening angle θ_j	3°	7°	M_THETA	81	2.0	8.4
jet base initial density ^e ρ_{j0}	$1.8 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$	$1.8 \times 10^{-17} \text{ g cm}^{-3}$	M_DENSJ ^f	88	2.3	7.6
semi-amplitude ΔV	60 km/s	90 km/s	M_VAMP	77	1.9	8.8
jet variability period P	115 yr	300 yr	M_PER	74	1.8	7.4
jet variability profile $h(t)$	$1 + \frac{\Delta V}{v_0} \sin \frac{2\pi t}{P}$	$1 + \frac{\Delta V}{v_0} \{1 - 2 \cdot \text{mod}(\frac{t}{P}, 1)\}$	M_SAWT	74	1.8	7.0
jet radius R_j	$7.5 \times 10^{14} \text{ cm}$	$3.0 \times 10^{14} \text{ cm}$	M_RAD	65	1.5	6.4

^a In each modified model, only one parameter at a time is changed with respect to the reference model.

^b Shell full opening angle at $z = 800 \text{ au}$. We obtain $\alpha_{800} = 72^\circ$ for the reference model.

^c Full shell width at $z = 800 \text{ au}$. We obtain $\mathbf{W}_{800} = 1.7 \times 10^{16} \text{ cm}$ for the reference model.

^d Full shell width at $z = 12700 \text{ au}$ (top of the grid). We obtain $\mathbf{W}_{12700} = 8.0 \times 10^{16} \text{ cm}$ for the reference model.

^e Medium jet density case, yielding a one-sided mass-flux $\dot{M} = 6 \times 10^{-8} M_\odot/\text{yr}$ for the reference values of θ_j and R_j
^f This model is equivalent to H_REF.

LISTE DES FIGURES

1	Étapes de la formation d'une étoile de faible masse, depuis l'effondrement du cœur préstellaire jusqu'à la phase de Classe 3. Les échelles de temps et de dimensions spatiales des systèmes, et leurs propriétés physiques typiques (température, densité, masses, distributions spectrales d'énergie ou SED) sont représentées. Adaptée de la thèse de Marc Joos (https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00766166/).	3
2	Émission $^{12}\text{CO}(2-1)$ (rouge) et H_2 (vert) de la Classe 0 HH212 (Lee et al. 2015). Chaque canal (en bas à gauche de chaque panneau) montre une vitesse observée projetée différente.	4
3	Image composite du flot et jet de Classe 1 HH46/47, enfoui dans son globule de Bok natal.	5
4	Cartes de densité de simulations d'évolution d'un nuage moléculaire géant, avec (à droite) et sans (à gauche) flots moléculaires. Les symboles représentent les protoétoiles en formation. Ici, les flots sont simulés suivant le modèle de vent X grand angle de Shu et al. (1991). Images tirées de Guszejnov et al. (2021).	6
5	Cartes de canaux de vitesse en $^{12}\text{CO}(1-0)$ du flot L1228, tel qu'observé par Arce & Sargent (2004). La vitesse centrale (dans le référentiel au repos de la source protostellaire) de chaque intervalle de largeur $\Delta v = 0.65 \text{ km/s}$ est montrée en haut de chaque panneau.	16
6	Deux distributions MV observées avec ALMA : (i) HH46-47, observé en CO. Les carrés rouges et bleus montrent les distributions observées dans les lobes respectivement décalés vers le rouge et vers le bleu, tiré de Zhang et al. (2016). Les carrés évidés supposent une émission en CO optiquement mince, tandis que les cercles pleins incluent une correction de l'épaisseur optique en fonction de la vitesse. Les lignes tiretées montrent des lois de puissances de pentes $-\gamma = -3.4$ (rouge) et $-\gamma = -2.7$ (bleu). (ii) chacun des deux lobes décalés vers le rouge et vers le bleu du flot MM8/F, observé en CO et SiO, et tiré de Liu et al. (2017). Les masses dérivées sont normalisées. Les symboles colorés marquent les points observés, tandis que les lignes montrent les ajustements par des lois de puissance.	18

