



HAL
open science

Etude analytique et numérique des flots autour des étoiles jeunes

Céline Combet

► **To cite this version:**

Céline Combet. Etude analytique et numérique des flots autour des étoiles jeunes. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT: . tel-00090716

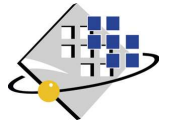
HAL Id: tel-00090716

<https://theses.hal.science/tel-00090716v1>

Submitted on 1 Sep 2006

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.



N° D'ORDRE :

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

spécialité : *Astrophysique et méthodes associées*

PAR

Céline COMBET

Etude analytique et numérique des flots autour des étoiles jeunes.

Soutenue le 6 Juillet 2006 devant la commission d'examen composée de

M Philippe A	^	: Examineur
M Richard N. H		: Rapporteur
M Thibaut L		: Co-directeur de thèse
M Guillaume P	^	: Président
M Christophe S		: Rapporteur
M ^{me} Chantal S	^	: Directrice de thèse

Table des matières

Remerciements	v
Préambule	1
I Formation stellaire : étude des flots autour des objets jeunes	3
1 Le contexte de la formation stellaire	5
1.1 Des nuages moléculaires aux cœurs pré-stellaires	6
1.1.1 Description	6
1.1.2 Evolution et fragmentation : vers les cœurs pré-stellaires et l'IMF	10
1.1.3 Effondrement du cœur pré-stellaire	17
1.2 Formation des étoiles de faibles et moyennes masses	18
1.2.1 Proto-étoiles : une classification empirique	18
1.2.2 Les jets et flots moléculaires : aspects observationnels	21
1.3 Formation des étoiles massives	24
1.3.1 La problématique de la formation d'étoiles massives	25
1.3.2 Acquisition de la masse : scénario de coalescence	25
1.3.3 Acquisition de la masse : scénario d'accrétion	26
1.3.4 Les flots d'étoiles massives	26
1.4 Motivations et organisation de l'étude entreprise	28
Résumé	29
2 Les modèles « standards » pour les flots moléculaires	35
2.1 Entraînement par un vent large	36
2.1.1 La théorie de l'entraînement par vent	37
2.1.2 Les prédictions du modèle de Shu	39
2.2 Entraînement par jet	40
2.2.1 Entraînement stationnaire (ou turbulent)	41
2.2.2 Entraînement par choc d'étrave	44
2.3 Les flots moléculaires des étoiles massives	49
2.3.1 Hypothèse de l'accumulation d'un vent d'origine stellaire	50
2.3.2 Hypothèse de l'entraînement par vent large	51
2.3.3 Hypothèse de l'entraînement turbulent	51
2.3.4 Hypothèse de l'entraînement par choc d'étrave	52
2.3.5 Quel(s) modèle(s) pour les flots massifs ? Prélude au modèle de transit	53
Résumé	54
3 Construction du modèle de transit	59
3.1 Construction du modèle de transit semi-analytique	60
3.1.1 La géométrie et les hypothèses du modèle	60
3.1.2 Les équations de la MHD idéale dans le modèle	62
3.1.3 Traitement du rayonnement	63

3.1.4	Les variables autosimilaires	65
3.1.5	Dérivation du système d'équations MHD autosimilaires	66
3.1.6	Contraintes pour l'exposant autosimilaire α	72
3.1.7	Le système d'équations pour le cas purement hydrodynamique	73
3.2	Trouver de « bonnes » solutions	74
3.2.1	Dimensionnement	75
3.2.2	Automatisation de la recherche de solutions	76
Résumé	77
4	Les solutions du modèle de transit	79
4.1	Quelques préliminaires	80
4.1.1	Les taux de masses	80
4.1.2	L'opacité de la poussière	81
4.2	Solutions hydrodynamiques	83
4.2.1	Description	83
4.2.2	Singularités	85
4.2.3	Conclusions	86
4.3	Solutions MHD	87
4.3.1	Transit pur	88
4.3.2	Solutions avec zone accréation	93
4.3.3	Conclusions	95
4.4	Propriétés générales des solutions	95
4.4.1	Existence de deux familles de solutions MHD	96
4.4.2	Trajectoires et énergétique	96
4.4.3	Effets liés à l'exposant autosimilaire α	99
4.5	Influence de l'opacité	101
4.5.1	Les paramètres de l'opacité de Kramers	101
4.5.2	L'effet de l'opacité sur les solutions	103
4.6	Conclusions et implications pour la formation stellaire	105
4.6.1	Une description des premiers stades de l'effondrement	106
4.6.2	Les flots massifs des étoiles massives	106
4.6.3	Conséquences d'un environnement sans poussière	107
4.6.4	Inclusion d'un jet central ?	107
Résumé	107
5	Simulations numériques de jets – résultats préliminaires	111
5.1	Préambule : les théories de lancement des jets	112
5.1.1	Le modèle du <i>X-wind</i>	112
5.1.2	Le modèle du <i>Disk-wind</i>	113
5.1.3	<i>Disk-wind</i> ou <i>X-wind</i> ?	114
5.2	Simulations de la propagation des jets	114
5.2.1	Contexte	115
5.2.2	Le code FLASH	115
5.2.3	Propagation de jets	116
5.3	Conclusions et travail futur	117
Résumé	119
6	Conclusions et perspectives	121

II	La propagation des rayons cosmiques : les noyaux lourds	125
7	Contexte et motivation	127
7.1	Généralités	127
7.1.1	Spectre des noyaux	128
7.1.2	Abondances des noyaux	129
7.2	Les noyaux ultra-lourds	130
7.2.1	Généralités	130
7.2.2	Les expériences	131
7.2.3	Conclusions	133
R´	´	133
8	La propagation diffusive des noyaux lourds et la bulle locale	135
8.1	Transport diffusif dans un modèle à deux zones	136
8.1.1	Les processus affectant le trajet d’une particule chargée	136
8.1.2	Modèle de diffusion à deux zones	142
8.2	Le cas des noyaux lourds	146
8.2.1	Motivation et éléments pour la propagation	146
8.2.2	Modèle à deux zones + trou : prise en compte de la bulle locale	148
8.3	Résultats choisis	149
8.3.1	Profils radiaux	149
8.3.2	Abondances sources corrigées	151
8.4	Conclusions pour cette étude	151
R´	´	152
9	Travaux en cours, perspectives et conclusions	155
9.1	Pour aller plus loin dans l’étude des noyaux lourds	155
9.1.1	La capture électronique : résultats préliminaires	155
9.1.2	Perspectives et conclusions pour les noyaux lourds	158
9.2	Contexte plus général et ouverture	160
R´	´	161
III	Annexes	163
A	Quelques éléments de MHD et d’autosimilarité	165
A.1	De la théorie cinétique à la MHD idéale : les grandes étapes	165
A.2	L’approche magnétohydrodynamique	169
A.3	L’autosimilarité	172
R´	´	173
B	Méthode d’Euler semi-implicite pour l’intégration	175
C	Influence d’une sous-densité locale en symétrie sphérique	179
C.1	Les espèces primaires	179
C.2	Les espèces secondaires	182
C.3	Résultats	185
D	Combet, Lery & Murphy 2006, ApJ, 637, 798	187
E	Combet, Maurin, Donnelly, O’C. Drury, Vangioni-Flam 2005 A&A, 435, 151	205

Remerciements

Je remercie tout d'abord Thibaut Lery de m'avoir encadrée durant cette thèse et de m'avoir donné l'opportunité, au sortir de mon DEA, de partir pour l'Irlande. Chronologiquement vient ensuite Luke Drury qui reçoit toute ma gratitude pour m'avoir acceptée au sein du *Dublin Institute for Advanced Studies*, ainsi que pour la « liberté de mouvement » dont j'ai pu bénéficier. Coté français, je remercie également Chantal Stehlé pour avoir accepté d'être ma co-directrice de thèse et Jean-Michel Alimi qui a permis mon affiliation au LUTh. Un grand merci également à Elisabeth Vangioni (et de nouveau à Luke) sans qui le projet Egide/Ulysses, monté en 2004, n'aurait vraisemblablement pas vu le jour.

I would like to thank Hilary for all the help she provided to get me settled when I first arrived in Dublin and Justin for getting me through my first six months in better shape than I would have without him. A big "thank you" also to Eimhear for the meringues and for... being Eihmear. I also feel lucky to have come across the path of Gareth C. Murphy, President of the journal club.

Et pis, du coté des français de Dublin : merci à Seb pour son support moral durant la fin de la rédaction et les moments un peu critiques qui l'ont accompagnée, ainsi que pour son aide avec tout ce qui touche au rayonnement. Et bien sûr Anne, ma copine de dinguitude... des frites du mercredi soir au ciné du dimanche aprem'... on a tout fait ! De la « foly » à l'état pur !! Merci beaucoup copine pour ça et tout le reste.

Et maintenant une petite liste de remerciements moins personnalisés mais très sincères : Céline, Àgueda, John Sheehan (prononcez "Sheen"), Ben Stiller, Mark, Dirk, Rachel, Emma, Dr. Rumba... Merci à tous !

Avant de boucler, une petite mention spéciale pour mes parents : un gigantesque merci, tellement énorme qu'il ne tient pas dans la pièce.

Et puis bien sûr il y a David... Impossible de donner en une phrase toutes les raisons de ma reconnaissance¹. Donc pas de fioritures, ça nous emmènerait trop loin. Merci pour tout.

¹En plus, ce manuscrit étant classé « tout public », je ne peux pas rentrer dans les détails et risquer de heurter la sensibilité de nos lecteurs les plus jeunes !!

Préambule

J'ai effectué ma thèse en co-direction au *Laboratoire de l'Univers et des ses Théories* et au *Dublin Institute for Advanced Studies* entre Janvier 2003 et Juin 2006. Mon travail de recherche, résumé dans ce manuscrit, avait pour principal thème de recherche l'étude des flots de matière (effondrement et *outflows*) entourant la formation stellaire. Une première partie est donc consacrée à cette étude. Le contexte astrophysique, les différents stades de la formation stellaire, leurs observations ainsi que les phénomènes associés sont détaillés dans un premier chapitre introductif. Un second volet est consacré aux modèles existants de flots moléculaires. Les troisième et quatrième chapitres traitent respectivement de la construction et des résultats obtenus avec le modèle utilisé dans ce travail. Enfin, dans un dernier chapitre, des résultats préliminaires de simulations de jets prenant en compte le modèle analytique précédent sont présentées. Trois annexes accompagnent cette partie : une brève introduction à la MHD et à l'autosimilarité, un détail de la technique d'intégration et enfin la publication (Combet et al. 2006) correspondant à une partie des résultats présentés.

Dans une seconde partie, plus succincte, je détaillerai une étude sur la propagation des rayons cosmiques Galactiques, un projet parallèle dans le prolongement de mon stage de maîtrise (et poursuivi avec mes maîtres de stage d'alors). Je n'essaierai pas de tresser des liens artificiels entre les deux sujets pour tenter de donner une unité à ces deux parties du manuscrit. Il s'agit de deux projets distincts et, bien que le second n'ait pas été ma principale occupation, c'est néanmoins un travail que j'ai effectué durant ces trois dernières années. Je commencerai donc par une rapide introduction visant à donner une vision très générale de la problématique, puis me concentrerai sur l'étude menée : l'influence de la bulle locale sur la propagation des noyaux lourds (en relation avec l'expérience UHCRE menée par le DIAS). Enfin quelques perspectives pour le travail futur seront données. Deux annexes sont également associées à cette partie : i) un calcul pour une géométrie simplifiée de la bulle locale et ii) la publication (Combet et al. 2005) présentant l'ensemble des résultats.

Première partie

Formation stellaire : étude des flots autour des objets jeunes

Chapitre 1

Le contexte de la formation stellaire

1.1	Des nuages moléculaires aux cœurs pré-stellaires	6
1.1.1	Description	6
1.1.1.1	Les nuages moléculaires géants	7
1.1.1.2	Les nuages sombres	9
1.1.2	Evolution et fragmentation : vers les cœurs pré-stellaires et l'IMF	10
1.1.2.1	La fonction de masse initiale	10
1.1.2.2	La fragmentation gravitationnelle « à l'ordre zéro » : la masse de Jeans	12
1.1.2.3	Turbulence, champ magnétique et thermodynamique	14
1.1.2.4	Amas, accréation compétitive et IMF des fortes masses	16
1.1.3	Effondrement du cœur pré-stellaire	17
1.2	Formation des étoiles de faibles et moyennes masses	18
1.2.1	Proto-étoiles : une classification empirique	18
1.2.2	Les jets et flots moléculaires : aspects observationnels	21
1.2.2.1	Les jets atomiques	21
1.2.2.2	Les flots moléculaires	23
1.3	Formation des étoiles massives	24
1.3.1	La problématique de la formation d'étoiles massives	25
1.3.2	Acquisition de la masse : scénario de coalescence	25
1.3.3	Acquisition de la masse : scénario d'accréation	26
1.3.4	Les flots d'étoiles massives	26
1.4	Motivations et organisation de l'étude entreprise	28
Résumé		29

La question de la formation stellaire est une question de longue date. Historiquement, ce fut d'abord la formation du système solaire qui retint l'attention des scientifiques et des philosophes avec notamment la célèbre « hypothèse de la nébuleuse primordiale » émise indépendamment par Kant (1755) et Laplace (1796). Dans ce scénario, le Soleil et les planètes sont formées à partir d'une même nébuleuse se contractant et s'aplatissant sous l'effet de la gravité et de la rotation, et finissant par former le Soleil au centre, et les planètes sur différentes orbites, dans un même plan. Il y a quelques trois cents ans, l'idée de base de la formation stellaire était donc déjà énoncée, et si la vision actuelle est bien plus complète (et complexe), l'idée originale de Kant et de Laplace est toujours d'actualité !

Ce chapitre introductif tentera de donner une vue générale de la formation stellaire, telle que comprise à ce jour. Ce travail de thèse étant essentiellement théorique, cette introduction sera également l'opportunité de rapporter quelques résultats observationnels. Nous ne rentrerons pas dans les détails des nombreux processus acteurs de la formation stellaire : cela i) demanderait beaucoup trop de place et ii)

Phase	n (cm ⁻³)	T (K)	M (10 ⁹ M _⊙)	Volume (% V_{tot})	Constituants	Diagnostics
moléculaire	> 300	10	2	1	H ₂ , CO, CS	CO (J=1-0) émission poussière
neutre froid	50	80	3	4	H, C, O	21 cm
neutre tiède	0.5	8000	4	30	H	21 cm
ionisé tiède	0.3	8000	1	15	H ⁺ , e ⁻	H α
ionisé chaud	0.003	5 × 10 ⁵	-	50	H ⁺ , e ⁻ , O ⁵⁺	OVI, X mou

T . 1.1 – Les phases du milieu interstellaire Galactique et les ordres de grandeur associés : densité, température, masse et fraction volumique. Compilation à partir de Stahler & Palla (2005) et Longair (1994).

a déjà été fait de façon très complète dans de nombreux ouvrages. En particulier, Stahler & Palla (2005) est une monographie récente sur le sujet.

Les questions « où ? », « comment ? » et « pourquoi ? » serviront de fil conducteur à cette introduction, « comment ? » allant naturellement nous occuper longuement. Nous commencerons par une première section dédiée aux nuages moléculaires (§1.1), lieux de la formation stellaire actuelle. Celle-ci visera à replacer le problème de la formation stellaire dans un contexte plus large que celui qui sera traité dans ce travail de thèse. Nous séparerons ensuite la question du comment en deux parties : i) l’une consacrée aux étoiles de faibles et moyennes masses (§1.2) et ii) l’autre concernant la formation des étoiles massives (§1.3). Enfin, nous donnerons quelques justifications à l’étude menée dans ce travail de thèse.

1.1 Des nuages moléculaires aux cœurs pré-stellaires

Avant d’entamer la description des nuages moléculaires, commençons par un préambule rapide concernant les caractéristiques du milieu interstellaire (nous emploierons par la suite l’acronyme anglais, ISM) afin d’avoir une idée du contenu global de la Galaxie. Le gaz interstellaire est composé de 90% d’hydrogène, de ~ 9% d’hélium, et d’une quantité négligeable d’éléments plus lourds. Ce gaz est présent sous cinq phases distinctes : atomique neutre froide et tiède (Poppel et al. 1994), atomique ionisée tiède et chaude (Ferriere 1998), et moléculaire (celle qui nous intéressera par la suite). Nous reportons dans le tableau 1.1 les principales caractéristiques de ces différentes composantes telles qu’estimées à l’heure actuelle, ainsi que les principaux traceurs permettant de les détecter. Notons en particulier que la phase moléculaire, bien qu’occupant une fraction du volume très réduite, contribue de façon significative à la masse totale de l’ISM. Ce faible facteur de remplissage vient de ce que cette phase est regroupée à l’échelle galactique sous forme de structures complexes – les nuages moléculaires géants – bien plus denses par rapport aux autres phases de l’ISM.

1.1.1 Description

La formation stellaire se produit exclusivement à partir des nuages moléculaires¹. Les propriétés et la question de la formation de ces nuages ne sont pas intimement liés à ce travail de thèse. Néanmoins, il nous semble important de donner un bref état des lieux de ce qui est compris ou non à leur sujet. Comme nous l’avons dit plus haut, la majorité du gaz moléculaire de la Galaxie (~ 80%) est située dans les complexes moléculaires géants. Le reste se trouve, sous forme de petits globules, appelés nuages sombres ou globules de Bok. Quand bien même ces derniers ne contribuent que de manière anecdotique à la population stellaire de la Galaxie, nous verrons de quelle façon ils sont amenés à jouer un rôle important pour la compréhension de la formation stellaire. Dans cette section, nous allons donc donner tour à tour une description des nuages moléculaires géants (§1.1.1.1) et des nuages sombres (§1.1.1.2.)

¹Notons que ces nuages sont principalement constitués de H₂ : cette molécule ne possédant pas de moment dipolaire, ils sont souvent observés *via* la molécule de CO, en particulier par la transition à 2.6 mm entre les niveaux rotationnels $J = 1 - 0$.

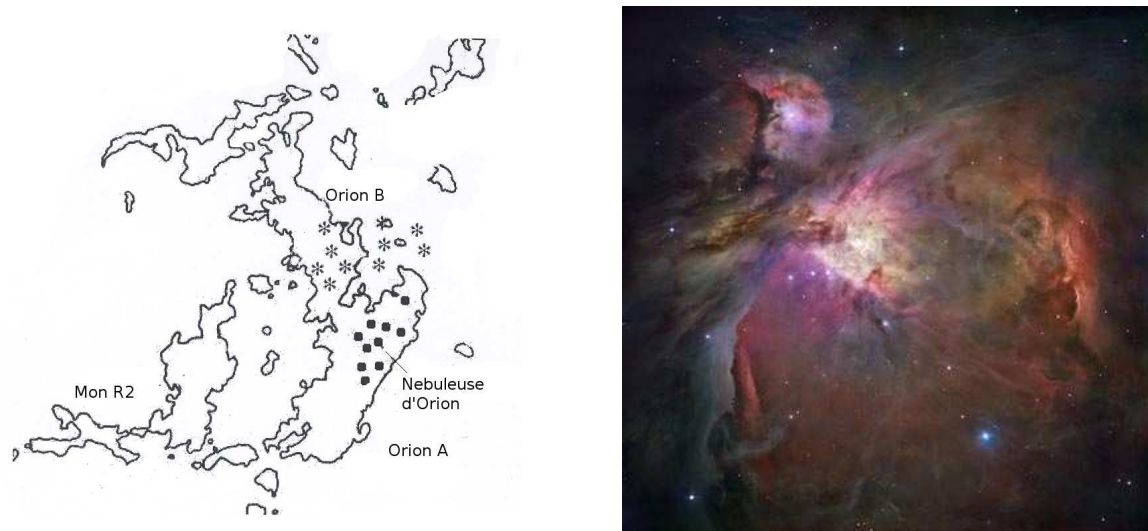


Fig. 1.1 – *A gauche* : le complexe moléculaire d’Orion tracé par les contours de CO (données CO de Maddalena et al. 1986 et figure tirée de Smith 2004). Le complexe comprend les nuages Orion A et B ainsi que Monoceros R2. *A droite* : la célèbre nébuleuse d’Orion, vue par HST (<http://hubblesite.org>) dans le visible, est une zone de formation stellaire active appartenant à Orion A.

1.1.1.1 Les nuages moléculaires géants

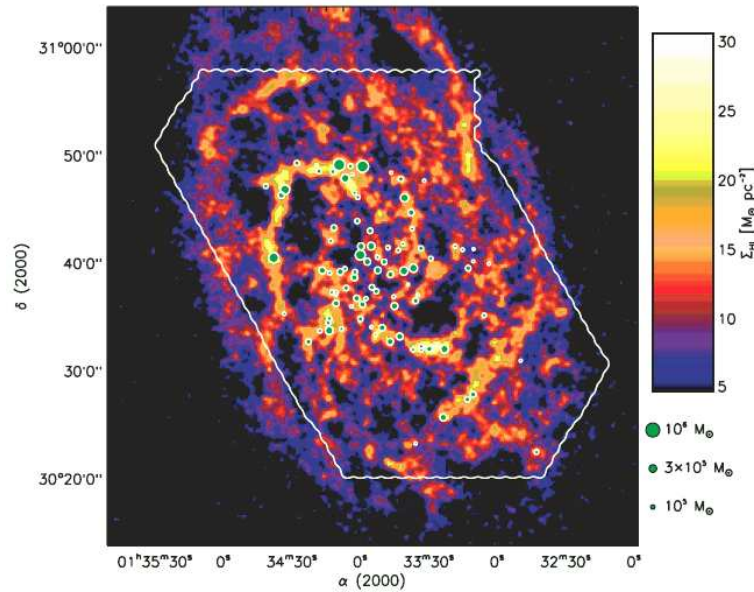
La plupart des étoiles sont formées au sein de ces gigantesques complexes de gaz moléculaire, appelés nuages moléculaires géants (GMC dans la suite) lorsqu’ils ont une masse supérieure à $10^5 M_{\odot}$. Loin d’être des structures lisses et homogènes, ces nuages ont un aspect filamentaire et une granulosité très marquée. Il existe en particulier des régions plus denses, les *clumps*², très localisées spatialement, qui deviendront lieux de formation stellaire. C’est en effet à partir de l’évolution et de la fragmentation de ces surdensités locales que se formeront les étoiles. Nous étudierons ces processus en §1.1.2, après avoir fini notre description de la phase moléculaire de l’ISM (du moins, les points les plus importants dans le cadre de cette thèse).

L’exemple classique de GMC est le complexe d’Orion, dans lequel se trouve la célèbre nébuleuse du même nom (voir Fig. 1.1). Ce dernier a une taille caractéristique de 120 pc. Plus généralement, ces nuages ont une extension typique de quelques dizaines de parsecs pour une densité de $100\text{--}300 \text{ cm}^{-3}$. Les *clumps*, de tailles beaucoup plus modestes (~ 0.2 à quelques pc) ont des densités de près de deux ordres de grandeur supérieurs, typiquement $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

Les processus par lesquels ces GMC se forment sont encore mal compris. Pendant longtemps, l’hypothèse a été émise que ces structures étaient formées par la collision/coagulation de nuages moléculaires plus petits (Scoville & Hersh 1979; Tomisaka 1986; Song 1991). En parallèle, d’autres auteurs ont suggéré que les GMC étaient le résultat d’une instabilité ou d’un choc à grande échelle dans la phase atomique de l’ISM (Blitz & Shu 1980; Hanawa et al. 1992; Engargiola et al. 2003). Le premier processus est souvent qualifié de *bottom-up* (de bas en haut) puisque que la coagulation assemble de petites structures en une structure unique plus grande. Par analogie, le second est dénommé scénario *top-down* puisqu’une instabilité crée directement une structure spatialement étendue à partir du gaz atomique présent dans le milieu – structure qui peut ensuite développer des condensations internes plus petites. Si le processus de coagulation semble avoir eu la préférence au début des années 80, les observations et la théorie favorisent maintenant un processus *top-down*. Le défaut majeur de la coagulation stochastique vient du fait que ce processus est beaucoup trop lent pour atteindre les masses observées. Blitz & Shu (1980) notent en particulier que la coagulation nécessiterait $\gtrsim 10^8$ yr pour atteindre $10^5 M_{\odot}$ quand le temps de vie typique d’un complexe³ est de 10^7 yr.

²Traduisible en français par « grumeau ». Nous faisons cependant le choix de conserver la terminologie anglaise.

³Empiriquement, il semblerait que la cause de la destruction du nuage soit les vents des étoiles massives de type O ou B



F . 1.2 – La position des nuages moléculaires géants ($M = 10^5 - 10^6 M_{\odot}$) de la galaxie M33 est superposée à l’image obtenue par la raie à 21 cm de l’hydrogène atomique. Les nuages moléculaires coïncident avec les plus fortes densités de HI, suggérant que ces nuages se soient formés à partir de gaz atomique. Image tirée de Engargiola et al. (2003).

Dans le cadre des scénari *top-down*, plusieurs types d’instabilités peuvent être invoqués pour démarrer leur formation, mais tous ne conduisent pas au résultat escompté : par exemple, Mouschovias (1991) a mis en avant le fait que l’instabilité gravitationnelle de Jeans est un processus valide mais ne permettant la formation que de « super-nuages » avec des masses $M \gtrsim 10^7 M_{\odot}$. A contrario, toujours d’après cet auteur, l’instabilité thermique (Field 1965) ne peut entraîner quant à elle que la formation de « nuagelets », condensations ayant des tailles plusieurs ordres de grandeur inférieurs à celles des GMC. Le mécanisme apparemment le plus prometteur est celui faisant intervenir l’instabilité de Parker (appelée aussi Rayleigh-Taylor magnétique), comme suggéré par de nombreux travaux (Mouschovias 1991; Hanawa et al. 1992; Kim et al. 2002).

Si ces modèles donnent naissance à des structures de tailles et de masses compatibles à celles des GMC, ils ne traitent cependant pas du changement de phase nécessaire pour passer de l’hydrogène atomique, à partir duquel ces complexes sont formés, à un gaz moléculaire. Une condition indispensable à ce changement de phase est une densité plus grande que la densité à l’équilibre (Mouschovias 1991) : dans le cadre de la création de complexes gazeux atomique par l’instabilité de Parker, Blitz & Shu (1980) affirment que cette condition peut se retrouver remplie localement, permettant ainsi la création de H_2 et d’un complexe moléculaire d’extension plus modeste que son nuage parent atomique. Ce point semble confirmé par les observations, telles celles de la figure 1.2, où sont reportées sur une carte de la densité d’hydrogène atomique les positions des complexes moléculaires. Engargiola et al. (2003) notent que ces derniers coïncident systématiquement avec les surdensités locales de la composante atomique, impliquant une formation des GMC directement à partir du gaz atomique.

Notons que les développements plus récents sur la question de la formation des GMC s’appuient largement sur les simulations numériques, telle l’étude de Kim et al. (2003) s’intéressant au rôle de la turbulence sur la formation de ces structures. Pour conclure, s’il semble que les processus *top-down* soient privilégiés, la formation des complexes moléculaires comme ceux d’Orion n’est pas pour autant complètement élucidée. Cette connaissance est pourtant indispensable à la compréhension « au sens large » du processus de formation stellaire.

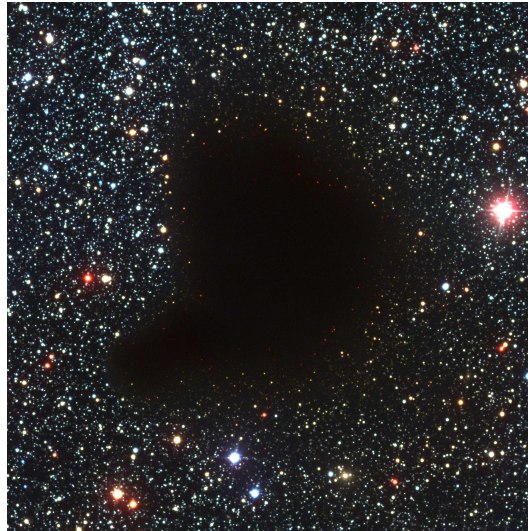


Fig. 1.3 – Le globule de Bok Barnard 68 observé dans le visible par le VLT (<http://www.eso.org>).

1.1.1.2 Les nuages sombres

Concentrons-nous rapidement sur les plus petites entités moléculaires sièges de formation stellaire, les nuages sombres, aussi appelés globules de Bok. Dans les années 40, l'idée que les étoiles pouvaient être formées à partir de condensations de l'ISM était d'actualité. Bok & Reilly (1947) furent les premiers à émettre l'hypothèse que ces globules pouvaient être l'étape précédent cette formation. Observationnellement et comme leur nom l'indique, les nuages sombres se manifestent comme des surfaces noires, obscurcissant la lumière des étoiles de l'arrière-plan, en raison d'une composition riche en poussières. Leurs masses typiques sont situées entre 10 et 100 M_{\odot} , pour des tailles de 0.2 – 10 pc et des densités de l'ordre de $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles des *clumps* observés dans les GMC. Le plus célèbre des globules de Bok est sans aucun doute Barnard 68, représenté sur la figure 1.3.

L'histoire de formation de ces globules n'est pas encore fermement établie. Trois possibilités existent a priori (Khazadyan et al. 2002) : le nuage peut i) se former spontanément à partir de la croissance de petites perturbations de l'ISM, ii) être initié par une onde de choc ou iii) être simplement issu d'un nuage moléculaire plus grand. Les observations montrent cependant que ces globules isolés ne sont jamais situés « très loin » de complexes moléculaires, ce qui semble favoriser la troisième hypothèse (Smith 2004). En particulier, il est souvent avancé que ces globules sont la partie survivante d'un nuage plus grand ayant été dispersé par les vents violents et la pression de radiation des étoiles massives auxquelles il aurait donné naissance.

Pour la question spécifique de la formation stellaire, une émission ponctuelle dans l'infrarouge est la signature observationnelle que des étoiles sont en train d'être formées au sein de ces nuages. Notons que B68 ne présente aucun signe d'une quelconque évolution vers une formation stellaire. Historiquement, bien que quelques observations individuelles aient présenté la signature recherchée (e.g. B335, Keene et al. 1983), il a fallu attendre Yun & Clemens (1990) pour qu'une recherche systématique de sources IR effectuée sur l'ensemble des 248 nuages du catalogue de Clemens & Barvainis (1988), confirme la conjecture de Bok et Reilly. De nombreuses études ont été menées par la suite (e.g. Bourke et al. 1995), et il est maintenant estimé que plus de la moitié des nuages sombres sont lieux de formation stellaire, simple ou multiple⁴ (e.g. CB 34, Khazadyan et al. 2002).

Face aux complexes moléculaires géants précédemment décrits, gigantesques usines de production d'étoiles, nous pouvons nous interroger sur la nature de l'intérêt porté à ces petits nuages sombres, de taille beaucoup plus modeste et dont la contribution aux nombres d'étoiles de la Galaxie est nécessairement moindre. En fait, un globule de Bok de quelques masses solaires est l'endroit idéal pour observer

⁴En ce qui concerne la multiplicité, la masse du nuage est le paramètre déterminant.

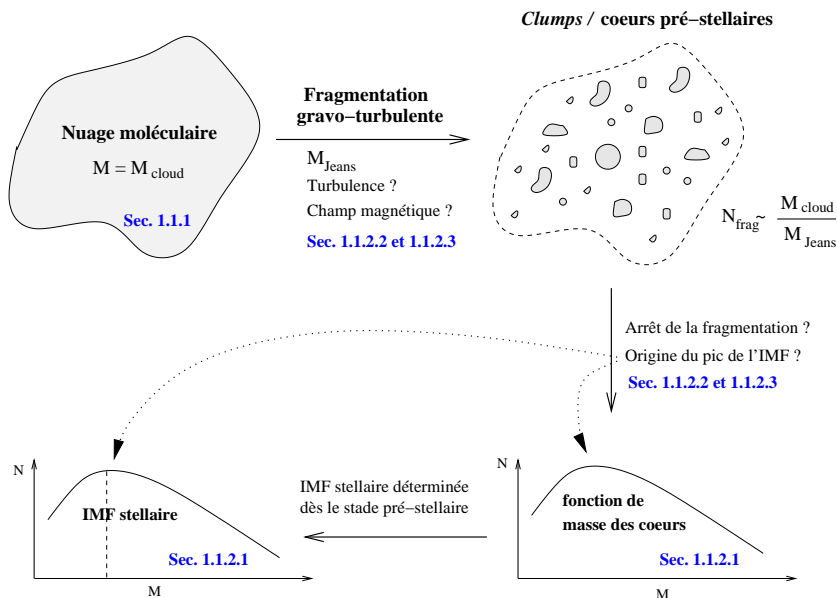
la formation stellaire (des étoiles de faibles masses uniquement) isolée et non parasitée par des régions voisines. Cela n'est pas le cas pour les GMC où les vents puissants d'étoiles O ou B récemment formées (nous avons déjà mentionné plusieurs fois l'impact de ces vents) peuvent fortement affecter les régions avoisinantes et brouiller les pistes quant aux mécanismes de base de la formation stellaire.

1.1.2 Evolution et fragmentation : vers les cœurs pré-stellaires et l'IMF

Les nuages moléculaires – GMC ou nuages sombres – constituent l'environnement à partir duquel les étoiles peuvent se former. Dans cette partie, nous nous intéresserons aux processus par lesquels ces nuages, spatialement étendus et peu denses peuvent engendrer des objets essentiellement ponctuels, et ayant une densité quelques vingt ordres de grandeur supérieure à celle du nuage qui leur a donné naissance.

Avant de regarder les aspects théoriques liés à l'évolution du nuage, nous commencerons par une sous-partie (§1.1.2.1) dédiée au spectre de masse des étoiles, la fonction de masse initiale (IMF), dont la compréhension est l'un des buts principaux, voire le but, que la théorie de la formation stellaire cherche à atteindre. En effet, l'évolution d'une étoile et la fin de sa vie sont entièrement déterminées par sa masse, et ces deux premières sont relativement bien connues. Comprendre l'origine de la distribution en masse des étoiles, signifie être ensuite capable de prédire l'« avenir » chimique et radiatif de la Galaxie. Il est donc important de passer un peu de temps à décrire la fonction de masse telle qu'elle est observée afin d'avoir en tête les éléments que les théories de fragmentation des nuages moléculaires tentent de reproduire.

Parmi tous les agents potentiellement importants pour le passage d'un nuage moléculaire à une population d'étoiles suivant l'IMF, la gravité est bien entendu l'acteur principal : cela sera étudié dans un second temps (§1.1.2.2). Enfin, nous regarderons quels changements apportent la turbulence, les champs magnétiques et les effets thermiques dans ce cadre (§1.1.2.3). De nombreux processus vont être évoqués au cours des pages suivantes, aussi, afin de clarifier la démarche, la figure 1.4 présente schématiquement les principaux points qui seront mentionnés dans la suite, accompagnés des relations existantes entre eux ainsi que des numéros des sections y faisant référence.



F . 1.4 – Présentation schématique des points discutés dans cette section.

1.1.2.1 La fonction de masse initiale

Dans le but d'étudier l'évolution stellaire le long du diagramme HR, Salpeter (1955) fut le premier à établir ce qui est maintenant connu sous le nom de la fonction de masse de Salpeter, à savoir que le

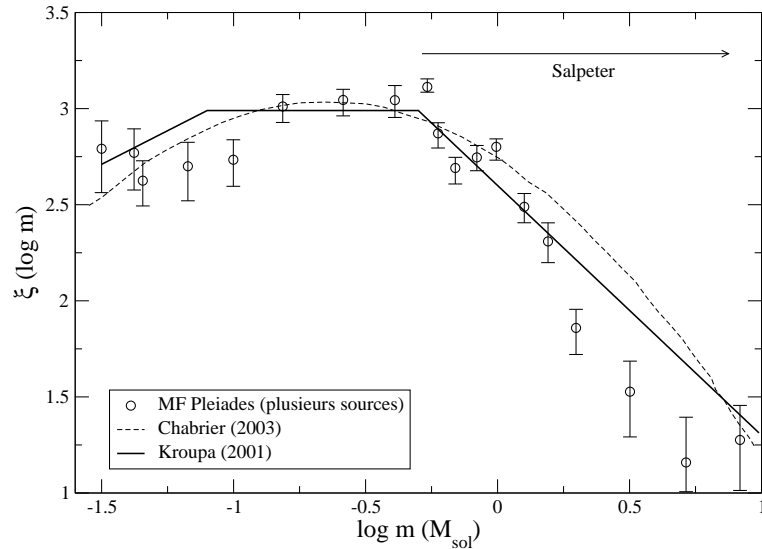


FIG. 1.5 – La fonction de masse de l’amas des Pléiades. Les modèles d’IMF de Kroupa (2001) et Chabrier (2003) sont également représentés. Voir Chabrier (2003) pour la figure originale et les références pour les données observationnelles.

nombre d’étoiles de masse m évolue avec la masse comme

$$\xi(\log m) = \frac{dN}{d(\log m)} \propto m^{-\Gamma} \text{ avec } \Gamma = 1.35 .$$

Observationnellement, les astronomes n’ont accès qu’à la luminosité d’un objet, aussi la fonction de masse est-elle déterminée à partir de la fonction de luminosité *via* une relation masse-luminosité⁵.

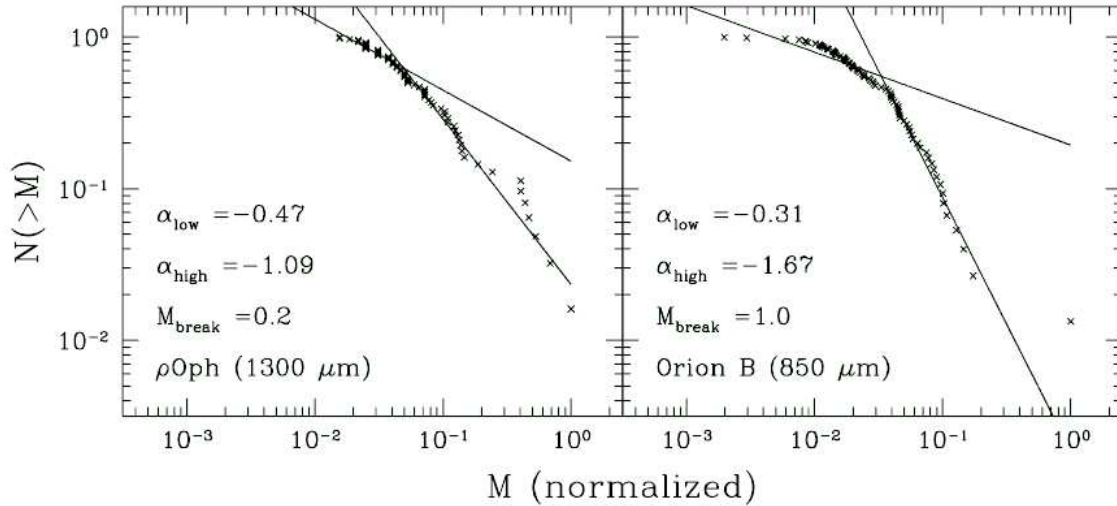
Les progrès techniques ont permis l’observation d’objets de moins en moins lumineux et l’exploration d’un plus grand régime de masses, notamment avec les premières observations de naines brunes⁶ en 1995 (voir Basri 2000 pour une revue). Il apparaît que la pente de Salpeter n’est valable que pour les étoiles de masse $M \geq 0.5 M_{\odot}$. En deçà, la pente a tendance à s’aplatir et les modèles utilisent généralement une loi de puissance segmentée, c’est-à-dire différents Γ selon l’intervalle de masse (Kroupa 2001; Bonnel et al. 2006), ou une loi log-normale (Chabrier 2003).