7	Diagrammes PV du flot HH46-47, tirés de Zhang et al. (2016) . <i>Panneau supérieur</i> : carte d'émission intégrée en CO(1 – 0) entre 2 et 10 km/s (contours rouges) et entre –10 et –2 km/s (contours bleus). Les rectangles montrent les découpes réalisées pour obtenir les diagrammes PV des panneaux inférieurs. <i>Panneau central</i> : Diagramme PV longitudinal découpé le long de l'axe du flot avec une épaisseur de 7". Il faut remarquer qu'ici la vitesse est montrée sur l'axe des ordonnées. <i>Panneau du bas</i> : Diagrammes PV transverses découpés perpendiculairement à l'axe du flot, à différentes altitudes, et avec une épaisseur de 6".	18
8	Forme du flot poussé dans le modèle de X-wind modifié, à deux âges successifs τ_1 puis τ_2 : (i) forme elliptique exacte à toutes valeurs de ρ_a, ρ_w (ii) forme approchée de parabole, de courbure $C(\tau) = \sqrt{\frac{\rho_a 0}{\rho_w 0}} / (\tau v_{w0})$, là où $\rho_a \gg \rho_w$ (flots lents $v_w \gg v_s$) (iii) carte de densité à $t = 390$ ans de la simulation HD tirée de Lee et al. 2001	24
9	Evolution du champ de vue dans lequel le flot CO de B5-IRS1 a été cartographié : le champ s'agrandit successivement entre Bally et al. (1996) , Yu et al. (1999) et Arce et al. (2010) . Les contours bleus/rouges montrent l'extension de 2 pc des deux lobes du flot obtenue dans la dernière étude. (<i>Image tirée de Frank et al. 2014.</i>)	26
10	Schéma descriptif général de la structure d'un choc d'étrave, dans le référentiel du choc, tiré de Raga & Cabrit (1993) . Lorsque le jet rencontre un obstacle plus lent (éjection précédente, comme ici, ou milieu ambiant si l'on se place à la tête du jet) une structure en double choc se forme dans le jet (appelée surface de travail, ou Working Surface = WS). La matière choquée en surpression en est éjectée latéralement et engendre un choc d'étrave dans le milieu ambiant, qui recourbe le choc en arrière sous l'effet de sa vitesse relative (ici, $-V_j$). Une couche de mélange se développe le long de l'interface, qui peut re-remplir partiellement la cavité.	27
11	Schéma simplifié du choc d'étrave formé à la tête d'un jet stationnaire, dans le modèle d' Ostriker et al. (2001) . Le référentiel est en co-mouvement avec la surface de travail (w.s. = working surface), qui avance à la vitesse V_s par rapport à l'enveloppe, supposée au repos. Le mélange post-choc entre le jet et le milieu ambiant est supposé instantané.	28
12	Simulation hydrodynamique du choc d'étrave à la tête du jet dans un milieu homogène, à un âge de 650 ans, tirée de Lee et al. (2001) . La courbe en blanc montre la forme prédite par le modèle ballistique analytique de Ostriker et al. (2001) pour les mêmes paramètres.	30
13	Cinématique d'un choc d'étrave à la tête d'un jet stationnaire dans un milieu homogène: prédictions analytiques d' Ostriker et al. (2001) pour les vitesses moyennes \bar{v}'_z et \bar{v}'_R (<i>Lignes pleines</i>) et le gaz ambiant tout juste choqué, u'_z , et u'_R (<i>Lignes tiretées</i>), comparées aux simulations numériques de Lee et al. (2001) (<i>niveau de gris</i>). Les vitesses sont ici évaluées dans le référentiel au repos de l'enveloppe et <i>i</i>	31
14	Schéma d'un choc d'étrave interne créé par un jet variable, dans la configuration de Tabone et al. (2018) . Le référentiel est en co-mouvement à la vitesse moyenne du jet, v_j . La matière du jet est éjectée latéralement à vitesse initiale v_0 et forme un choc incurvé dans le vent de disque plus lent qui entoure le jet, de densité uniforme ρ_w et de vitesse relative $v_j - v_w$. La distance x est comptée positivement vers la source du jet.	32

15	Forme et cinématique du choc d'étrave créé dans un environnement homogène statique par un jet variable; comparaison entre simulations numériques et prédictions analytiques (Tabone et al. 2018).	33
16	Distributions intensité-vitesse $I_{CO}(v)$ observées dans les flots L1448, Orion A, NGC2071, L1551, et Mon R2 comparées à celles simulées pour un flot poussé par un jet, en prenant en compte la dissociation et la température d'excitation (lignes pleines). Les lignes tiretées représentent les distributions masse-vitesse $m(v)$ simulées. Figure tirée de Downes & Cabrit (2003).	34
17	<i>A gauche:</i> Diagramme Position-Vitesse (PV) en CO le long de l'axe du flot pour la simulation de flot poussé par un jet variable de Völker et al. (1999). <i>A droite:</i> PV du modèle ballistique de choc d'étrave de Ostriker et al. (2001) (courbes pleines), superposé sur le PV du flot HH212 observé par Lee et al. (2000) en CO (niveaux de gris). Figure tirée de Lee et al. (2001).	35
18	<i>Trois panneaux supérieurs :</i> Images de l'émission H_2 issues de simulations 3D de flots poussés par 3 configurations de jets variables de Völker et al. (1999). <i>Panneau inférieur:</i> image H_2 de HH212 (nuances de gris, Zinnecker et al. 1998) + contours d'émission CO (Lee et al. 2000) + modèles ballistiques de chocs d'étrave d'Ostriker et al. (2001) en courbes noires. Tiré de Lee et al. (2001).	36
19	Exemple d'une partie d'une grille rectangulaire adaptative en deux dimensions dans MPI-AMRVAC, raffinée ici avec des blocs allant du niveau 1 à 3 ($2^2 = 4$ cellules par niveau d'un bloc). Ici chaque bloc peut contenir $block_nx^d=2$ cellules de même niveau suivant chaque dimension. Le bloc de niveau 1 en haut à droite est d'abord raffiné une fois en 4 blocs de niveau 2. Puis, l'un deux (le bloc inférieur gauche) est ensuite raffiné en 4 blocs de niveau 3.	40
20	Schématisation de l'approche Volume Finis, avec des variables initialisées au centre de chaque cellule et des flux calculés au centre des faces	44
21	<i>Eventail de Riemann :</i> Solutions d'ondes caractéristiques au problème de Riemann hydrodynamique (<i>Riemann fan</i>) en 1 dimension.	45
22	Solutions au problème de Riemann hydrodynamique (<i>Riemann fan</i>) avec en plus les sous-structures résolues par les solveurs HLL, HLLC, TVDLF, et HLLCD	46
23	Grille "totale" \mathbb{D} de calcul (jaune+gris, indice (G)) avec des rangées de 2 cellules fantômes sur chaque bord : Grille de calcul intégrée/interne $\mathbb{M} = \mathbb{D} \setminus \mathbb{B}$ (jaune, indice (M)) + rangées de cellules fantômes \mathbb{B} (gris, indicé (B)).	57
24	Schématisation de deux conditions aux bords (miroir et figées) sur un exemple en $z = 0$ et avec deux rangées de cellules fantômes par bord. Les couleurs indiquent la valeur en densité ρ dans chaque cellule du domaine (ρ augmente en allant successivement du cyan au bleu foncé, puis au violet et au rouge). Les flèches jaunes et cyan montrent les vecteurs des vitesses totales $\vec{v} = \vec{v}_R + \vec{v}_z$ dans ces mêmes cellules et dans le référentiel au repos de l'enveloppe. La première et la seconde ligne confrontent l'état des cellules dans les deux conditions aux bords, respectivement à l'instant $t = 0$ et $t > 0$.	59