La figure 1.5 représente la fonction de masse de l’amas ouverts des Pléiades. Notons que celle-ci passe par un maximum pour $M \sim 0.4 M_{\odot}$ ($\log M \sim -0.4$). Cette caractéristique semble universelle et est retrouvée dans de nombreuses études. Ce « pic » à quelques dixièmes de masses solaires est souvent considéré comme étant l’élément le plus important qu’une théorie de formation stellaire doit être capable d’expliquer (Larson 2005; Bonnel et al. 2006).

Jusqu’à encore récemment, la fonction de masse était calculée uniquement sur des populations stellaires. Cependant, durant la dernière dizaine d’années, le développement des outils observationnels a permis d’énormes avancées dans la détermination de la fonction de masse des cœurs pré-stellaires présents dans les *clumps* des complexes moléculaires (en particulier ρ Oph, Serpens et Orion), et rayonnants essentiellement dans le millimétrique. A titre d’exemple, le spectre de masse des cœurs de ρ Oph Orion B est représenté sur la figure 1.6. Les nombreuses études menées (e.g., Motte et al. 1998; Motte & André 2001; Johnstone et al. 2000, 2006) indiquent que la fonction de masse des cœurs et la fonction de masse stellaire sont très similaires (Ward-Thompson et al. 2006) :

⁵La relation masse-luminosité change avec l’âge de l’étoile lorsque celle-ci quitte la séquence principale. La fonction de masse telle qu’observée aujourd’hui ne représente donc pas la fonction de masse initiale, c’est-à-dire le nombre d’étoiles par intervalle de masse à avoir jamais été formé. L’équivalence n’existe en fait que pour les étoiles dont le temps de vie sur la séquence principale est plus grand que l’âge de la Galaxie, telles les naines brunes. Pour les autres, le taux de création d’étoiles est important pour la détermination de l’IMF à partir de la MF actuelle. Nous renvoyons le lecteur à Miller & Scalo (1979) et à Chabrier (2003) pour plus d’explications sur ce point.

⁶L’existence des naines brunes a été prédit dans les années 60. Il s’agit d’objets de masse $M \lesssim 0.07 M_{\odot}$ trop froids pour initier la fusion de l’hydrogène.



F . 1.6 – Les fonctions de masses des cœurs de ρ Oph et Orion B. La valeur de la pente est donnée pour chaque régime. Rappelons que la pente de Salpeter est $\alpha = -1.35$. Notons également que cette figure est tracée avec la définition de l’IMF $\xi(m) = dN/dm$ et non $\xi(\log m) = dN/d(\log m)$, ce qui explique que le pic ne soit pas visible. D’après les auteurs, celui-ci est situé entre typiquement $0.2-1 M_{\odot}$. Figure tirée de Ward-Thompson et al. (2006).

- la pente de Salpeter est retrouvée pour les cœurs avec $M \gtrsim 0.5 - 1 M_{\odot}$;
- la pente s’aplatit pour les plus faibles masses ;
- le pic de la fonction de masse de cœurs pré-stellaires⁷ est trouvé dans l’intervalle $M \in [0.2, 1] M_{\odot}$, en accord avec la fonction de masse stellaire.

En conséquence, il semble que les processus déterminants pour l’IMF stellaire aient lieu pendant la préhistoire de l’étoile, dès le stade pré-protostellaire, les cœurs allant ultérieurement évoluer par différentes phases protostellaires (voir 1.2.1) avant de donner naissance à une étoile. Nous voyons ici poindre l’importance d’une bonne compréhension de la fragmentation des nuages en cœurs pré-stellaires. Notons cependant que ce raisonnement ne tient que si l’on suppose qu’un cœur va donner naissance à une étoile et une seule (ce qui est correct pour les cœurs de masse $M \lesssim 1M_{\odot}$) mais n’est plus valide si les cœurs engendrent des systèmes multiples ; multiplicité qui est confirmée observationnellement, la majorité des étoiles ayant des compagnons. De fait, l’IMF stellaire résultante sera différente de la distribution massique des cœurs (Lada 2006). Toutefois, la similitude entre les fonctions de masses stellaire et des cœurs indique que cette dernière joue quand même un rôle prépondérant dans la détermination de la première.

L’universalité de l’IMF stellaire, passant à chaque fois par un maximum autour de quelques dixièmes de masses solaires, ainsi que sa ressemblance avec la fonction de masse des cœurs pré-stellaires indiquent qu’il existe une raison commune, et sans doute profonde, pour la ségrégation des masses lors de la fragmentation des nuages en *clumps* puis en cœurs pré-stellaires. C’est ce que nous regardons dans les deux sous-parties suivantes.

1.1.2.2 La fragmentation gravitationnelle « à l’ordre zéro » : la masse de Jeans

Cette courte section est consacrée à la notion de fragmentation gravitationnelle et en particulier à l’approche standard du début du siècle de Sir James Jeans. Ce dernier s’est intéressé à la stabilité d’un volume de gaz isotherme, non-magnétisé, lorsque soumis à de petites variations de densité et de vitesse, et dont le seul support contre la gravité est la pression thermique du gaz :

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho \quad \text{et} \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \delta\mathbf{v} .$$

⁷Le pic n’est visible que lorsque la MF est tracée dans le « bon » format, à savoir $dN/(d\log m)$.

Dans le cadre de cette introduction, il semble superflu de rentrer dans le détail du calcul, aussi référons-nous le lecteur à, e.g., Spitzer (1978) pour une démonstration complète. L'idée du calcul est simplement de linéariser les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour les quantités perturbées et de chercher une solution sous forme d'onde plane ($\delta\rho \propto \exp i(kx - \omega t)$). On trouve aisément la relation de dispersion suivante pour ces ondes :

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 - 4\pi G \rho_0 ,$$

où l'on a supposé $v_0 = 0$ et utilisé la loi de Poisson pour exprimer le potentiel gravitationnel. Dans cette équation, ω est la fréquence de l'onde, $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et c_s la vitesse du son. Le système est instable si $\omega^2 < 0$, puisque dans ce cas, les perturbations s'amplifient de façon exponentielle. En égalant le terme de droite à zéro, nous obtenons la longueur de Jeans,

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi c_s^2}{G \rho_0}} .$$

Le système sera donc gravitationnellement instable pour toute perturbation de longueur d'onde plus grande que la longueur de Jeans. Associée à la densité du milieu, λ_J permet d'obtenir la célèbre masse de Jeans, contenue dans le cube de coté λ_J ,

$$\begin{aligned} M_J &\equiv \left(\frac{\pi c_s^2}{G \rho_0} \right)^{3/2} \rho_0 = 5.57 \frac{c_s^3}{G^{3/2} \rho_0^{1/2}} \\ &= \left(\frac{\pi k_B T}{\mu G} \right)^{3/2} \rho_0^{-1/2} . \end{aligned} \quad (1.1)$$

Notons en particulier que la masse de Jeans diminue lorsque la densité augmente. L'idée derrière la fragmentation est alors la suivante : lors de l'effondrement d'un nuage, des fragments se forment par instabilité gravitationnelle, avec une masse typique étant celle de Jeans. Alors que la contraction se poursuit, la densité augmente et la masse de Jeans diminue, générant des fragments de plus en plus petits. A un certain point cependant, autour de $10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$, la densité est telle que le milieu devient complètement opaque au rayonnement, la température augmente, stoppant ainsi la diminution de la masse de Jeans avec la densité au vu de l'Eq. (1.1). Low & Lynden-Bell (1976) ont montré que cette « limite de l'opacité » correspond à une masse de Jeans minimum de $7 \times 10^{-3} M_\odot$.

Ce raisonnement permet de comprendre comment former plusieurs objets de « petites tailles » et très denses à partir d'un milieu peu dense et étendu (infini dans le cas du calcul). Il a été par la suite rapidement remarqué qu'il manquait à ce calcul certains éléments, rendant sa validité discutable. En particulier, comme le note Larson (2003), l'effondrement global du nuage « parent », non pris en compte dans le calcul⁸, pourrait « englober » les effondrements individuels des fluctuations de densité. Les nuages sont des entités dynamiques de taille finie, en opposition au milieu statique ($v_0 = 0$) et infini supposé par Jeans.

Sur le même principe, des études de stabilité ont été menées dans de nombreuses configurations : plan-parallèle (Spitzer 1978), filaments et cylindres (Stodólkiewicz 1963; Larson 1985). Ces deux derniers cas sont particulièrement importants étant donnée la structure filamentaire observée dans les complexes moléculaires. Notons enfin la configuration très étudiée de la sphère (en équilibre isotherme avec $P = \rho c_s^2$) qui devient instable pour une masse

$$M_{BE} = 1.18 \frac{c_s^4}{G^{3/2} P_s^{1/2}} \propto \frac{c_s^3}{G^{3/2} \rho^{1/2}} , \quad (1.2)$$

appelée masse de Bonnor-Ebert (Bonnor 1956; Ebert 1957), avec P_s la pression externe. La masse Jeans et celle de Bonnor-Ebert s'écrivent donc sous la même forme à une constante multiplicative près. La masse de Bonnor-Ebert est numériquement plus petite que la masse de Jeans, ce qui reflète le fait que

⁸Ceci est souvent référé comme *Jeans swindle*, l'« escroquerie » de Jeans.

dans cette première, seul le gaz contenu dans la sphère, de densité supérieure à la densité ambiante, est pris en compte ; une longueur de Jeans peut, elle, contenir du gaz sous-dense qui ne s'effondrera pas nécessairement. Cette analyse est particulièrement importante pour les globules de Bok et les cœurs pré-stellaires, qui présentent les caractéristiques de sphères de Bonnor-Ebert, critiques ou non (Kirk et al. 2005; Kandori et al. 2005).

Dans tous les cas, les résultats de ces analyses perturbatives donnent des résultats du même ordre de grandeur que la masse de Jeans (Larson 2003). Bien qu'inexact, le critère de Jeans reste au final un bon indicateur de la criticalité d'un système. Ceci est également confirmé par les simulations numériques d'évolution d'un nuage : le nombre de fragments se formant n'est jamais très éloigné du nombre de masses de Jeans initialement présentes dans le nuage (Larson 2005). La masse de Jeans est une masse caractéristique pour la fragmentation d'un nuage/*clump* et par ce biais est nécessairement reliée à l'IMF.

Naïvement, nous pourrions penser que le pic de l'IMF correspond à la masse de Jeans obtenue à la limite posée par l'opacité, soit $7 \times 10^{-3} M_{\odot}$; il n'en est cependant rien, l'IMF étant maximale à quelques dixièmes de masses solaires. Cet échec apparent (pour la détermination du pic de l'IMF) doit être modéré/modulé par le résultat de récentes observations indiquant que les fonctions de masse des nuages plus denses, donc ayant une masse de Jeans plus petite, ont leur pic pour des masses plus petites que celles des nuages moins denses (Briceño et al. 2002). De fait, aussi inexact soit-il, le critère de la masse de Jeans semble rester, par de nombreux aspects, un élément clé de la formation stellaire.

1.1.2.3 Turbulence, champ magnétique et thermodynamique

Dans l'analyse de Jeans, le seul support contre la gravité est l'énergie thermique⁹ du gaz. Cependant, les dispersions de vitesses σ obtenues à partir des largeurs de raies des nuages moléculaires sont corrélées à la taille L des régions considérées. La loi de puissance obtenue ($\sigma \propto L^{0.38}$) est compatible avec la loi de Kolmogorov pour la turbulence incompressible (subsonique, i.e. $\sigma \propto L^{0.33}$), indiquant que ces mouvements sont d'origine turbulente (Larson 1981) : la pente plus raide suggère cependant que le régime pourrait être supersonique. Bien qu'il s'agisse d'une signature indirecte, il est admis de longue date que les nuages sont le siège de turbulence supersonique. Des champs magnétiques ont également été observés dans ces nuages. Il est donc naturel de penser que ces deux agents peuvent jouer un rôle important dans la détermination de l'IMF.

Turbulence : Elle possède deux visages : i) la pression turbulente peut aider au support du nuage contre l'effondrement mais ii) la turbulence peut également contribuer à la fragmentation par les structures de densité qu'elle génère. Ici, nous sommes plus particulièrement intéressés par le second aspect, nommé fragmentation turbulente par opposition à la fragmentation gravitationnelle. Nous ne donnerons ici que les grandes lignes de ce processus et renvoyons le lecteur à l'article de revue de Mac Low & Klessen (2004) pour une explication très complète de la « vision turbulente » de la formation stellaire.

Malgré l'existence d'études analytiques, comme dans Padoan (1995) ou Padoan & Nordlund (2002), la fragmentation turbulente est principalement traitée numériquement (e.g., Klessen et al. 2000; Klein et al. 2003; Ballesteros-Paredes 2004; Goodwin et al. 2006), que ce soit avec des codes de type grilles (Eulérien, AMR) ou particules (Lagrangien, SPH). La figure 1.7, tirée de Ballesteros-Paredes et al. (2006), donne un exemple de simulations numériques SPH de fragmentation turbulente. La turbulence supersonique¹⁰ peut être considérée comme un ensemble de mouvements irréguliers du gaz, dont les chocs entraînent l'apparition de structures de la densité sous forme de couches et de filaments. Certains auteurs considèrent que ces structures sont le point de départ permettant ensuite la fragmentation gravitationnelle. D'autres en revanche voient dans le spectre turbulent la raison directe de l'IMF, en parvenant à relier la pente du spectre de puissance de la turbulence à celle de l'IMF (Padoan & Nordlund 2002). Dans les deux cas, la turbulence est fondamentale pour la formation stellaire. Force est de constater que les simulations SPH de fragmentation turbulente rendent très bien compte de l'IMF pour les faibles et moyennes masses (Klessen 2001; Ballesteros-Paredes et al. 2006), mais pas pour les fortes masses. Ce

⁹Il est d'ailleurs possible de retrouver simplement la masse critique de Jeans en égalisant énergie potentielle gravitationnelle et énergie thermique du gaz.

¹⁰Par opposition à la turbulence incompressible n'aidant en rien à l'apparition de structures dans le gaz.

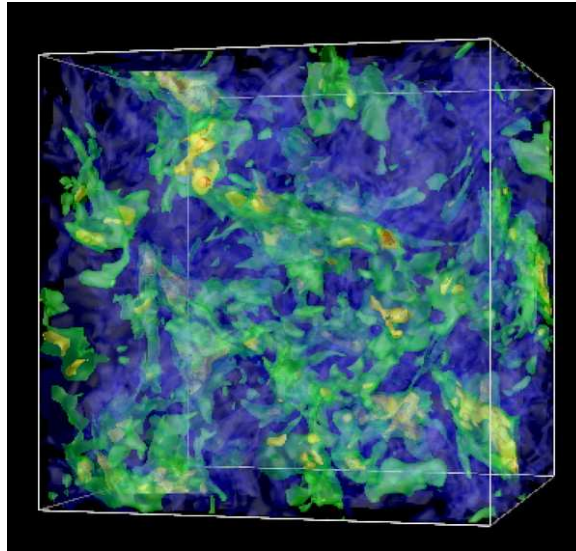


Fig. 1.7 – Un exemple de simulations SPH de fragmentation turbulente tiré de Ballesteros-Paredes et al. (2006). Les couleurs tracent la densité, bleu et rouge étant respectivement le moins et le plus dense. Notons en particulier l’aspect irrégulier et filamentaire que prend le gaz.

régime est en effet plus problématique puisqu’alors les simulations s’éloignent de la pente de Salpeter, prédisant moins d’objets massifs que ce qui est observé (Ballesteros-Paredes et al. 2006)¹¹.

Ainsi dans la vision d’une formation stellaire contrôlée par la turbulence (Mac Low & Klessen 2004), la pression de cette dernière contre tant qu’elle le peut la gravité. En parallèle, les chocs qu’elle engendre créent des surdensités locales. La turbulence décroît cependant rapidement au cours du temps, et s’ensuit alors un effondrement gravitationnel sur les « grains » formées : fragmentation gravo-turbulente est le nom générique donné à ce processus.

Champ magnétique : Les observations de champs magnétiques (typiquement de quelques dizaines de μG) dans les nuages moléculaires, posent la question de leur importance pour la formation stellaire. Le point le plus important est sans doute celui de la pression magnétique qui est souvent présentée comme pouvant participer au support du nuage contre la gravité, au même titre que la pression turbulente ou la pression thermique du gaz.

Une vision particulièrement prisée pour sa simplicité considérait que la diffusion ambipolaire du champ magnétique réduisait petit à petit ce support, de sorte que le nuage finissait par s’effondrer (e.g. Shu et al. 1987; Ciolek & Mouschovias 1993; Basu & Mouschovias 1994). Le champ magnétique, ou plutôt sa diminution, était dans ce scénario directement responsable de l’effondrement du nuage. Ce point de vue s’est cependant lentement érodé avec la réalisation que la diffusion ambipolaire est un processus trop lent pour pouvoir jouer un rôle significatif : le temps caractéristique d’effondrement d’un nuage est plus court que celui de la décroissance du support magnétique. Un autre mauvais point tient au fait que ce processus empêche la fragmentation et, en conséquence, la formation de systèmes multiples (la plupart des étoiles se trouvent cependant dans de tels systèmes). Si le champ magnétique est important pour la formation stellaire, il faut donc chercher ailleurs.

Là encore, les simulations numériques ont tenté d’éclaircir la situation, en incluant turbulence et champ magnétique, mais aucun effet concluant n’en est sorti : il semble que la présence d’un champ magnétique puisse réduire l’efficacité de la formation d’étoiles, mais les simulations ne montrent pas d’effet flagrant sur la distribution de masses (Li et al. 2004).

A ce jour, rien n’est réellement connu de l’influence du champ magnétique sur l’IMF, si influence

¹¹Au cœur de la bataille AMR vs SPH, Klein et al. (2004) mentionnent que les simulations SPH peuvent engendrer une fragmentation artificielle. En conséquence, il est possible que les simulations SPH produisent plus d’objets de faibles masses, au détriment des plus massifs.

il y a. Dans leur papier de revue, Ward-Thompson et al. (2006) suggèrent qu'une direction encore mal explorée concerne le calcul d'une « masse de Jeans effective » pour la fragmentation, masse prenant en compte la pression magnétique. Cependant, ces auteurs mentionnent que la nature anisotrope du champ magnétique complique la situation et invalide l'analogie de la pression magnétique comme pression de support contre la gravité, rendant ce type d'analyse plus délicat. Comme pour de nombreux aspects concernant le champ magnétique, nous savons qu'il est présent, qu'il doit sans doute avoir un rôle à jouer, mais plus d'études vont devoir être menées pour quantifier son influence plus avant.

Aspect thermique – retour au critère de Jeans : Nous finirons cette partie concernant la fragmentation et l'IMF par les résultats obtenus par Larson (2005). Dans ce papier, Larson souhaite expliquer la forme de l'IMF et en particulier son maximum à quelques dixièmes de masse solaire. Après que la turbulence et les champs magnétiques aient été invoqués par de nombreux auteurs, Larson prône un retour au simple critère de Jeans, en arguant que les simulations et les observations indiquent toutes deux que la pression thermique est, au final, le principal agent contre la gravité : d'une part la turbulence décroît rapidement et d'autre part, les simulations de cœurs magnétisés s'accordent le mieux avec les observations lorsque la pression magnétique est de l'ordre de la pression thermique, sans lui être supérieure (Ciolek & Basu 2000).

L'aspect thermique semble donc être fondamental et doit être calculé avec précision afin de déterminer jusqu'à quel point la fragmentation gravitationnelle en masses de Jeans de plus en plus petites peut se poursuivre. Larson explique qu'il existe deux régimes thermiques pour les nuages moléculaires :

- Pour les faibles densités ($\lesssim 10^{-19}$ g cm $^{-3}$), le taux de refroidissement est dominé par l'émission des raies atomiques et augmente donc avec la densité. Il en résulte une diminution de la température avec la densité, ainsi qu'une forte diminution de la masse de Jeans – Eq. (1.1). Les simulations numériques montrent également que la fragmentation est favorisée dans ce régime de faibles densités.
- Pour les densités plus grandes, le gaz devient optiquement épais. En particulier, pour $\rho \gtrsim 10^{-18}$ g cm $^{-3}$, la poussière contrôle le refroidissement par son émission infrarouge. Le chauffage est, quant à lui, produit par la compression due à l'effondrement et augmente avec la densité. La température cesse de diminuer pour augmenter lentement avec la densité. La masse de Jeans, continue à diminuer avec l'augmentation de la densité, mais de façon beaucoup plus lente.

La valeur de la masse de Jeans à la transition entre les deux régimes, au passage par le minimum de la température, semble alors être une valeur privilégiée pour la masse des fragments. Larson trouve cette masse de l'ordre de $0.3 M_{\odot}$, en accord avec la position du « pic » de l'IMF.

En conclusion, Larson (2005) a montré comment la prise en compte, dans le détail, de l'émission et du refroidissement d'un nuage se contractant, permettait de réconcilier le critère de la masse de Jeans avec la position du pic de l'IMF. Il est indéniable que la turbulence et le champ magnétique aient un rôle à jouer, mais le raisonnement ne prenant en compte que gravité et thermodynamique retrouve ici un nouvel attrait. Dans ce contexte, la turbulence et le champ magnétique auraient un rôle modulateur sur la formation stellaire, plutôt qu'un réel contrôle sur l'issue de la fragmentation.

1.1.2.4 Amas, accréation compétitive et IMF des fortes masses

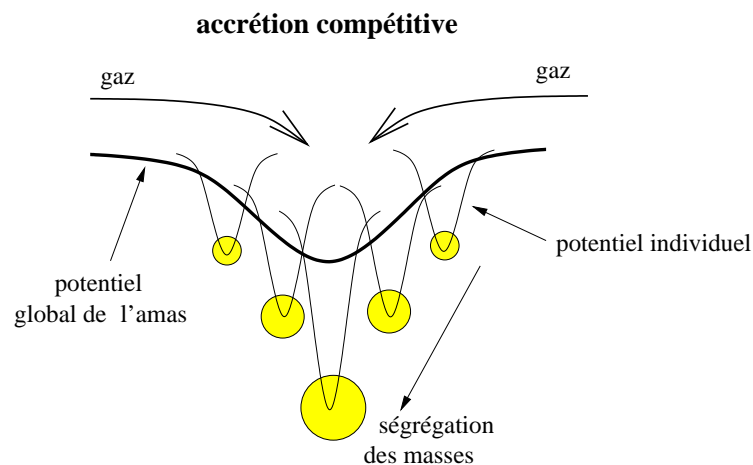
Les *surveys* de régions de formation stellaire montrent que la majorité des étoiles pré-séquence principale (de 50 à 90%) se trouvent dans des amas (Lada 1991; Clarke et al. 2000) pouvant contenir une dizaine à un millier d'étoiles. En particulier, les étoiles de fortes masses ($M > 10M_{\odot}$) semblent exclusivement localisées dans des amas, entourées d'étoiles de plus faibles masses (Zinnecker et al. 1993). Si la fragmentation gravitationnelle est, comme nous l'avons vu, un mécanisme permettant d'expliquer la position du pic de l'IMF, la distribution dans le régime des fortes masses est elle vraisemblablement complétée par l'accréation compétitive : cette dernière est caractéristique de la formation stellaire en amas (Bonnell et al. 2006).

Lorsque la fragmentation du *clump* donne naissance à un groupe de cœurs pré-stellaires, il existe un certain réservoir de gaz commun disponible à l'ensemble de ces derniers. Le gaz se dirigera alors préférentiellement dans le puits de potentiel du plus massif, augmentant ainsi sa masse, au détriment

Type de « nuage »	M (M_{\odot})	L (pc)	n (cm^{-3})	T (K)	\mathbf{B} (μG)
GMC	$10^5 - 10^6$	20-100	10^2	15 - 40	1 - 10
<i>clump</i> ou globule	10^2	0.2 - 4	$10^3 - 10^4$	7 - 15	3 - 30
cœur dense	1 - 10	0.1 - 0.4	$10^4 - 10^5$	10	10 - 50

T . 1.2 – Grandeurs caractéristiques observées pour les différents produits de l'évolution pré-protostellaire. Valeurs tirées de Smith (2004).

des autres objets. Une implication de cette « accréation compétitive » entre les différents objets est de ne privilégier en masse que certains d'entre eux, soit parce qu'ils sont au départ plus massifs, soit parce que proches de plus de gaz. L'accréation compétitive explique naturellement le petit nombre d'étoiles massives par rapport aux étoiles de faibles masses, en accord avec l'IMF. Elle permet également de rendre compte de la ségrégation de masses observée a sein de amas, les plus massives se trouvant préférentiellement au centre de ce dernier. Nous reviendrons sur ce point pour la formation des étoiles massives, en §1.3.1, p. 25.



F . 1.8 – Schéma adapté de Bonnel et al. (2006) illustrant l'accréation compétitive et la ségrégation des masses lors de la formation stellaire en amas.

1.1.3 Effondrement du cœur pré-stellaire

Nous avons présenté un survol des principales théories de formation des cœurs pré-stellaires à partir de nuages étendus. Le tableau 1.2 résume les grandeurs caractéristiques associée à chaque « étape ». En partiuclier, la dernière ligne de ce tableau correspond au cœurs pré-stellaire qui nous interesse maintenant. Puisque les processus conduisant à la formation des cœurs sont encore mal connus (voir section précédente), les conditions initiales pour l'effondrement le sont tout autant. Du point de vue théorique, deux modèles de base, n'incluant que la gravitation, ont été largement étudiés :

1. Effondrement dynamique

- Dans ce premier cas, l'état initial du cœur est celui d'une sphère gazeuse proche de la criticalité, comme par exemple une sphère de Bonnor-Ebert. Cette dernière est d'ailleurs souvent prise comme condition initiale pour les simulations numériques (e.g. Hunter 1977, Banerjee et al. 2004).
- Dans ce cas, une infime perturbation peut faire basculer le cœur dans le régime instable et, la gravité l'emportant alors sur le support thermique, le cœur s'effondre. Larson (1969) et Penston (1969) ont trouvé de façon indépendante la même évolution asymptotique de la densité en r^{-2} , ce profil de densité étant créé par l'effondrement de l'enveloppe à près de deux fois la vitesse du son.

2. Sphère isotherme singulière

- La seconde approche est celle de Shu (1977) et de sa sphère singulière isotherme. Dans son modèle, Shu considère que la diffusion ambipolaire du champ magnétique enlève progressivement du support contre la gravité. Le résultat est une évolution quasi-statique du cœur¹², qui atteint avant l’effondrement un profil radial $\rho \propto r^{-2}$.
- Après l’établissement de cet état initial par contraction lente, la région la plus centrale s’effondre en chute libre sur la singularité, alors que l’enveloppe est au repos (en opposition au modèle précédent). Une onde de raréfaction se propage alors vers l’extérieur (*inside-out collapse*), alors que des coquilles de gaz de rayon de plus en plus grand se mettent en mouvement de chute libre en direction du centre. Il est cependant souvent objecté à cette vision le fait que l’effondrement de l’enveloppe commencera avant l’établissement de la sphère singulière par diffusion ambipolaire (e.g. Basu 1997).

Dans ces premières études, la rotation et le champ magnétique¹³ n’étaient pas pris en compte lors de l’effondrement. Il est souvent fait référence à ce type d’effondrement sous le terme d’« effondrement sphérique ». Dans un papier de revue, Larson (2003) fait un bilan des résultats obtenus par les études incluant rotation et champ magnétique : la rotation n’empêche en rien la formation d’une forte densité centrale, puisqu’à cet endroit la gravité et la pression sont telles que la force centrifuge n’a pas de véritable impact. En revanche, comme on peut s’y attendre intuitivement, la rotation modifie la structure de l’enveloppe pour en faire un disque. Le champ magnétique n’empêche pas non plus la formation d’une singularité, mais peut ralentir l’effondrement par sa pression magnétique.

Dans les deux cas, et quels que soient les ingrédients (rotation, champ magnétique), seule une très petite fraction de la masse du cœur atteint, lors des premiers temps de l’effondrement, des densités suffisantes pour la formation d’une étoile. La plus grande partie de la masse reste à l’extérieur, dans l’enveloppe. Nous verrons dans la section suivante que ce stade est assimilé à celui des proto-étoiles de Classe 0, étoiles qui doivent encore accréter la majorité de leur masse à partir de l’enveloppe. Enfin, mentionnons le fait qu’à l’heure actuelle, une grande partie des études de l’effondrement pré-stellaire se fait à partir de simulations numériques. Grâce à celles-ci, il est possible de prendre en compte rotation, champ magnétique, effets multi-dimensionnels et autres raffinements qui restent hors de portée des approches analytiques (voir par exemple les travaux de Hennebelle et al. (2003), Hennebelle et al. (2004) ou encore Tomisaka et al. (2004) pour n’en citer que quelques uns).

1.2 Formation des étoiles de faibles et moyennes masses

Après cette mise en place de la situation, nous arrivons au point où les cœurs pré-stellaires sont formés (fragments issus du nuage parent, voir Fig. 1.9 en haut), et où la formation stellaire à proprement parler peut commencer. Nous aurions pu débiter ce chapitre introductif à ce stade uniquement, les éléments précédents n’allant plus être mentionnés dans la suite de ce manuscrit. Nous commencerons avec les différents stades par lesquels une proto-étoile de faible masse passera avant d’atteindre la séquence principale (§1.2.1). Nous consacrerons également une seconde sous-partie aux éjections de matière observées lors de la formation d’une étoile (§1.2.2).

1.2.1 Proto-étoiles : une classification empirique

A partir de l’observation d’objets stellaires jeunes de ρ -Oph et de leur densités spectrales d’énergie (SED dans la suite), Lada & Wilking (1984) ont déterminé empiriquement que leur échantillon contenait trois types d’objets. Plus tard, Adams et al. (1987) interprétèrent ces différents types de SED en terme de séquence évolutive des proto-étoiles, les objets de Classe I, II et III. Nous verrons dans la suite à quoi correspond cette terminologie. Avec l’observation de VLA 1623 également localisé dans ρ -Oph, André

¹²Par opposition à l’effondrement rapide du cas précédent.

¹³Si la diffusion ambipolaire est un ingrédient pour atteindre l’état de sphère isotherme singulière de Shu, l’effondrement qui s’ensuit n’est lui pas magnétisé.

et al. (1993) rajoutèrent à cette classification un groupe supplémentaire, la Classe 0 représentant les plus jeunes des étoiles en formation. Nous détaillerons tour à tour chacune de ces classes, en suivant l'ordre chronologique qu'elles suggèrent pour l'évolution proto-stellaire. La figure 1.9, adaptée de André (1994), en regroupe les points essentiels.

Les objets de Classe 0 : Il s'agit des plus jeunes des proto-étoiles, ce stade étant atteint quelques 10^4 yr après le début de l'effondrement du cœur pré-stellaire. L'émission de ces objets peut être comparée à celle d'un corps noir froid, typiquement $T \sim 15 - 30$ K. L'effondrement du cœur ne faisant que commencer, la plus grande partie de la masse est encore contenue dans l'enveloppe, $M_\star \ll M_{\text{env}}$. Le rapport M_\star/M_{env} est d'ailleurs un bon indicateur du degré d'évolution de la proto-étoile. C'est durant la phase de Classe 0 que l'étoile va acquérir la plus grande partie de sa masse, par accréation sphérique de l'enveloppe sur l'objet central. En plus de l'accréation, ces objets sont également responsables de formidables éjections bipolaires et très collimatées de gaz moléculaire, avec un flux typique $F_{CO} \sim 10^{-4} M_\odot \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$: nous nous intéresserons en détail à ces éjections en §1.2.2.

André et al. (2000) ont résumé quelles étaient les principales signatures observationnelles à rechercher pour l'identification de ces objets :

- Une source d'émission radio centimétrique, une source de chauffage, ou encore des flots moléculaires collimatés. Chacun de ces critères permet de conclure à la présence d'un objet central.
- Une émission dans le sub-millimétrique piquée au centre mais étendue spatialement, indiquant la présence d'une enveloppe de poussière de forme plus ou moins sphérique.
- Une luminosité sub-mm (caractéristique de l'émission de la poussière de l'enveloppe) plus grande que la luminosité bolométrique (reliée à l'objet central) suggérant que l'enveloppe est plus massive que la proto-étoile.

Un objet présentant ces caractéristiques fait un très bon candidat d'objet de Classe 0. VLA 1623 (André et al. 1993) fut le premier de ces objets à être identifié. Une dizaine d'années plus tard, près d'une centaine de candidats a été identifiée (Froeblich 2005).

Les objets de Classe I : Alors que l'objet central gagne de la masse par accréation sphérique, la rotation du système fait progressivement son œuvre, aplatissant ce qu'il reste de l'enveloppe sphéroïde sous forme d'un disque circumstellaire. De cette enveloppe ne reste plus qu'un résidu diffus ($M_{\text{env}} < M_\star$), et l'accréation se fait maintenant à partir du disque. Il est estimé que la Classe I est atteinte autour de $\sim 1 - 2 \times 10^5$ yr après le début de l'effondrement. L'accréation est toujours responsable de la luminosité centrale, la proto-étoile n'ayant pas encore allumé ses réactions de fusion nucléaire.

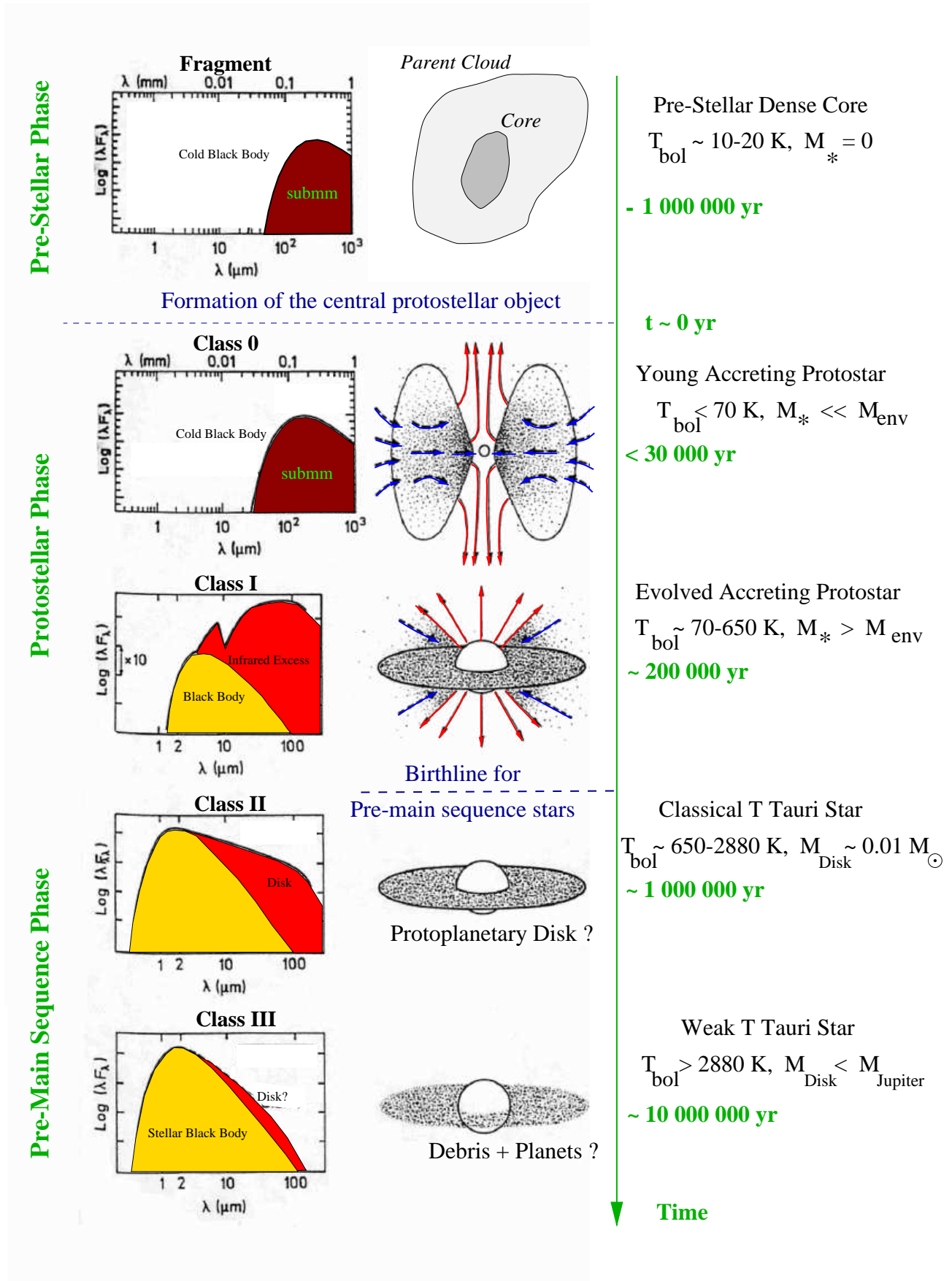
Les objets de Classe 1 sont caractérisés par une pente positive de la SED (l'indice spectral)

$$\alpha_{IR} = \frac{d \log(\lambda F_\lambda)}{d \log \lambda} > 0,$$

entre 2.2 et 10-25 μm . Les SED des objets de Classe 1 présentent également un fort excès dans l'infrarouge, caractéristique de l'émission des poussières du disque d'accréation : une forte absorption des silicates autour de 10 μm leur est souvent associée.

Des éjections bipolaires de gaz sont également présentes, mais celles-ci sont généralement moins puissantes ($F_{CO} \sim 10^{-6} M_\odot \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$) et moins collimatées que celles des objets de Classe 0 (voir en particulier le récent papier de Arce & Sargent 2006). Il est maintenant largement accepté que ce déclin est directement lié à une diminution de l'accréation (Bontemps et al. 1996).

Les objets de Classe II et III : L'enveloppe diffuse disparaît petit à petit durant le million d'années suivant, l'émission de l'objet central se décalant lentement vers les longueurs d'ondes plus courtes. En conséquence, α_{IR} devient négatif. Lorsque l'enveloppe est complètement dissipée, l'émission de l'objet central pique dans le visible et la proto-étoile devient alors un objet de Classe II ($-1.5 < \alpha_{IR} < 0$), aussi appelé étoile PMS (pour *Pre-Main Sequence*), ou étoile TTauri « classique » (*Classical T-Tauri star*; *CTTS*). L'accréation, bien que se poursuivant à un taux beaucoup plus faible, est responsable de cette émission dans le visible, alors que le disque, optiquement épais, contribue à l'émission dans l'infrarouge.



F . 1.9 – Schéma des différentes classes de l'évolution protostellaire des étoiles de faibles et moyennes masses telle que suggérée par leurs SED. Adapté de André (1994).

C'est dans cet état que la proto-étoile va passer le plus de temps, n'évoluant que très peu pendant typiquement les 10^7 années suivantes. Les objets de Classe II possèdent également des jets et flots moléculaires mais ceux-ci sont beaucoup moins massifs que les éjections des classes antérieures.

Enfin, le quatrième stade (Classe III ou TTauri faibles, *WTTS*) est atteint quand $\alpha_{IR} < -1.5$, l'émission étant proche de celle d'un corps noir stellaire. Un disque ténu et optiquement mince de débris est sans doute présent, point de départ possible pour la formation de planètes.

Pour résumer, malgré beaucoup de détours et de détails, nous voilà arrivés à la même conclusion que Kant et Laplace, raisonnant à partir de leur « hypothèse de la nébuleuse primordiale » : une étoile au centre et possiblement des planètes orbitant dans un même plan autour de ce nouveau soleil ! Rappelons que nous sommes en train de regarder le scénario de la formation des étoiles de faibles et moyennes masses. La donne change radicalement pour la formation des étoiles massives ($M > 10 M_{\odot}$) que nous étudierons en §1.3. En attendant, caractérisons un peu plus avant les éjectas dont nous avons parlés.

1.2.2 Les jets et flots moléculaires : aspects observationnels

Alors que le gaz spirale en direction de l'objet central, son rayon diminue et en conséquence sa vitesse tangentielle, ainsi que la force centrifuge qui lui est appliquée, augmentent par conservation du moment cinétique. Sans évacuer l'excès de moment cinétique, l'accrétion sur l'objet central ne peut se faire.

- Un premier mécanisme contribuant à résoudre le problème correspond au transport radial du moment cinétique : la viscosité entre différents « anneaux » du disque permet de transporter le moment cinétique vers l'extérieur. L'anneau interne rapide ralentit alors que l'anneau plus lent gagne de la vitesse. Nous ne faisons que mentionner ce processus mais ne le discuterons pas plus avant.
- Une solution complémentaire que la Nature applique au problème du moment cinétique consiste à éjecter une partie du gaz présent dans le système. Il est maintenant largement accepté que l'accrétion et l'éjection de gaz sont deux phénomènes étroitement couplés, et l'on parle de « phénomène d'accrétion-éjection », impliquant que ces deux aspects sont indissociables¹⁴.

Dans cette section nous nous intéresserons aux produits de ce second processus, à savoir les jets et flots moléculaires qui seront étudiés successivement. Nous nous structurerons cette section autour des caractéristiques observationnelles, conservant les points plus théoriques pour les chapitres 2, 3, et 5. Nous en profiterons également pour clarifier un peu la terminologie pouvant prêter quelque peu à confusion entre flots bipolaires, jets moléculaires, jets atomiques, flots moléculaires ou encore objets Herbig-Haro.

1.2.2.1 Les jets atomiques

Ils sont compris comme étant le résultat direct du mécanisme d'accrétion-éjection. Les modèles du *disk wind* (e.g., Blandford & Payne 1982) et du *X-wind* (e.g., Shu et al. 1994) sont les deux théories actuelles traitant du lancement de ces jets : dans les deux cas, la combinaison de la rotation d'un disque d'accrétion et du champ magnétique sont responsables de l'éjection de gaz dans les directions bipolaires, ce vent étant ensuite collimaté sous forme de jet. Ces deux modèles seront développés plus largement dans le chapitre 5. Le point important ici est que la présence d'un jet n'est comprise que par la présence d'un disque d'accrétion.

Le terme « jet » seul sous-entend généralement « jet atomique », tels ceux tracés dans le visible par la raie $H\alpha$ de l'hydrogène ou du soufre ionisé S[II], et dont quelques exemples spectaculaires sont donnés sur la figure 1.10 (adaptée de Stahler & Palla 2005). La source de ces jets – l'objet central, repéré par la croix blanche – n'est lui pas visible dans l'optique car obscurcie à la fois par l'enveloppe résiduelle et le disque d'accrétion. Notons que ne sont représentés sur la figure que les jets « décalés vers le bleu » mais que ces derniers possèdent tous une contrepartie de « l'autre côté » de la source : la bipolarité de ces jets atomiques semble universelle. Ces jets sont caractéristiques des proto-étoiles de Classe I et II.

¹⁴Les jets ont d'ailleurs été observés dans d'autres objets accrétants, tels les Noyaux Actifs de Galaxies (où l'objet central est un trou-noir supermassif) ou les micro-quasars (binaires X avec trou noir stellaire ou étoile à neutron).

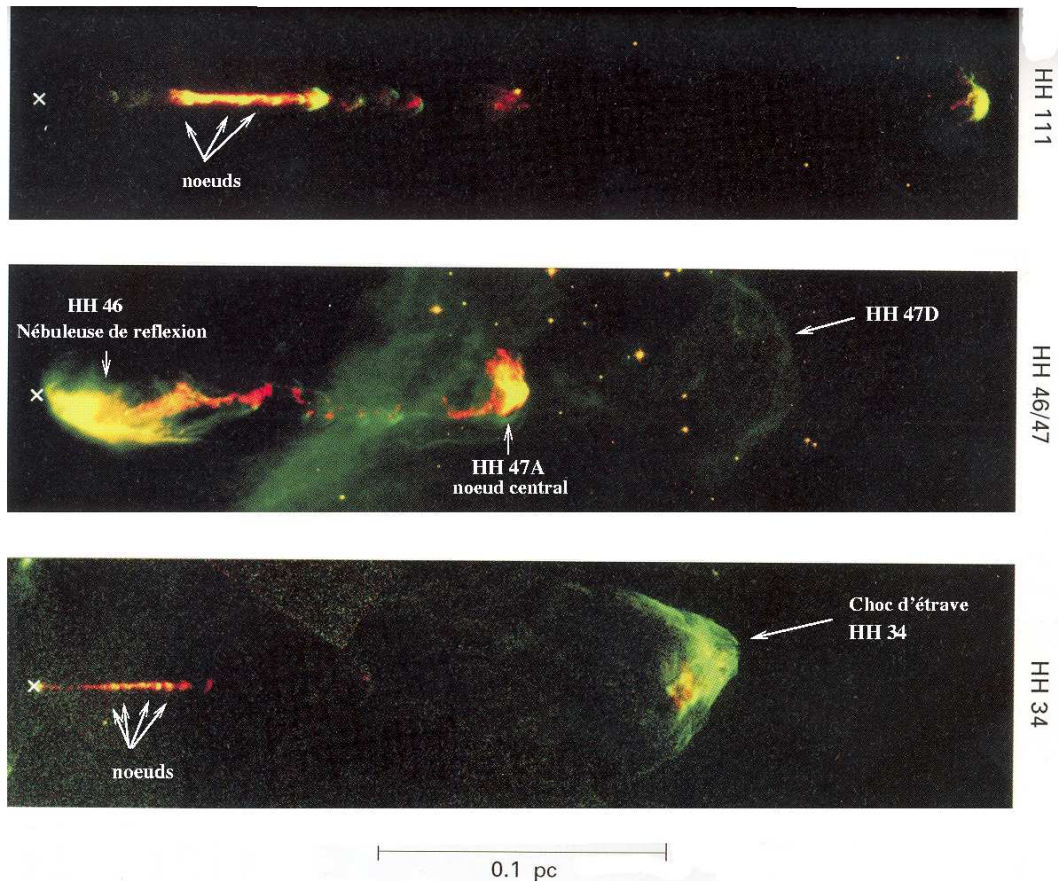


Fig. 1.10 – Exemples de jets atomiques observés en [SII] (rouge) et en $H\alpha$ (vert). La position de la source est repérée par une croix blanche. Voir texte pour le détail. Figure adaptée de Stahler & Palla (2005).

L'émission de ces jets provient essentiellement de l'interaction de ce dernier avec le milieu ambiant, au niveau du choc d'étrave créé en tête du jet (et bien visible pour les trois objets de la figure). Bien avant que l'existence des jets ne soit soupçonnée, ces chocs furent détectés indépendamment par Herbig (1951) et Haro (1952) et devinrent les objets Herbig-Haro (HH+numéro). Il est rapidement devenu clair que l'émission de ces nébulosités n'était pas d'origine stellaire (Haro & Minkowski 1960), mais provenait plus vraisemblablement de gaz choqué. Sur la figure 1.10 nous voyons que le corps des jets de HH 111 et de HH 34 présentent également des sous-structures, appelées nœuds : il a été proposé que ces derniers puissent être le résultat de variations de la vitesse d'éjection au niveau de la source (e.g., Raga & Kofman 1992) ou encore produits par l'instabilité de Kelvin-Helmoltz (e.g., Buehrke et al. 1988). Du point de vue de la nomenclature, il est courant de désigner l'ensemble de l'écoulement par le(s) nom(s) de(s) l'objet(s) Herbig Haro qui lui est/sont associé(s). Notons que certains objets HH « historiques » ne correspondent pas à du gaz choqué : c'est le cas de HH 46 (Fig. 1.10, au milieu), cette nébulosité étant le résultat de la diffusion de la lumière de l'objet central par la poussière ambiante¹⁵.

Finissons cette description par quelques grandeurs caractéristiques. Il a longtemps été pensé que les jets atomiques possédaient des extensions caractéristiques de quelques dixièmes de parsecs. Cependant, il est apparu que ces écoulements pouvaient parfois s'étendre sur plusieurs parsecs. HH 111 est un exemple de ce genre de flot (Reipurth & Bally 2001), non visible sur la figure 1.10. Une limite physique de la taille d'un jet est la distance séparant la source et le bord du nuage auquel elle appartient : lorsque le jet « sort » du nuage, la faible densité du milieu qu'il rencontre alors l'empêche de rester visible. L'extension latérale des jets est très inférieure aux distances qu'il parcourt, impliquant une très forte collimation de l'écou-

¹⁵De telles nébulosités de réflexion sont souvent observées autour des proto-étoiles évoluées, et permettent parfois de voir en ombre chinoise la silhouette des disques d'accrétion (O'dell et al. 1993; Smith et al. 2005), apportant ainsi une preuve directe de leur existence, suggérée par ailleurs par la SED de ces objets.

ment : les angles d'ouverture des jets sont typiquement $< 5^\circ$. Les études spectroscopiques (e.g., Morse et al. 1993) et celles des mouvements propres (e.g., Eislöffel & Mundt 1994) de ces jets ont montré qu'ils se propageaient dans le milieu ambiant avec des vitesses typiques de $100 - 200 \text{ km s}^{-1}$: mentionnons cependant que des vitesses de $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ ont déjà été mesurées. Les densités caractéristiques sont de l'ordre de $10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$, avec des faibles fractions d'ionisation d'environ 2% (Hartigan et al. 1994). Les taux de perte de masse sont quant à eux estimés autour de $\sim 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

1.2.2.2 Les flots moléculaires

Les flots moléculaires peuvent être, tout comme les jets, regroupés sous le terme « flots bipolaires ». Comme leur nom l'indique, ils sont détectés par des traceurs moléculaires : les transitions entre les niveaux rotationnels $J = 1 - 0$ et $J = 2 - 1$ de la molécule de CO sont notamment les plus utilisées. H_2 est, quant à lui, un traceur plus spécifique au gaz moléculaire choqué, puisque l'excitation collisionnelle de cette molécule se produit dans des milieux denses et chauds ($T \sim 10^3 \text{ K}$). Observationnellement, une distinction est faite entre les « flots moléculaires classiques » et les « jets moléculaires », dont nous résumons ici tour à tour les caractéristiques. Le chapitre 2 sera consacré à l'ensemble des théories existantes tentant de modéliser cette composante des flots bipolaires. Notons que de nombreux papiers de revue ont été écrits sur le sujet, parmi lesquels Padman et al. (1997), Bachiller & Tafalla (1999) ou encore Richer et al. (2000).

Les flots « classiques » : Snell et al. (1980) furent les premiers à mettre en évidence une structure bipolaire moléculaire centrée sur la proto-étoile de Classe I, L1551-IRS5. La figure 1.11 (à gauche) est tirée du papier d'origine. Il s'agit d'un exemple typique de flot moléculaire « classique »¹⁶.

Observationnellement, ces flots moléculaires se manifestent par deux lobes peu collimatés s'étendant de part et d'autre d'un objet central, sur des distances de l'ordre du parsec. Cette faible collimation se traduit par des angles d'ouverture à la base du flot de l'ordre de $20-90^\circ$. Les vitesses sont également beaucoup plus petites que celles mesurées dans les jets ; $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ est leur vitesse caractéristique. La densité de ces flots est typiquement un ordre de grandeur supérieur à celle de jets, avec $n \sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$. En raison de cette plus grande densité numérique et de sa composition moléculaire, la masse charriée dans les flots est bien supérieure à celle d'un jet.

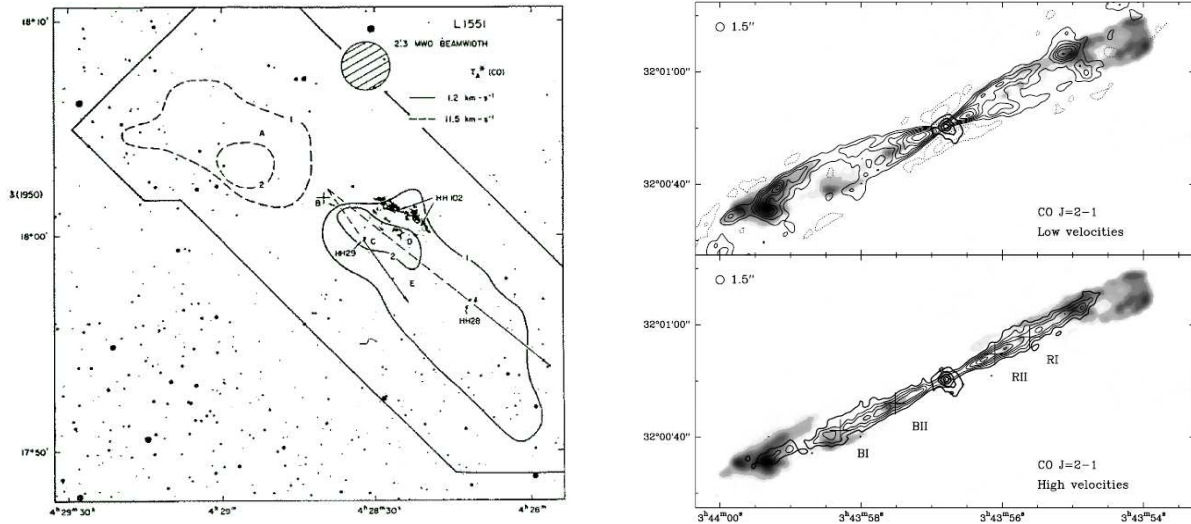
Il existe, en plus de ces grandeurs typiques, quelques propriétés observationnelles spécifiques aux flots moléculaires :

- La distribution de masse avec la vitesse suit une loi de puissance de la forme $m(v) \propto v^{-\gamma}$ avec $\gamma \sim 1.3 - 2$.
- La collimation du flot augmente avec la vitesse : cet effet est notamment bien visible dans le cas de HH 211 (Fig. 1.11, à droite).
- Les diagrammes position-vitesse montrent que la vitesse du flot augmente de façon monotone avec la distance à la source. Cette accélération apparente est souvent appelée « loi de Hubble » pour les flots moléculaires, par analogie au phénomène cosmologique.
- Les émissions, décalées vers le rouge et vers le bleu, sont le plus souvent bien séparées en deux lobes distincts, indiquant de faibles vitesses transverses et un mouvement essentiellement radial.

Nous verrons dans le chapitre 2 comment les différents modèles existants essaient de rendre compte de ces caractéristiques observationnelles, que nous nous sommes contentés d'énumérer dans cette introduction.

Les jets moléculaires : Dans les années 90 a été mise en évidence l'existence d'une composante rapide et très collimatée des flots moléculaires, non sans rappeler la structure des jets atomiques. Le terme « jet moléculaire » fait référence à ces objets. La composante rapide du flot de HH 211 (Fig. 1.11, en bas à droite) est un exemple typique de jet moléculaire. La composante plus lente est, quant à elle, classifiée

¹⁶L'adjectif « classique » a été rajouté pour les différencier d'une autre composante moléculaire, les « jets moléculaires » que nous mentionnerons dans la suite.



F . 1.11 – *A gauche* : le flot moléculaire classique de L1551-IRS5 (Classe I) tracé par les contours de CO 1-0 et superposé à une image optique de la région. La croix marque l'emplacement de l'objet de Classe I associé à ce flot. Figure tirée de Snell et al. (1980). *A droite* : le flot moléculaire associé à HH 211 tracé par CO 1-0 pour deux intervalles de vitesse : lente (en haut) et rapide (en bas). Les contours sont superposés à l'émission de H_2 traçant le gaz choqué (échelle de gris). L'émission du continuum (1.3 mm), en gras, trace l'enveloppe de poussière entourant un objet de Classe 0. Tiré de Gueth & Guilloteau (1999).

Flot bipolaire	Classe 0	Classe I	Classe II	L (pc)	n (cm^{-3})	vitesse (km s^{-1})
jet atomique	non	oui	oui	0.1-1	$10^2 - 10^3$	100-200
flot moléculaire	oui	oui	oui	1-10	$10^4 - 10^5$	10
jet moléculaire	oui	non	non	0.1-1	$10^4 - 10^5$	> 10 – 30

T . 1.3 – Tableau récapitulatif des propriétés des flots bipolaires des étoiles de faibles masses.

avec les flots moléculaires classiques. Les flots de L1448C (Bachiller et al. 1990) ou encore de VLA1623 (André et al. 1990) sont deux autres exemples de jets moléculaires.

Si les flots moléculaires classiques sont observés associés à des objets de Classe 0, I, et II, les jets moléculaires semblent être une spécificité des objets les plus jeunes (Classe 0)¹⁷. Ces jets sont plus rapides que les flots classiques, avec des vitesses de quelques dizaines de km s^{-1} . Leur absence dans l'environnement des proto-étoiles évoluées indique un déclin de l'énergétique des flots lors de l'évolution protostellaire. Dans le paradigme de l'« accréation-éjection », il est largement accepté que ce déclin soit le résultat de la diminution de l'accréation sur l'objet central (Bontemps et al. 1996).

Les jets atomiques et les flots moléculaires sont au centre de ce travail de thèse et seront étudiés d'un point de vue plus théorique dans les chapitres suivants. Nous concluons cette section purement descriptive par le tableau 1.3 condensant les éléments mentionnés dans cette partie, qui nous le rappelons ne concerne que les étoiles de faibles masses.

1.3 Formation des étoiles massives

La formation des étoiles massives – définies par $M > 10M_{\odot}$ – est beaucoup bien moins comprise que celle des faibles et moyennes masses. Une des raisons vient des difficultés liées à leur observation, ces objets étant beaucoup plus rares (rappelons que l'IMF décroît en $m^{-1.35}$ dans le régime des grandes

¹⁷En particulier, l'objet central de HH 211 a un âge dynamique très petit, estimé à 7000 ans seulement (Richer et al. 2000).

masses), plus éloignés et très enfouis lors des tout premiers stades de leur formation. Observationnellement, la formation d'étoiles massives est associée à des régions d'hydrogène ionisé (UC HII, *Ultra-Compact HII regions*), produites par le fort rayonnement émanant de l'objet central. Les fortes densités et températures mises en jeu lors de cette formation autorisent la création de masers (CH_3OH à 6.7 et 12.2 GHz, H_2O à 22.2 GHz; Minier et al. 2002, Codella et al. 2004), qui sont maintenant considérés comme traceurs de la formation d'étoiles massives.

Au jour d'aujourd'hui, deux théories « concurrentes » s'affrontent : i) le scénario de forte accréation et ii) le scénario de coalescence qui tentent tous deux d'expliquer la formation de ces objets massifs. Avant de nous intéresser aux deux théories existantes (§1.3.2 et §1.3.3), nous replaçons la formation d'objets massifs dans le contexte de l'accréation compétitive.

Nous avons déjà discuté en §1.1.2.4 du fait que l'accréation compétitive est un scénario pour la distribution des masses dans un amas. Observationnellement, il est non seulement trouvé que les étoiles massives sont exclusivement présentes dans les amas, mais aussi qu'il existe une ségrégation des masses faisant du centre de l'amas un endroit privilégié pour former ces étoiles massives (e.g., Hillenbrand & Hartmann 1998). Mentionnons que le mécanisme de relaxation à deux corps avait initialement été invoqué pour expliquer ce phénomène, mais avait rapidement été écarté, car incompatible avec les temps caractéristiques du problème (la thermalisation se faisant sur un temps plus grand que l'âge de l'amas observé – Clarke et al. 2000). L'accréation compétitive permet de résoudre ce problème puisque le potentiel gravitationnel global de l'amas peut diriger le gaz en direction du centre, impliquant de plus grands taux d'accréation, donc des étoiles plus massives à cet endroit (voir Fig. 1.8). Ce point a été mis en évidence par les travaux numériques de Bonnell et al. (2001) établissant la ségrégation des masses comme un résultat naturel de l'accréation compétitive.

1.3.1 La problématique de la formation d'étoiles massives

A partir de la description très qualitative donnée ici, l'accréation compétitive apparaît comme un mécanisme prometteur puisque permettant de rendre compte à la fois i) du faible nombre d'étoiles massives (discuté en §1.1.2.4) et ii) de leur position centrale dans les amas. Un facteur limitant est cependant rapidement rencontré : si les taux d'accréation sont du même ordre de grandeur que ceux des étoiles de faibles masses ($10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), alors l'étoile atteindra la séquence principale et commencera la fusion de l'hydrogène alors qu'elle est encore en train d'accréter. Le fort rayonnement émanant à cet instant de l'objet central peut alors arrêter l'accréation, en agissant sur les grains du matériel en chute. Il a été estimé par de nombreux auteurs que cette limite, dans le cas de l'accréation sphérique, était de l'ordre de $\sim 20 M_{\odot}$ (e.g. Kahn 1974, Beech & Mitalas 1994). Observationnellement, il apparaît que les étoiles les plus massives ont $M \sim 150 M_{\odot}$ (Figer 2005), soit près d'un ordre de grandeur supérieur. D'autres modèles, spécifiques à la formation des étoiles massives sont donc nécessaires, en plus de l'accréation compétitive qui s'applique, elle, à la formation stellaire en amas de façon générale.

1.3.2 Acquisition de la masse : scénario de coalescence

Une des deux théories proposées actuellement pour la formation des étoiles massives considère que ces dernières se forment par la collision et la coalescence d'étoiles de faibles et moyennes masses. Cette théorie est entièrement basée sur une accréation compétitive préalable, entraînant une ségrégation de masses. Ainsi, le « fond » du puits de potentiel, déjà occupé par les objets les plus massifs (issus de l'accréation compétitive), est un endroit privilégié pour les collisions entre les étoiles. L'outil numérique est largement utilisé dans ce contexte, en particulier avec les simulations SPH de Bonnell et al. (1998) ou encore Bonnell et al. (2001), traitant respectivement de la coalescence et de l'accréation compétitive.

Un point positif de ce scénario tient à ce que les étoiles plus massives que la masse limite due à la pression de radiation ($\sim 10 M_{\odot}$) ne peuvent se former de manière isolée. Elles sont nécessairement localisées dans des amas, préférentiellement au centre, là où le taux de collision est le plus grand (Krumholz 2005). Cette approche permet de renforcer les effets de l'accréation compétitive et d'expliquer que les étoiles O ou B ne sont observées presque exclusivement dans des amas. Un autre point positif est

que l'approche accrétion compétitive *plus* coalescence traite l'IMF comme un tout, sans se focaliser en particulier sur un régime de masse.

La principale difficulté mise en évidence par ce scénario vient de la forte densité d'étoiles requise pour qu'une collision entre deux d'entre elles ne soit pas complètement improbable. Krumholz (2005), dans un calcul ne prenant en compte que les collisions directes¹⁸, estime une densité nécessaire de 10^8 pc^{-3} , soit près de trois ordres de grandeur supérieur aux observations faites dans la plan Galactique. Pour le moment, les travaux effectués sur ce modèle n'incluent que hydrodynamique et gravité. La façon dont les effets thermiques et/ou du champ magnétique pourraient affecter ces résultats n'est pas clair.

1.3.3 Acquisition de la masse : scénario d'accrétion

En opposition au mécanisme de coalescence, le scénario d'accrétion est une alternative privilégiée par de nombreux auteurs (e.g. Wolfire & Cassinelli 1987; Norberg & Maeder 2000; Yorke & Sonnhalter 2002; Keto 2003; Krumholz et al. 2005). L'idée ici est que les mécanismes de formation restent globalement inchangés pour les étoiles de faibles masses, mais qu'il existe en sus un mécanisme permettant à l'accrétion de se poursuivre en dépit de la pression de radiation émanant de l'objet central. Le terme « scénario d'accrétion » est très large, englobant en fait plusieurs approches distinctes, surmontant toutes le problème de la pression de radiation.

Norberg & Maeder (2000), Nakano et al. (2000) ou encore Behrend & Maeder (2001) ont utilisé des forts taux d'accrétion, typiquement $10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, de sorte que la quantité de mouvement du gaz en accrétion soit suffisante pour franchir la barrière imposée par la pression de radiation de l'étoile. Il est alors nécessaire de discuter l'origine de tels taux d'accrétion. McKee & Tan (2003) ont récemment obtenu des taux d'accrétion de $\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ si le cœur de départ, lié gravitationnellement, est également turbulent. Ce point diffère des étoiles de faibles masses dont les cœurs sont dominés par la pression thermique du gaz.

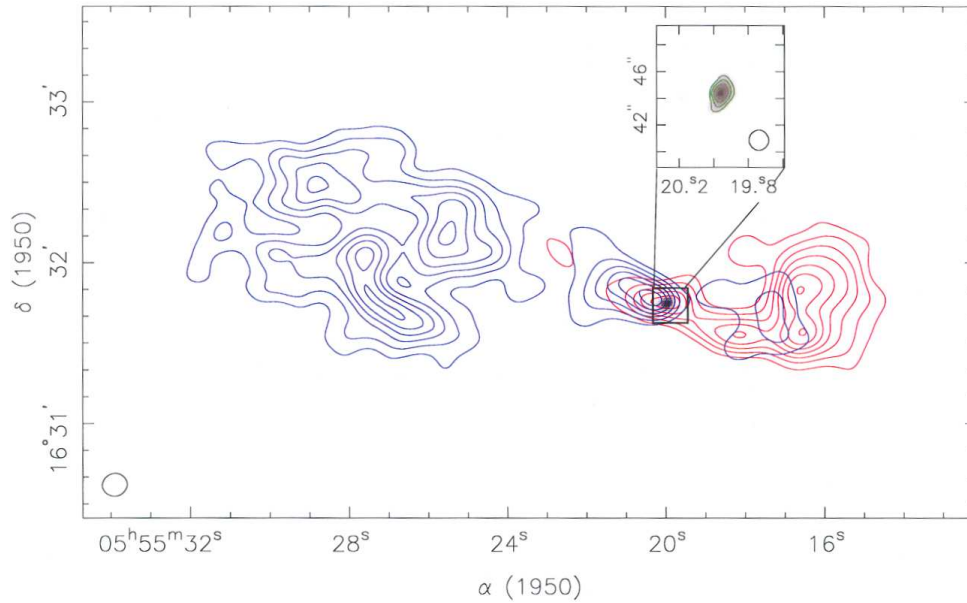
D'un autre côté, les simulations numériques 2D de Yorke & Sonnhalter (2002) ont mis en évidence ce qui est appelé l'effet *flashlight* : lorsque le rayonnement devient trop fort, il commence par renverser l'écoulement au niveau des pôles. L'accrétion peut cependant se poursuivre à partir d'un disque d'accrétion, et ce dernier contribue notamment à collimater le rayonnement dans la direction polaire (la lampe torche en question). Un tel processus leur permet d'atteindre typiquement $40 M_{\odot}$. Krumholz et al. (2005) indiquent que le passage en 3D pour l'effondrement d'un cœur pré-stellaire de $100 M_{\odot}$, associé à un traitement multi-fréquence du rayonnement, permettrait vraisemblablement d'atteindre des masses encore plus grandes, bien que non spécifiées dans le papier en question.

Aucun de ces scénari ne peut être exclu à l'heure actuelle. Il est d'ailleurs possible que tous aient une part à jouer dans la formation des étoiles massives : l'accrétion compétitive établissant la distribution de masses, suivi de l'accrétion du disque facilitée par l'effet « lampe-torche » et/ou de la collision d'objets de masses intermédiaires. Molinari et al. (2002) ont notamment suggéré, à partir d'observations radio à haute résolution, que les cœurs massifs pouvaient se former par accrétion compétitive et coalescence, mais qu'ensuite, l'étoile elle-même devrait acquérir sa masse par de forts taux d'accrétion. Ce scénario d'accrétion est par ailleurs indirectement favorisé par les observations de flots bipolaires émanant d'étoiles massives en formation : comme nous l'avons vu plus haut, il est maintenant largement admis que l'accrétion est généralement synonyme d'éjection de matériel. Nous passons à l'étude de ces flots dans la section qui suit.

1.3.4 Les flots d'étoiles massives

Des flots moléculaires sont également trouvés dans les régions de formation d'étoiles massives. Les observations récentes suggèrent qu'ils sont présents dans 90% des cas (Churchwell 2000). Etant beau-

¹⁸La collision directe est ici à opposer à la formation d'un système binaire très serré dont les composantes peuvent potentiellement se rapprocher l'une de l'autre, pour ne former au final qu'un seul objet. Ce dernier mode de coalescence est significativement plus présent dans les simulations que les collisions « directes ».



F . 1.12 – Contours CO 1-0 du flot moléculaire de l'objet jeune massif G192.16-3.82. Figure tirée de Beuther (2004). Voir aussi Shepherd et al. (1998) pour la figure d'origine.

Source	Type Spectral	M_{\star} (M_{\odot})	\dot{M}_{flot} ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	M_{flot} (M_{\odot})	τ_d (10^4 yr)
G5.89	O6.5	28	2.5×10^{-2}	77	0.3
G75.78NE-C	B0	16	1.5×10^{-3}	58	3.7
G98.04+1.45	O6.5	28	4.3×10^{-4}	40	9.1
G111.25-0.77	B0.5	13	4.3×10^{-4}	16	3.7
G192.16-3.82	B2.5	7	2.1×10^{-4}	58	27
MonR2(IRS 1)	B0	16	1.1×10^{-3}	170	15

T . 1.4 – Propriétés de quelques flots bipolaires massifs. Tiré de Churchwell (1997).

coup plus difficiles à observer¹⁹, ces manifestations de la formation stellaire sont moins bien contraintes que dans le cas des étoiles de faibles masses. Le manque de résolution et le fait que les étoiles massives se forment majoritairement au sein d'amas, rendent l'analyse plus délicate que dans le cas des étoiles de faibles masses : on trouve souvent dans une même région plusieurs flots moléculaires et plusieurs sources potentielles, de sorte qu'il est plus difficile de les associer de façon bi-univoque.

Le flot moléculaire de G192.16-3.82 (figure 1.12, Shepherd et al. 1998) est un cas particulier car émis d'une source (IRS 05553+1631, type spectral B) relativement isolée : ceci en fait un objet de premier choix pour déterminer les quantités associées aux flots d'étoiles massives. La première chose est de noter la belle bipolarité de ce flot ainsi que sa morphologie, non sans rappeler celle des flots moléculaires de faibles masses (e.g., L1551, Fig. 1.11 à gauche). Chaque lobe s'étend sur une distance de ~ 1 pc à une vitesse $v \sim 10 \text{ km s}^{-1}$. Ce flot n'est pas très collimaté, ayant un angle d'ouverture de $\sim 60^\circ$. La ressemblance s'arrête cependant là, l'énergétique du flot étant, elle, bien différente de celle des étoiles de faibles masses. La masse totale (dans les 2 lobes) dans le flot atteint $\sim 80 M_{\odot}$ pour un taux de perte de masse $\sim 5 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Il s'agit d'une valeur caractéristique rencontrée dans la plupart des flots massifs et qui est typiquement deux ordres de grandeur supérieure à celles des étoiles de faibles masses. Le tableau 1.4 regroupe les grandeurs typiques de quelques flots massifs, tels que compilées par Churchwell (1997).

Jusqu'à encore récemment, et comme on peut toujours le trouver dans de nombreux papiers de revue

¹⁹Nous rappelons que les régions de formation d'étoiles massives sont plus rares, situées plus loin de nous et plus enfouies que pour les étoiles des faibles masses.

sur le sujet, les flots massifs sont souvent décrits comme étant moins collimatés que ceux de faibles masses. Ceci reste vrai pour de nombreux objets. Cependant, des études plus récentes indiquent que cela n'est pas toujours le cas : par exemple Davis et al. (2004) ont découvert un « jet moléculaire » émis par un objet massif jeune, et Kim & Kurtz (2006) n'ont pas trouvé de différence significative entre les flots de leur échantillon d'étoiles massives et ceux d'objets de faibles masses. Ces résultats convergent en direction d'un mécanisme unique, similaire à celui invoqué pour les étoiles « légères ».

Néanmoins, les nombres du tableau 1.4 suggèrent que l'énergétique de ces flots est plusieurs dizaines de fois supérieure à celle des objets jeunes de faibles masses. La question de l'entraînement de dizaines, voire centaines, de masses solaires est encore débattue. L'étude des mécanismes susceptibles de produire un tel résultat est au cœur de ce travail (voir en particulier §2.3 et §4.3.1.4).

1.4 Motivations et organisation de l'étude entreprise

La compréhension de la formation stellaire s'est considérablement améliorée au cours des vingt dernières années grâce aux progrès observationnels bien sûr, mais également par la découverte des flots bipolaires. Avant les années 80 et les premières observations, ces derniers n'entraient pas en jeu dans la construction d'une théorie pour la formation stellaire, qui ne se souciait, jusque là, que de l'accrétion. La présence des flots bipolaires est comprise dans le sens où ils permettent l'évacuation d'une partie du moment cinétique du système, évacuation sans laquelle l'étoile ne pourrait se former. Il est donc absolument essentiel d'avoir une bonne compréhension de ce phénomène. Un des points sur lesquels cette thèse se concentre concerne la composante moléculaire des flots bipolaires, que nous avons décrits en §1.2.2.2 et §1.3.4.

Comme nous le verrons dans le chapitre 2, il existe plusieurs modèles tentant de rendre compte des observations de flots moléculaires. Nous les décrirons tour à tour, en prenant soin de mettre en évidence les points forts et faibles de chacun. En particulier, nous verrons qu'aucun de ces modèles « standards », par ailleurs relativement robustes pour les étoiles de faibles masses, ne permettent de rendre aisément compte de l'énorme masse observée dans les flots massifs. Cela sera une des motivations pour l'étude d'un modèle pouvant potentiellement surmonter cette difficulté : le modèle de circulation ou de transit, initialement développé par Fiege & Henriksen (1996).

La construction mathématique de ce modèle sera développée dans le chapitre 3. Les trois ingrédients principaux du modèle sont la thermodynamique, la magnétohydrodynamique et l'auto-similarité. L'annexe A regroupera notamment quelques éléments spécifiques à ces deux derniers outils. Bien que ce modèle soit, entre autres, un modèle séduisant pour les flots moléculaires, mentionnons d'ores et déjà qu'il se positionne dans un cadre plus large, et n'exclut en rien l'existence des autres modèles du chapitre 2 : par sa construction même, ce modèle permet de traiter l'environnement d'une proto-étoile, sans se focaliser exclusivement sur les éjections de matière.

Si la question de la masse contenue dans les flots moléculaires est traitée dans ce travail, plusieurs autres points y seront également adressés. Une question importante, que nous avons déjà énoncée, concerne l'importance du champ magnétique dans le processus de formation stellaire. Si son rôle dans le lancement et la collimation des jets semble bien fondé, son importance sur la dynamique à plus grande échelle n'est pas claire. Un autre point lié aux étoiles massives est de connaître leur mode de formation : coalescence ou accrétion. En particulier, est-ce que des taux d'accrétion suffisamment importants pour franchir la barrière de la pression de radiation peuvent s'établir ? Ces deux points seront discutés dans le chapitre 4 consacré aux résultats obtenus par le modèle.

Nous avons mentionné plusieurs fois dans cette introduction la présence de la poussière dans les zones de formation stellaire. Du point de vue du rayonnement, son importance est très grande puisque la poussière est le plus efficace des agents de refroidissement (lorsque le régime de température l'autorise à être présente). En revanche, la situation était bien différente lors de la formation des premières étoiles, lorsqu'aucuns métaux n'étaient présents dans l'Univers. Dans le chapitre 4, nous ne ferons qu'effleurer la question des étoiles primordiales, en regardant notamment comment se comportent les solutions du modèle lorsque la poussière est absente du milieu.

Nous quitterons ensuite le domaine des flots moléculaires pour nous concentrer dans le chapitre 5

sur la question de la propagation des jets. De nombreuses études numériques ont été entreprises sur le sujet, tentant principalement de rendre compte de la morphologie des jets et de l'émission associée. Un point très important du modèle de transit est qu'il structure en densité et en vitesse le milieu ambiant. Nous nous attendons donc à ce que la propagation d'un jet soit affectée par rapport à la situation où le milieu ambiant est considéré comme uniforme et au repos, ce qui est le cas de la plupart des simulations. Cette étude en est encore au stade préliminaire et sera l'occasion de donner quelques perspectives pour le travail futur, avant de conclure cette partie dans le chapitre 6.