25	Schématisation des conditions aux bords bloquantes en entrée et <i>limit inflow</i> (avec $\chi_{\mathbb{B}} = 50\%$) sur un exemple en $z = 0$ et avec deux rangées de cellules fantômes par bord. Les couleurs indiquent la valeur en densité ρ dans chaque cellule du domaine (ρ augmente en allant successivement du cyan au bleu foncé, puis au violet et au rouge). Les flèches jaunes montrent les vecteurs des vitesses totales $\vec{v} = \vec{v}_R + \vec{v}_z$ dans ces mêmes cellules et dans le référentiel au repos de l'enveloppe.	60
26	Valve d'injection du jet	63
27	Champs dans la valve rectangulaire.	65
28	Champs dans la valve trapézoïdale.	66
29	Comparaison entre le profil de variabilité temporelle sinusoïdal et celui en dent de scie (tel qu'adopté par Suttner et al. 1997), tel qu'adopté dans les Chapitres V et VI.	69
30	Comparaison des cartes de densité à $t = 300$ ans, pour une simulation de jet identique lancée avec différentes combinaisons de schémas numériques de flux et de limiteurs de pente.	73
31	Comparaison des cartes de densité à $t = 204$ ans, pour une simulation de jet identique lancée avec différentes valeurs de niveau maximal de raffinement (entre 1 et 7), avec une résolution spatiale entre 84 au et 1 au (voir Table 3).	76
32	Accélération informatique du temps de calcul pour notre programme avec MPI-AMRVAC, dans le cas d'un test d'extensibilité forte. Les courbes noire, bleue et verte sont associés respectivement au temps calcul et à l'accélération informatique totaux (t_{tot}) de la simulation, passés sur la partie lecture/écriture de fichiers (t_{IO}), et passés en dehors de ces lectures/écritures (t_r).	79
33	Cartes de densité $n_H = n(\text{H} + \text{H}^+) + 2n(\text{H}_2)$, à $t = 296$ ans et $t = 610$ ans, de nos trois simulations avec le même jet cylindrique pulsé que dans Lee et al. (2001) , pour trois stratifications différentes de la densité de l'enveloppe environnante : à gauche (a,d) : enveloppe uniforme $\rho(R, z) = \rho_{a0}$ (seul cas présent dans Lee et al. 2001); au milieu (b,e) : enveloppe stratifiée suivant $\rho(R, z) = \rho_{a0}/(1 + z/z_c)^2$ avec $z_c = 10^{16}$ cm; à droite (c,f) : cœur singulier aplati $\rho(r, \theta) = \rho_{a0} \sin^2 \theta (r_0/r)^2$, où r est le rayon sphérique et $\rho_0 = 2.5 \times 10^{15}$ cm. Tous les profils ont la même densité en $z = 0$, $R = r_0$: $\rho_{a0} = 1.6 \times 10^{-20}$ g cm $^{-3}$, valeur qui coïncide avec celle du jet à $t = 0$. Nous pouvons remarquer que le choc d'étrave le plus externe ainsi que les chocs d'étraves imbriqués deviennent d'autant plus large que le jet se propage à travers une enveloppe de plus en plus stratifiée. L'ensemble des paramètres de ces 3 simulations sont résumés dans la Table 4.	85
34	Cartes de vitesse radiale v_R des trois mêmes simulations que dans la Fig. 33. Nous pouvons remarquer que la vitesse atteinte dans les chocs d'étraves induits par le jet augmente d'autant plus que le jet se propage à travers une enveloppe de plus en plus stratifiée.	88