Bibliographie

- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 312, 788
- André, P. 1994, in *The Cold Universe*, ed. T. Montmerle, C. J. Lada, I. F. Mirabel, & J. Tran Thanh van, 179
- André, P., Martin-Pintado, J., Despois, D., & Montmerle, T. 1990, *A&A*, 236, 180
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- . 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Arce, H. G. & Sargent, A. I. 2006, *astro-ph/0605139*
- Bachiller, R., Martin-Pintado, J., Tafalla, M., Cernicharo, J., & Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174
- Bachiller, R. & Tafalla, M. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems*, 227
- Ballesteros-Paredes, J. 2004, *Ap&SS*, 292, 193
- Ballesteros-Paredes, J., Gazol, A., Kim, J., Klessen, R. S., Jappsen, A.-K., & Tejero, E. 2006, *ApJ*, 637, 384
- Banerjee, R., Pudritz, R. E., & Holmes, L. 2004, *MNRAS*, 355, 248
- Basri, G. 2000, *ARA&A*, 38, 485
- Basu, S. 1997, *ApJ*, 485, 240
- Basu, S. & Mouschovias, T. C. 1994, *ApJ*, 432, 720
- Beech, M. & Mitalas, R. 1994, *ApJS*, 95, 517
- Behrend, R. & Maeder, A. 2001, *A&A*, 373, 190
- Beuther, H. 2004, in *X-Ray and Radio Connections*
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blitz, L. & Shu, F. H. 1980, *ApJ*, 238, 148
- Bok, B. J. & Reilly, E. F. 1947, *ApJ*, 105, 255
- Bonnell, I. A., Larson, R. B., & Zinnecker, H. 2006, in *Protostars and Planets V*
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001, *MNRAS*, 323, 785
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bonnor, W. B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Bourke, T. L., Hyland, A. R., Robinson, G., James, S. D., & Wright, C. M. 1995, *MNRAS*, 276, 1067
- Briceño, C., Luhman, K. L., Hartmann, L., Stauffer, J. R., & Kirkpatrick, J. D. 2002, *ApJ*, 580, 317
- Buehrke, T., Mundt, R., & Ray, T. P. 1988, *A&A*, 200, 99
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763

- Churchwell, E. 1997, in IAU Symp. 182 : Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 525–536
- Churchwell, E. 2000, in Unsolved Problems in Stellar Evolution, 41
- Ciolek, G. E. & Basu, S. 2000, *ApJ*, 529, 925
- Ciolek, G. E. & Mouschovias, T. C. 1993, *ApJ*, 418, 774
- Clarke, C. J., Bonnell, I. A., & Hillenbrand, L. A. 2000, in Protostars and Planets IV, 151
- Clemens, D. P. & Barvainis, R. 1988, *ApJS*, 68, 257
- Codella, C., Lorenzani, A., Gallego, A. T., Cesaroni, R., & Moscadelli, L. 2004, *A&A*, 417, 615
- Davis, C. J., Varricatt, W. P., Todd, S. P., & Ramsay Howat, S. K. 2004, *A&A*, 425, 981
- Ebert, R. 1957, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 42, 263
- Eisloffel, J. & Mundt, R. 1994, *A&A*, 284, 530
- Engargiola, G., Plambeck, R. L., Rosolowsky, E., & Blitz, L. 2003, *ApJS*, 149, 343
- Ferriere, K. 1998, *ApJ*, 497, 759
- Fiege, J. D. & Henriksen, R. N. 1996, *MNRAS*, 281, 1038
- Field, G. B. 1965, *ApJ*, 142, 531
- Figer, D. F. 2005, *Nature*, 434, 192
- Froebrich, D. 2005, *ApJS*, 156, 169
- Goodwin, S. P., Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2006, *A&A*, 452, 487
- Gueth, F. & Guilloteau, S. 1999, *A&A*, 343, 571
- Hanawa, T., Matsumoto, R., & Shibata, K. 1992, *ApJ*, 393, L71
- Haro, G. 1952, *ApJ*, 115, 572
- Haro, G. & Minkowski, R. 1960, *AJ*, 65, 490
- Hartigan, P., Morse, J. A., & Raymond, J. 1994, *ApJ*, 436, 125
- Hennebelle, P., Whitworth, A. P., Cha, S.-H., & Goodwin, S. P. 2004, *MNRAS*, 348, 687
- Hennebelle, P., Whitworth, A. P., Gladwin, P. P., & André, P. 2003, *MNRAS*, 340, 870
- Herbig, G. H. 1951, *ApJ*, 113, 697
- Hillenbrand, L. A. & Hartmann, L. W. 1998, *ApJ*, 492, 540
- Hunter, C. 1977, *ApJ*, 218, 834
- Johnstone, D., Matthews, H., & Mitchell, G. F. 2006, *ApJ*, 639, 259
- Johnstone, D., Wilson, C. D., Moriarty-Schieven, G., Joncas, G., Smith, G., Gregersen, E., & Fich, M. 2000, *ApJ*, 545, 327
- Kahn, F. D. 1974, *A&A*, 37, 149
- Kandori, R., Nakajima, Y., Tamura, M., Tatematsu, K., Aikawa, Y., Naoi, T., Sugitani, K., Nakaya, H., Nagayama, T., Nagata, T., Kurita, M., Kato, D., Nagashima, C., & Sato, S. 2005, *AJ*, 130, 2166

- Kant, I. 1755, *Universal Natural History and Theory of Heaven*
- Keene, J., Davidson, J. A., Harper, D. A., Hildebrand, R. H., Jaffe, D. T., Loewenstein, R. F., Low, F. J., & Pernic, R. 1983, *ApJ*, 274, L43
- Keto, E. 2003, *ApJ*, 599, 1196
- Khanzadyan, T., Smith, M. D., Gredel, R., Stanke, T., & Davis, C. J. 2002, *A&A*, 383, 502
- Kim, K. & Kurtz, S. 2006, *ApJ*, in press
- Kim, W.-T., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2002, *ApJ*, 581, 1080
- . 2003, *ApJ*, 599, 1157
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & André, P. 2005, *MNRAS*, 360, 1506
- Klein, R. I., Fisher, R., & McKee, C. F. 2004, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. G. Garcia-Segura, G. Tenorio-Tagle, J. Franco, & H. W. Yorke, 3–7
- Klein, R. I., Fisher, R. T., Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2003, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. J. Arthur & W. J. Henney, 92–96
- Klessen, R. S. 2001, *ApJ*, 556, 837
- Klessen, R. S., Heitsch, F., & Mac Low, M.-M. 2000, *ApJ*, 535, 887
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Krumholz, M. R. 2005, *astro-ph/0511766*
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2005, in *IAU Symposium*, ed. R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, & M. Walmsley, 231–236
- Lada, C. 2006, *astro-ph/0601375*
- Lada, C. J. 1991, in *NATO ASIC Proc. 342 : The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 329
- Lada, C. J. & Wilking, B. A. 1984, *ApJ*, 287, 610
- Laplace, P. S. 1796, *Oeuvres complètes de Pierre Simon de Laplace, Exposition du Système du Monde (Académie des Sciences)*, 498
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- . 1981, *MNRAS*, 194, 809
- . 1985, *MNRAS*, 214, 379
- . 2003, *Reports of Progress in Physics*, 66, 1651
- . 2005, *MNRAS*, 359, 211
- Li, P. S., Norman, M. L., Mac Low, M.-M., & Heitsch, F. 2004, *ApJ*, 605, 800
- Longair, M. S. 1994, *High energy astrophysics. Vol.2 : Stars, the galaxy and the interstellar medium (Cambridge : Cambridge University Press, 1994, 2nd ed.)*
- Low, C. & Lynden-Bell, D. 1976, *MNRAS*, 176, 367
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125

- Maddalena, R. J., Morris, M., Moscowitz, J., & Thaddeus, P. 1986, *ApJ*, 303, 375
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
- Miller, G. E. & Scalo, J. M. 1979, *ApJS*, 41, 513
- Minier, V., Booth, R. S., Burton, M. G., & Pestalozzi, M. R. 2002, in *Proceedings of the 6th EVN Symposium*, ed. E. Ros, R. W. Porcas, A. P. Lobanov, & J. A. Zensus, 205
- Molinari, S., Testi, L., Rodríguez, L. F., & Zhang, Q. 2002, *ApJ*, 570, 758
- Morse, J. A., Heathcote, S., Hartigan, P., & Cecil, G. 1993, *AJ*, 106, 1139
- Motte, F. & André, P. 2001, in *ASP Conf. Ser. 243 : From Darkness to Light : Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, ed. T. Montmerle & P. André, 301
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Mouschovias, T. C. 1991, in *NATO ASIC Proc. 342 : The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 61
- Nakano, T., Hasegawa, T., Morino, J.-I., & Yamashita, T. 2000, *ApJ*, 534, 976
- Norberg, P. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 359, 1025
- O'dell, C. R., Wen, Z., & Hu, X. 1993, *ApJ*, 410, 696
- Padman, R., Bence, S., & Richer, J. 1997, in *IAU Symp. 182 : Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, ed. B. Reipurth & C. Bertout, 123–140
- Padoan, P. 1995, *MNRAS*, 277, 377
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 2002, *ApJ*, 576, 870
- Penston, M. V. 1969, *MNRAS*, 144, 425
- Poppel, W. G. L., Marronetti, P., & Benaglia, P. 1994, *A&A*, 287, 601
- Raga, A. C. & Kofman, L. 1992, *ApJ*, 386, 222
- Reipurth, B. & Bally, J. 2001, *ARA&A*, 39, 403
- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 867
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Scoville, N. Z. & Hersh, K. 1979, *ApJ*, 229, 578
- Shepherd, D. S., Watson, A. M., Sargent, A. I., & Churchwell, E. 1998, *ApJ*, 507, 861
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., & Lizano, S. 1994, *ApJ*, 429, 781
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Smith, M. D. 2004, *The origin of stars (The origin of stars / Michael D. Smith. London (UK) : Imperial College Press, ISBN 1-86094-501-5, 2004, XIII + 248 pp.)*
- Smith, N., Bally, J., Licht, D., & Walawender, J. 2005, *AJ*, 129, 382
- Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L. 1980, *ApJ*, 239, L17

- Song, G. 1991, Proceedings of the Astronomical Society of Australia, 9, 200
- Spitzer, L. 1978, Physical Processes in the Interstellar Medium (Physical Processes in the Interstellar Medium)
- Stahler, S. W. & Palla, F. 2005, The Formation of Stars (The Formation of Stars, by Steven W. Stahler, Francesco Palla, pp. 865. ISBN 3-527-40559-3. Wiley-VCH, January 2005.)
- Stodólkiewicz, J. S. 1963, Acta Astronomica, 13, 30
- Tomisaka, K. 1986, PASJ, 38, 95
- Tomisaka, K., Machida, M. N., Matsumoto, T., & Saigo, K. 2004, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, ed. G. Garcia-Segura, G. Tenorio-Tagle, J. Franco, & H. W. Yorke, 18–21
- Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., Jonstone, D., Onishi, T., & Wilson, C. 2006, in Protostars and Planets V
- Wolfire, M. G. & Cassinelli, J. P. 1987, ApJ, 319, 850
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, ApJ, 569, 846
- Yun, J. L. & Clemens, D. P. 1990, ApJ, 365, L73
- Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., Rayner, J. T., Wilking, B. A., & Moneti, A. 1993, Reviews in Modern Astronomy, 6, 191

Chapitre 2

Les modèles « standards » pour les flots moléculaires

2.1	Entraînement par un vent large	36
2.1.1	La théorie de l'entraînement par vent	37
2.1.2	Les prédictions du modèle de Shu	39
2.1.2.1	Un exemple de succès dans Lee et al. (2001)	39
2.1.2.2	Problèmes non résolus	40
2.2	Entraînement par jet	40
2.2.1	Entraînement stationnaire (ou turbulent)	41
2.2.1.1	Le formalisme de Cantó & Raga	41
2.2.1.2	Résultats des modèles analytiques d'entraînement stationnaire	43
2.2.1.3	Succès des modèles numériques et problèmes non résolus	44
2.2.2	Entraînement par choc d'étrave	44
2.2.2.1	Le modèle semi-analytique de Masson & Chernin (1993)	44
2.2.2.2	Résultats du modèle d'origine de Masson & Chernin	46
2.2.2.3	Choc d'étrave et couche turbulente : une piste complémentaire	47
2.2.2.4	Développements ultérieurs	47
2.2.2.5	Un exemple de succès du modèle dans Lee et al. (2001)	48
2.2.2.6	Les problèmes non résolus de l'entraînement par choc d'étrave	48
2.3	Les flots moléculaires des étoiles massives	49
2.3.1	Hypothèse de l'accumulation d'un vent d'origine stellaire	50
2.3.2	Hypothèse de l'entraînement par vent large	51
2.3.3	Hypothèse de l'entraînement turbulent	51
2.3.4	Hypothèse de l'entraînement par choc d'étrave	52
2.3.5	Quel(s) modèle(s) pour les flots massifs ? Prélude au modèle de transit	53
Résumé		54

Lors des premiers stades de la formation stellaire, de puissantes éjections de matière se produisent sous forme de flots bipolaires. La première composante de ces flots sont les jets, essentiellement atomiques, très rapides et collimatés. Une seconde composante plus massive et plus lente est identifiée sous le terme de flot moléculaire. Nous renvoyons le lecteur au chapitre introductif 1, où nous avons déjà discuté de l'existence des flots moléculaires ainsi que de leurs propriétés observationnelles (voir respectivement §1.2.2 pour les étoiles de faibles masses et §1.3.4 pour les étoiles massives). Il s'agit pour la plupart de lobes bipolaires de gaz moléculaire – souvent détectés par les transitions entre deux niveaux rotationnels de la molécule de monoxyde de carbone CO – s'éloignant de l'objet central à des vitesses de

l'ordre de $10\text{-}30 \text{ km s}^{-1}$ et présentant des densités caractéristiques de $10^4\text{-}10^5 \text{ cm}^{-3}$. Certaines propriétés observationnelles sont communes à la plupart des flots moléculaires et posent des contraintes fortes sur les modèles (Cabrit et al. 1997; Richer et al. 2000). Pour n'énumérer que les plus contraignantes d'entre elles :

1. l'émission décalée vers le rouge et vers le bleu est très clairement localisée dans deux lobes distincts (i.e. on ne voit pas de bleu dans le rouge et vice versa) ;
2. les profils de raies indiquent l'existence d'une loi de puissance entre la distribution de masse et la vitesse, $m(v) \propto v^{-\gamma}$ où $\gamma \sim 1.3 - 2.1$ (e.g., VLA 1623, Stahler 1994 ; NGC 2071, L1551 et HH 46-47, Chernin & Masson 1991, 1992) ;
3. contrairement aux jets qui sont toujours très collimatés, les angles d'ouverture à la base des flots moléculaires varient beaucoup d'un objet à l'autre (typiquement entre 20° et 90°) ;
4. la collimation du flot augmente de façon monotone avec la vitesse radiale ;
5. l'apparente accélération linéaire du flot avec la distance (Lada & Fich 1996), dénotée « loi de Hubble » par analogie avec le phénomène cosmologique, semble être observationnellement bien établie.

Un modèle idéal de flots moléculaires devrait confronter chacun des points précédents avec succès. Cependant, et malgré les considérables progrès effectués depuis les années 80 dans la compréhension du phénomène, il n'existe pas encore de modèle satisfaisant toutes les contraintes observationnelles. En réalité, dès la première observation de flot moléculaire par Snell et al. (1980) dans L1551, l'idée a été émise que le gaz du nuage devait avoir été balayé (« swept-up ») par un vent provenant de l'étoile. Deux arguments observationnels existent pour étayer cette thèse :

- Les masses présentes dans ces flots sont bien plus grandes que celles de l'objet stellaire en formation, de sorte qu'il est exclu que ce soit de la matière provenant directement de la source.
- Il existe d'autre part une forte corrélation entre le flot et le nuage qui l'entoure : une absence d'un des lobes du flot bipolaire est expliquée par l'absence de gaz dans le « milieu ambiant ». Par exemple, dans le cas de HH 46-47 (Chernin & Masson 1991), situé en bordure d'un nuage sombre, un jet optique bipolaire est observé. Cependant, le flot moléculaire associé existe seulement en direction de l'intérieur du nuage et est très faible dans la direction opposée, là où le jet s'échappe du nuage et ne rencontre donc plus de gaz moléculaire qu'il puisse entraîner.

A partir de ce scénario de « balayage », deux types de modèles se sont développés en parallèle : le premier considère que le vent sous-jacent au flot moléculaire a un grand angle d'ouverture (*wide-angle wind-driven model*) alors que pour la seconde catégorie de modèles, c'est le jet proto-stellaire qui se charge d'entraîner le flot moléculaire.

Le modèle d'entraînement par vent a principalement été étudié par Shu et collaborateurs, et c'est par ce modèle que nous commencerons (§2.1). Les modèles d'entraînement par jet (§2.2) peuvent être séparés en deux sous-catégories : i) dans un cas l'entraînement se fait de façon turbulente tout au long du jet (§2.2.1) alors que dans le second cas, ii) le milieu ambiant est mis en mouvement au niveau du choc d'étrave à l'avant du jet (§2.2.2). La figure 2.1 présente la hiérarchie des trois modèles susmentionnés accompagnés des principaux articles qui leur sont associés. Nous terminerons enfin ce chapitre (§2.3) en faisant le point sur ce que ces modèles peuvent et ne peuvent pas accomplir dans le cadre des étoiles massives (ce qui motivera l'introduction du modèle de transit dans le chapitre suivant).

2.1 Entraînement par un vent large

La première hypothèse émise lors de la découverte des flots moléculaires de L1551 par Snell et al. (1980) fut celle d'un vent (initialement) isotrope se déplaçant dans le milieu ambiant et créant à son encontre deux coquilles de gaz moléculaire. Ces coquilles se déplacent de deux manières différentes selon que le gaz choqué du vent ait le moyen de refroidir rapidement ou non (Dyson 1984) :

- S'il n'existe pas de processus rapide pour rayonner l'excès d'énergie, la coquille balayée est entraînée à cause de la pression du gaz choqué dans le vent (*pressure-driven/energy-conserving flow*).

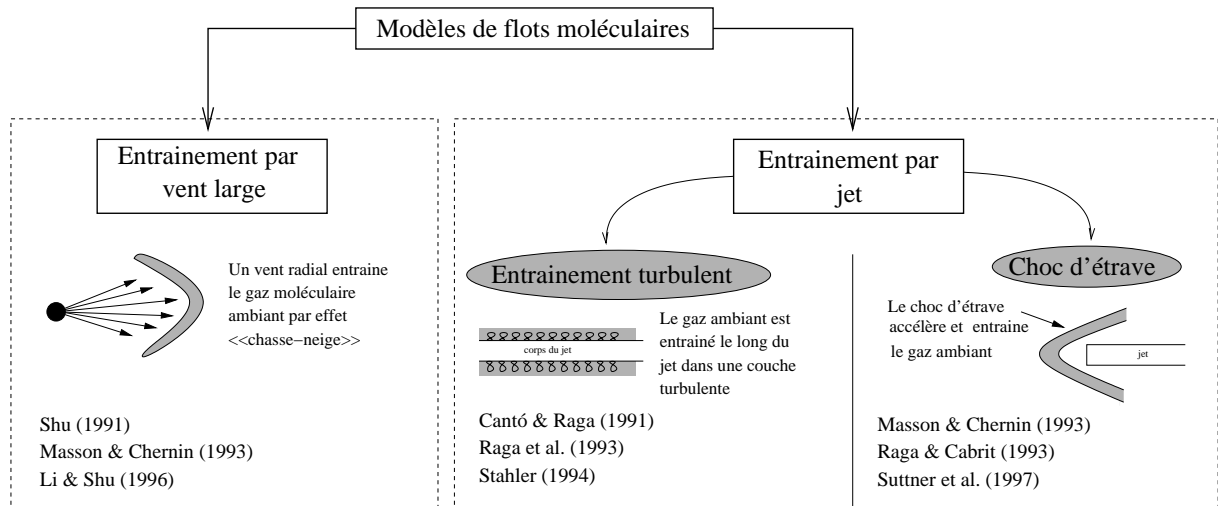


FIG. 2.1 – Schéma représentant les différents modèles de flots moléculaires étudiés dans ce chapitre. D’un côté nous trouvons le modèle d’entraînement par vent large et de l’autre ceux utilisant un jet. Quelques articles fondateurs relatifs à chaque modèle sont également mentionnés.

- En revanche, si l’énergie du choc est rayonnée efficacement, le gaz balayé se concentre dans une coquille fine et c’est la quantité de mouvement du vent sous-jacent qui est responsable de l’entraînement. La quantité de mouvement est conservée et l’on dit qu’il s’agit d’un *momentum-driven flow*.

Dans le cas des flots moléculaires de YSO, l’hypothèse est généralement faite que le mélange avec le milieu moléculaire ambiant augmente considérablement le taux de refroidissement du gaz choqué et que nous sommes dans le second régime (Cabrit et al. 1997). De plus, si les bulles étaient entraînées par la pression du gaz (énergie conservée), elles « gonfleraient » de la même manière dans toutes les directions, aussi bien radialement (le long de l’axe de symétrie du système) que transversalement (Masson & Chernin 1993). Or, les observations montrent que les vitesses transverses des flots moléculaires sont beaucoup plus petites que leurs vitesses radiales¹ (e.g., Mon R2, Meyers-Rice & Lada 1991), ce qui, sans exclure totalement le premier processus, favorise les modèles conservant la quantité de mouvement plutôt que l’énergie. Un de ces modèles est celui développé par Shu et al. (1991) au début de son travail sur le X-wind². De nos jours, ce modèle est quasiment indissociable des termes *wide-angle wind-driven model*, et il convient donc de s’y attarder quelque peu³.

2.1.1 La théorie de l’entraînement par vent

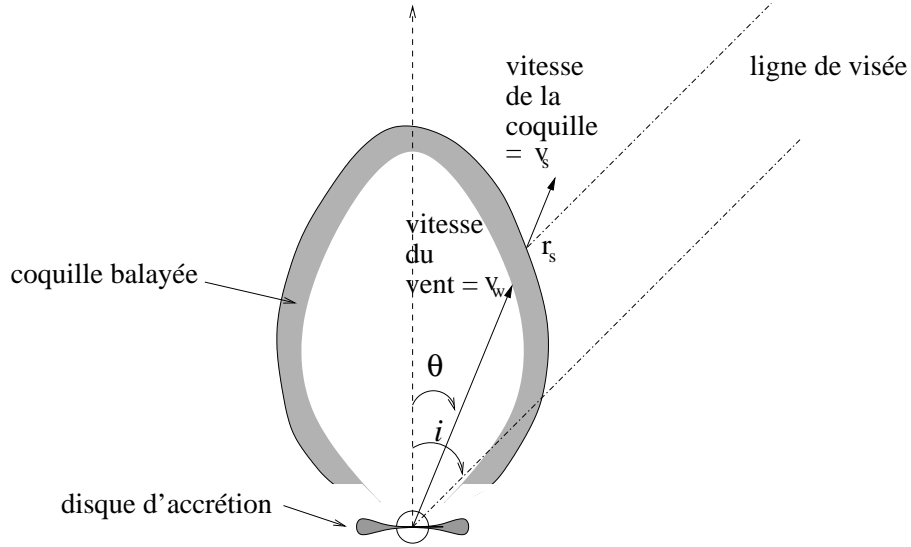
Shu considère une géométrie sphérique (r, θ, ϕ) avec une symétrie autour de l’axe du flot, $\partial_\phi = 0$. Le problème est résumé par la figure 2.2. En avant de la coquille, en r_s , le gaz du nuage est au repos par rapport à la proto-étoile, et un choc fortement radiatif le met en mouvement à la vitesse $v_s(\theta)$ alors que le vent radial incident est lui-même ralenti à la vitesse $v_w(\theta)$ au niveau de la surface intérieure de la coquille. Le tout se déplace dans un nuage dont la densité est supposée être celle de la sphère isotherme singulière (Shu 1977),

$$\rho(r, \theta) = \frac{C}{r^2} Q(\mu) \quad (2.1)$$

¹Si cela n’était pas le cas, les observations ne montreraient pas des lobes rouges et bleus aussi bien séparés.

²Nous ne nous attarderons pas ici sur l’origine du vent dans le modèle du X-wind mais l’étudierons plus tard quand nous nous intéresserons aux mécanismes d’éjection.

³La dérivation du modèle utilise la notation de Masson & Chernin (1992), plutôt que celle de Shu et al. (1991) car cette première permet d’obtenir les résultats importants de façon plus compacte. L’équivalence entre les deux notations se réduit à poser $C = c_s^2/(2\pi G)$ et $f_0 = \dot{M}_w v_w/(4\pi)$.



F . 2.2 – Schéma du modèle d'entraînement par vent tiré de Shu et al. (1991). Un vent de vitesse $v_w(\theta)$ balaie une coquille de gaz moléculaire localisée en $r_s(\theta)$ et de vitesse $v_s(\theta)$. Un observateur voit la scène sous un angle d'inclinaison i .

où C est une constante, $\mu = |\cos \theta|$, et $Q(\mu)$ est la distribution angulaire du gaz⁴. Cette distribution est normalisée à 1 et permet de rendre compte de l'aplatissement équatorial du cœur pré-stellaire dû à la rotation ou au champ magnétique. Ainsi l'on doit avoir Q_{\max} en $\mu = 1$ Q_{\min} en $\mu = 0$.

D'autre part, il est possible d'écrire la force du vent par unité d'angle solide f sous la forme

$$f = f_0 P(\mu) \quad (2.2)$$

où f_0 est une constante et $P(\mu)$ représente la distribution angulaire (normalisée) de quantité de mouvement que l'on peut interpréter comme l'écart à un vent radial isotrope. Contrairement à Q , P est maximal en $\mu = 1$ ce qui correspond à un vent dirigé selon l'axe des pôles de la source.

La coquille avance à la vitesse $v_s = dr_s/dt$ et accumule du gaz lors de sa progression (par effet de chasse-neige). Le modèle considère un vent « léger » et néglige en conséquence sa contribution à la masse de la coquille. Pour l'angle solide $d\Omega$ dirigé selon le rayon $r_s(\mu)$, la masse contenue dans un élément de volume est

$$d^2 M = \rho(r_s, \mu) r_s^2 v_s dt d\Omega . \quad (2.3)$$

En utilisant l'Eq. (2.1) et la notation $\mathcal{M} = dM/d\Omega$, le taux de changement masse correspondant s'écrit simplement

$$\frac{d\mathcal{M}}{dt} = C v_s Q(\mu) . \quad (2.4)$$

D'autre part, puisque dans ce modèle d'entraînement la quantité de mouvement est conservée, la quantité de mouvement gagnée par la coquille est directement égale à la force du vent sous-jacent :

$$\frac{d}{dt} (\mathcal{M} v_s) = f_0 P(\mu) . \quad (2.5)$$

Il existe une solution aux équations (2.4) et (2.5) où la vitesse de la coquille est constante (pour un angle θ donné). Cette solution est donnée par

$$v_s = \left(\frac{f_0}{C} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P(\mu)}{Q(\mu)} \right)^{\frac{1}{2}} \equiv v_0 \mathcal{B}(\mu) . \quad (2.6)$$

⁴Il s'agit en fait d'une sphère isotherme singulière modifiée par $Q(\mu)$ qui imprime une dépendance angulaire à la densité en plus de la dépendance classique en r^{-2} .

Cette propriété est caractéristique des vents radiaux conservant la quantité de mouvement et se propageant dans des profils de densité en r^{-2} : lorsque le flot s'éloigne de la source, la densité varie de sorte à annuler exactement la dilution de la pression du vent due à l'augmentation de la surface de la coquille. En conséquence, le gaz balayé continue à s'éloigner à vitesse constante le long de la direction radiale, ce qui assure un développement autosimilaire du flot.

2.1.2 Les prédictions du modèle de Shu

A un instant t et à l'angle θ , le flot est à la position $r_s(\theta) = v_s(\theta)t$ de sorte qu'un observateur prenant une photo à cet instant verra le gaz le plus rapide comme étant le plus éloigné de la source. Par construction, ce modèle rend donc naturellement compte de la « loi de Hubble » reportée par les observations.

Les fonctions $P(\mu)$ et $Q(\mu)$ correspondent respectivement à la collimation intrinsèque du vent et à la distribution angulaire de matière du milieu ambiant. Ce sont deux paramètres indépendants du modèle qui déterminent la morphologie des lobes et dont un choix approprié permet de rendre compte des formes allongées observées. A ce stade, le modèle de Shu et al. (1991) réussit, sous couvert du choix de $P(\mu)$ et $Q(\mu)$ qui autorisent *a priori* n'importe quelle morphologie pour les flots, à rendre compte de trois des contraintes observationnelles mentionnées au début de ce chapitre. Un élément majeur et non discuté dans le modèle initial est de savoir si, à partir de cette configuration, il est possible d'obtenir une distribution de masse $m(v)$ compatible à celle observée, c'est-à-dire $m(v) \propto v^{-\gamma}$ avec $\gamma \in [1.3 - 2.1]$. Dans cette optique, et puisque c'est une loi de puissance qui est recherchée, Masson & Chernin (1992) font l'hypothèse que $P(\mu)$ et $Q(\mu)$ doivent également suivre des lois de puissance, $P \propto \mu^\alpha$ et $Q \propto \mu^{-\beta}$. A partir de là, il est aisé de trouver que la distribution de masse pour cette forme particulière de P et Q s'écrit

$$m(v_l) = \frac{4\pi C t}{\alpha + \beta + 2} \left(\frac{v_l}{v_0} \right)^{-2\beta/(\alpha+\beta+2)} \propto v_l^{\gamma_{\text{obs}}}, \quad (2.7)$$

où $v_l = \mu v_s$ est la vitesse le long de la ligne de visée d'un observateur situé dans l'axe du flot, en $i = 0$ (voir figure). Une loi de puissance apparaît naturellement : α et β sont des paramètres à ajuster, sachant que $\gamma_{\text{obs}} \sim 1.8$. Ces auteurs ont étudié l'espace des paramètres $[\alpha, \beta]$ et concluent que :

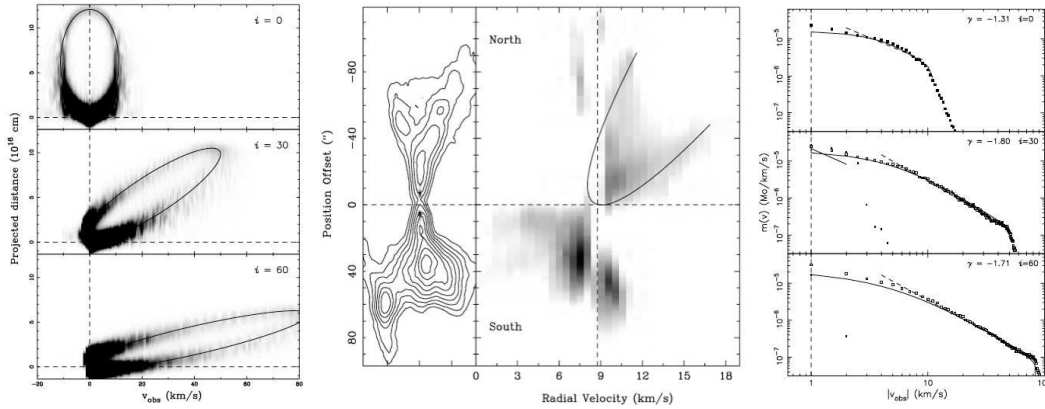
- Le modèle parvient à reproduire les morphologies et distributions de masses observées à condition de prendre des valeurs irréalistes pour α et β , i.e., des valeurs irréalistes pour le vent et la densité du milieu ambiant.
- Pour des valeurs plus réalistes (β choisi à partir d'observations de cœurs pré-stellaires), la distribution de masse est pratiquement plate, le modèle produisant trop de gaz se déplaçant rapidement.

Li & Shu (1996) critiquent cette conclusion en arguant que, malgré la validité de l'approche de Masson & Chernin (1992), ces résultats ne tiennent qu'au choix *a priori* raisonnable pour les valeurs de P et Q . En étudiant l'évolution de cœurs denses magnétisés et les densités pour le modèle du X-wind, Li & Shu trouvent que P et Q ont des formes beaucoup plus exotiques que de simples lois de puissance. En prenant notamment $P(\theta) \propto 1/\sin^2\theta$ et $Q(\theta) \propto \sin^2\theta$, ils obtiennent des morphologies (pour les lobes) et des distributions de masses en accord avec les observations. En particulier, aux plus grandes vitesses, on retrouve une loi de puissance dont la pente est en accord avec les valeurs de γ .

Matzner & McKee (1999) généralisent le modèle en ne se restreignant pas uniquement aux profils de densité $\rho \propto r^{-2}$ de Shu et al. Ils montrent analytiquement que des résultats similaires ($dM/dv \propto v^{-2}$) sont obtenus à partir de n'importe quelle loi de puissance pour le milieu ambiant, à condition que la quantité de mouvement soit conservée pendant l'interaction vent-environnement.

2.1.2.1 Un exemple de succès dans Lee et al. (2001)

Le modèle d'entraînement par vent surmonte donc la plupart des obstacles posés par les observations. Pour aller plus loin, un joli exemple est donné dans Lee et al. (2001) qui utilisent le code hydrodynamique ZEUS-2D pour simuler l'entraînement d'un vent radial. Au niveau du modèle, ces auteurs ne négligent pas (contrairement à Shu) la masse que le vent ajoute à la coquille en plus de l'effet chasse-neige. Leurs résultats sont présentés sur la figure 2.3. Les figures de gauche et du milieu permettent de comparer les diagrammes position-vitesse (PV) des calculs analytiques (trait plein) et de flots simulés à partir du



F . 2.3 – *A gauche* : les diagrammes position-vitesse (PV) obtenus à partir des simulations du *wind-driven model* et en trait plein les prédictions analytiques. Les cas sont étudiés pour trois angles i de projection dans le plan du ciel. *Au milieu* : sur la partie gauche, le flot de VLA 05487 est tracé par les contours de l'émission en CO. A droite se trouve le diagramme PV correspondant à une coupe le long de l'axe du flot. Le résultat analytique est également tracé en trait plein. *A droite* : distribution de masse en fonction de la vitesse observée le long de la ligne de visée pour différents angles d'inclinaison. Une loi de puissance est retrouvée, en accord avec les observations. Tiré de Lee et al. (2001).

modèle et à celui du flot moléculaire de VLA 05487. Les diagrammes présentent des allures similaires rendant compte d'un bon accord entre le modèle et les observations. La figure de droite représente la distribution de masse en fonction de la vitesse $m(v)$, et les auteurs retrouvent bien une loi de puissance avec des exposants γ dans l'intervalle observé.

2.1.2.2 Problèmes non résolus

En conclusion, le modèle d'entraînement permet de reproduire analytiquement les comportements observés dans certains objets, indiquant que les flots moléculaires de ceux-ci peuvent être générés par un vent large. Cependant, Lee et al. (2000, 2001) notent également que certains flots observés présentent des signatures différentes, plus proches de ce que les modèles d'entraînement par jet produisent : ainsi il existe parfois une composante très collimatée des flots moléculaires qu'un vent large ne saurait produire. De plus, la présence d'un vent large n'est soutenue par aucune observation directe. Dans l'état actuel des choses, ceci est le principal obstacle (mais non des moindres) aux modèles d'entraînement par vent, qui par ailleurs surmontent efficacement les difficultés du problème des flots moléculaires.

Notons que l'approche du *wind-driven model* ne prend pas en compte *a priori* l'existence des jets atomiques, rapides et très collimatés, qui sont pratiquement toujours associés aux objets en formation. Bien que dans le modèle du X-wind de Shu, le vent large (considéré dans le modèle précédent) subisse une collimation asymptotique sous forme de jet (voir par exemple l'article de revue de Shu et al. 2000), les modèles d'entraînement par vent considèrent, dans l'absolu, jets et flots moléculaires comme étant des phénomènes indépendants.

2.2 Entraînement par jet

Les modèles d'entraînement par jet font eux partie de la famille des « modèles unifiés » puisque dans ce cas, le flot moléculaire est constitué de gaz ayant été mis en mouvement par le jet. Leur élégance vient du fait que le jet seul est nécessaire pour rendre compte des observations présentant à la fois jets et flots. Pendant une bonne dizaine d'années suivant les premières observations, l'entraînement par vent large a eu la préférence : les observations indiquaient que les flux de quantité de mouvement, $\dot{p}_{\text{jet}} = \dot{M}v_{\text{jet}}$, contenus dans les jets étaient trop faibles pour pouvoir entraîner les flots moléculaires observés (Mundt et al. 1987). Cependant, l'estimation du flux de masse \dot{M} passe par la conversion de la densité électronique

(observée) en densité totale de matière, et cette conversion se fait *via* la fraction d'ionisation du jet. Il a par la suite été montré que les jets sont en fait beaucoup moins ionisés qu'initialement pensé (Hartigan et al. (1994) estime la fraction d'ionisation de l'ordre de 2%) et qu'ils contiennent en conséquence plus de matière (sous forme atomique) que celle qui est détectée (ionisée). Il y eut alors un regain d'intérêt pour les modèles d'entraînement par jet qui devinrent de bons candidats pour expliquer les flots moléculaires.

De Young (1986) s'est intéressé à l'évolution de jets issus de noyaux actifs de galaxies et a simulé l'interaction entre un jet et un milieu ambiant. Il montre qu'il existe deux processus de base permettant au jet de transférer de la quantité de mouvement à son environnement (voir figure 2.1) :

- Le premier processus est dénommé *prompt entrainment* et le transfert se fait à l'avant du jet au niveau du choc d'étrave (*bow shock*).
- Dans un second mécanisme, le gaz est entraîné sur toute la longueur du jet grâce à la turbulence générée par des instabilités de type Kelvin-Helmoltz qui se développent à l'interface jet/milieu ambiant. Il est souvent dénommé « entraînement stationnaire » ou « entraînement turbulent ».

Ces deux processus doivent également être en action dans les jets des objets stellaires jeunes et les deux types de modèles ont été étudiés. Nous donnons une brève description de chacun d'eux ci-après.

2.2.1 Entraînement stationnaire (ou turbulent)

Du point de vue théorique, l'étude de l'entraînement par l'intermédiaire d'une zone de mélange turbulente (*turbulent mixing layer*) se développant à l'interface entre un jet et le milieu ambiant est un problème ardu puisque qu'il nécessite la description d'un écoulement turbulent. Si la littérature abonde sur le sujet de l'entraînement par choc d'étrave (qui sera décrit dans la section suivante), ce n'est pas le cas pour ce modèle. Les principales études analytiques sont celles de Canto & Raga (1991), suivie de Raga et al. (1993) et Taylor & Raga (1995), Stahler (1994) et Lizano & Giovanardi (1995) :

- Stahler (1994) considère un écoulement turbulent et, partant du résultat empirique $m(v) \propto v^{-\gamma}$, infère une distribution de vitesse du flot $v(r) \propto r^{-2/(\gamma-1)}$. Cette dernière permet de rendre compte de l'apparente accélération du flot avec la distance (« loi de Hubble »). Cependant, cette approche ne comporte pas de justification physique quant à la distribution de vitesse utilisée.
- Lizano & Giovanardi (1995) décrivent leur modèle comme étant « un paramétrage du processus d'entraînement de masse dans un nuage moléculaire isotherme et inhomogène, par opposition aux modèles auto-cohérents de zones de mélange, tel Canto & Raga (1991) ». En effet, comme nous allons le voir, Canto & Raga (1991) calculent la structure géométrique de la couche de mélange de façon cohérente avec les quantités de l'écoulement alors que Lizano & Giovanardi (1995) imposent une structure par des paramètres géométriques prédéfinis.

Chaque auteur utilise son propre paramétrage. Seule l'approche de Raga et al. sera considérée dans cette section.