35	Cartes de vitesse axiale v_z des trois mêmes simulations que dans la Fig. 33. Ici, j'ai restreint l'affichage de la carte de couleurs en v_z à 0 – 50 km/s, afin de garder le même intervalle de vitesse qu'atteint dans la Fig. 34, et qu'il s'agit de l'intervalle de vitesses typique observé dans les observations ALMA. Nous pouvons remarquer la décroissance de la vitesse axiale avec la distance au jet, formant systématiquement une structure de gradient de vitesse axiale formée au bord du choc d'étrave externe, et de plus en plus épaisse lorsque le degré de stratification augmente.	89
36	Diagramme PV longitudinal le long de l'axe du flot et sommé sur une épaisseur $\Delta R = 300$ au, pour les modèles PCJ-U (jet cylindrique pulsé lancé à travers un cœur uniforme, gauche), PCJ-Z (cœur stratifié suivant z , au centre) et PCJ-R (cœur singulier aplati, à droite). On a supposé un angle d'inclinaison "médián" $i = 60^\circ$ par rapport à la ligne de visée, à deux âges $t = 296$ et $t = 610$ ans. En suivant les traceurs et la fraction f_a originaire de l'enveloppe, la masse représentée ne tient compte que de la fraction de gaz de l'enveloppe entraînée par les chocs d'étraves.	90
37	Distributions masse-vitesse calculées pour les simulations de jet pulsé cylindrique de la Fig. 33 lancé à travers un cœur environnant uniforme (bleu, PCJ-U), stratifié suivant z (orange, PCJ-Z), singulier aplati (vert, PCJ-R). Le jet est ici incliné de $i = 60^\circ$ par rapport à la ligne de visée. Les diagrammes sont évalués à $t = 296$ ans (haut) et $t = 610$ ans (bas); et les boîtes (<i>bins</i> en anglais) pour l'échantillonnage des vitesses observées v_{obs} sont larges de 1 km/s en étant centrées sur ..., -1 km/s, 0 km/s, 1 km/s,... Nous isolons ici uniquement la contribution de la matière ambiante.	91
38	Carte de densité de la simulation de jet pulsé cylindrique PCJ-RW à $t = 296$ ans, avec le même flux de masse injecté, variabilité (en vitesse et en densité) et distribution de densité environnante que dans la simulation de vent grand angle de la Fig. 12 de Lee et al. (2001). À cet âge court, nous pouvons remarquer que la taille de la couche externe qui en résulte dans PCJ-RW est similaire à celle pour le vent grand angle (montrée sur la droite).	93
39	Comparaison entre le profil de variabilité temporelle sinusoïdal (H_REF) et en dent de scie (H_SAWTH, tel qu'adopté par Suttner et al. 1997), tous deux utilisés dans la Sect. V.2.	98
40	Influence de sept paramètres libres sur la géométrie et la cinématique des couches induites par un jet pulsé conique dans un cœur singulier aplati, à un âge $t = 700$ ans. Chaque ligne correspond à un différent paramètre modifié (comme indiqué dans la marge de gauche) et compare les cartes de densité en noyaux d'hydrogènes n_H (gauche), de vitesse radiale v_R (milieu) et de vitesse axiale v_z (droite) pour le modèle de référence (moitié gauche de chaque carte) et le modèle modifié (moitié droite de chaque carte). Les valeurs du paramètre modifié correspondant sont indiquées à la base du panneau de n_H , tandis que les noms des modèles sont indiqués à la base du panneau de v_z . L'échelle de couleur des vitesses est tronquée sur l'intervalle typiquement observé dans les flots CO : entre 0 et 50 km/s. Le modèle de référence dans cette figure a un flux de masse "élevé", c'est-à-dire égal à $6 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (voir Table 5 pour la liste complète des paramètres des modèles). La plus forte influence sur la forme de la cavité est ici observée lorsque la densité du cœur est modifiée.	99
40	Suite.	100