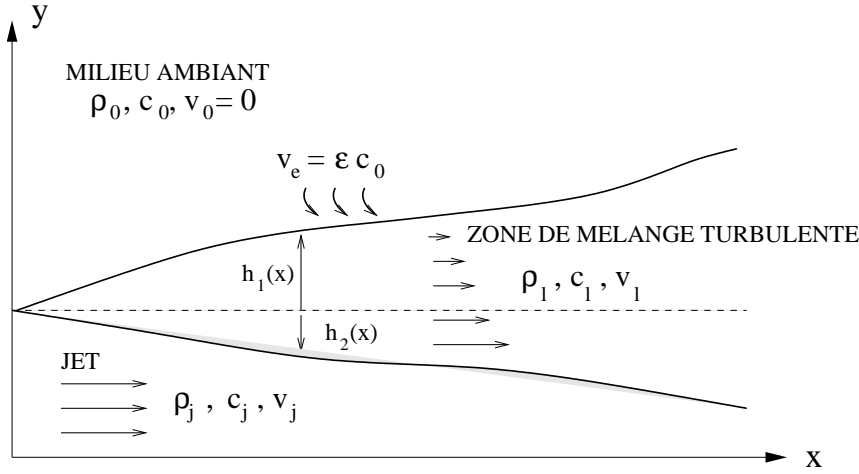
2.2.1.1 Le formalisme de Cantó & Raga

L'approche est décrite par la figure 2.4. Un jet de densité ρ_j se propage dans un milieu au repos de densité ρ_0 . Les vitesses du son dans le jet et dans le milieu ambiant sont respectivement c_j et c_0 . Une telle interface est sujette à l'instabilité de Kelvin-Helmoltz et une couche turbulente se développe entre le jet et son environnement. La frontière entre la couche et le jet est décrite par $y = h_1(x)$ et l'interface avec le milieu ambiant non perturbé suit $y = h_2(x)$. L'épaisseur totale de la couche turbulente est $h(x) = h_1(x) + h_2(x)$. On suppose également que chaque zone de l'écoulement a la même pression P_0 d'où la relation :

$$P_0 = \frac{1}{\gamma} \rho_0 c_0^2 = \frac{1}{\gamma} \rho_j c_j^2 = \frac{1}{\gamma} \rho_l c_l^2 \quad (2.8)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques (C_p/C_v) et est supposé identique dans les trois zones du modèle. Une autre hypothèse est qu'à une distance x de la source, l'écoulement peut être décrit par des variables moyennées sur l'épaisseur de la couche turbulente :

$$\rho_l(x) = \int_{-h_2(x)}^{h_1(x)} \rho(x, y) dy, \quad (2.9)$$



F . 2.4 – Schéma du modèle d'entraînement turbulent de Cantó & Raga (1991). Un jet de densité ρ_j , caractérisé par une vitesse du son c_j se propage à la vitesse v_j dans un milieu ambiant (ρ_0, c_0) initialement au repos. A l'interface entre les deux, une zone de mélange se développe à la fois dans le jet et dans le milieu ambiant et entraîne le gaz du milieu ambiant avec une efficacité ϵ . Cette couche, identifiée comme étant le flot moléculaire, a pour grandeurs physiques (ρ_l, c_l, v_l) et est paramétrée par les fonctions $h_1(x)$ et $h_2(x)$.

et

$$v_l(x) = \int_{-h_2(x)}^{h_1(x)} v(x, y) dy . \quad (2.10)$$

A ce stade, une simplification est apportée au modèle : en se restreignant à de petits angles d'ouverture, l'écoulement peut-être comparé à un écoulement de Couette entre deux plans parallèles infinis. Dans ce cas, la vitesse varie linéairement avec y et le profil de vitesse est exprimé comme

$$v(x, y) = v_j \left(\frac{h_1(x) - y}{h(x)} \right) . \quad (2.11)$$

En utilisant l'Eq. (2.10), on trouve simplement

$$v_l = \frac{v_j}{2} . \quad (2.12)$$

Nous passons maintenant à l'étape « standard » de toute étude hydrodynamique, à savoir l'expression de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La masse dm (par unité de longueur dans la direction z perpendiculaire au plan (x, y)), contenue dans une zone d'épaisseur $dx = v_l dt$ à la position x de la couche turbulente, est simplement $dm(x) = \rho_l(x)h(x)v_l(x)dt$. On obtient le flux de masse correspondant :

$$\dot{m}(x) = \rho_l(x)h(x)v_l(x) = \rho_l(x)\frac{v_j}{2} (h_1(x) + h_2(x)) . \quad (2.13)$$

D'autre part, le flux de masse se réécrit comme étant égal à la contribution en masse du jet plus la contribution en masse du milieu ambiant, soit $\dot{m}(x) = \dot{m}_j(x) + \dot{m}_0(x)$. L'apport du jet au flux de masse dans la zone turbulente est simplement $\dot{m}_j(x) = \rho_j v_j h_2(x)$. La contribution du milieu ambiant dépend de l'efficacité de l'entraînement, qu'il est nécessaire à ce stade de paramétrer. Soit $\epsilon(x) < 1$ l'efficacité à la position x ; le taux d'entraînement du milieu ambiant par unité de surface peut alors s'écrire $\epsilon(x)\rho_0 c_0$ puisque la vitesse du son c_0 de l'environnement est la vitesse maximale à laquelle sa masse peut être entraînée. En posant

$$s \equiv \int_0^x \epsilon(x') dx' , \quad (2.14)$$

le flux de masse $\dot{m}(x)$ prenant en compte les deux contributions s'écrit

$$\dot{m}(x) = \rho_j v_j h_2(x) + \rho_0 c_0 s , \quad (2.15)$$

quantité à évaluer à l'Eq. (2.13).

De façon similaire, on obtient pour la quantité de mouvement

$$\dot{p}(x) = \rho_l(x) \frac{v_j^2}{3} h(x) = \rho_j v_j^2 h_2(x) . \quad (2.16)$$

La dernière égalité traduit le fait que seul le jet contribue à la quantité de mouvement de la couche turbulente puisque le milieu ambiant est au repos. Forts des équations (2.8), (2.13), (2.15) et (2.16), il est possible de déduire les fonctions caractérisant la couche :

$$h_1(x) = \left(\frac{2}{M_j} \right) \left(\frac{c_j}{c_0} \right) \left(\frac{3c_l^2}{c_j^2} - 1 \right) s \quad (2.17)$$

$$h_2(x) = \left(\frac{2}{M_j} \right) \left(\frac{c_j}{c_0} \right) s \quad (2.18)$$

où M_j est le nombre de Mach dans le jet. La forme de la zone de mélange, c'est à dire du flot moléculaire, est maintenant déterminée. A partir de ces équations, on note que h_1/h_2 ne dépend que du rapport entre les vitesses du son dans le jet et dans la zone de mélange.

Le dernier ingrédient manquant est le bilan énergétique. Canto & Raga (1991) montrent qu'il est possible de négliger l'énergie associée aux mouvements turbulents dans la couche. Le flux d'énergie s'écrit alors :

$$\dot{E}(x) = \frac{1}{8} \rho_l v_j^3 + \frac{1}{2} \rho_l v_j E_l \quad (2.19)$$

où E_l est l'énergie interne de la couche. D'autre part, le bilan énergétique comprend l'énergie apportée par le jet (cinétique et interne E_j) plus celle apportée par le milieu ambiant (cinétique avec vitesse d'entraînement $v_e = \epsilon c_0$, et interne E_0) moins celle rayonnée entre 0 et x (L est l'énergie rayonnée par unité de volume et de temps) :

$$\dot{E}(x) = \rho_j v_j h_2(x) \left(\frac{1}{2} v_j^2 + E_j \right) + \rho_0 c_0 \left(E_0 s + \frac{c_0^2}{2} \int_0^x \epsilon^3(x') dx' \right) - \int_0^x h(x') L dx' . \quad (2.20)$$

En combinant les équations (2.17), (2.18), (2.19) et (2.20), on trouve une équation pour l'énergie interne dans la couche

$$s \frac{dE_l}{dx} = \frac{\epsilon}{3} \left[\frac{v_j}{4} + 2(E_j - E_l) + E_0 - E_l \right] - \frac{Lh}{3\rho_0 c_0} . \quad (2.21)$$

Les équations (2.17), (2.18) et (2.21) déterminent entièrement la couche à condition de connaître l'efficacité de l'entraînement $\epsilon(x)$. Les auteurs calibrent leur modèle sur les résultats d'expériences en laboratoire ($M_j \in [1 - 20]$)⁵ et le formalisme du modèle est maintenant complet.

Il m'a semblé intéressant de passer un peu de temps sur la construction du modèle de Canto & Raga (1991) car à partir de considérations physiques simples, il permet de décrire de façon auto-cohérente l'entraînement turbulent : les grandeurs de la couche de mélange turbulent sont déterminées à partir des quantités dans le jet et le milieu ambiant. Bien entendu, la turbulence même n'est pas traitée explicitement, mais ses effets sont cachés dans le choix de l'efficacité d'entraînement ϵ .

2.2.1.2 Résultats des modèles analytiques d'entraînement stationnaire

Les résultats obtenus à partir du modèle précédent « tel quel » sont assez mitigés et peu de prédictions en sont issues. Dans le papier original, il est simplement montré que l'émission d'une zone de mélange turbulente peut être assez importante pour contribuer de façon non négligeable au spectre d'émission de certains objets HH. De plus, la distance pour laquelle le jet devient complètement turbulent et est finalement détruit, i.e. x tel que $h_2(x) = r_j(0)$, est de l'ordre de la taille des jets observés.

⁵Ils font un diagnostic sur les angles d'ouverture des couches de mélange et trouvent qu'un paramétrage de l'efficacité comme $\epsilon \sim 0.09 c_0 / 3c_l$ reproduit les résultats expérimentaux.

En réalité, le principal problème de ce type de modélisation vient du fait que la couche turbulente, de largeur comparable au rayon du jet (Raga 1995), est trop fine, alors que les flots moléculaires observés ont des angles d'ouverture qui peuvent être très larges. Raga et al. (1995) ont généralisé le modèle au cas où le milieu ambiant n'est pas au repos. Malheureusement, l'augmentation de la vitesse de l'environnement a pour conséquence de réduire encore l'épaisseur de la couche turbulente. Par ailleurs, Taylor & Raga (1995) ont fait une étude chimique détaillée à partir du modèle de 1991 et montrent que les colonnes de densité prédites par le modèle sont très faibles pour la plupart des espèces moléculaires et ne devraient donc être détectable qu'en H_2 . L'émission observée dans les raies d'autres molécules ne peut en conséquence pas être expliquée par ce modèle.

Le modèle analytique simple ne fonctionne pas. Dans une étude ultérieure, Raga et al. (1993) gardent un formalisme analogue, mais en considérant que le couplage avec le milieu ambiant et l'enveloppe turbulente qui se développe résultent de chocs internes au jet (dus à une possible variabilité de la source). Cela a pour effet d'éjecter du gaz latéralement, ce qui élargit l'enveloppe turbulente. Le problème de la collimation du modèle original semble en partie résolu, mais ne reste compatible qu'avec les plus collimatés des flots observés. Finalement, ce modèle reste une alternative séduisante pour expliquer les composantes moléculaires très collimatées et rapides parfois détectées tels HH211 (Cabrit et al. 1997).

2.2.1.3 Succès des modèles numériques et problèmes non résolus

Micono et al. (2000) ont réalisé une étude numérique de l'entraînement stationnaire. Contrairement aux études analytiques menées, leurs conclusions sont beaucoup plus optimistes. L'entraînement turbulent transfère de la quantité de mouvement du jet au milieu ambiant de façon très efficace, jusqu'à 95%. La température est assez faible pour que la matière entraînée reste essentiellement moléculaire⁶. La distribution de masse $m(v) \propto v^{-\gamma}$ est retrouvée par les simulations. La collimation de l'écoulement augmente avec la vitesse, à nouveau en accord avec les observations. Il reste pourtant deux points sombres au tableau : les flots obtenus sont très/trop collimatés (le principal obstacle de l'entraînement turbulent) et la « loi de Hubble » n'est pas reproduite, la vitesse du flot diminuant avec la distance. Micono et al. (2000) ont suggéré que, en sus de ce mécanisme, l'entraînement par un choc en tête du jet (voir la suite) pourrait être responsable des vitesses rapides détectées à distance croissante de la source.

En conclusion, le mécanisme d'entraînement turbulent seul ne peut reproduire les caractéristiques observationnelles des flots moléculaires observés. Cependant, il permet de rendre compte des flots les plus collimatés ce qui suggère que ce processus puisse être présent et actif.

2.2.2 Entraînement par choc d'étrave

Lorsqu'il a finalement été reconnu que les jets avaient suffisamment de quantité de mouvement pour pouvoir engendrer la dynamique des flots moléculaires observés, une majorité d'auteurs s'est engagée sur la voie de l'entraînement prompt (*prompt-entraînement*). Dans ce modèle, très schématiquement, le gaz du milieu ambiant est mis en mouvement au niveau du choc d'étrave créé lors de l'interaction du jet avec son environnement. Le milieu ambiant est accéléré et entraîné, créant une coquille dense de gaz choqué identifiée comme étant le flot moléculaire. Les premiers modèles de choc d'étrave appliqués à l'entraînement des flots moléculaires remontent au début des années 90, et n'ont cessé de se développer depuis, surtout avec l'usage de plus en plus extensif de l'outil numérique. Nous commencerons cette étude avec le modèle analytique le plus simple, celui de Masson & Chernin (1993). Bien que très rudimentaire, il permet de comprendre l'essence de ce type de modèles. Ensuite les résultats provenant d'autres études plus récentes seront décrits et discutés au regard des observations.

2.2.2.1 Le modèle semi-analytique de Masson & Chernin (1993)

Lors de l'étude du modèle de Shu pour l'entraînement par vent radial, nous avons brièvement énoncé deux types de processus : celui où le refroidissement n'est pas efficace et où, en conséquence, le mi-

⁶Ceci est à comparer au *prompt-entraînement* où les molécules peuvent être dissociées lors du passage du choc – voir section suivante.

lieu ambiant est mis en mouvement par la pression du gaz choqué (*pressure-driven / energy conserving entrainment*) et le cas inverse (refroidissement efficace) où c'est la quantité de mouvement du vent qui entraîne le milieu ambiant (*momentum-driven*). Cette discussion reste valide si le vent sous-jacent est un jet. Pour le refroidissement, deux cas extrêmes se présentent alors :

- Cas limite fortement radiatif : dans cette situation, la pression d'origine thermique dans le gaz choqué est négligeable puisque l'énergie du choc a été rayonnée⁷. Le gaz choqué du milieu ambiant s'accumule en tête du jet et avance à la vitesse v_s . En égalisant les pressions dynamiques du jet et du gaz balayé, $\rho_j v_j^2 = \rho v_s^2$ on trouve que l'entraînement se fait à la vitesse

$$v_s = \frac{v_j}{1 + \sqrt{\rho/\rho_j}} . \quad (2.22)$$

- Cas limite non-radiatif (adiabatique) : si l'énergie n'est pas rayonnée, elle est convertie en pression thermique qui a pour effet de dévier une partie du gaz choqué (chaud) du jet latéralement, dans un cocon « gonflant » sous l'effet de la pression thermique du gaz choqué. Ce premier choc ralentit le gaz du jet de v_j à $v_s < v_j$. Le long de la direction du jet, le gaz du milieu ambiant est lui mis en mouvement par le second choc (le *bow shock*) v_s (voir Fig. 2.5). Dans le cas non-radiatif, on écrit de façon analogue au cas précédent

$$v_s = \epsilon \frac{v_j}{1 + \sqrt{\rho/\rho_j}} \quad (2.23)$$

où $\epsilon < 1$. Par contre, contrairement à l'entraînement dominé par la quantité de mouvement, le gaz ne s'accumule pas : le balayage de type « chasse-neige » se fait sur toute la surface du cocon. Le cocon étant très pressurisé, il s'étend principalement dans la direction perpendiculaire à sa surface ce qui implique de grandes vitesses transverses du flot moléculaire. Ceci est en désaccord avec les observations.

Masson & Chernin (1993) arguent que la situation astrophysique se trouve entre ces deux cas limites. Ils paramètrent l'efficacité du refroidissement par l'intermédiaire de l'angle α entre la direction du jet et la direction d'expansion du cocon/choc d'étrave, comme décrit par la figure 2.5. Le refroidissement du gaz choqué réduit la pression thermique dans le cocon – donc son expansion transverse – et α est petit. Le cas adiabatique, au contraire, verra $\alpha \sim 90^\circ$.

Lorsque que le gaz ambiant est accumulé par effet de chasse-neige au niveau du choc d'étrave, l'évolution du flot se fait en conservant la quantité de mouvement et la coquille peut être « découpée » en différents anneaux, indépendants les uns des autres. Après le passage du choc, l'anneau parcourt une distance longitudinale $l \cos \alpha$ (voir schéma) décrivant ainsi un volume V_z entre 2 surfaces coniques de côté l . On montre facilement que

$$V_z = \pi l^2 dz \sin^2 \alpha \quad (2.24)$$

où dz est la distance longitudinale entre les deux cônes due à l'épaisseur de l'anneau. Cependant, dans le cas le plus général, α n'est pas constant avec z et cette variation est prise en compte comme suit :

$$V_z = \pi l^2 \sin^2 \alpha \left(1 + \frac{l \sin \alpha}{3} \frac{d\alpha}{dz} \right) dz . \quad (2.25)$$

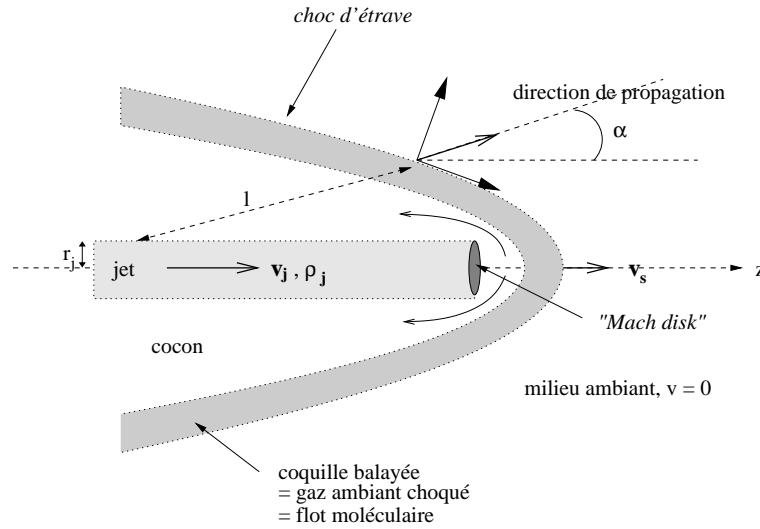
En multipliant par la densité ρ , nous obtenons directement la masse balayée contenue dans un anneau

$$m = \pi \rho l^2 \sin^2 \alpha \left(1 + \frac{l \sin \alpha}{3} \frac{d\alpha}{dz} \right) dz . \quad (2.26)$$

A l'avant du jet, la quantité de mouvement déposée par le jet (vitesse v_j) pour entraîner le gaz ambiant (vitesse v_s) pendant l'intervalle de temps dt s'écrit

$$dP = \pi r_j^2 \rho_j v_j (v_j - v_s) dt . \quad (2.27)$$

⁷Le milieu ambiant est beaucoup plus froid que le jet (~ 100 K à comparer avec les 10^4 K du jet) de sorte que la pression thermique du gaz choqué est effectivement négligeable face à la pression dynamique (*ram pressure*).



F . 2.5 – La configuration choisie dans le modèle de Masson & Chernin (1993). Un jet (v_j, ρ_j) entre dans un milieu au repos. Une structure à deux chocs est alors établie (voir texte) : i) le choc du jet (*Mach disk*) qui a pour effet d'évacuer dans le cocon une partie du gaz chaud situé en tête du jet, et ii) le choc d'étrave qui accélère le gaz ambiant et l'entraîne dans un coquille identifiée comme étant le flot moléculaire.

Or, $dP/dt = dP/dz \times dz/dt = dP/dz \times v_s$. En divisant dP/dt par la vitesse du jet v_s , il est possible de déterminer la quantité de mouvement longitudinale (dans la direction du jet) transférée au milieu ambiant par unité de longueur :

$$P_z = \frac{1}{v_s} \frac{dP}{dt} = \pi r_j^2 \rho_j \frac{v_j}{\epsilon} \left(\sqrt{\frac{\rho}{\rho_j}} + 1 - \epsilon \right), \quad (2.28)$$

où l'on a utilisé l'Eq. (2.23). Si $\epsilon \rightarrow 1$, on trouve simplement

$$P_z = \pi r_j^2 \rho_j v_j \sqrt{\frac{\rho}{\rho_j}}. \quad (2.29)$$

Cette quantité de mouvement longitudinale vient du régime où la quantité de mouvement est conservée. Pour avoir la quantité de mouvement totale, il faut compenser avec la composante transverse due à la pression thermique du gaz. L'opération se fait au travers de l'angle α introduit pour paramétrer l'expansion latérale du cocon, et l'on trouve que le moment total du gaz balayé dans un anneau d'épaisseur d_z est

$$P = \frac{P_z d_z}{\cos \alpha}. \quad (2.30)$$

La vitesse instantanée de l'anneau, c'est à dire du flot moléculaire, est directement obtenue en divisant le moment total de l'anneau P (qui reste constant) par sa masse m (qui augmente au cours de la distance parcourue)

$$v_{\text{flot}}(z) = \frac{P}{m}. \quad (2.31)$$

2.2.2.2 Résultats du modèle d'origine de Masson & Chernin

A partir de considérations très simples, Masson & Chernin ont dérivé un modèle rudimentaire permettant d'obtenir les grandeurs dynamiques du flot moléculaire. Il est ensuite possible de calculer, à partir d'un jeu de paramètres typiques pour le jet et le milieu ambiant l'évolution de ce modèle. A chaque pas de temps, l'Eq. (2.23) donne l'avancement du jet, et l'Eq. (2.29) la quantité de mouvement déposée dans le gaz ambiant. Finalement, les équations (2.26) et (2.31) permettent de calculer la masse et la position du flot. Le diagramme PV obtenu par Masson & Chernin (1993) pour un flot âgé de 4000 ans et observé à un angle de 45° est représenté sur la figure 2.6. Cette figure correspond au cas simple $\epsilon = 1$ et à une

valeur empirique pour α de 0.3 red. Nous retrouvons une des propriétés fondamentales des flots moléculaires observés : les vitesses les plus rapides sont trouvées aux plus grandes distances de l'objet central. Ce point est un succès en soi puisqu'il accomplit ce que l'entraînement turbulent étudié auparavant était incapable de reproduire.

De plus, il y a naturellement plus de masse aux faibles vitesses : le flux de masse balayée est déterminé à partir de la section efficace du choc d'étrave, et celle-ci augmente constamment sur les cotés alors que sa vitesse diminue. Sans pouvoir prédire $m(v) \propto v^{-\gamma}$, nous voyons que la tendance du modèle va dans le bon sens : un second bon point pour un modèle aussi simple.

Cependant, le modèle prédit des flots beaucoup trop longs et étroits si l'évolution de l'écoulement est calculée pour les grandeurs typiques données par les observations. C'est pour cette raison que Masson & Chernin (1993) stoppent l'évolution du modèle au bout de 4000 ans seulement, un ordre de grandeur en-dessous des âges dynamiques généralement invoqués. Une solution possible serait que les jets, loin de se propager en ligne droite, pourraient changer de direction au cours du temps : cela aurait pour effet d'élargir leur zone d'action et de ralentir leur progression longitudinale. Cette possibilité, d'abord suggérée pour les jets extragalactiques⁸, est supportée par de nombreuses observations de jets présentant des signatures de mouvement de précession comme le flot de L1557 (Gueth et al. 1996), Cep E (Eisloffel et al. 1996), HH315 (Gomez et al. 1997) ou encore HH300 (Arce & Goodman 2001).

2.2.2.3 Choc d'étrave et couche turbulente : une piste complémentaire

Notons que Raga & Cabrit (1993) ont proposé un modèle assez similaire à celui de Masson & Chernin (1993). Une première différence vient du fait que les auteurs considèrent, non pas le choc à la tête du jet, mais les chocs internes au jet, tels ceux que peut produire une variabilité de la source. Le premier effet bénéfique de ce traitement vient de ce que pour chacun des chocs le long du jet, du gaz est éjecté latéralement : il en résulte un flot moins étroit que celui de Masson & Chernin. Une différence plus conceptuelle est que la couche de gaz balayée ne reste pas fine, mais peut s'étendre de façon turbulente dans le sillage du choc d'étrave et que c'est à cette couche turbulente que le flot moléculaire est alors identifié (reprenant certaines idées de Cantó & Raga). Ce développement turbulent est sans doute plus réaliste que le cas idéalisé de Masson & Chernin et semble confirmé par les simulations. Raga & Cabrit (1993) retrouvent les morphologies et l'apparente accélération des flots avec la distance mais trouvent un profil triangulaire pour $m(v) \propto -v$, en désaccord avec la loi de puissance observée.

2.2.2.4 Développements ultérieurs

Nous passons maintenant rapidement en revue les principaux résultats de travaux plus récents sur l'entraînement par choc d'étrave, en gardant à l'esprit que le mécanisme de base est celui invoqué par Masson & Chernin. Lada & Fich (1996) ont porté une objection à l'entraînement par choc d'étrave : ce dernier peut produire des vitesses transverses non-négligeables résultant en un faible degré de bipolarité⁹. A ce sujet, nous avons déjà mentionné que l'efficacité du refroidissement est une donnée critique. Dans le cas des jets extragalactiques, le refroidissement est minimal et la poussée transverse peut être du même ordre de grandeur que la poussée longitudinale. En revanche, le refroidissement efficace au niveau des chocs d'étrave des jets stellaires assure un développement du flot essentiellement longitudinal.

La réponse à cette critique est principalement venue avec la croissance de la puissance de calcul et l'avènement de l'outil numérique. De nombreuses simulations numériques ont été menées pour l'étude de l'entraînement par choc d'étrave. Des fonctions de refroidissement plus ou moins complexes ont été prises en compte selon les auteurs (et les puissances de calculs disponibles à l'époque de l'étude) ainsi que différentes méthodes numériques (SPH ou grille). Pour ne citer que quelques unes de ces études, nous mentionnerons Chernin et al. (1994), Raga (1995), Suttner et al. (1997), Smith et al. (1997), Lee et al. (2001), Downes & Cabrit (2003) et Smith & Rosen (2005). Une sévère limitation des simulations est qu'il n'est pas possible d'atteindre ne serait-ce qu'une fraction des âges typiques des flots moléculaires : les simulations de jets proto-stellaires ont une durée typique de quelques centaines d'années, à

⁸Scheuer (1982) et le modèle de la « fraise du dentiste » (*dentist's drill model*) !!

⁹On aurait alors un mélange spatial de l'émission décalée vers le rouge avec celle décalée vers le bleu.

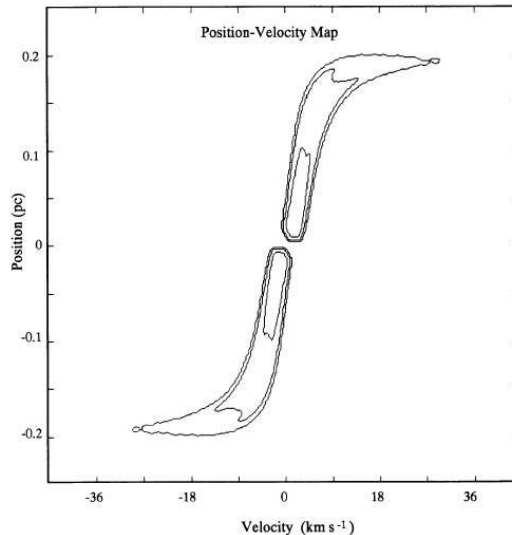


Fig. 2.6 – Diagramme position-vitesse obtenu pour le modèle simple de choc d'étrave de Masson & Chernin (1993). Conformément aux observations, on retrouve que le gaz le plus rapide est aussi le plus éloigné de la source.

comparer aux 10^5 ans des flots moléculaires observés. Cependant, de façon très générale et en dépit des ingrédients propres à chaque jet simulé, toutes ces études s'accordent sur le succès de l'entraînement par choc d'étrave pour rendre compte des propriétés des flots moléculaires (en particulier de l'apparente « loi de Hubble » et de la distribution de masse).

Cette tendance est confirmée par les observateurs qui, pour la plupart, voient dans ce type d'entraînement une solution probable à la question des flots moléculaires. Des exemples peuvent être trouvés dans Davis et al. (1997, 1998, 2000), Gueth & Guilloteau (1999) et Rodríguez-Franco et al. (1999).

2.2.2.5 Un exemple de succès du modèle dans Lee et al. (2001)

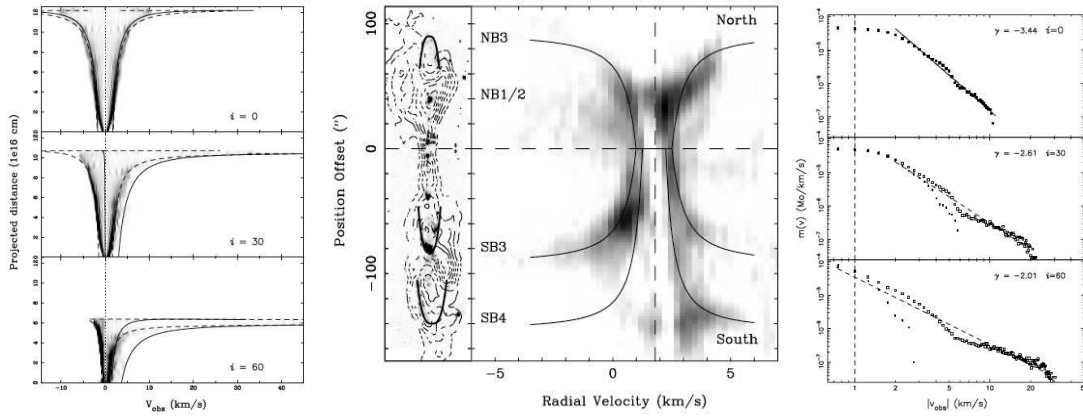
Dans ce papier, les auteurs comparent observations, modèle analytique et simulations dans le cadre de l'entraînement par vent et par choc d'étrave. Nous avons déjà montré un résultat relatif au modèle de vent large dans §2.1.2.1 (voir Fig. 2.3). Les résultats pour « l'entraînement prompt » sont maintenant présentés sur la figure 2.7. La figure de gauche correspond au digramme position-vitesse obtenu à partir de la simulation (avec ZEUS-2D comme précédemment) d'un flot entraîné par le choc d'étrave d'un jet. La prédiction du modèle analytique d'un papier compagnon (Ostriker et al. 2001) est également représenté et nous voyons le bon accord entre les modèles numériques et analytiques. La figure centrale représente ce même diagramme pour un objet existant, HH 212, ainsi que le résultat du modèle analytique : une fois encore, un bel accord est trouvé. Enfin la figure de droite représente la distribution de masse $m(v)$ du flot simulé ainsi que celle calculée à partir du modèle analytique : une loi de puissance (plus ou moins pentue selon l'angle d'inclinaison¹⁰ est retrouvée, en accord avec les observations.

2.2.2.6 Les problèmes non résolus de l'entraînement par choc d'étrave

En regardant au-delà du comportement global de ces modèles, il existe tout de même certains points pour lesquels un consensus n'est pas encore atteint.

- Si la composante la plus collimatée des flots moléculaires semble être très bien reproduite, il reste des difficultés pour rendre compte de la composante plus large et lente par ce mécanisme. Ostriker et al. (2001) avancent qu'un mouvement de précession du jet assez rapide (c'est la fraise !) pourrait

¹⁰Cette propriété est retrouvée par les simulations de Downes & Ray (1999).



F . 2.7 – Diagrammes PV et MV tirés de Lee et al. (2001). *A gauche* : diagramme PV obtenu à partir de simulations d’entraînement par choc d’étrave pour différents angles d’inclinaison. Les traits pleins et en pointillés sont les résultats du modèle analytique d’Ostriker et al. (2001). *Au milieu* : les contours de l’émission en CO de HH 212 sont présentés sur la partie gauche et le diagramme PV correspondant sur la partie droite. *A droite* : la distribution de masse $m(v)$ obtenue par les simulations et par le calcul analytique pour différents angles d’inclinaison.

produire des coquilles lisses et larges mais que dans ce cas, la situation serait indiscernable de celle d’un modèle de vent large.

- Il reste également un point d’ombre sur la capacité d’un jet à transférer de la quantité de mouvement aux molécules du milieu ambiant sans dissocier ces dernières. Les premières études (Smith et al. 1991; Wolfire & Konigl 1991) suggèrent que les molécules pourraient survivre au passage du choc d’étrave. Plus récemment, Downes & Ray (1999) ont étudié ce problème à partir de simulations HD en 2D. Ils concluent que dans le cas d’un jet « lourd »¹¹ ou de densité identique à la densité ambiante, le refroidissement radiatif a pour effet de réduire la fraction de quantité de mouvement fournie aux molécules ambiantes. Cependant, cette étude ne considère pas les jets légers.

En conclusion, les modèles d’entraînement par choc d’étrave réussissent globalement à rendre compte des observations des flots moléculaires collimatés et peuvent, si animés d’un mouvement de précession, générer des flots moléculaires beaucoup plus ouverts. Il reste bien entendu des points très spécifiques à étudier dans le cadre de ces modèles, mais tant du point de vue observationnel que théorique, les avis semblent converger en leurs faveur.

2.3 Les flots moléculaires des étoiles massives

De nombreux auteurs arguent que le phénomène d’accrétion-éjection caractérisant la formation des étoiles de faibles masses est aussi présent pour les fortes masses, et qu’en conséquence, l’entraînement des flots moléculaires se fait de façon identique dans les deux cas. Cependant, peu d’auteurs se sont intéressés à la viabilité des modèles précédemment décrits une fois transposés dans le régime des grandes masses.

Nous avons vu dans le chapitre introductif que les flots bipolaires ne sont pas uniquement l’attribut des étoiles de faibles et moyennes masses. Par ailleurs, la situation est beaucoup plus confuse pour les étoiles massives que dans le cas des objets légers, en raison des difficultés observationnelles liées à l’étude

¹¹Cette terminologie un peu trompeuse est souvent utilisée pour décrire la densité d’un jet par rapport à celle du milieu ambiant : un jet lourd ou léger est respectivement plus dense ou moins dense que le milieu dans lequel il se propage.

de la formation de ces premières¹². Les observations¹³ montrent que la dynamique et les énergies mises en jeu pour les flots des étoiles massives diffèrent beaucoup de celles des étoiles de faibles masses. En conséquence, d'autres mécanismes que ceux invoqués précédemment semblent devoir entrer en jeu. En particulier, les observations ont longtemps montré des flots massifs beaucoup moins collimatés que leurs équivalents de faibles masses. Cette différence semble pourtant moins flagrante au regard d'observations récentes de meilleure résolution (Beuther et al. 2002; Kim & Kurtz 2006) mais le débat persiste dans la communauté. Nous rappelons maintenant les principales propriétés associées aux flots moléculaires d'étoiles massives (Churchwell 2000).

- Ils sont observés dans plus de 50% (et dans près de 90% au regard des observations les plus récentes) des régions de formation d'étoiles massives.
- Les masses contenues dans les flots vont de quelques dizaines à quelques centaines de masses solaires. Les taux de perte de masse se situent entre 10^{-2} et $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, soit typiquement une centaine de fois plus grands que ceux des objets de faibles masses.
- La masse de l'objet central est estimée comme étant beaucoup plus petite que la masse du flot.
- Il existe également une relation $m(v) \propto v^{-\gamma}$, mais les pentes sont plus raides que pour les étoiles de faibles masses (Ridge & Moore 2001).
- Les temps dynamiques sont typiquement de $10^4 - 10^5 \text{ yr}$, similaires à ceux des étoiles plus légères et impliquent, au regard des flux de masse, une énergétique plusieurs dizaines de fois plus grande que celle de ces dernières.

Churchwell (1997), Churchwell (2000) et Churchwell (2002) insistent sur le fait qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, de théories permettant d'accélérer des dizaines, voire des centaines de masses solaires de gaz moléculaire en des temps caractéristiques pouvant être aussi courts que 10^4 yr . L'ensemble des arguments est présenté dans Churchwell (2000). C'est de cet article que la discussion suivante est en partie tirée¹⁴. Nous montrerons dans les sections 2.3.2, 2.3.3 et 2.3.4 que les modèles précédents (§2.1, 2.2.1 et 2.2.2) pour les flots moléculaires ne sont pas viables dans le cas des fortes masses. Churchwell (2000) considère également un autre mécanisme, spécifique aux étoiles massives, par lequel nous commencerons.

2.3.1 Hypothèse de l'accumulation d'un vent d'origine stellaire

Contrairement aux étoiles de faibles masses, dont les flux de perte de masse (par d'un vent d'origine stellaire) sont très faibles, les étoiles massives de type O ou B présentent des vents stellaires beaucoup plus massifs. La première hypothèse de travail faite par Churchwell est donc de considérer un tel vent stellaire¹⁵ bipolaire, qui serait émis de façon précoce, alors que l'étoile est toujours en train de se former. En prenant un flot moléculaire massif typique, de masse $M_f = 50 M_{\odot}$ et dont l'âge dynamique serait $\tau_d = 10^4 \text{ yr}$, on trouve une perte de masse due au vent stellaire de

$$\dot{M}_v = 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} .$$

Ce flux est près de deux ordres de grandeur supérieur à ceux des vents d'étoiles de type O ou Wolf-Rayet. En supposant un vent d'origine radiative, le taux de quantité de mouvement est limité par la luminosité de l'étoile par la relation

$$\dot{M}v_{\infty} \leq \frac{L_{\star}}{c} , \quad (2.32)$$

où v_{∞} est la vitesse terminale du vent, et c la vitesse de la lumière. En égalisant cette relation, et en utilisant les valeurs typiques $\dot{M}_v \sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ et $L_{\star} \sim 10^5 - 10^6 L_{\odot}$, nous trouvons que les vitesses

¹²Les YSO massifs sont plus rares, enfouis dans d'épaisses enveloppes de poussières et situés à des distances plus grandes que celles de leurs équivalents de faibles masses.

¹³Voir en particulier l'article de revue de Churchwell (2000).

¹⁴Les quantités utilisées pour les applications numériques n'étant pas toutes complètement définies, nous utiliserons des valeurs légèrement différentes de celles du papier d'origine, mais cohérentes avec la démarche plus détaillée que nous présentons ici. Ces légers écarts ne modifient en rien la discussion tenue par Churchwell (2000).

¹⁵Vent stellaire (radiatif dans le cas des étoiles massives) par opposition aux vents d'origine magnéto-centrifuge, tels *X-wind* ou *disk-wind*, invoqués dans les modèles de lancement des jets.

terminales maximales qu'un tel vent peut produire, sont situées entre 0.3 et 3 km s⁻¹. Ces valeurs sont au moins dix fois plus petites que celles reportées par les observations. Si un vent aussi massif existait, la masse accumulée en un temps dynamique correspondrait aux masses observées, mais les vitesses atteintes ne serait pas suffisantes. Churchwell mentionne certains points qui pourraient permettre de rendre la situation plus favorable, telle une sous-estimation de l'âge réel du flot par le temps dynamique, mais cela ne résoudrait le problème que partiellement.

Un dernier point qui finit de rendre ce modèle non viable vient du fait que les observations de flots massifs présentent une loi flux de masse-luminosité de la forme $\dot{M}_f \propto L_{\text{bol}}^{0.7}$ alors que les vents générés par le rayonnement de l'étoile suivent une loi en $\dot{M}_v \propto L_{\text{bol}}^{1.7}$ (Achmad et al. 1997).

2.3.2 Hypothèse de l'entraînement par vent large

Nous avons vu qu'un vent large (§2.1) pouvait agir tel un « chasse-neige », et entraîner le gaz du milieu interstellaire en conservant la quantité de mouvement. Les flots moléculaires des étoiles massives n'ont pas des facteurs de collimation aussi extrêmes que ceux qu'il est possible de rencontrer chez des objets de faible masse. L'hypothèse d'un vent large sous-jacent semble alors plus facilement applicable. Par ailleurs, les densités au voisinage des régions de formation d'étoiles massives sont connues pour être très grandes¹⁶. Dans de telles conditions, un entraînement de type « chasse-neige » semble être *a priori* un candidat prometteur pour expliquer la masse des flots moléculaires.

Churchwell suggère que ce processus pourrait être efficace pour l'entraînement de dizaines de masses solaires, à la condition que le « chasse-neige » soit « étanche » et agisse véritablement comme un piston poussant vers l'avant tout le gaz se présentant sur son chemin. Cette image très simple semble cependant démentie par les observations.

Wiseman & Ho (1996, 1998) ont observé le célèbre flot moléculaire de Orion IRc2 au travers de deux raies d'émission de l'ammoniac, raies qui permettent de tracer les régions les plus denses en s'affranchissant d'une partie de l'effet obscurcissant de la poussière. Le flot présente des filaments de NH₃ s'étendant le long de l'axe du flot (Fig. 2.8). Ces filaments apparaissent surdenses par rapport à l'environnement. Une explication possible de leur existence est qu'il s'agissait originellement de condensations de gaz ayant été étirées par le passage du flot, expliquant ainsi leur forme, leur direction et le faible gradient de vitesse qui leurs sont associés. Si cette explication est correcte, cela signifierait que l'entraînement n'est pas « étanche », mais qu'au contraire le flot a tendance à s'écouler de part et d'autre des surdensités plutôt que des les entraîner avec lui. A partir de ces considérations très qualitatives, Churchwell conclue que ce mécanisme n'est probablement pas efficace pour balayer de fortes masses.

Cette conclusion ne tient qu'au regard de cette observation, choisie car ce flot est l'un des mieux connu et des plus facilement observable. Cependant, il ne s'agit en rien d'une preuve, et plus de données sont nécessaires pour établir une conclusion plus robuste.

2.3.3 Hypothèse de l'entraînement turbulent

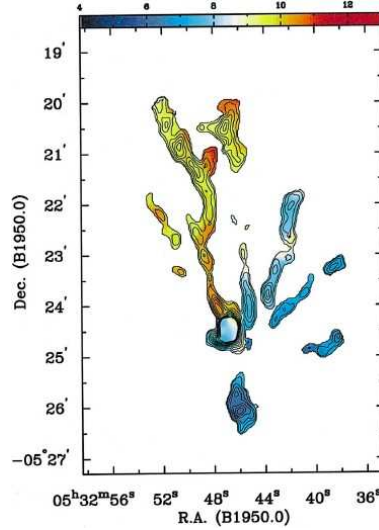
Un autre mécanisme testé par Churchwell est celui de l'entraînement turbulent par un jet sous-jacent, tel qu'étudié dans §2.2.1. Nous reprenons ici le formalisme de Canto & Raga (1991) : le taux d'entraînement de masse par unité de surface est donné par

$$\dot{M}_e = \epsilon \rho_0 c_0, \quad (2.33)$$

où ρ_0 et c_0 réfèrent à la densité et à la vitesse du son dans le milieu ambiant, ϵ étant l'efficacité de l'entraînement. En prenant des valeurs standards $n_{H_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $T_0 = 20 - 50 \text{ K}$, alors $c_0 = \sqrt{k_B T / m_{H_2}} \in [287, 454] \text{ km s}^{-1}$, où l'on a supposé un gaz parfait et $m_{H_2} = 2m_p$. Le taux d'entraînement de masse s'écrit dans ces conditions

$$\dot{M}_e = \epsilon \times (0.9 - 1.5) \times 10^{-14} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (2.34)$$

¹⁶Voir par exemple Cesaroni et al. (1991) qui mesurent des densités pouvant atteindre 10^6 cm^{-3} dans certaines régions ultra-compacte HII, endroits privilégiés pour la formation d'étoiles massives.



F . 2.8 – Les filaments d’ammoniac du flot moléculaire centrés sur la source IRC2 par Wiseman & Ho (1998). Les contours sont obtenus à partir des transitions de $\text{NH}_3(\text{J,K})=(1,1)$ et $(2,2)$. L’échelle de couleurs indique la vitesse en km s^{-1} .

La masse entraînée dans le flot au bout d’un temps dynamique τ_d par une surface A est simplement

$$M_f = \dot{M}_e A \tau_d . \quad (2.35)$$

Churchwell prend alors l’exemple du flot moléculaire central de G75.78NE (Shepherd et al. 1997) qui a un temps dynamique $\tau_d = 3.7 \times 10^4$ yr et dont il estime la surface totale¹⁷, comprenant les deux lobes, à $A = 1.5 \times 10^{35}$ cm^2 . Avec ces valeurs, la masse du flot devient

$$M_f \sim \epsilon \times [0.8 - 1.3] M_\odot . \quad (2.36)$$

On voit tout de suite, quelle que soit la valeur de l’efficacité de l’entraînement, et même dans le cas le plus optimiste ($\epsilon = 1$), que nous sommes très loin de pouvoir entraîner les quelques 58 masses solaires mesurées pour le flot moléculaire choisi. En supposant un angle d’ouverture du jet/vent sous-jacent de 30° , il vient $M_f \sim \epsilon \times [13 - 20] M_\odot$. Cependant, les expériences en laboratoire indiquent que l’efficacité est faible, de l’ordre de 0.1, de sorte que même pour un jet plus large, nous serions encore loin du compte.

2.3.4 Hypothèse de l’entraînement par choc d’étrave

Churchwell ne prolonge cependant pas son analyse au cas de l’entraînement par choc d’étrave d’un jet (mécanisme qui semble pourtant privilégié pour les flots moléculaires d’étoiles de faibles masses). Nous allons donc poursuivre ici en se basant sur les modèles présentés en §2.2.2. Quand bien même le modèle de Masson & Chernin (1993) présentait l’avantage d’une dérivation assez courte – permettant de comprendre l’idée de ce type d’entraînement – mais le désavantage d’être semi-analytique, nous préférons le travail d’Ostriker et al. (2001) qui est basé sur une approche entièrement analytique. Rappelons que cette dernière a notamment été validée par une confrontation à des simulations numériques et des observations (voir Fig. 2.7). Il serait long et fastidieux de reprendre tous les détails de ce modèle, aussi nous contenterons-nous de donner le seul résultat important pour la présente discussion, à savoir que la masse de la coquille balayée au bout du temps t par le choc d’étrave s’écrit

$$M_{\text{coq}}(t) = \frac{3^{5/3} \pi}{5} (\beta c_s)^{2/3} v_{\text{coq}} \rho R_j^{4/3} t^{5/3} . \quad (2.37)$$

¹⁷Il suppose pour cela un angle d’ouverture du jet de 2.3° tiré des résultats d’expériences sur lesquels Canto & Raga (1991) se basent. La longueur du flot est estimée à 0.69 pc.

Dans cette expression, ρ est la densité du milieu ambiant, v_{coq} la vitesse de la coquille (c'est-à-dire du flot), R_j est le rayon du jet sous-jacent, c_s la vitesse du son isotherme $(kT/m_{H_2})^{1/2}$ et β est une constante. A la température¹⁸ de 10^4 K, c_s vaut 6.4 km s^{-1} . La constante sans dimension β se situe typiquement dans l'intervalle [3.8-4.4] (voir Ostriker et al. 2001; Lee et al. 2001 Ostriker et al. 2001 et Lee et al. 2001 pour le détail concernant β).

Nous reprenons, comme précédemment, l'exemple du flot central de G75.78NE. Shepherd et al. (1997) ont donné les grandeurs nécessaires pour le calcul : la masse totale du flot (en H_2) est estimée à $M_{\text{flot}} = M_{\text{coq}} = 58 M_{\odot}$ pour une quantité de mouvement $P_{\text{flot}} (= M_{\text{flot}}\langle V \rangle)$ de $1060 M_{\odot} \text{ km s}^{-1}$. On en déduit une vitesse caractéristique pour la coquille du modèle $v_{\text{coq}} \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ et l'âge dynamique de ce flot est $\tau_d = 3.7 \times 10^4 \text{ yr}$. En reprenant la démarche de Churchwell, cette fois-ci pour tester l'entraînement turbulent, nous prenons $n_{H_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Nous utilisons pour le rayon du jet $R_j = [2.5 - 5] \times 10^{15} \text{ cm}$, d'après les paramètres de jets d'Ostriker et al. (2001)¹⁹.

Dans ces conditions, en choisissant $\beta = 4$ (voir ci-dessus), nous trouvons

$$M_{\text{coq}}(\tau_d) = [2.1 - 5.4] \times 10^{30} \text{ kg} = [1.1 - 2.7] M_{\odot} . \quad (2.38)$$

Nous voyons, de nouveau, qu'il est difficile de rendre compte des dizaines de masses solaires des flots massifs en transposant, tel quel, le modèle d'entraînement par choc d'étrave développé pour les objets de faibles masses.

Cependant, il est important de préciser que, dans cet exemple, nous avons combiné les paramètres obtenus à partir des observations d'un objet massif avec un rayon pour le jet, qui est lui, caractéristique des jets d'étoiles de faibles masses. Il est possible que les jets d'étoiles massives en formation aient des rayons plus grands que ceux des étoiles de faibles masses.

A titre informatif, nous trouvons à partir de l'Eq. (2.37) que pour que ce mécanisme entraîne la soixantaine de masses solaires de notre exemple, le rayon du jet devrait être de $50 \times 10^{15} \text{ cm}$, soit un ordre de grandeur plus grand que ceux des étoiles de faibles masses.

2.3.5 Quel(s) modèle(s) pour les flots massifs ? Prélude au modèle de transit

En conclusion, nous voyons qu'à partir de considérations simples, aucun des modèles standards pour les flots moléculaires ne réussit à rendre compte des observations de flots massifs. Nous avons utilisé des valeurs très conservatrices pour les applications numériques, et il est certainement possible d'améliorer la situation quelque peu en tirant les paramètres des modèles vers des valeurs plus extrêmes. Malgré tout, il semble que les centaines de masses solaires observées dans certains flots restent hors de portée de ces modèles.

En 1996, Fiege & Henriksen ont présenté un modèle pour les flots moléculaires où la masse présente dans le flot n'est pas du gaz entraîné, mais du gaz qui, lors de sa chute vers l'objet central, a été dévié et redirigé vers l'extérieur dans la direction axiale. Churchwell (1997, 2000) évoque ce type de mécanisme comme étant une alternative possible afin de modéliser les flots massifs. Dans ce travail de thèse, nous avons repris et développé le modèle original de Fiege & Henriksen (1996). Avant d'en faire l'étude détaillée dans les deux chapitres suivants, nous résumons ici les principales prédictions de ce modèle afin de réunir dans ce chapitre l'ensemble des points forts et faibles des modèles existants. Ce modèle, qui ne se base pas sur une hypothèse d'entraînement, n'invalide pas la présence des autres processus. Comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre 4, il a pour effet de structurer le milieu ambiant, en deviant une partie du gaz vers l'extérieur, mais n'exclut pas l'entraînement par un jet sous-jacent, ci celui-ci est présent.

Quelques résultats du modèle de transit : Comme nous le verrons, la densité et la vitesse du modèle de transit ont une dépendance radiale de la forme $\rho \propto r^{2\alpha-1/2}$ et $v \propto r^{-1/2}$. Nous en déduisons $m \propto$

¹⁸La vitesse du son dans cette expression est celle prise à la température initiale du flot, juste après que le gaz ambiant ait été choqué. Tout de suite à l'arrière du choc d'étrave, le gaz refroidit rapidement jusqu'à 10^4 K.

¹⁹Ces valeurs sont en accord avec les rayons typiques mesurés au niveau des nœuds de jets (voir par exemple Bacciotti & Eisloffel 1999).

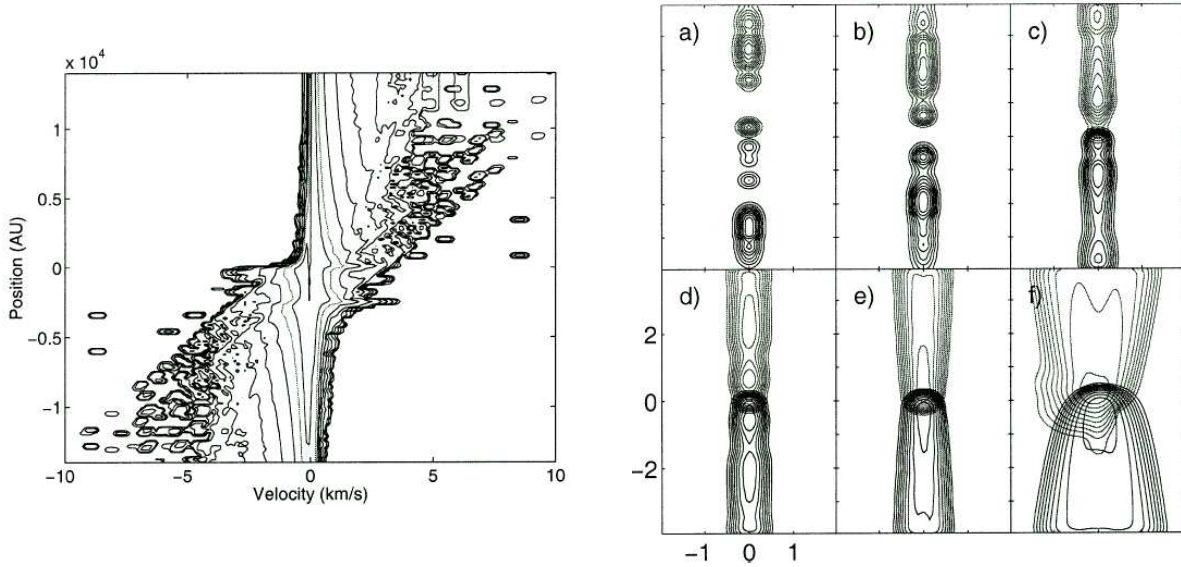


Fig. 2.9 – Des résultats du modèle de circulation/transit. *A gauche* : un diagramme position-vitesse obtenu à partir d’une solution du modèle de transit tel que développé en 1999. L’augmentation de la vitesse avec la distance au centre est retrouvée, en accord avec les observations. *A droite* : carte du flot tracée dans différents canaux de vitesse, du plus rapide ($11 < v < 13 \text{ km s}^{-1}$) – panneau (a) – au plus lent ($1 < v < 3 \text{ km s}^{-1}$) – panneau (f). La collimation décroît avec la vitesse, conformément au comportement observé. Tiré de Lery et al. (1999).

$\rho r^3 \propto r^{2\alpha+5/2}$ et en conséquence une distribution de la masse avec la vitesse, le long d’un rayon, comme : $m(v) \propto v^{-(4\alpha+5)}$. Par construction du modèle, $-1/2 < \alpha \leq 1/4$ (voir §3.1.6), et donc celui-ci prédit une pente pour la distribution de masse $3 < \gamma \leq 6$. Bien que nous retrouvions une loi de puissance, ces valeurs sont un peu trop grandes pour décrire les observations des objets de faibles masses. Ceci est cependant à moduler par le fait qu’un entrainement par jet associé à ce mouvement de transit global pourrait modifier les valeurs de γ dans le sens des observations. En revanche, comme noté par Ridge & Moore (2001), la pente de la relation masse-vitesse peut être beaucoup plus raide dans le cas des étoiles massives, avec des valeurs de γ la plupart du temps supérieures à 2 et pouvant atteindre ~ 10 . Dans ce contexte, les valeurs obtenues dans le cadre du modèle de transit seul ne semblent pas irréalistes. Deux autres contraintes observationnelles fortes des flots moléculaires sont la loi de Hubble apparente et l’augmentation de la collimation du flot avec la vitesse. Les graphes de figure 2.9, tirés de Lery et al. (1999), sont des observations synthétiques réalisées à partir de solutions du modèle de transit. Nous retrouvons, sur la figure de gauche, l’augmentation monotone de la vitesse avec la distance à l’objet et à droite, la variation de la collimation du flot en fonction du canal de vitesse choisi.

Comparaison des performances des modèles : Finalement, nous résumons les caractéristiques de l’ensemble des modèles dans le tableau 2.1. Notons cependant que ce tableau représente plus une tentative de résumé et qu’un modèle ne saurait être jugé uniquement par le nombre de « oui » lui étant associé dans ce tableau. Chaque modèle présente de nombreuses subtilités et les simulations numériques ne cessent d’apporter de nouveaux éléments à la description de base qui en a été faite ici. De plus nous séparons les modèles de type « entrainement » précédemment décrits, du modèle de transit dont les flots moléculaires ne sont qu’un aspect. La dernière ligne du tableau est présente pour rappeler que le modèle de transit n’exclut pas un mécanisme d’entrainement par un jet sous-jacent, sans doute très influant pour les étoiles de faibles masses : l’étude permettant d’en quantifier les effets est en cours à l’heure actuelle (voir chapitre 5), mais à la vue des propriétés individuelles de chaque modèle, il est cependant possible de remplir quelques cases avec confiance.

Modèle	Faibles masses			Fortes masses	
	$m(v) \propto v^{-\gamma}$ $1.3 < \gamma < 2.1$	« loi de Hubble »	Faible collimation	$m(v) \propto v^{-\gamma}$ $\gamma > 2$	Masse entraînée
vent large	oui	oui	oui	non	non
stationnaire	oui	non	non	non	non
prompt	oui	oui	oui/non	non	oui/non
transit seul	non	oui	oui	oui	oui (§4.3.1.4)
transit + prompt	...	oui	oui	...	oui

T . 2.1 – Tentative de tableau récapitulatif des propriétés des différents modèles et de leur capacité à reproduire certains aspects observationnels des flots moléculaires. La dernière ligne n’est que spéculative et demande à être confirmée numériquement. L’ensemble des résultats pour le modèle de transit sont regroupés dans le chapitre 4.

Bibliographie

- Achmad, L., Lamers, H. J. G. L. M., & Pasquini, L. 1997, *A&A*, 320, 196
- Arce, H. G. & Goodman, A. A. 2001, *ApJ*, 554, 132
- Bacciotti, F. & Eisloffel, J. 1999, *A&A*, 342, 717
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., Walmsley, C. M., & Wyrowski, F. 2002, *A&A*, 383, 892
- Cabrit, S., Raga, A., & Gueth, F. 1997, in *IAU Symp. 182 : Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, 163–180
- Canto, J. & Raga, A. C. 1991, *ApJ*, 372, 646
- Cesaroni, R., Walmsley, C. M., Koempe, C., & Churchwell, E. 1991, *A&A*, 252, 278
- Chernin, L., Masson, C., Gouveia dal Pino, E. M., & Benz, W. 1994, *ApJ*, 426, 204
- Chernin, L. M. & Masson, C. R. 1991, *ApJ*, 382, L93
- . 1992, *ApJ*, 396, L35
- Churchwell, E. 1997, *ApJ*, 479, L59
- Churchwell, E. 2000, in *Unsolved Problems in Stellar Evolution*, 41
- . 2002, *ARA&A*, 40, 27
- Davis, C. J., Dent, W. R. F., Matthews, H. E., Coulson, I. M., & McCaughrean, M. J. 2000, *MNRAS*, 318, 952
- Davis, C. J., Eisloffel, J., Ray, T. P., & Jenness, T. 1997, *A&A*, 324, 1013
- Davis, C. J., Smith, M. D., & Moriarty-Schieven, G. H. 1998, *MNRAS*, 299, 825
- De Young, D. S. 1986, *ApJ*, 307, 62
- Downes, T. P. & Cabrit, S. 2003, *A&A*, 403, 135
- Downes, T. P. & Ray, T. P. 1999, *A&A*, 345, 977
- Dyson, J. E. 1984, *Ap&SS*, 106, 181
- Eisloffel, J., Smith, M. D., Davis, C. J., & Ray, T. P. 1996, *AJ*, 112, 2086

- Fiege, J. D. & Henriksen, R. N. 1996, MNRAS, 281, 1038
- Gomez, M., Kenyon, S. J., & Whitney, B. A. 1997, AJ, 114, 265
- Gueth, F. & Guilloteau, S. 1999, A&A, 343, 571
- Gueth, F., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1996, A&A, 307, 891
- Hartigan, P., Morse, J. A., & Raymond, J. 1994, ApJ, 436, 125
- Kim, K. & Kurtz, S. 2006, ApJ, in press
- Lada, C. J. & Fich, M. 1996, ApJ, 459, 638
- Lee, C., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, ApJ, 542, 925
- Lee, C., Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Mundy, L. G. 2001, ApJ, 557, 429
- Lery, T., Henriksen, R. N., & Fiege, J. D. 1999, A&A, 350, 254
- Li, Z.-Y. & Shu, F. H. 1996, ApJ, 472, 211
- Lizano, S. & Giovanardi, C. 1995, ApJ, 447, 742
- Masson, C. R. & Chernin, L. M. 1992, ApJ, 387, L47
- . 1993, ApJ, 414, 230
- Matzner, C. D. & McKee, C. F. 1999, ApJ, 526, L109
- Meyers-Rice, B. A. & Lada, C. J. 1991, ApJ, 368, 445
- Micono, M., Bodo, G., Massaglia, S., Rossi, P., & Ferrari, A. 2000, A&A, 364, 318
- Mundt, R., Brugel, E. W., & Buehrke, T. 1987, ApJ, 319, 275
- Ostriker, E. C., Lee, C., Stone, J. M., & Mundy, L. G. 2001, ApJ, 557, 443
- Raga, A. & Cabrit, S. 1993, A&A, 278, 267
- Raga, A. C. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 103
- Raga, A. C., Cabrit, S., & Canto, J. 1995, MNRAS, 273, 422
- Raga, A. C., Canto, J., Calvet, N., Rodriguez, L. F., & Torrelles, J. M. 1993, A&A, 276, 539
- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 867
- Ridge, N. A. & Moore, T. J. T. 2001, A&A, 378, 495
- Rodríguez-Franco, A., Martín-Pintado, J., & Wilson, T. L. 1999, A&A, 351, 1103
- Scheuer, P. A. G. 1982, in *IAU Symp. 97 : Extragalactic Radio Sources*, 163–165
- Shepherd, D. S., Churchwell, E., & Wilner, D. J. 1997, ApJ, 482, 355
- Shu, F. H. 1977, ApJ, 214, 488
- Shu, F. H., Najita, J. R., Shang, H., & Li, Z.-Y. 2000, *Protostars and Planets IV*, 789
- Shu, F. H., Ruden, S. P., Lada, C. J., & Lizano, S. 1991, ApJ, 370, L31
- Smith, M. D., Brand, P. W. J. L., & Moorhouse, A. 1991, MNRAS, 248, 451

- Smith, M. D. & Rosen, A. 2005, MNRAS, 357, 579
- Smith, M. D., Suttner, G., & Yorke, H. W. 1997, A&A, 323, 223
- Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L. 1980, ApJ, 239, L17
- Stahler, S. W. 1994, ApJ, 422, 616
- Suttner, G., Smith, M. D., Yorke, H. W., & Zinnecker, H. 1997, A&A, 318, 595
- Taylor, S. D. & Raga, A. C. 1995, A&A, 296, 823
- Wiseman, J. J. & Ho, P. T. P. 1996, Nature, 382, 139
- . 1998, ApJ, 502, 676
- Wolfire, M. G. & Konigl, A. 1991, ApJ, 383, 205

Chapitre 3

Construction du modèle de transit

3.1	Construction du modèle de transit semi-analytique	60
3.1.1	La géométrie et les hypothèses du modèle	60
3.1.2	Les équations de la MHD idéale dans le modèle	62
3.1.3	Traitement du rayonnement	63
3.1.4	Les variables autosimilaires	65
3.1.5	Dérivation du système d'équations MHD autosimilaires	66
3.1.5.1	Equation de conservation du champ magnétique – Eq. (3.8)	67
3.1.5.2	Equation de continuité – Eq. (3.7)	67
3.1.5.3	Principe fondamental de la dynamique – Eq. (3.10)	68
3.1.5.4	Equation d'induction – Eq. (3.11)	70
3.1.5.5	Rayonnement – Eq. (3.18)	71
3.1.6	Contraintes pour l'exposant autosimilaire α	72
3.1.7	Le système d'équations pour le cas purement hydrodynamique	73
3.2	Trouver de « bonnes » solutions	74
3.2.1	Dimensionnement	75
3.2.2	Automatisation de la recherche de solutions	76
3.2.2.1	Monte Carlo de base	76
3.2.2.2	Perspectives	76
Résumé	77

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les modèles d'entraînement par vent ou par jet ne permettent pas individuellement de rendre compte des toutes les morphologies et énergétiques des flots moléculaires observés. Pour les étoiles de faibles masses, certaines observations suggèrent un entraînement par vent large, alors que pour d'autres, le choc d'étrave du jet semble être le principal responsable de l'accélération et du balayage du milieu ambiant. En revanche, pour les étoiles massives, la situation se complique et aucun des mécanismes évoqués pour les étoiles de faibles masses ne semble être en mesure d'entraîner les dizaines, voire centaines, de masses solaires qui se trouvent accélérées dans les flots massifs.

Au vu de ces faits, il semble raisonnable d'avancer l'hypothèse qu'il doit exister un autre mécanisme pour l'entraînement du gaz interstellaire dans les flots moléculaires. Dans cette partie, nous nous concentrons sur l'étude d'un type particulier de modèles, les modèles de transit, qui présentent une alternative aux modèles standards de flots moléculaires. Originellement développé par Henriksen & Valls-Gabaud (1994) puis par Fiege & Henriksen (1996) et dénommé modèle de circulation¹, ce modèle permet de

¹Nous préférons le terme de *transit* à celui de *circulation* car il nous semble refléter de façon plus exacte le comportement des solutions et ne contient pas la notion de « boucle fermée » du mot *circulation*.

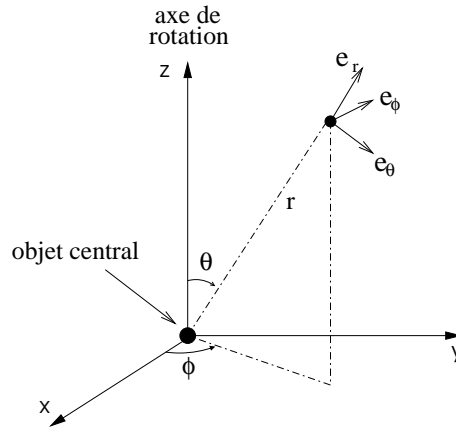


FIG. 3.1 – Schéma représentant la géométrie sphérique du modèle. Un élément de fluide est repéré par les coordonnées (r, θ, ϕ) . L'axe de rotation de l'étoile est aligné avec l'axe z . Nous supposons une invariance par rotation autour de l'axe z de sorte que $\partial_\phi = 0$.

généraliser des flots moléculaires sans nécessiter la présence d'un jet ou d'un vent sous-jacent. Plus particulièrement, le modèle original et entièrement analytique de Henriksen & Valls-Gabaud (1994) a permis de démontrer que des flots bipolaires pouvaient exister en l'absence d'une structure de type disque mince, en opposition avec les modèles magnéto-centrifuges comme le *disk-wind* de Blandford & Payne (1982) ou le *X-wind* de Shu et al. (1994). Ce modèle de circulation avait été motivé par l'observation, d'André et al. (1993), du premier objet de Classe 0, VLA 1623, présentant de très puissants flots bipolaires, mais dont la distribution de masse est quasi-sphérique, avec un très faible gradient de densité en $r^{-1/2}$. Sans surprise, les modèles basés sur l'existence d'un disque rencontraient ici des difficultés.

Dans ce chapitre nous nous intéressons à la théorie derrière le modèle de transit. Dans une première longue section (§3.1), nous construirons le modèle semi-analytique utilisé durant cette thèse, dans le cadre général de la magnétohydrodynamique. Nous nous contenterons de donner le résultat du calcul analogue pour le cas purement hydrodynamique dans la sous-section 3.1.7. Enfin, dans une seconde section plus courte (§3.2), nous détaillerons la démarche employée en pratique pour l'obtention de solutions.

3.1 Construction du modèle de transit semi-analytique

3.1.1 La géométrie et les hypothèses du modèle

La géométrie : Nous nous plaçons en géométrie sphérique centrée sur un objet central de masse M_\star et où un élément de gaz est repéré par les coordonnées (r, θ, ϕ) . L'axe de rotation de l'objet central est aligné avec l'axe (O, z) . Les angles orientés θ et ϕ ont leurs définitions habituelles : la situation est résumée par la figure 3.1. Nous faisons l'hypothèse d'une symétrie par rotation autour de l'axe z . Les variables du problème ne dépendent donc plus de l'angle toroïdal ϕ . Cela a pour effet de transformer un problème d'*a priori* 3 dimensions en un problème de 2.5 dimensions².

La stationnarité : Nous faisons l'hypothèse que le système a atteint un état stationnaire. Dans ce cas, les variables ne dépendent plus explicitement du temps et dans toutes les équations, nous aurons $\partial/\partial t = 0$. Cette hypothèse est de nature simplificatrice et se trouve *a priori* difficilement justifiable. Nous ne présentons pas de mécanisme par lequel un tel état (quasi-)stationnaire pourrait être atteint.

²Enlever la dépendance en ϕ ne signifie pas l'élimination de la composante toroïdale des différentes variables du problème. Nous aurons donc une vitesse et un champ magnétique toroïdales, mais leur valeurs, au même titre que celles des autres variables, ne dépendront simplement plus de cette coordonnée.

L'autosimilarité : Dans l'Annexe A, nous avons donné quelques éléments concernant le phénomène d'autosimilarité. En particulier, nous avons mentionné (Annexe A.3) que les solutions autosimilaires ne sont pas uniquement valides dans des conditions bien particulières. Au contraire, elles représentent le comportement « asymptotique intermédiaire » de solutions plus générales (et donc plus complexes à déterminer), lorsque ces dernières ne dépendent plus des conditions initiales ou des conditions aux bords du problème (Barenblatt 1996). Dans le modèle de transit, nous faisons l'hypothèse d'une autosimilarité radiale, où les quantités physiques à déterminer sont de la forme :

$$L_i(r, \theta) = L_i^0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha_i} l_i(\theta). \quad (3.1)$$

Dans cette équation, nous imposons à la dépendance en r d'être une puissance de α_i , où α_i est l'indice autosimilaire de la quantité L_i . La constante L_i^0 a pour dimension celle de la variable physique L_i alors que $l_i(\theta)$ est une fonction inconnue ne dépendant que de l'angle poloidal θ . Cette troisième hypothèse, couplée avec les deux précédentes ($\partial_\phi = \partial_t = 0$), a pour effet de transformer le système d'équations différentielles partielles (PDE) de la MHD en un système d'équations différentielles ordinaires (ODE), où l'intégration ne se fait que sur la variable θ afin de résoudre les quantités sans dimension $l_i(\theta)$.

Hypothèse d'un milieu optiquement épais : Un milieu est optiquement épais si le libre parcours moyen des photons est bien plus petit que la taille du système. Dans ce cas, les photons sont absorbés et ré-émis sur de courtes distances et le système peut être localement considéré comme étant à l'équilibre thermodynamique. Cette hypothèse permet de simplifier notre traitement de la radiation puisque, comme nous allons le voir p. 64, nous pouvons alors utiliser la loi d'émission du corps noir et l'approximation de la diffusion pour décrire le champ de rayonnement.

MHD idéale : La MHD idéale (monofluide) fait l'hypothèse d'un plasma complètement ionisé de conductivité infinie (voir §A.2) de sorte que le terme de diffusion peut être négligé dans l'équation d'induction suivante,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (3.2)$$

où σ est la conductivité du plasma.

Afin de vérifier la validité de cette hypothèse dans le cadre de notre étude des flots moléculaires, il est nécessaire d'estimer la valeur du nombre de Reynolds magnétique pour un flot typique. Celui-ci correspond au rapport entre les termes de convection et de diffusion dans l'Eq. (3.2) et s'exprime (en cgs) comme

$$R_M = \frac{4\pi\sigma v L}{c^2}. \quad (3.3)$$

Dans notre cas, nous n'avons pas affaire à un plasma complètement ionisé. Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que la fraction d'ionisation d'un jet est de l'ordre de 2% seulement. Il est probable que celle des flots moléculaires soit encore plus petite en raison des faibles températures présentes³. L'estimation de la conductivité doit donc prendre en compte ce faible degré d'ionisation. Les courants électriques dans le plasma sont principalement générés par les porteurs de charge les plus mobiles, les électrons. Une expression de la conductivité électronique est donnée par⁴

$$\sigma_e = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_e} = \left(\frac{n_e}{n_0} \right) \left(\frac{n_0 e^2}{m_e \nu_e} \right), \quad (3.4)$$

³Dans l'équation d'induction monofluide, l'hypothèse est faite que les espèces neutres suivent le mouvement des ions, par l'intermédiaire des collisions. Lorsque le milieu est faiblement ionisé, cet argument est discutable et il faudrait *a priori* utiliser une approche multifluide, beaucoup plus complexe. Un exemple de ce que devient l'équation d'induction dans le cadre de la MHD multifluide (deux fluides, ions et neutres) peut être trouvé dans Mouschovias (1996). Ici, nous nous contenterons de justifier *a posteriori* l'approche monofluide.

⁴Voir par exemple Blaes & Balbus (1994) qui font l'étude de disques d'accrétion faiblement ionisés.

où $n_e/n_0 \equiv X_e$ est la fraction d'ionisation du plasma, n_0 la densité des neutres, m_e la masse de l'électron, e sa charge, et ν_e la fréquence de collision entre électrons et neutres. Huba (2004) donne pour cette fréquence :

$$\nu_e = n_0 \sigma_s \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (3.5)$$

avec T_e la température des électrons, et $\sigma_s \sim 5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ la section efficace typique pour l'interaction e^- -neutre. En prenant une vitesse caractéristique $v = 30 \text{ km s}^{-1}$, une extension typique du flot $L = 10^{17} \text{ cm}$, une densité $n_0 = 10^5 \text{ cm}^{-3}$, une température $T = 30 \text{ K}$ et une fraction d'ionisation $X_e = 2\%$, nous trouvons

$$R_M \sim 10^{16} \gg 1. \quad (3.6)$$

Ainsi, bien qu'il semble contradictoire d'utiliser l'approche idéale de la MHD dans notre cas où le plasma n'est que partiellement ionisé, ce calcul aux ordres de grandeurs semble valider son usage pour l'étude des flots autour des objets stellaires jeunes. Comme dans la plupart des situations astrophysiques, c'est la gigantesque taille caractéristique de l'écoulement considéré qui permet d'avoir $R_M \gg 1$. Notre étude considère donc qu'il existe suffisamment de collisions entre les neutres et les espèces chargées (principalement p et e^-) pour que les neutres suivent le même mouvement moyen que ces dernières, sans effet de dérive entre les deux composantes.

3.1.2 Les équations de la MHD idéale dans le modèle

Dans l'Annexe A, nous avons décrit la nature et la validité de l'approche MHD, ses différentes hypothèses ainsi que sa relation avec un traitement cinétique des plasmas. Nous référons le lecteur à cette annexe pour avoir la forme « complète » de ces équations et nous contentons ici de donner les équations de la MHD idéale (le terme de diffusion est négligé dans l'équation d'induction) telles que nous allons les utiliser par la suite. La formulation que nous allons donner prend en compte l'hypothèse de stationnarité ($\partial/\partial t = 0$).

L'équation de continuité (conservation de la masse) stationnaire, avec ρ la densité du gaz et \mathbf{v} sa vitesse, est simplement donnée par

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3.7)$$

et la conservation du flux magnétique (absence de monopôle magnétique) par

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.8)$$

Le principe fondamental de la dynamique correspond à la conservation de la quantité de mouvement. Dans notre contexte, trois forces sont prises en compte : la force de Lorentz due au champ magnétique \mathbf{B} et au courant électrique \mathbf{j} , la force gravitationnelle de l'objet central et la force exercée par le gradient de pression. Le PFD s'écrit simplement comme

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{c} + \mathbf{F}_{\text{grav}} - \nabla p. \quad (3.9)$$

Nous plaçant en description Eulérienne, la dérivée totale d/dt est donnée par $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$. En se souvenant que l'on suppose la stationnarité de l'écoulement, et en explicitant le champ gravitationnel de la masse centrale M_\star , le PFD devient simplement

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{\rho c} - \frac{GM_\star}{r^3} \mathbf{r} - \frac{1}{\rho} \nabla p. \quad (3.10)$$

Enfin, l'équation d'induction dans le cadre de la MHD idéale et avec hypothèse de stationnarité se réduit simplement à

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \mathbf{0}. \quad (3.11)$$

Cette dernière équation implique directement que le produit $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ dérive d'un potentiel, $\mathbf{v} \times \mathbf{B} = -\nabla \psi$. Cette propriété sera utilisée par la suite.

3.1.3 Traitement du rayonnement

Nous incluons dans le modèle le chauffage de l'objet central. Il ne suffit plus de décrire les quantités dynamiques (par les équations précédentes), mais il faut maintenant prendre en compte le rayonnement. Pour cela, nous suivons Fiege & Henriksen (1996) et les détails des calculs peuvent notamment être trouvés dans Zel'Dovich & Raizer (1967).

L'inclusion du rayonnement nécessite de décrire un fluide constitué de gaz d'une part et de photons d'autre part. Ces deux composantes interagissent, les photons étant émis et absorbés par le gaz. De la même façon que le gaz possède une énergie interne et une pression thermique, le fluide de photons est caractérisé par une densité d'énergie radiative et une pression radiative. Ces deux nouvelles quantités doivent être prises en compte dans les équations de conservation du système gaz-rayonnement. Dans la description MHD, nous retrouvons les trois équations habituelles : conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les photons n'ayant pas de masse, l'Eq. (3.7) reste inchangée.

Le rayonnement doit, en toute rigueur, être pris en compte dans les équations de conservation de la quantité de mouvement (PFD) et de l'énergie (que nous n'avons pas encore écrite). Le PFD se réécrit alors comme

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{\rho c} - \frac{GM_\star}{r^3}\mathbf{r} - \frac{1}{\rho}\nabla(p + p_{\text{rad}}), \quad (3.12)$$

où nous avons simplement rajouté le terme de pression du fluide de photons p_{rad} à la pression thermique du gaz. Dans la suite, nous allons négliger la pression de radiation dans le PFD, supposant ainsi que les photons ne transfèrent pas de quantité de mouvement au gaz. Nous étudierons la validité de cette hypothèse plus loin (voir page suivante). Il faut néanmoins préciser que celle-ci est nécessaire afin de préserver l'approche autosimilaire du modèle⁵. L'équation (3.10) de conservation de la quantité de mouvement reste, elle, inchangée.

Nous passons maintenant à la conservation de l'énergie du fluide gaz-rayonnement. Nous appelons ϵ la densité spécifique d'énergie interne du gaz, p la pression thermique du gaz, u_{rad}^0 la densité d'énergie radiative et $\mathbf{F}_{\text{rad}}^0$ le flux d'énergie rayonnée et Φ_{grav} le potentiel gravitationnel de l'objet central. En se souvenant que l'équation de conservation générique de la quantité L s'écrit comme $\partial_t L + \nabla \cdot \mathbf{F}_L = \text{sources}$ où \mathbf{F}_L représente le flux de L , alors la conservation de l'énergie totale dans le référentiel du laboratoire s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho\epsilon + \frac{\rho v^2}{2} + u_{\text{rad}}^0 \right) + \nabla \cdot \left[\mathbf{v} \left(\rho\epsilon + p + \rho \frac{v^2}{2} + \Phi_{\text{grav}} \right) + \mathbf{F}_{\text{rad}}^0 \right] = 0.$$

Il est plus pratique de récrire cette équation avec les paramètres radiatifs définis dans le référentiel du fluide, où le gaz est au repos. En effet, les résultats habituels de transfert radiatif sont calculés dans un fluide au repos et ce choix de référentiel permet d'en utiliser directement les résultats (Zel'Dovich & Raizer 1967). En prenant en compte l'hypothèse de stationnarité et le changement de référentiel, la conservation de l'énergie devient

$$\nabla \cdot \left[\mathbf{v} \left(\rho\epsilon + p + u_{\text{rad}} + p_{\text{rad}} + \rho \frac{v^2}{2} + \Phi_{\text{grav}} \right) + \mathbf{F}_{\text{rad}} \right] = 0. \quad (3.13)$$

La densité d'énergie radiative $u_{\text{rad}} = u_{\text{rad}}^0$ ne dépend évidemment pas du référentiel et \mathbf{F}_{rad} , le flux radiatif dans le référentiel du fluide, est tel que $\mathbf{F}_{\text{rad}}^0 = \mathbf{F}_{\text{rad}} + \mathbf{v}u_{\text{rad}} + \mathbf{v}p_{\text{rad}}$. De façon analogue à la conservation de la quantité de mouvement, nous négligeons l'énergie et la pression de radiation par rapport à celles du gaz :

$$\nabla \cdot \left[\mathbf{v} \left(\rho\epsilon + p + \rho \frac{v^2}{2} + \Phi_{\text{grav}} \right) + \mathbf{F}_{\text{rad}} \right] = 0. \quad (3.14)$$

En passant $\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rad}}$ de l'autre côté de l'égalité, nous voyons que ce terme agit comme un terme source dans la conservation (en régime stationnaire) de l'énergie mécanique du gaz.

⁵Nous verrons aussi cela plus en détail dans la section suivante (voir p. 69).