41	Même principe que la Fig. 40, mais avec un modèle de référence ayant un flux de masse du jet 100 fois plus faible : $\dot{M} = 6 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$	101
41	Suite.	102
42	Largeur totale ($\mathbf{W}(z)$) de la couche principale à $t = 700$ ans, en fonction de l'altitude z , pour les modèles de jet "haute densité" (haut) et de "densité moyenne" (bas) des Figs. 40 & 41. Les courbes colorées sont obtenues en variant un seul paramètre par rapport à la simulation de référence (en pointillés et croix noires) : la densité de base du cœur ρ_{a0} ; la demi-ouverture angulaire du jet θ_j ; la densité de base initiale du jet ρ_{j0} ; la demi-amplitude de variabilité ΔV ; la période P ; le profil de variabilité (en dent de scie au lieu de sinusoïdal); ou le rayon du jet R_j . Les valeurs du paramètre que nous faisons varier dans chaque modèle sont indiquées dans la Table 5.	104
43	Cartes à $t = 10\,000$ ans de la (a) densité de noyaux d'hydrogène $n_H = n(\text{H} + \text{H}^+) + 2n(\text{H}_2)$, (b) fraction de gaz originaire du cœur f_a , (c) vitesse transverse v_R , et (d) vitesse axiale dans notre simulation de jet conique pulsé à travers un cœur singulier aplati. Les paramètres sont ceux de la Sect. V.3.1. L'échelle de couleur des vitesses est tronquée sur l'intervalle typiquement observé dans les flots CO : entre 0 et 50 km/s. Le contour blanc sur la moitié gauche de chaque panneau trace l'iso-contour $f_a = 50\%$.106	106
44	Evolution dans le temps de la largeur totale de la couche principale (interface jet-cœur, croix) et externe (choc en avant, cercles) pour la simulation de la Fig. 43i. Les largeurs sont mesurées aux altitudes $z = 800$ au (noir) et $z = 20\,000$ au (rouge). Les prédictions analytiques issues du modèle équivalent de "vent X grand angle modifié" de Lee et al. (2001) (voir Sect. V.3.4.2) sont indiquées en traits noirs/rouges pointillés avec des pentes $t^{1/2}$ (voir texte). Est aussi indiqué en gris clair l'intervalle de largeurs observées à une hauteur projetée de 800 au dans 22 flots par Dutta et al. (2020) (deuxième et troisième quartiles en gris foncé, médiane en vert). La largeur totale à $z = 20\,000$ au du flot HH46/47 (observé en CO par Zhang et al. 2016) est représentée en bleu.	108
45	Diagramme PV longitudinal calculé le long de l'axe du flot simulé dans la Fig. 43i à un âge de $t = 10\,000$ ans, pour différentes inclinaisons i du flot par rapport à la ligne de visée : $30^\circ \leq i \leq 90^\circ$ (edge-on). Les deux lobes du flots sont représentés (le lobe rouge aux offsets positifs, et le lobe bleu aux offsets négatifs).	111
46	Champ d'orientation des vecteurs vitesses pour la simulation à $t = 10\,000$ ans de la Fig. 43i, dans le référentiel au repos du cœur environnant. Pour plus de lisibilité, les flèches sont montrées pour des vitesses absolues au dessus de 0.1 km/s, et ont toutes la même longueur quel que soit le module de la vitesse. En arrière-plan couleur: carte de densité n_H	112
47	Système de coordonnées employé dans l'outil Python <i>Aniriniil</i> pour l'établissement des carte synthétiques. Le plan du ciel correspond à (δ, α) ; z est confondu avec l'axe du jet reconstruit en 3 dimensions et incliné d'un angle i par rapport à Γ qui est ici compté positivement en pointant vers nous.	117
48	Représentation du cube de données synthétiques déduit par l'outil Python <i>Aniriniil</i> . 118	118

49 Comparaison des cartes observées et simulées du flot HH46/47. *Panneau inférieur* : Carte d'intensité intégrée en $^{12}\text{CO}(1-0)$ du flot HH46/47 obtenue avec ALMA par Zhang et al. (2016). Les intervalles d'intégration sont indiqués dans l'encadré. *Panneau supérieur* : Carte de masse intégrée sur les mêmes intervalles de vitesses $2 \text{ km/s} \leq |v_{\text{obs}}| \leq 10 \text{ km/s}$, issue de la simulation de la Fig. 43i à $t = 10^4$ ans. Ici, seule la matière originaire du coeur est représentée. Le flot est incliné de $i = 55^\circ$ par rapport à la ligne de visée, à une distance de 450 pc. Le domaine fini de simulation ne restitue qu'une partie de tout le flot incliné simulé et tronque ainsi la carte au-delà de $20''$, après projection sur le plan du ciel. 121