Indépendamment, le rayonnement obéit à sa propre loi de conservation, où la variation d'énergie radiative est égale à ce qui a été émis par le gaz moins ce qui a été absorbé. Il est nécessaire d'introduire le coefficient d'absorption du gaz χ_ν à la fréquence ν , qui est une propriété optique du milieu. En utilisant

$$u_{\text{rad}} = \int_0^\infty U_\nu d\nu \quad \text{et} \quad \mathbf{F}_{\text{rad}} = \int_0^\infty \mathbf{F}_\nu d\nu, \quad (3.15)$$

l'équation de continuité stationnaire pour la radiation ($\partial u_{\text{rad}}/\partial t = 0$), intégrée sur toutes les fréquences ν s'écrit

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rad}} = \int_0^\infty \nabla \cdot \mathbf{F}_\nu d\nu = \int_0^\infty c\chi_\nu (U_\nu^p - U_\nu) d\nu = c\chi(U^p - u_{\text{rad}}), \quad (3.16)$$

où le terme de droite est le terme de gain (ou de perte, selon le signe de la différence) pour le rayonnement. U_ν^p est appelé fonction source⁶ et correspond à l'émission du gaz à la fréquence ν , et $\chi = 1/l$ est le coefficient d'absorption (inversement proportionnel au libre parcours moyen des photons) moyenné en fréquence selon la moyenne de Rosseland⁷. L'énergie perdue (ou gagnée) par le rayonnement correspond à autant d'énergie gagnée (ou perdue) par le gaz et l'on retrouve, grâce aux équations (3.16) et (3.14) que $-\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rad}}$ est un terme de source pour la conservation de l'énergie « mécanique » du gaz.

Nous allons maintenant utiliser l'hypothèse énoncée précédemment que le milieu est optiquement épais⁸. Une première conséquence est de pouvoir utiliser l'approximation de la diffusion⁹. Le flux radiatif est alors proportionnel au gradient de la densité d'énergie radiative par la relation

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = -\frac{c}{3\chi} \nabla u_{\text{rad}}. \quad (3.17)$$

Cela implique également que la densité d'énergie radiative u_{rad} soit égale à la fonction source U^p (moyennée sur les fréquences). Dans ce cas, nous obtenons à partir de l'Eq. (3.16)

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rad}} = 0. \quad (3.18)$$

De plus, un milieu optiquement épais est à l'équilibre thermodynamique local (ETL) et la fonction source $U_{\nu p}$ suit la loi de Planck. La densité d'énergie radiative est alors celle d'un corps noir à la température T :

$$u_{\text{rad}} = \int_0^\infty U_{\nu p} d\nu = \int_0^\infty \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{d\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} = \frac{4\sigma}{c} T^4, \quad (3.19)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma = 2\pi^5 k^4 / (15h^3 c^2) = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$.

Dans le cas d'un rayonnement (quasiment) isotrope, la pression de radiation est directement liée à la densité d'énergie radiative par

$$p_{\text{rad}} = \frac{u_{\text{rad}}}{3} = \frac{4}{3} \frac{\sigma}{c} T^4 \equiv \frac{a_S}{3} T^4. \quad (3.20)$$

Remarque : nous sommes maintenant en mesure de tester la validité de l'hypothèse consistant à négliger la pression de radiation par rapport à la pression thermodynamique du gaz. Prenons pour densité typique des flots moléculaires $n_{H_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$:

– pour $T = 10 \text{ K}$, il s'ensuit $p_{\text{rad}} = 2.5 \times 10^{-11} \text{ dyne cm}^{-2}$ et $p = n_{H_2} k_B T = 1.8 \times 10^{-10} \text{ dyne cm}^{-2}$;

⁶A l'équilibre thermodynamique local (ETL), $U_{\nu p}$ suit la loi de Planck pour l'émission du corps noir.

⁷Le libre parcours moyen de Rosseland l correspond au moyennage des libres parcours moyens « spectraux » l_ν par la relation ci-après, où $U_{\nu p}$ est la densité spectrale d'énergie donnée par la fonction de Planck :

$$l = \frac{\int_0^\infty l_\nu (dU_\nu^p/dT) d\nu}{\int_0^\infty (dU_\nu^p/dT) d\nu}.$$

⁸Notons que cette hypothèse équivaut à avoir un milieu quasiment isotrope.

⁹Il est intéressant de noter qu'il n'est pas nécessaire d'être à l'équilibre (et donc que u_{rad} soit la densité d'énergie du corps noir) pour que l'approximation de la diffusion soit valide. La quasi-isotropie du rayonnement suffit (Zel'Dovich & Raizer 1967; Leygnac 2004).

– pour $T = 30$ K, nous obtenons $p_{\text{rad}} = 2 \times 10^{-9}$ dyne cm^{-2} et $p = 4 \times 10^{-10}$ dyne cm^{-2} .

Nous voyons donc que, très rapidement, la pression de radiation ne peut être négligée face à la pression du gaz, et que l'approximation n'est valide que pour des températures¹⁰ $\sim 10 - 20$ K. La raison pour laquelle nous faisons tout de même cette approximation sera détaillée dans la section suivante (voir p.69).

En introduisant l'opacité de Rosseland du gaz, définie comme $\kappa = \chi/\rho$ et ayant pour unité en cgs $[\kappa] = \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$, le flux radiatif dans l'approximation de diffusion se réécrit comme

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = -\frac{c}{\kappa\rho}\nabla p_{\text{rad}} = -\frac{4ca_s}{3\kappa\rho}T^3\nabla T. \quad (3.21)$$

Nous faisons l'hypothèse d'une opacité de Rosseland de type Kramer, s'exprimant comme $\kappa = \kappa_0\rho^a T^b$. Les valeurs de la constante κ_0 et des exposants a et b sont à déterminer en fonction du type de milieu que l'on considère.

Les équations (3.18) et (3.21) sont celles que nous utiliserons pour inclure le rayonnement dans le modèle. Avant de passer à la suite, il convient de préciser ce que l'on entend par « inclure le rayonnement ». Puisque nous négligeons la pression de radiation par rapport à la pression du gaz, nous avons en fait découplé dynamiquement le fluide de photons du gaz. Le rayonnement n'est considéré dans notre approche que comme un terme de chauffage sur lequel le gaz « ajuste » sa température, afin de préserver l'ETL.

3.1.4 Les variables autosimilaires

Nous appliquons la forme générique d'une quantité radialement autosimilaire donnée par l'Eq. (3.1) aux différentes variables de notre problème¹¹. Nous supposons des indices autosimilaires α_i a priori différents pour chacune des variables. Les constantes L_i^0 sont déterminées par analyse dimensionnelle, en fonction des grandeurs caractéristiques du système : la masse de l'objet central M_\star , un rayon de référence r_0 , et la constante de la gravitation G . Dans un système d'unité de la classe LMT (nous utilisons le système cgs), $[M_\star] = M$, $[r_0] = L$ et $[G] = L^3 T^{-2} M^{-1}$, de sorte qu'il est possible de combiner des lois de puissances de ces trois paramètres pour obtenir les dimensions de toutes les variables du problème.

La densité (g cm^{-3}) : $[\rho] = ML^{-3}$,

$$\rho = \frac{M_\star}{r_0^3} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha_m - \frac{1}{2}} \mu(\theta). \quad (3.22)$$

La pression (dyne cm^{-2}) : $[p] = ML^{-1}T^{-2}$,

$$p = \frac{GM_\star^2}{r_0^4} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha_p - \frac{3}{2}} P(\theta). \quad (3.23)$$

La température (K) : Nous utilisons l'équation d'état des gaz parfaits afin de clore le système d'équations de la MHD idéale. Dans les quantités dimensionnées, cette condition s'exprime comme $P = nk_B T = \rho k_B T / \bar{\mu} m_H$ où $\bar{\mu}$ est le poids moléculaire moyen¹². Etant donnée la prescription choisie pour la pression et la densité, nous trouvons que

$$\frac{k_B T}{\bar{\mu} m_H} = \frac{GM_\star}{r_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha_T - 1} \Theta(\theta), \quad [k_B T / \bar{\mu} m_H] = L^2 T^{-2}, \quad (3.24)$$

où $\Theta = P/\mu$ et $\alpha_T = \alpha_p - \alpha_m$.

¹⁰Nous verrons dans le chapitre 4 que ces températures sont dépassées lorsque l'on s'approche trop de l'objet central.

¹¹Le choix de la forme des exposants est une simple convention.

¹²Nous supposons un gaz de H_2 et prenons $\bar{\mu} = 2$.

La vitesse (cm s⁻¹) : $[v] = LT^{-1}$. Le modèle est en 2.5D et nous prenons en compte les trois composantes de la vitesse. Sous forme vectorielle, nous l'exprimons comme

$$\mathbf{v} = \left(\frac{GM_\star}{r_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha_v - \frac{1}{2}} \mathbf{u}(\theta). \quad (3.25)$$

Le champ magnétique (Gauss) : $[B] = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}$. Dans Fiege & Henriksen (1996), le même coefficient de proportionnalité avec la vitesse était utilisé pour toutes les composantes du champ magnétique. Or, dans le cas d'une résistivité nulle, la loi d'Ohm s'écrit

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} = 0.$$

Avoir $\mathbf{B} \propto \mathbf{v}$ implique donc un champ électrique nul et, en conséquence, un vecteur de Poynting ($\propto \mathbf{E} \times \mathbf{B}$) nul également. Cela a pour effet de simplifier la situation mais d'empêcher l'action du flux de Poynting sur la dynamique du flot. Afin d'inclure ce flux dans le modèle, sans mettre à mal la loi d'Ohm, nous suivons Lery et al. (1999) : deux coefficients de proportionnalité différents sont utilisés entre la vitesse et i) la composante poloïdale y_p et ii) toroïdale y_ϕ du champ magnétique. Le champ magnétique s'exprime alors comme

$$B_{r, \theta, \phi} = \left(\frac{GM_\star^2}{r_0^4} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha - \frac{3}{4}} \frac{u_{r, \theta, \phi}}{y_{p, \phi}}. \quad (3.26)$$

Nous reconnaissons $\mathbf{u}(\theta)$ comme étant la vitesse adimensionnée. La détermination du champ magnétique revient alors à la détermination des grandeurs $y_p(\theta)$ et $y_\phi(\theta)$.

Le flux radiatif (erg cm⁻² s⁻¹) : $[F_{\text{rad}}] = MT^{-3}$. Si l'on considère une source de luminosité constante, alors le taux d'énergie traversant une sphère de rayon r est constant pour tout r . En conséquence, le flux radiatif diminuera avec la distance comme r^{-2} . Nous choisirons \mathbf{F}_{rad} de la forme

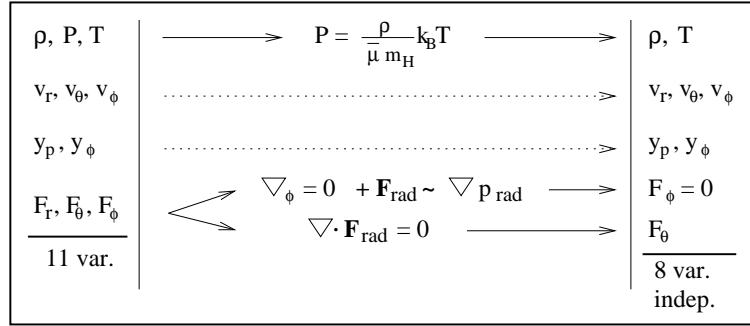
$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = \left(\frac{GM_\star}{r_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{M_\star}{r_0^3} \right) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha_f - 2} \mathbf{f}(\theta), \quad (3.27)$$

où α_f représente un écart à la situation simple décrite ci-dessus lorsque l'énergie radiative est conservée. Plus précisément, $\alpha_f > 0$ correspond à un gain d'énergie radiatif en fonction de la distance à la source, alors que $\alpha_f < 0$ traduit une perte. Nous voyons en particulier que si $\alpha_f < 0$, le flux radiatif diverge à l'origine : dans ce cas, la constante de l'Eq. (3.27) définit la luminosité passant à travers la sphère de référence de rayon r_0 .

En résumé : nous avons donc un problème possédant *a priori* onze inconnues – la densité ρ , la pression p , la température T , les trois composantes de la vitesses $v_{r, \theta, \phi}$, deux composantes (poloïdale y_p et toroïdale y_ϕ) reliées au champ magnétique, et trois composantes du flux radiatif $F_{r, \theta, \phi}^{\text{rad}}$. Ce nombre est cependant réduit à huit variables indépendantes en remarquant que i) l'équation d'état élimine une quantité scalaire parmi densité, pression et température ; ii) l'approximation de la diffusion pour le rayonnement impose $F_\phi^{\text{rad}} = 0$ et iii) l'Eq. (3.18) impose une relation entre les composantes radiale et poloïdale du rayonnement. Ces considérations sont résumées par la figure 3.2. La résolution du problème nécessite donc huit équations que nous allons dériver dans la section suivante.

3.1.5 Dérivation du système d'équations MHD autosimilaires

A partir des éléments ci-dessus, nous pouvons dériver le système d'équations adimensionnées du modèle. Toute la physique incluse dans le modèle est décrite précédemment et nous ne donnons ici que la démonstration des équations utilisées « en pratique ». C'est à partir du calcul qui suit que les exposants autosimilaires α_i , ainsi que l'expression du rayon de référence r_0 introduit par l'hypothèse



F . 3.2 – Visualisation schématique du nombre de variables indépendantes du problème.

d'autosimilarité, seront déterminés. Le principe de ce calcul consiste à utiliser les équations décrivant la MHD (§3.1.2) et le rayonnement (§3.1.3) en géométrie sphérique et à injecter la forme autosimilaire des variables (§3.1.4). Le lecteur ne souhaitant pas s'attarder sur le détail du calcul peut directement se rendre au Chapitre 4 présentant les résultats.

3.1.5.1 Equation de conservation du champ magnétique – Eq. (3.8)

En coordonnées sphériques, l'Eq.(3.8) se réexprime comme

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B_\theta \sin \theta) = 0 . \quad (3.28)$$

En injectant l'Eq. (3.26) et en procédant de façon analogue à précédemment, la conservation du flux magnétique (dans les nouvelles variables adimensionnées) est donnée par

$$\left(\alpha + \frac{5}{4} \right) \frac{u_r}{y_p} + \frac{1}{\sin \theta} \partial_\theta \left(\sin \theta \frac{u_\theta}{y_p} \right) = 0 , \quad (3.29)$$

qui se réécrit encore

$$u'_\theta = - \left(\alpha + \frac{5}{4} \right) u_r + u_\theta \left(\frac{y'_p}{y_p} - \cot \theta \right) \quad (3.30)$$

où la dérivée $\partial_{\theta x}$ est notée avec un prime x' . Nous garderons cette notation jusqu'à la fin de §3.1.5.

3.1.5.2 Equation de continuité – Eq. (3.7)

En coordonnées sphériques, la conservation de la masse s'exprime comme

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_\theta) = 0 . \quad (3.31)$$

En utilisant les équations (3.25) et (3.22) ainsi que le changement de variable $x = r/r_0$, l'Eq. (3.31) devient

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= \frac{1}{r_0^2 x^2} \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 r_0^2 \frac{M}{r_0^3} x^{\alpha_m - 1/2} \mu \left(\frac{GM}{r_0} \right)^{1/2} x^{\alpha_v - 1/2} u_r \right) \\ &+ \frac{1}{r_0 x \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{M}{r_0^3} x^{\alpha_m - 1/2} \mu \left(\frac{GM}{r_0} \right)^{1/2} x^{\alpha_v - 1/2} u_\theta \right) \\ &= 0 . \end{aligned} \quad (3.32)$$

En multipliant chaque coté par $r_0^4/M \times (GM/r_0)^{-1/2}$ et après quelques manipulations, on trouve

$$(1 + \alpha_m + \alpha_v) \mu u_r + \frac{1}{\sin \theta} \partial_\theta (\mu u_\theta \sin \theta) = 0 , \quad (3.33)$$

qui correspond à la forme adimensionnée de l'équation de conservation de la masse. En utilisant l'équation (3.30), nous la récrivons sous la forme

$$\mu' = -\mu \left(\frac{y'_p}{y_p} + \frac{u_r}{u_\theta} \left(\alpha - \frac{1}{4} \right) \right) \quad (3.34)$$

3.1.5.3 Principe fondamental de la dynamique – Eq. (3.10)

Par opposition aux équations scalaires de conservation de la masse et du flux magnétique, cette équation est vectorielle et il est nécessaire de l'exprimer selon ses trois composantes.

– Composante selon ϕ

C'est celle qui comporte le moins de termes (pas de force gravitationnelle dans cette direction et $\partial_\phi = 0$ par hypothèse) et donc la plus rapide à calculer. Projetée selon \mathbf{e}_ϕ , l'Eq. (3.10) s'écrit

$$v_r \partial_r v_\phi + \frac{1}{r} (v_\theta \partial_\theta v_\phi + v_r v_\phi + v_\theta v_\phi \cot \theta) = \frac{j_r B_\theta - j_\theta B_r}{\rho c}. \quad (3.35)$$

Le terme de droite se calcule en utilisant la loi d'Ampère : $\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j}/c$ (en cgs). Toujours comme ce qui précède, nous utilisons les formes autosimilaires de ρ , \mathbf{B} et \mathbf{v} pour obtenir finalement

$$\begin{aligned} & \frac{GM}{r_0^2} x^{2(\alpha_v-1)} \left[\left(\alpha_v - \frac{1}{2} \right) u_r u_\phi + u_\theta u'_\phi + u_r u_\phi + u_\theta u_\phi \cot \theta \right] \\ &= \frac{GM}{r_0^2} x^{2\alpha-\alpha_m-2} \left[\frac{u_r u_\phi}{m_{Ap} m_{A\phi}} \left(\alpha + \frac{1}{4} \right) + \frac{u_\theta u_\phi}{m_{Ap} m_{A\phi}} \left(\cot \theta - \frac{y'_p}{y_p} + 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (3.36)$$

avec

$$m_{Ap,\phi} \equiv y_{p,\phi} \sqrt{4\pi\mu}, \quad (3.37)$$

μ étant la densité autosimilaire. La notation $m_{Ap,\phi}$ désigne les composantes poloïdale (p) et toroïdale (ϕ) du nombre de Mach Alfvénique m_A . En identifiant les puissances de x , nous obtenons une première relation pour la détermination des exposants autosimilaires :

$$2\alpha_v = 2\alpha - \alpha_m. \quad (3.38)$$

La forme adimensionnée de l'équation s'exprime alors comme

$$u'_\phi = -\frac{u_\phi}{1 - \frac{1}{m_{Ap} m_{A\phi}}} \left[\frac{u_r}{u_\theta} \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha + 1/4}{m_{Ap} m_{A\phi}} \right) + \frac{1}{m_{Ap} m_{A\phi}} \frac{y'_p}{y_p} + \cot \theta \left(1 - \frac{1}{m_{Ap} m_{A\phi}} \right) \right] \quad (3.39)$$

– Composante selon r

Le PFD projeté sur la direction radiale s'écrit

$$v_r \partial_r v_r + \frac{1}{r} (v_\theta \partial_\theta v_r - v_\theta^2 - v_\phi^2) = -\frac{1}{\rho} \partial_r p - \frac{GM}{r^2} + \frac{j_\theta B_\phi - j_\phi B_\theta}{\rho c}. \quad (3.40)$$

Cette fois-ci nous obtenons :

$$\begin{aligned} \text{Accélération} &= \left(\frac{GM}{r_0^2} \right) x^{2(\alpha_v-1)} \left[\left(\alpha_v - \frac{1}{2} \right) u_r^2 - u_\theta^2 - u_\phi^2 + u_\theta u'_r \right]; \\ \text{Force de pression} &= -\left(\frac{GM}{r_0^2} \right) x^{\alpha_p-\alpha_m-2} \left(\alpha_p - \frac{3}{2} \right) \frac{P}{\mu}; \\ \text{Force gravitationnelle} &= -\left(\frac{GM}{r_0^2} \right) x^{-2}; \\ \text{Force de Lorentz} &= -\left(\frac{GM}{r_0^2} \right) x^{2\alpha_\phi-\alpha_m-2} \left[\left(\alpha + \frac{1}{4} \right) \left(\frac{u_\phi^2}{4\pi\mu y_\phi^2} + \frac{u_\theta^2}{4\pi\mu y_p^2} \right) + \frac{1}{4\pi\mu} \left(\frac{u_\theta u'_r}{y_p^2} - \frac{y'_p}{y_p} \frac{u_r u_\theta}{y_p^2} \right) \right]. \end{aligned}$$

Après identification des exposants, il vient :

$$\alpha_v = 0 ; \quad (3.41)$$

$$\alpha_m = 2\alpha ; \quad (3.42)$$

$$\alpha_p = \alpha_m = 2\alpha . \quad (3.43)$$

Pour fermer le système, nous avons fait l'hypothèse que l'équation d'état du gaz était celle des gaz parfaits. Nous avons déjà montré qu'avec la définition de nos variables autosimilaires, l'équation d'état se réduisait à $p = \mu\Theta$ et que $\alpha_T = \alpha_p - \alpha_m$. Nous avons donc

$$\alpha_T = 0 . \quad (3.44)$$

Finalement, la composante radiale de l'équation de la dynamique adimensionnée peut se récrire sous la forme

$$\boxed{u'_r = \frac{1}{u_\theta \left(1 - \frac{1}{m_{Ap}^2}\right)} \left[\frac{u_r^2}{2} + (u_\theta^2 + u_\phi^2) \left(1 - \frac{\alpha + 1/4}{m_{Ap}^2}\right) + \left(\frac{3}{2} - 2\alpha\right) \Theta + \frac{u_\theta u_r y'_p}{m_{Ap}^2 y_p} - 1 \right]} \quad (3.45)$$

Remarque importante : avant de poursuivre plus avant, nous pouvons maintenant revenir sur l'affirmation énoncée précédemment (p. 63) que la prise en compte de la pression de radiation dans le modèle brise l'autosimilarité de celui-ci : cela peut être montré à partir de la projection poloïdale du PFD. En effet, dans ce cas, le terme de pression serait de la forme

$$-\frac{1}{\rho} \partial_r (p + p_{\text{rad}}) .$$

D'autre part, $p_{\text{rad}} = a_s T^4/3$, et à partir des expressions autosimilaires des variables, nous trouvons pour la force de pression, incluant la pression de radiation, s'écrit

$$\text{Force de pression} = - \left(\frac{GM}{r_0^2} \right) x^{1/2-\alpha_m} \left[(\alpha - 3/2) x^{\alpha_p-5/2} \frac{P}{\mu} + \frac{4a_s}{3} G^3 M^2 \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B} \right)^4 x^{4\alpha_T-5} \frac{\Theta^4}{\mu} \right] .$$

En plus du terme en P/μ de la pression thermodynamique, nous avons maintenant un terme pour la pression de radiation en Θ^4/μ . Par ailleurs, nous voyons que les coefficients de dimensionnement de la pression de radiation ne peuvent être factorisés. L'autosimilarité du modèle est donc brisée si ce terme est pris en compte. Voici la raison pratique *a posteriori* pour l'avoir négligée dans l'Eq. (3.12). La pression de radiation agit comme une force contrant l'attraction gravitationnelle. Bien que nous ne puissions pas, dans le cadre strict du modèle, étudier son influence sur le transit, il semble raisonnable de penser que sa présence entrainerait le renversement du sens l'écoulement à une distance de l'objet central plus grande que si elle n'était pas présente. Sur cette base, nous postulons que le phénomène de transit n'est pas remis en cause malgré l'absence de la pression de radiation dans les équations de conservation.

– Composante selon θ

En projetant l'Eq. (3.10) dans la direction de l'angle poloïdal, nous obtenons

$$v_r \partial_r v_\theta + \frac{1}{r} (v_\theta \partial_\theta v_\theta + v_r v_\theta - v_\phi^2 \cot \theta) = -\frac{1}{\rho r} \partial_\theta p + \frac{j_\phi B_r - j_r B_\phi}{\rho c} . \quad (3.46)$$

Les relations entre les différents indices α_i , sont maintenant connus et tous les termes de dimensionnement s'annulent lorsque les variables autosimilaires sont injectées dans l'équation précédente. Nous trouvons finalement que l'équation s'exprime dans les variables autosimilaires comme

$$\begin{aligned} \frac{u_r u_\theta}{2} \left(1 - \frac{2\alpha + 1/2}{m_{Ap}^2} \right) + u_\theta u'_\theta + \frac{u_r u'_r}{m_{Ap}^2} + \frac{u_\phi u'_\phi}{m_{A\phi}^2} + u_\phi^2 \cotg\theta \left(\frac{1}{m_{A\phi}^2} - 1 \right) \\ - \frac{u_r^2}{m_{Ap}^2} \frac{y'_p}{y_p} - \frac{u_\phi^2}{m_{A\phi}^2} \frac{y'_\phi}{y_\phi} + \Theta' + \frac{\mu'}{\mu} \Theta = 0 . \end{aligned} \quad (3.47)$$

A l'aide des équations (3.45), (3.39) et (3.30), il est possible de récrire l'Eq. (3.48) sous la forme

$$\mathcal{D} \frac{y'_p}{y_p} + \mathcal{E} \frac{y'_\phi}{y_\phi} + \mathcal{F} = 0 , \quad (3.48)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{D} &= u_\theta^2 - \frac{u_r^2}{m_{Ap}^2} \left(1 + \frac{1}{m_{Ap}^2 - 1} \right) - \Theta \\ \mathcal{E} &= -\frac{u_\phi^2}{m_{A\phi}^2} \left(\frac{m_{A\phi} m_{Ap}}{m_{A\phi} m_{Ap} - 1} \right) \\ \mathcal{F} &= \frac{u_r u_\theta}{2} \left(1 - \frac{2\alpha + 1/2}{m_{Ap}^2} \right) - \cotg\theta (u_\theta^2 + u_\phi^2) - \left(\alpha + \frac{5}{4} \right) u_r u_\theta \\ &\quad + \frac{u_r}{u_\theta} \frac{1}{m_{Ap}^2 - 1} \left[\frac{u_r^2}{2} + (u_\theta^2 + u_\phi^2) \left(1 - \frac{\alpha + 1/4}{m_{Ap}^2} \right) + \left(\frac{3}{2} - 2\alpha \right) \Theta - 1 \right] \\ &\quad - \frac{u_\phi^2}{m_{Ap}^2} \frac{1}{1 - \frac{1}{m_{Ap} m_{A\phi}}} \left[\frac{u_r}{u_\theta} \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha + 1/4}{m_{Ap} m_{A\phi}} \right) \right] + \Theta' - \frac{u_r}{u_\theta} (\alpha - 1/4) \Theta . \end{aligned}$$

Dans l'expression de \mathcal{F} , il reste une grandeur primée, Θ' que nous déterminerons à partir des équations pour le rayonnement. En particulier, nous montrerons que $\Theta' = -\mu^{\alpha+1} f_\theta / \Theta^{3-b}$ (voir l'Eq. (3.64), p. 72).

3.1.5.4 Equation d'induction – Eq. (3.11)

Puisque le rotationnel de $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ est nul, nous pouvons écrire

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = -\nabla\psi , \quad (3.49)$$

où ψ est, en conséquence, un potentiel autosimilaire de la forme

$$\psi(r, \theta) = GM \left(\frac{M}{r_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} x^{\alpha - \frac{1}{4}} \Psi(\theta) . \quad (3.50)$$

On trouve immédiatement que, d'une part

$$\nabla\psi = \frac{GM}{r_0} \left(\frac{M}{r_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} x^{\alpha - 5/4} \left[\left(\alpha - \frac{1}{4} \right) \Psi \mathbf{e}_r + \Psi' \mathbf{e}_\theta \right] , \quad (3.51)$$

et d'autre part

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{GM}{r_0} \left(\frac{M}{r_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} x^{\alpha - 5/4} \left[\left(\frac{1}{y_\phi} - \frac{1}{y_p} \right) (u_\theta u_\phi \mathbf{e}_r - u_r u_\phi \mathbf{e}_\theta) \right] . \quad (3.52)$$

En identifiant membre à membre et après quelques manipulations, l'équation d'induction se récrit comme

$$\frac{\partial}{\partial\theta} (u_\phi u_\theta) + \left(\alpha - \frac{1}{4} \right) u_\phi u_r + u_\phi u_\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \left[\ln \left(\frac{1}{y_p} - \frac{1}{y_\phi} \right) \right] . \quad (3.53)$$

En développant et en multipliant par $u_\phi u_\theta$, il vient

$$\frac{u'_\phi}{u_\phi} + \frac{u'_\theta}{u_\theta} + \left(\alpha - \frac{1}{4}\right) \frac{u_r}{u_\theta} + \frac{y_p}{y_\phi - y_p} \left(\frac{y'_\phi}{y_\phi}\right) - \frac{y_\phi}{y_\phi - y_p} \left(\frac{y'_p}{y_p}\right) = 0. \quad (3.54)$$

En utilisant les équations (3.30) et (3.39), l'équation précédente devient

$$\mathcal{A} \frac{y'_p}{y_p} + \mathcal{B} \frac{y'_\phi}{y_\phi} + C = 0, \quad (3.55)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= 1 - \frac{y_\phi}{y_\phi - y_p} \\ \mathcal{B} &= \frac{y_\phi}{y_\phi - y_p} - \frac{1}{m_{Ap} m_{A\phi} - 1} \\ \mathcal{C} &= -2 \cot \theta - \frac{u_r}{u_\theta} \left(2 + \frac{1/4 - \alpha}{m_{Ap} m_{A\phi} - 1}\right). \end{aligned}$$

Le système d'équations (3.48) et (3.55) se résout directement pour donner

$$\boxed{\frac{y'_p}{y_p} = \frac{\mathcal{F}\mathcal{B} - \mathcal{C}\mathcal{E}}{\mathcal{A}\mathcal{E} - \mathcal{B}\mathcal{D}}} \quad (3.56)$$

$$\boxed{\frac{y'_\phi}{y_\phi} = \frac{\mathcal{C}\mathcal{D} - \mathcal{A}\mathcal{F}}{\mathcal{A}\mathcal{E} - \mathcal{B}\mathcal{D}}} \quad (3.57)$$

3.1.5.5 Rayonnement – Eq. (3.18)

D'un côté, nous avons la forme autosimilaire imposée au flux radiatif par l'Eq. (3.27), et de l'autre côté l'approximation de la diffusion pour le rayonnement avec l'Eq. (3.21). De nouveau, il est nécessaire de décomposer selon les directions \mathbf{e}_r et \mathbf{e}_θ (pas de composante toroïdale puisque $\partial_\phi = 0$).

Les formes autosimilaires de l'opacité de Kramer et de la pression de radiation se calculent grâce aux équations (3.22) et (3.24). En utilisant les relations sur les α_i introduites précédemment – Eqs. (3.41) à (3.44) –, nous trouvons :

$$\kappa = \kappa_0 \left(\frac{M}{r_0^3}\right)^a \left(\frac{GM}{r_0}\right)^b \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B}\right)^b x^{a(2\alpha - \frac{1}{2}) - b} \mu^a \Theta^b, \quad (3.58)$$

$$p_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a_s \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B}\right)^4 \left(\frac{GM}{r_0}\right)^4 x^{-4} \Theta^4. \quad (3.59)$$

Fort de ces deux relations, nous pouvons maintenant calculer le flux radiatif en suivant l'Eq. (3.21).

– **Composante selon r**

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} \cdot \mathbf{e}_r = \frac{4a_s c}{3\kappa_0 r_0} \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B}\right)^{4-b} \left(\frac{GM}{r_0}\right)^{4-b} \left(\frac{M}{r_0^3}\right)^{-(a+1)} x^{(\frac{1}{2}-2\alpha)(a+1)+b-5} \mu^{-a-1} \Theta^{4-b}. \quad (3.60)$$

En identifiant les puissances de x avec celles de l'Eq. (3.27), il vient pour α_f :

$$\alpha_f = 2(a+1) \left(\frac{1}{4} - \alpha\right) + b - 3. \quad (3.61)$$

A présent, l'ensemble des exposants autosimilaires est déterminé, et il ne dépend que de α . Ce dernier est un paramètre *a priori* libre du modèle. Par ailleurs, l'identification des constantes de

dimensionnement permet de trouver une expression pour r_0 qui, lui, cesse alors d'être un paramètre libre du problème :

$$r_0 = \left[\frac{3\kappa_0}{4a_s c} M^{2+a} (GM)^{b-5/2} \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B} \right)^{b-4} \right]^{\frac{2}{5+2b+6a}} . \quad (3.62)$$

– Composante selon θ

De la même façon, on obtient

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} \cdot \mathbf{e}_\theta = -\frac{4a_s c}{3\kappa_0 r_0} \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B} \right)^{4-b} \left(\frac{GM}{r_0} \right)^{4-b} \left(\frac{M}{r_0^3} \right)^{-(a+1)} x^{(\frac{1}{2}-2\alpha)(a+1)+b-5} \mu^{-a-1} \Theta^{3-b} \Theta' , \quad (3.63)$$

d'où est tirée immédiatement la relation

$$\boxed{\Theta' = -\frac{\mu^{a+1}}{\Theta^{3-b}} f_\theta} \quad (3.64)$$

Cela donne au final pour le flux radiatif autosimilaire \mathbf{f} de l'Eq. (3.27) :

$$\mathbf{f} = \frac{\Theta^{3-b}}{\mu^{a+1}} (\Theta \mathbf{e}_r - \Theta' \mathbf{e}_\theta) . \quad (3.65)$$

Nous avons également $\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rad}} = 0$, ce qui se traduit par la dernière équation différentielle à résoudre

$$\alpha_f f_r + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (f_\theta \sin \theta) = 0 , \quad (3.66)$$

qui se récrit comme

$$\boxed{f'_\theta = -\alpha_f f_r - f_\theta \cotg \theta} \quad (3.67)$$

Les huit équations encadrées ci-dessus constituent le système d'équations différentielles ordinaires (ODE) qui est résolu *en pratique*. Dans un contexte purement hydrodynamique, où le champ magnétique n'est pas pris en compte, le système se réduit à six équations, puisque les variables y_p et y_ϕ disparaissent alors (voir §3.1.7).

Nous allons maintenant détailler brièvement la technique d'intégration utilisée, ainsi que la démarche permettant de séparer les solutions susceptibles de rendre compte du phénomène de flots moléculaires de celles qui ne s'appliquent pas à ces derniers.

3.1.6 Contraintes pour l'exposant autosimilaire α

Nous avons vu lors de la dérivation des équations du problème que les indices autosimilaires α_i , *a priori* différents pour chaque quantité physique, s'expriment en fait tous en fonction les uns des autres et, qu'au final, il ne reste qu'un seul paramètre libre (α). Cependant ce paramètre est borné. En effet, nous allons voir ci-après que le type de solutions quadrupolaires que nous recherchons limite les valeurs possibles pour α .

Nous rappelons l'équation de continuité dans les variables autosimilaires :

$$(1 + 2\alpha)\mu u_r + \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} (\mu u_\theta \sin \theta) = 0 . \quad (3.68)$$

En utilisant la définition d'une trajectoire dans le plan poloidal

$$\frac{dr}{rd\theta} = \frac{d(\ln r)}{d\theta} = \frac{u_r}{u_\theta} , \quad (3.69)$$

l'intégration de Eq. (3.68) par rapport à θ donne

$$(1 + 2\alpha) \ln r + \ln(\mu u_\theta \sin \theta) = \text{const.} ,$$

qui se récrit immédiatement

$$r^{1+2\alpha} \mu u_\theta \sin \theta = K_1 , \quad (3.70)$$

avec K_1 une constante *a priori* non nulle. Cette intégrale permet d'obtenir une première valeur limite pour α . En effet, pour nos solutions, nous demandons que lorsque $r \rightarrow \infty$, $\mu \rightarrow 0$ et $u_\theta \rightarrow 0$. L'Eq. (3.70) est alors vérifiée à condition que $1 + 2\alpha > 0$, donc que $\alpha > -1/2$.

Un raisonnement analogue à partir de l'Eq. (3.68) et de la conservation du flux magnétique, soit

$$(\alpha + 5/4) \frac{u_r}{y_p} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\frac{u_\theta}{y_p} \right) = 0 , \quad (3.71)$$

permet d'obtenir une limite supérieure pour α . En combinant les équations (3.68) et (3.71) et après quelques manipulations, nous trouvons une seconde intégrale de la forme :

$$\mu y_p^{\frac{1+2\alpha}{\alpha+5/4}} (u_\theta \sin \theta)^{\frac{1/4-\alpha}{\alpha+5/4}} = K_2 . \quad (3.72)$$

Lorsque la solution s'approche de l'équateur, en $\theta = \pi/2$, nous souhaitons que la vitesse poloïdale u_θ tende vers zéro pendant que la densité garde une valeur finie. A partir de cette contrainte, il existe deux façons, selon le signe de $1/4 - \alpha$, pour que l'Eq. (3.72) soit vérifiée :

- Si $\alpha > 1/4$, le terme en u_θ tend vers l'infini quand $u_\theta \rightarrow 0$, et il faut alors avoir $y_p \rightarrow 0$.
- Dans le cas contraire $\alpha < 1/4$, et y_p doit tendre vers l'infini.

Pour choisir entre les deux possibilités, il faut invoquer la géométrie du problème. Nous résolvons le problème dans le quadrant supérieur droit du plan et la symétrie de rotation autour de l'axe $0z$ permet de remplir le domaine situé au-dessus de l'équateur. La solution dans le quadrant inférieur est obtenue par une symétrie miroir par rapport au plan de l'équateur. Les composantes poloïdales des champs de vitesse et magnétique doivent donc être des fonctions impaires par rapport à l'équateur. Afin d'assurer $B_\theta(\theta \rightarrow \pi/2) \propto u_\theta/y_p \rightarrow 0$, il faut choisir $y_p \rightarrow \infty$ à l'équateur, sans quoi nous nous retrouverions avec un rapport indéterminé $0/0$. Finalement, nous voyons que $\alpha < 1/4$.

Dans le cas ou $\alpha = 1/4$, nous avons également $y_p \rightarrow \infty$ à condition que la densité tende vers zéro. Une telle situation semble improbable, mais la construction mathématique du modèle l'autorise en toute rigueur. L'exposant autosimilaire α est maintenant contraint :

$$\boxed{-\frac{1}{2} < \alpha \leq \frac{1}{4}} \quad (3.73)$$

3.1.7 Le système d'équations pour le cas purement hydrodynamique

Il est également intéressant d'étudier le modèle de transit en l'absence de champ magnétique. L'équation de la divergence de \mathbf{B} et l'équation d'induction disparaissent alors du système d'équations, ainsi que les deux variables autosimilaires reliées au champ magnétique, y_p et y_ϕ .

Les deux équations différentielles obtenues à partir du traitement du rayonnement restent inchangées puisque le champ magnétique n'intervient à aucun moment de leur dérivation. Les variables dynamiques doivent, elles, être redérivées. A partir du PFD hydrodynamique (sans force de Lorentz), nous obtenons des relations similaires pour les α_i à celles obtenues précédemment, soit $\alpha_v = 0$, $\alpha_p = \alpha_m$, $\alpha_T = 0$ et $\alpha_f = b - 3 + (a + 1)(1/2 - \alpha_m)$.