50 **Comparaison des diagrammes PV transverses simulés et observés dans HH46/47.** *Panneaux de droite* : Émission en $^{12}\text{CO}(2-1)$ de HH46/47 le long de deux coupes larges de 450 au à des distances projetées de 8.1×10^{16} cm (b) et 1.00×10^{17} cm (d) par rapport à la source centrale. Les ellipses rouges montrent les modèles analytiques de deux couches paraboliques produites par un vent X modifié et ayant le meilleur ajustement aux observations. Figures adaptées de Zhang et al. (2019). *Panneaux de gauche* : Diagrammes calculés à partir de la simulation de la Fig. 43i à $t \simeq 10\,000$ ans avec une inclinaison de $i = 55^\circ$ par rapport à la ligne de visée, à une distance de 450 pc. Seule la matière originaire du coeur est représentée. Les coupes ont une largeur de 400 au et sont effectuées aux mêmes altitudes projetées que les observations. 122

51 **Comparaison des diagrammes PV longitudinaux observés et simulés pour HH46/47:** (a) PV observé avec ALMA en $^{12}\text{CO}(2-1)$ par Zhang et al. (2019), dans une coupe large de 450 au. (b) PV calculé pour la simulation de la Sect. V.3.2, le long d'une coupe large de 400 au à un âge de $t = 9900$ ans (33 périodes), et une inclinaison de $i = 55^\circ$ sur la ligne de visée. (c) Comme (b) mais incluant seulement la contribution du gaz issu du coeur ambiant. 124

52 Comme la Fig. 51 mais cette fois les deux diagrammes PV longitudinaux synthétiques (b) et (c) incluent uniquement la matière originaire du coeur, et diffèrent seulement dans la phase du cycle de variabilité où le jet est observé: 9900 ans (exactement 33 périodes) pour (b) et 10^4 ans (33+1/3) pour (c). 126

53 Comparaison de la distribution masse-vitesse (MV) observée dans HH46/47 et simulée. *Symboles noirs connectés*: MV de la matière originaire du coeur, évalué à $t \simeq 10^4$ ans à partir de la simulation de la Fig. 51, incliné de $i = 55^\circ$ par rapport à la ligne de visée. *Symboles bleus et rouges* : distributions MV dans les lobes bleu et rouge du flot HH46/47, dérivées par Zhang et al. (2016). Les carrés vides supposent une émission en CO optiquement mince, tandis que les cercles pleins incluent une correction d'épaisseur optique dépendant de la vitesse (voir texte). Les lignes tiretées montrent les pentes des lois de puissance $\gamma = -3.4$ (rouge) et $\gamma = -2.7$ (bleu). 127

54 **Comparaison des diagrammes PV longitudinaux observé dans CARMA-7 et simulés:** (a) PV observé avec ALMA en $^{12}\text{CO}(2-1)$ par Plunkett et al. (2015) dans une coupe large de 374 au. (b) PV calculé à un âge de $t = 500$ ans pour une simulation de période $P = 30$ ans (voir Sect. VI.3.1) le long d'une coupe large de 400 au, et pour un angle d'inclinaison de $i = 85^\circ$ par rapport à la ligne de visée. (c) Comme (b) mais incluant seulement la contribution de la masse issue du coeur. . . . 130

55 Comparaison du PV longitudinal observé de CARMA-7 (a) avec deux diagrammes
PV synthétiques incluant uniquement la matière originaire du coeur, et différant par
l'âge de la simulation: (b) $t = 500$ ans, (c) $t = 10\,000$ ans. 131

LISTE DES TABLES

1	Liste des paramètres libres principaux et initiaux ($t = 0$) de l'enveloppe environnante utilisée dans les Chapitres V et VI	56
2	Liste des paramètres principaux du jet pulsé utilisés dans les Chapitres V et VI	62
3	Résolution et temps de calcul en fonction du niveau maximal de raffinement	77
4	Paramètres des simulations des jets pulsés cylindriques de la Sect. V.1	83
5	Paramètres des simulations de jet pulsé conique à hautes densités, avec les ouvertures angulaires résultantes et les largeurs totales associées (Fig. 40)	96
6	Paramètres des simulations de jet conique à "densité moyenne", avec les largeurs totales et angles d'ouverture résultants	97

RÉSUMÉ

L'efficacité observée dans la formation des étoiles jusqu'au parsec ne dépasse pas quelques pourcents, sans oublier le décalage de la fonction initiale de masse (IMF) à seulement $\sim 30\%$ de la masse du cœur pré-stellaire initial. Comprendre en détail le processus derrière d'aussi faibles efficacités reste encore à ce jour une question ouverte. En outre, les simulations numériques les plus récentes ont démontré que la turbulence et les champs magnétiques à eux seuls ne peuvent suffire à reproduire de telles valeurs. Elles montrent que la rétroaction des flots protostellaires joue un rôle crucial en perturbant les écoulements d'accrétion, en évacuant la matière des coeurs, et/ou en maintenant la turbulence. Malheureusement, que ce soit en termes de volume de nuage affecté, d'impulsion injectée, de masse entraînée, ou d'impact sur le disque et l'enveloppe en effondrement : l'importance de cette rétroaction dépend fortement de la géométrie sous-jacente du vent protostellaire. Cette dernière reste encore débattue : "vent X grand angle" rapide, vent de disque MHD plus lent, ou jet collimaté ? De toute évidence, afin d'évaluer fiablement l'impact de la rétroaction des flots sur la formation stellaire, il est d'une importance cruciale de déterminer la géométrie de vent la plus réaliste (et/ou les géométries que nous pouvons exclure). Pour apporter une nouvelle contribution quant à cette question, nous présentons des simulations numériques de flots poussés par un jet pulsé collimaté, lancé à travers un cœur pré-stellaire stratifié. Nous comparons nos simulations avec les observations ALMA récentes, ainsi qu'avec les prédictions analogues pour un vent X grand angle. Nos simulations sont les premières à combiner sur une échelle de 0.1 pc la variabilité du jet, la stratification en densité de l'enveloppe et des échelles de temps de 10 000 ans comparables aux flots jeunes observés. Les prédictions de nos simulations en termes de largeur de flot, de diagrammes position-vitesse, et de distribution masse-vitesse, montrent une ressemblance frappante avec les observations ALMA de flots CO tels que HH46/47 et CARMA-7. L'accord est même plus prometteur qu'avec les modèles de flots poussés par un "vent X grand angle". Ces résultats pourraient avoir une implication majeure sur le rôle des flots dans la régulation de la formation stellaire.

MOTS CLÉS

Flots protostellaires, formation stellaire, simulations hydrodynamiques, jets, protoétoiles

ABSTRACT

A long-standing open question in star formation is the process responsible for its low efficiency on parsec scales (a few %), and for shifting down the Initial Mass Function (IMF) to only $\sim 30\%$ of the prestellar core mass distribution. The most recent numerical simulations show that neither turbulence nor magnetic fields can, alone, reproduce these low efficiencies, and that feedback by protostellar outflows must play a crucial role by disrupting accretion streams, expelling material from cores, and/or sustaining turbulence. Unfortunately, the magnitude of outflow feedback (affected cloud volume, injected momentum, entrained mass, impact on the disk and infalling envelope) depends strongly on the underlying protostellar wind geometry, which remains uncertain and heavily debated: a fast wide-angle "X-wind", a slower MHD disk wind, a narrow jet ? Clearly, if we want to reliably assess the role of outflow feedback in star formation, it is of utmost importance to determine which wind geometry is the most realistic (and/or which one can be excluded). As a new contribution towards this goal, we present, for the first time, numerical predictions for outflows driven by a narrow pulsed jet in a stratified prestellar core. We compare our simulations against recent ALMA observations and analogous predictions for a wide-angle X-wind. Our simulations are the first to combine jet variability, ambient density-stratification, and long timescales up to 10 000 yrs (typical of young outflows) on scales up to 0.1 pc. We find that the predicted widths, position-velocity diagrams, and mass-velocity distribution, show striking resemblance with ALMA observations of CO outflows such as HH46/47 and CARMA-7, and in closer agreement than models based on a wide-angle "X-wind". The results obtained in this work could have major implications for the feedback of protostellar outflows on star formation.

KEYWORDS

Keywords : Protostellar outflows, star formation, hydrodynamical simulations, jets, protostars