En procédant à un calcul analogue au §3.1.5, nous obtenons comme système d'équations pour le cas non-magnétisé les relations ci-dessous :

Continuité

$$\boxed{\mu' = \mu \frac{C' - A'}{1 - \mathcal{B}'}} \quad (3.74)$$

PFD selon θ

$$\boxed{u'_\theta = u_\theta \frac{\mathcal{A}'B' - C'}{1 - \mathcal{B}'}} \quad (3.75)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{A}' &= (1 + \alpha_m) \frac{u_r}{u_\theta} + \cotg\theta \\ \mathcal{B}' &= \frac{\Theta}{u_\theta^2} \\ C' &= -\frac{1}{u_\theta^2} \frac{\mu^{a+1}}{\Theta^{3-b} f_\theta} + \frac{u_r}{2u_\theta} + \frac{u_\phi^2}{u_\theta^2} \cotg\theta. \end{aligned}$$

PFD selon ϕ

$$\boxed{u'_\phi = -u_\phi \left(\frac{u_r}{2u_\theta} + u_\theta \cotg\theta \right)} \quad (3.76)$$

PFD radial

$$\boxed{u'_r = \frac{1}{u_\theta} \left[\left(\frac{3}{2} - \alpha_m \right) \Theta + \frac{u_r^2}{2} + u_\theta^2 + u_\phi^2 - 1 \right]} \quad (3.77)$$

Approximation de la diffusion

$$\boxed{\Theta' = -\frac{\mu^{a+1}}{\Theta^{3-b}} f_\theta} \quad (3.78)$$

Conservation du flux radiatif

$$\boxed{f'_\theta = \alpha_f f_r - f_\theta \cotg\theta} \quad (3.79)$$

Dans le cas magnétisé, la conservation de la masse et du champ magnétique permettaient de définir des bornes inférieure et supérieure pour l'exposant autosimilaire du champ magnétique α . Ici, tous les α_i s'expriment en fonction de α_m , l'exposant pour la densité. L'équation de continuité peut être intégrée de la même manière que dans le cas magnétisé, et la condition $u_\theta \rightarrow 0$ quand $r \rightarrow \infty$ se traduit directement par $\alpha_m > -1$. Nous retrouvons ainsi la même condition que précédemment puisque nous avons trouvé $\alpha = \alpha_m/2 < -1/2$. De plus, en demandant que la densité ne diverge pas à l'infini, nous déterminons la borne supérieure $\alpha_m \leq 1/2$. Nous avons donc

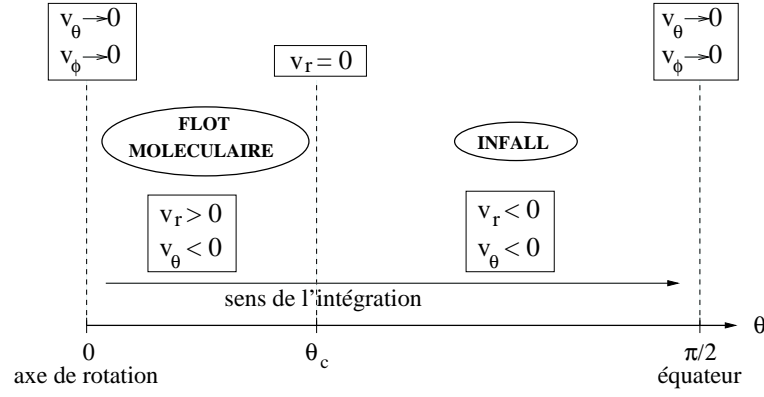
$$\boxed{-1 < \alpha_m \leq \frac{1}{2}}. \quad (3.80)$$

Nous avons finalement défini entièrement le problème (HD ou MHD) en terme d'un système d'équations différentielles ordinaires, dont les variables ne dépendent que de l'angle poloïdal θ . L'intégration se fera donc dans le domaine $\theta \in]0, \pi/2[$, où $\theta = 0$ correspond à l'axe de rotation de la proto-étoile.

3.2 Trouver de « bonnes » solutions

Cette brève section vise à présenter quelles étapes sont nécessaires pour passer du système d'ODE précédant, à une solution dimensionnée à même de représenter la dynamique du gaz autour des objets stellaires jeunes. Dans cette optique, il est tout d'abord requis de définir ce que nous entendons par « bonne » solution. En effet, la construction du modèle, bien qu'établie avec l'idée d'obtenir la déviation vers l'extérieur du gaz en chute vers l'étoile sous forme de flot bipolaire, n'assure pas que seules de telles solutions seront trouvées.

Les bonnes solutions doivent donc présenter trois caractéristiques majeures :



F . 3.3 – Conditions sur les vitesses en fonction de l’angle poloïdal θ pour une « bonne » solution du modèle de transit. L’angle θ_c correspond à l’angle d’ouverture du flot. Les valeurs initiales de l’intégration sont données au niveau de l’axe de rotation, en $\theta_0 = \epsilon \rightarrow 0$ (voir l’annexe B pour plus de détails concernant la technique d’intégration).

1. La vitesse radiale doit changer de signe une fois seulement sur l’intervalle $]0, \pi/2[$. Si θ_c est l’angle pour lequel la vitesse radiale s’annule (i.e., l’angle d’ouverture du flot), alors il faut : i) $u_r > 0$ pour $\theta \in]0, \theta_c[$ afin d’avoir un flot dirigé vers l’extérieur autour de l’axe de rotation du système, et ii) $u_r < 0$ pour $\theta \in]\theta_c, \pi/2[$ de sorte à avoir du gaz en chute sur l’objet central autour de l’équateur.
2. Les composantes angulaires de la vitesse, u_θ et u_ϕ , doivent tendre vers zéro en approchant l’équateur ($\theta = \pi/2$) ainsi que l’axe de rotation de l’étoile ($\theta = 0$).
3. Une fois dimensionnées, les valeurs obtenues pour les quantités physiques doivent être de l’ordre de celles des flots moléculaires observés. Ces caractéristiques ont été décrites dans le chapitre introductif (voir par exemple §1.2.2.2 et §1.3.4).

Nous intégrons le système d’équations grâce à l’intégrateur EULSIM¹³, utilisant une méthode d’Euler semi-implicite avec extrapolation. Celle-ci est décrite dans l’annexe B. Notons que nous avons testé d’autres intégrateurs pour problèmes raides mais qu’aucune différence n’est apparue au niveau des solutions.

3.2.1 Dimensionnement

L’intégration du système se fait sur les variables autosimilaires sans dimension. Le re-dimensionnement des variables est effectué de façon évidente à partir des expressions du §3.1.4. Nous voyons notamment que les seuls paramètres intervenant dans le dimensionnement sont la masse de l’objet central M_\star , le rayon de référence r_0 , et le rayon r auquel le dimensionnement est effectué. Toutes les autres grandeurs sont des constantes physiques.

Dans le cas où le rayonnement n’est pas inclus dans le modèle, le rayon caractéristique r_0 est un paramètre libre (et quelque peu arbitraire, pouvant être choisi à partir de plusieurs critères Lery et al. 1999), au même titre que la masse de la proto-étoile (Fiege & Henriksen 1996). Cependant, nous avons vu que l’inclusion du rayonnement dans le modèle contraint r_0 à être de la forme,

$$r_0 = \left[\frac{3\kappa_0}{4a_s c} M^{2+a} (GM)^{b-5/2} \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B} \right)^{b-4} \right]^{\frac{2}{5+2b+6a}}, \quad (3.81)$$

où les différents symboles ont été décrits dans le paragraphe 3.1.5.5. Nous nous intéresserons à r_0 plus en détail dans le chapitre suivant. Pour donner une idée, lorsque les paramètres de l’opacité sont ceux correspondant à un refroidissement dominé par la poussière ($\kappa_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, $a = 0$, $b = 2$) alors $r_0 \sim 100 \text{ AU}$.

¹³EULSIM fait partie de CodeLib software : <http://www.zib.de/Numerik/numsoft/CodeLib/index.html>

La masse M_\star est toujours un paramètre libre et, à moins qu'il ne soit précisé autrement, nous choisissons $M_\star = 1 M_\odot$. Nous considérerons également un gaz principalement constitué d'hydrogène moléculaire, et prendrons comme poids moléculaire $\bar{\mu} = 2$.

3.2.2 Automatisation de la recherche de solutions

La recherche de solutions est un travail fastidieux. Dans un premier temps, nous souhaitons obtenir des solutions couvrant tout l'espace. Étant donné un jeu de valeurs initiales, l'intégration va la plupart du temps échouer avant d'atteindre la borne supérieure. Il est alors possible d'ajuster les valeurs d'entrée à la main afin que l'intégration progresse plus loin, pour finalement atteindre $\theta_{\text{end}} \sim \pi/2$ (voir annexe B). Le point clé ici est que l'opérateur (moi) obtient rapidement une « intuition » sur la manière de changer les paramètres pour avancer dans le bon sens. Cette approche prend cependant un temps précieux qui pourrait être mieux utilisé que celui passé à jouer avec les décimales des paramètres d'entrée.

3.2.2.1 Monte Carlo de base

Une technique qui a été utilisée dans ce travail de thèse consiste à utiliser la « force brute » : celle-ci consiste en un tirage aléatoire des valeurs initiales, valeurs qui sont conservées si la solution leur correspondant remplit les critères (décrits plus haut) d'une « bonne » solution. Cela fonctionne, et nous trouvons en moyenne une quarantaine de solutions pour 10^5 tirages (voir en particulier le tableau 4.1, p. 101). Cependant, cette méthode manque cruellement de subtilité et des jeux de paramètres ont sans doute été mis à la corbeille alors qu'ils ne nécessitaient qu'un petit ajustement pour fournir une solution acceptable. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, en §4.4.1, cette méthode a permis de mettre en évidence deux types de solutions du système d'équations magnétisées.

3.2.2.2 Perspectives

On arrive toutefois à l'idée qu'il nous faudrait un programme capable de couvrir l'ensemble de l'espace des paramètres du modèle (ce qu'un MC classique fait), mais privilégiant les zones les plus prometteuses. L'avantage vient de ce que cette exploration plus ciblée de l'espace de paramètres permettra un gain au niveau du temps de calcul. Deux pistes possibles seraient intéressantes à explorer pour perfectionner la recherche de solutions : les algorithmes MCMC (*Markov Chain Monte-Carlo*) et les algorithmes génétiques¹⁴.

Dans les deux cas, il est nécessaire de définir une fonction représentant la capacité des paramètres d'entrées choisis à être proche d'une solution. La terminologie change selon que l'on utilise MCMC ou algorithmes génétiques, mais l'idée est la même : il faut à un moment ou à un autre parvenir à quantifier la qualité du jeu de paramètres considéré. Dans notre cas, on peut imaginer une combinaison de plusieurs critères pour définir cette fonction : la solution atteint-elle la borne supérieure ? la vitesse radiale change-t-elle de signe une fois seulement ? les valeurs à l'axe sont-elles en accord avec les valeurs observées dans les flots ? Selon les algorithmes, cette information est alors utilisée de façon différente pour explorer l'espace de paramètres. Nous nous y intéressons brièvement dans les deux paragraphes suivants.

Algorithmes génétiques : Un premier outil potentiellement puissant est dénommé par le terme « algorithme génétique ». L'idée est de considérer tous les paramètres du problème comme autant de gènes sur un chromosome, et de faire évoluer un échantillon de chromosomes d'une manière analogue à celle de l'évolution et de la sélection naturelle – incluant reproduction, *cross-overs* et mutations. Ainsi, dans ces algorithmes, la fonction de « qualité » du jeu de paramètres est appelée *fitness function* ou fonction d'adaptabilité. Une stratégie de sélection, basée sur l'adaptabilité du chromosome, est ensuite utilisée pour décider quels chromosomes seront les parents de la génération suivante, une certaine quantité de mutations et de *cross-overs* étant également introduits à chaque génération. L'idée est que la reproduction

¹⁴Ces algorithmes sont largement utilisés, dans de nombreux domaines. Notons deux exemples d'applications astrophysiques avec Dunkley et al. (2005) pour le MCMC et Liesenborgs et al. (2006) pour l'algorithme génétique, étudiant respectivement les valeurs des paramètres cosmologiques et les lentilles gravitationnelles.

de chromosomes ayant une bonne adaptabilité donnera naissance à des « enfants » encore plus aptes. Les mutations et le *cross-over* sont, quant à eux, présents pour modéliser la part « aléatoire » de l'évolution, permettant l'exploration de tout l'espace des paramètres. Si tout se passe bien, on se retrouve au final avec une population de chromosomes (vecteurs) dont les gènes (les paramètres du modèle) ont été modifiés pour répondre le mieux possible aux critères de la fonction d'adaptabilité.

Markov Chain Monte Carlo : Une seconde approche pouvant également être intéressante pour notre problème est basée sur une méthode Monte Carlo associée à un processus de Markov¹⁵. Dans le Monte Carlo classique, tel que nous l'avons utilisé, chaque tirage se fait par une probabilité uniforme sur le domaine de chaque paramètre. Ainsi, les sauts effectués dans l'espace des paramètres ne considèrent pas la « qualité » (la fonction de vraisemblance) du jeu présent. C'est ce que l'approche MCMC permet de corriger : la fonction de probabilité des paramètres allant être tirée au pas $n + 1$ n'est plus uniforme mais dépend maintenant de la vraisemblance du jeu de paramètres du pas n . Ainsi, lorsqu'un jeu de paramètres présente une bonne vraisemblance, la probabilité que le saut dans l'espace des paramètres soit de petite taille, sera plus grande que dans le cas d'un MC classique : il en résulte alors une meilleure exploration des zones intéressantes de l'espace des paramètres et une diminution drastique du risque de passer à côté de « bonnes » solutions. Malgré tout, il reste une probabilité non nulle d'effectuer un « grand » saut, de sorte que l'ensemble de l'espace des paramètres est tout de même exploré (analogue, d'une certaine manière, aux mutations et *cross-overs* des algorithmes génétiques).

Ces possibilités n'ont pas été explorées en pratique dans le cadre de cette thèse. Néanmoins, il serait intéressant de les implémenter dans le futur pour sonder le système d'équations du modèle à une profondeur plus grande que celle atteinte jusqu'ici.

¹⁵Un processus markovien correspond au cas des systèmes « sans mémoire », dont l'état ultérieur ne dépend uniquement de l'état présent et non des états passés

Bibliographie

- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Barenblatt, G. I. 1996, in *Scaling, self-similarity, and intermediate asymptotics*, Cambridge University Press
- Blaes, O. M. & Balbus, S. A. 1994, *ApJ*, 421, 163
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Dunkley, J., Bucher, M., Ferreira, P. G., Moodley, K., & Skordis, C. 2005, *MNRAS*, 356, 925
- Fiege, J. D. & Henriksen, R. N. 1996, *MNRAS*, 281, 1038
- Henriksen, R. N. & Valls-Gabaud, D. 1994, *MNRAS*, 266, 681
- Huba, J. 2004, *NRL Plasma Formulary*
- Lery, T., Henriksen, R. N., & Fiege, J. D. 1999, *A&A*, 350, 254
- Leygnac, S. 2004, PhD thesis, Université Paris XI
- Liesenborgs, J., De Rijcke, S., & Dejonghe, H. 2006, *MNRAS*, 367, 1209
- Mouschovias, T. 1996, in *Solar and Astrophysical MHD flows*, Tsinganos, K. (eds)
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., & Lizano, S. 1994, *ApJ*, 429, 781
- Zel'Dovich, Y. B. & Raizer, Y. P. 1967, *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena* (New York : Academic Press, 1966/1967, edited by Hayes, W.D. ; Probstein, Ronald F.)

Chapitre 4

Les solutions du modèle de transit

4.1	Quelques préliminaires	80
4.1.1	Les taux de masses	80
4.1.2	L'opacité de la poussière	81
4.2	Solutions hydrodynamiques	83
4.2.1	Description	83
4.2.2	Singularités	85
4.2.3	Conclusions	86
4.3	Solutions MHD	87
4.3.1	Transit pur	88
4.3.1.1	Aspect (thermo-)dynamique	88
4.3.1.2	Aspect magnétique	89
4.3.1.3	Points critiques MHD	90
4.3.1.4	Taux de masse	91
4.3.2	Solutions avec zone accréation	93
4.3.3	Conclusions	95
4.4	Propriétés générales des solutions	95
4.4.1	Existence de deux familles de solutions MHD	96
4.4.2	Trajectoires et énergétique	96
4.4.3	Effets liés à l'exposant autosimilaire α	99
4.5	Influence de l'opacité	101
4.5.1	Les paramètres de l'opacité de Kramers	101
4.5.2	L'effet de l'opacité sur les solutions	103
4.5.2.1	Influence sur la morphologie des solutions	103
4.5.2.2	Conséquences pour les taux de masse	105
4.6	Conclusions et implications pour la formation stellaire	105
4.6.1	Une description des premiers stades de l'effondrement	106
4.6.2	Les flots massifs des étoiles massives	106
4.6.3	Conséquences d'un environnement sans poussière	107
4.6.4	Inclusion d'un jet central ?	107
Résumé	107

Nous avons détaillé dans le chapitre précédent la physique incluse dans le modèle, son expression autosimilaire, ainsi que la technique utilisée pour intégrer le système d'équations différentielles ordinaires ainsi obtenu. Nous nous intéressons maintenant aux solutions de ce système : nous en avons trouvé en grand nombre. Mais nous ne détaillerons que les plus typiques, sachant que les autres auront des caractéristiques similaires. Nous rappelons que les auteurs précédents ont déjà montré que le modèle permettait

de rendre compte de certaines des caractéristiques des flots moléculaires, telle la « loi de Hubble » où l'augmentation de la collimation du flot avec la vitesse. Ici, nous nous concentrerons principalement sur le problème des flots moléculaires massifs. Nous étudierons en premier lieu un exemple de solution du système hydrodynamique (§4.2). Celui-ci n'avait pas été étudié auparavant et nous verrons que l'existence de ce type de solutions est important dans le cadre du modèle. Nous passerons ensuite au système MHD (§4.3), étudié par exemple dans Lery et al. (1999) : nous en rappellerons les principaux résultats et les étendrons au régime étoiles massives. Une troisième section sera consacrée à l'étude de différentes familles de solutions MHD (§4.4) : l'existence de ces familles n'avait pas été mise en évidence auparavant. Nous nous intéresserons également à l'influence de l'opacité sur les solutions magnétisées (§4.5), qui constitue là encore une nouveauté par rapport au modèle d'origine. Enfin, nous conclurons avec un résumé des implications du modèle de transit pour la formation stellaire (§4.6). Dans son ensemble, ce chapitre détaille et étend les résultats présentés dans Combet et al. (2006) – reporté dans l'annexe D.

4.1 Quelques préliminaires

Avant de se lancer, il existe encore deux points qu'il est nécessaire de mentionner pour finir la description du modèle. Nous ne les avons pas inséré dans le chapitre précédent, cette information n'étant pas essentielle à la construction du modèle. Il est néanmoins important d'en connaître la nature pour la compréhension des résultats qui suivront.

4.1.1 Les taux de masses

Il est possible de déterminer le taux de masse total des solutions du modèle en considérant simplement les conditions aux limites que nous imposons aux « bonnes solutions ». Nous nous concentrons sur le quadrant supérieur droit ($0 \leq \theta \leq \pi/2$), en gardant à l'esprit que les résultats s'étendent à tout l'espace par les relations de symétrie appropriées.

En géométrie sphérique, le taux de masse passant au travers d'une coquille de rayon R est de la forme

$$\dot{M} \propto \int_0^{\pi/2} v_r(R, \theta) \rho(R, \theta) \sin \theta d\theta . \quad (4.1)$$

Utilisant l'autosimilarité des variables, nous obtenons directement

$$\dot{M} \propto \int_0^{\pi/2} u_r(\theta) \mu(\theta) \sin \theta d\theta . \quad (4.2)$$

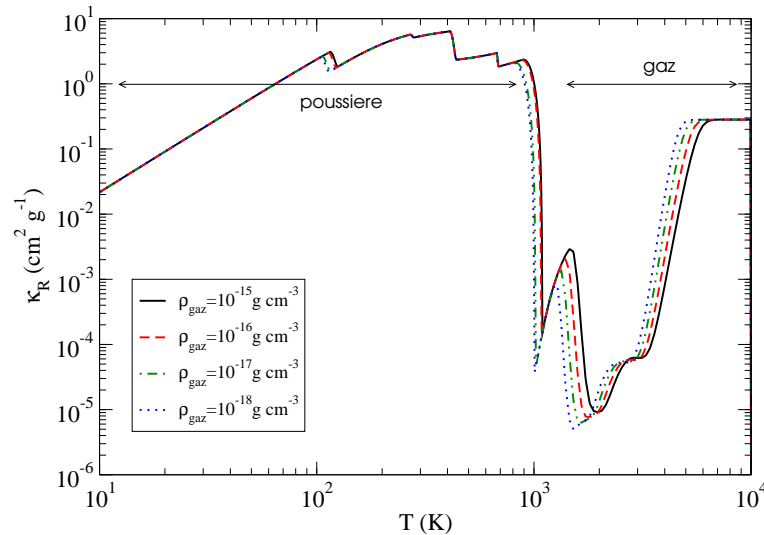
D'autre part, nous avons l'expression autosimilaire de la conservation de la masse, donnée par l'Eq. (3.68). En intégrant cette équation entre l'axe de rotation et l'équateur, nous obtenons :

$$\int_0^{\pi/2} \left[(1 + 2\alpha) \mu u_r + \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} (\mu u_\theta \sin \theta) \sin \theta d\theta \right] = 0 . \quad (4.3)$$

En se souvenant que les conditions aux limites que nous demandons voient $u_\theta(0) = u_\theta(\pi/2) = 0$ ainsi qu'une densité finie, l'intégration du second terme du crochet est nulle. Il en résulte que

$$\int_0^{\pi/2} (1 + 2\alpha) \mu u_r \sin \theta d\theta = 0 . \quad (4.4)$$

En comparant cette équation avec l'Eq. (4.2), nous pouvons conclure que le taux de masse totale dans le modèle est « strictement » nul. Dit autrement, tout le gaz en chute en direction de l'objet central est redirigé dans le flot moléculaire. Les flots observés sont souvent caractérisés par le rapport f , du taux de masse éjectée et du taux de masse en accréation. Dans le modèle de transit le plus simple, nous avons donc $f = 1$. Ceci est *a priori* en désaccord avec les valeurs observées pour les objets de Classe 0 ou 1 qui ont typiquement $f \sim 0.1 - 0.3$ (Bontemps et al. 1996; Richer et al. 2000). Nous verrons en §4.3.2 comment le modèle peut contourner cette apparente difficulté.



F . 4.1 – Opacité de Rosseland κ_R calculée en fonction de la température du gaz, à partir du code de Semenov et al. (2003). Plusieurs densités pour le gaz sont considérées. Nous distinguons les deux régimes de températures selon que l’opacité est dominée par la poussière ou par le gaz.

4.1.2 L’opacité de la poussière

L’approximation de la diffusion pour le rayonnement a fait apparaître dans le modèle une grandeur identifiée comme l’opacité moyenne de Rosseland κ_R (voir p. 65). L’opacité est une caractéristique optique du milieu et dépend en règle générale de la densité, de la température, ainsi que de la nature des particules constituant le gaz. Nous avons fait le choix de traiter l’opacité comme étant une opacité de type Kramers¹

$$\kappa = \kappa_0 \left(\frac{\rho}{1 \text{ g cm}^{-3}} \right)^a \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right)^b, \quad (4.5)$$

où κ_0 ($\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$), a et b sont à ajuster en fonction de l’agent d’opacité qu’il faut modéliser.

Les grains de poussière sont la principale source d’opacité dans les nuages moléculaires, cœurs pré-stellaires, et disques d’accrétion. Ceci fait de la poussière un élément clef de la formation stellaire. En effet, la poussière est un agent de refroidissement beaucoup plus efficace que le gaz et les températures des cœurs pré-stellaires sont suffisamment basses (\sim quelques dizaines de K) pour que les grains ne soient pas détruits (Semenov et al. 2003). Avoir un bon modèle d’opacité de la poussière est donc essentiel. De nombreux auteurs se sont attelés à cette tâche et, pour notre étude, nous utiliserons le modèle de Semenov et al. (2003), lui-même basé sur des travaux plus anciens (Pollack et al. 1994; Henning & Stognienko 1996; Voshchinnikov & Mathis 1999). Les auteurs ont appliqué leur modèle aux disques d’accrétion, mais l’approche est également valide pour les cœurs pré-stellaires. Les résultats sont présentés sur les figures 4.1 et 4.2 que nous détaillerons après une brève description du modèle de Semenov et al. (2003).

Modèle de Semenov : Dans ce modèle, la composition de la poussière est celle de Pollack et al. (1994) et est basée sur une combinaison de données théoriques, observationnelles et expérimentales. Les principaux constituants sont le pyroxène ($[\text{Fe}, \text{Mg}]\text{SiO}_3$), l’olivine ($[\text{Fe}, \text{Mg}]_2\text{SiO}_4$), des composés organiques (CO , glace de CO_2 ou CH_4 , HCN et CH_3OH), la glace d’eau (H_2O), la troilite (FeS) et le fer métallique (Fe). Selon le domaine de température, seuls certains de ces constituants sont présents. Semenov et al. (2003) découpe son modèle en six zones de températures :

¹L’opacité de Kramers « d’origine » fait référence à l’opacité due à l’absorption libre-libre dans un plasma, calculée par Henrik Kramers en 1923, qui prend la forme $\kappa \propto \rho T^{-3.5}$. Une opacité de *type* Kramers est une opacité s’exprimant en puissances de la densité et de la température.

1. $T \lesssim 155$ K, tous les constituants de la poussière sont présents et pris en compte dans le calcul de l'opacité. Ce domaine de température est celui qui nous intéresse pour les flots moléculaires et les premiers stades de la formation stellaire. Nous mentionnerons néanmoins les autres régimes par souci de complétude ;
2. 165 K $\lesssim T \lesssim 270$ K, les glaces d'eau ou de CO₂ sont détruites ;
3. 280 K $\lesssim T \lesssim 410$ K, les composés organiques volatiles disparaissent à leur tour ;
4. 440 K $\lesssim T \lesssim 675$ K, seuls les silicates, le fer et la troilite sont présents ;
5. 685 K $\lesssim T \lesssim T_s = f(\rho_{\text{gaz}}) \sim 1000 - 1500$ K, la troilite est détruite ;
6. $T_s < T \lesssim 10000$ K, l'opacité est dominée par celle du gaz, les grains étant tous détruits.

La structure des grains est aussi un paramètre important. Dans les conditions de densité et de température des cœurs pré-stellaires, l'agglomération de la poussière est un processus efficace et une particule de poussière est en fait un agrégat de centaines, voire de milliers, de sous-grains. La description de Semenov et al. (2003) permet de considérer différentes structures pour les agrégats : i) si le « macro-grain » est constitué d'un seul composant (e.g. olivine seulement), le grain est dit homogène ; ii) dans le cas contraire nous avons affaire à un agrégat composite².

Jusqu'à la température de transition $T_s = f(\rho_{\text{gaz}}) \sim 1000$ K, seule l'opacité de la poussière est calculée. En effet, tant que de la poussière est présente, sa contribution à l'opacité domine toutes les autres. Au-delà, le modèle ne considère que l'opacité du gaz, supposant des abondances solaires (C/O=0.43). Dans les cœurs pré-stellaires, de telles températures ne sont jamais atteintes. Nous ne nous attarderons donc pas sur ce régime³.

Le code de Semenov et al. (2003) est disponible librement et nous l'utilisons pour déterminer les paramètres de l'opacité de type Kramers. Très simple d'utilisation, il suffit de fournir en entrée la topologie des grains (homogène ou composite), leur forme (sphérique ou agrégats), la densité du gaz, et le domaine de température sur lequel nous souhaitons calculer l'opacité selon la moyenne de Rosseland (ou de Planck, au choix). Nous utilisons la configuration la plus simple où les grains sont sphériques et homogènes. Nous étudions la dépendance en densité et température afin de déterminer a et b .

Détermination de a et b : Sur la figure 4.1, l'opacité de Rosseland pour différentes densités du gaz, entre 10^{-18} et 10^{-15} g cm⁻³, est tracée en fonction de la température du gaz, entre 10 et 9000 K, couvrant ainsi les 6 domaines de température décrits plus haut. Deux zones distinctes apparaissent : i) jusqu'à environ 1000 K, et en particulier dans le régime de faibles températures nous intéressant ($T < 100$ K), le changement de densité n'a pratiquement aucun effet sur la valeur de l'opacité ; ii) au-delà, l'opacité du gaz commence à être non-négligeable et sa variation avec la densité dépend du processus d'absorption (raies ou continuum). Le premier point nous indique que le paramètre de la densité pour l'opacité de Kramers de notre modèle doit être $a = 0$.

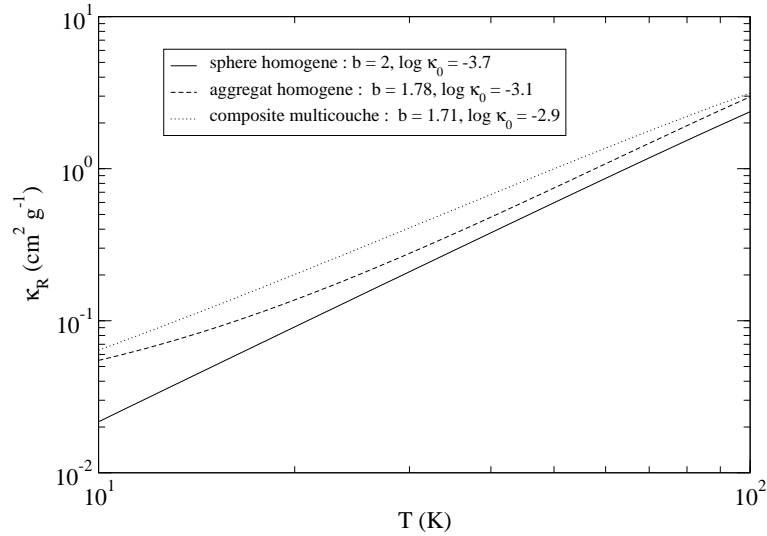
Il nous reste à étudier la dépendance en température pour accéder à κ_0 et b par la relation $\log \kappa = \log \kappa_0 + b \log T$. Nous comparons plusieurs configurations possibles pour les grains : « sphérique homogène », « agrégats homogènes » et « composite multi-couche ». Nous nous concentrons uniquement sur le domaine $T < 100$ K et les résultats sont reportés sur la figure 4.2.

Nous voyons que les deux structures sphériques sont de parfaites lois de puissance avec la température. Les grains plus irréguliers (agrégats) s'éloignent d'une pure loi de puissance aux plus basses températures. Quoi qu'il en soit, les opacités sont ajustées avec une droite (dans le plan log-log), déterminant ainsi la pente b et l'ordonnée a à l'origine $\log \kappa_0$. Nous trouvons respectivement⁴ :

²Parmi les grains composites, les auteurs considèrent également des grains sphériques « multicouches » où tous les composants de la poussière sont présents et répartis de façon concentrique dans le grain. Nous avons aussi la possibilité d'avoir des grains poreux. Nous n'entrerons cependant pas dans tous ces détails.

³A titre informatif, l'opacité du gaz du modèle prend en compte les raies d'absorption de nombreuses molécules (Co, SiO, TiO, H₂O, CH₄, NH₃,...) ainsi que l'absorption du continuum de plusieurs espèces ionisées (HI, H⁻, H₂⁺, etc). Pour les détails, consulter Semenov et al. (2003) et Helling et al. (2000).

⁴Nous n'avons pas tracé tous les cas possibles ici, mais d'après la figure 1 de Semenov et al. (2003), il semble que l'ajout de porosité dans les grains ait pour effet de systématiquement augmenter l'opacité et réduire la pente.



F . 4.2 – Opacité de Kramers en fonction de la température pour différents types de grains : sphériques et homogènes (trait plein), irréguliers et homogènes (tirets), sphériques et composites (pointillés). Nous donnons également les valeurs obtenues par un ajustement linéaire de ces courbes.

- $b = 2$ et $\kappa_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ pour la configuration la plus simple de grains sphériques et homogènes.
- $b = 1.78$ et $\kappa_0 = 8 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ dans le cas de grains irréguliers et homogènes.
- $b = 1.71$ et $\kappa_0 = 1 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ pour le cas des grains sphériques mais composites.

Dans le modèle d'origine, Fiege & Henriksen (1996) avaient ajusté les opacités calculées dans Pollock et al. (1985) (où l'opacité était dominée par la glace d'eau) et trouvé, $b = 2.29$ et $\kappa_0 \sim 7 \times 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Ils avaient ensuite choisi d'utiliser $b = 2$. Pour ce paramètre, nous voyons que les progrès effectués depuis vingt ans pour le calcul des opacités ne change finalement pas trop ce résultat. La valeur de κ_0 , par contre, diffère par près de deux ordres de grandeur. Dans notre étude, nous choisirons de prendre le cas le plus simple traité précédemment. A moins qu'il ne soit précisé autrement (voir §4.5), nous utiliserons donc : $a = 0$, $b = 2$ et $\kappa_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

4.2 Solutions hydrodynamiques

4.2.1 Description

Nous présentons ici les solutions du système d'équations hydrodynamiques détaillé dans le paragraphe 3.1.7⁵. Une solution hydrodynamique typique est représentée par les figures 4.3 et 4.4. Nous présentons ici des valeurs dimensionnées (voir p. 65 et 75). Pour cela, nous avons choisi la masse centrale $M_\star = 1 M_\odot$ et des valeurs pour l'opacité du paragraphe précédent $\kappa_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, $a = 0$ et $b = 2$, modélisant ainsi un refroidissement dominé par la poussière. Dans ces conditions, nous trouvons un rayon de référence $r_0 \sim 100 \text{ AU}$. Nous avons également besoin du rayon auquel dimensionner les variables et choisissons $R = 5 \times 10^3 \text{ AU}$ (taille raisonnable au regard des observations).

Nous représentons sur la figure 4.3 les six variables indépendantes du problème hydrodynamique : les trois composantes de la vitesse, la densité (numérique) de « particules », le rayonnement radial ainsi que la température. Ces grandeurs sont tracées en fonction de l'angle poloïdal θ . Souvenons-nous que nous avons défini $\theta = 0$ au niveau de l'axe de rotation du système et $\theta = \pi/2 \sim 1.57 \text{ rad}$ à l'équateur.

⁵Notons que les résultats des solutions HD de ce manuscrit diffèrent de ceux présentés dans Combet et al. (2006). Dans ce papier, j'ai noté après-coup une erreur de signe dans la programmation du système d'équations différentielles. Avec cette erreur, les solutions HD avaient des allures curieuses (densité plus forte au niveau de l'axe, voir annexe D, figure D.3) mais je retrouvais cependant les caractéristiques du transit.

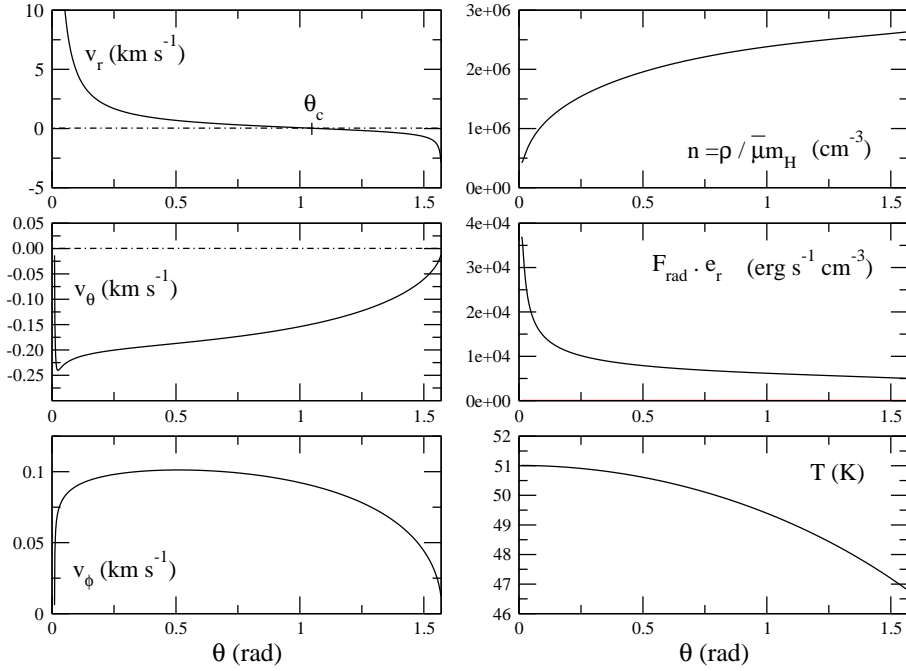


FIG. 4.3 – Une solution hydrodynamique typique. Les six variables du système HD (3 composantes de la vitesse – colonne de gauche ; densité, flux radiatif et température – à droite) sont tracées en fonction de l’angle polaire θ , et dimensionnées à un rayon de 5000 AU. Les valeurs initiales de la solution, fournies à l’intégrateur, sont $u_r = 1.69 \times 10^3$, $u_\theta = -3.19 \times 10^{-2}$, $u_\phi = 1.44 \times 10^{-2}$, $\mu = 8.33 \times 10^{-5}$, $f_\theta = 8.91$, $\Theta = 8.59 \times 10^{-1}$.

La vitesse radiale permet de suivre la trajectoire déviée suivie par le gaz. La solution présente une vitesse positive entre l’axe de rotation et l’angle de « retournement » θ_c . Ce dernier peut être assimilé à l’angle d’ouverture du flot et vaut $\theta_c \sim 60^\circ$. Au-delà, la vitesse radiale est négative et pour cette région le gaz est en chute en direction de l’étoile. A une distance de 5000 AU, nous avons une vitesse d’environ 5 à 10 km s⁻¹ pour ce que nous identifions comme étant le flot moléculaire. De telles vitesses sont en accord avec les vitesses typiques observées. Par ailleurs, les vitesses dans les directions angulaires θ et ϕ obéissent aux conditions aux limites que nous recherchons,

$$v_{\theta,\phi}(\theta \rightarrow 0) = v_{\theta,\phi}(\theta \rightarrow \pi/2) = 0.$$

D’après la discussion sur les taux de masses de §4.1.1, ceci nous assure que l’intégralité du gaz en *infall* est dévié dans le flot. Notons également que la vitesse de rotation est à peu près constante sur l’ensemble du domaine et ne dépasse jamais 0.1 km s⁻¹.

La densité, représentée sur le graphe supérieur droit, croît avec l’angle polaire. Elle est la plus faible au niveau de l’axe, précisément là où la vitesse radiale du flot est la plus grande. En parallèle, c’est également au niveau de l’axe que le flux radiatif est le plus grand (Fig. 4.3, colonne de droite, milieu). Nous voyons donc que se crée naturellement un espace sous-dense au niveau de l’axe des pôles, où le chauffage est maximal et peut donc accélérer le gaz plus « facilement ». La densité « dans le flot » est de l’ordre de 5×10^5 cm⁻³, une valeur raisonnable au regard des observations. La température (en bas à droite) est, quant à elle, pratiquement constante sur l’ensemble du domaine, et vaut environ 50 K. Là encore, nous sommes dans l’ordre de grandeur des valeurs observées.

Toute l’information d’une solution est contenue dans ces graphes à une dimension, en fonction de l’angle poloïdal. Cependant, il est plus aisé de se représenter l’allure de la solution dans le plan poloïdal (r, θ) . Nous traçons les contours de densité et le champ de vitesse sur la figure 4.4. La densité numérique à été dimensionnée pour chaque point d’une boîte de 10^4 AU de côté et l’échelle de couleur représente son logarithme, $\log n$. La densité augmente lorsque la distance au centre diminue, et la variation est donnée par l’expression autosimilaire de la densité, $\rho \propto r^{\alpha_m - 1/2} \mu$. Pour cette solution, nous avons $\alpha_m = -0.4$ et

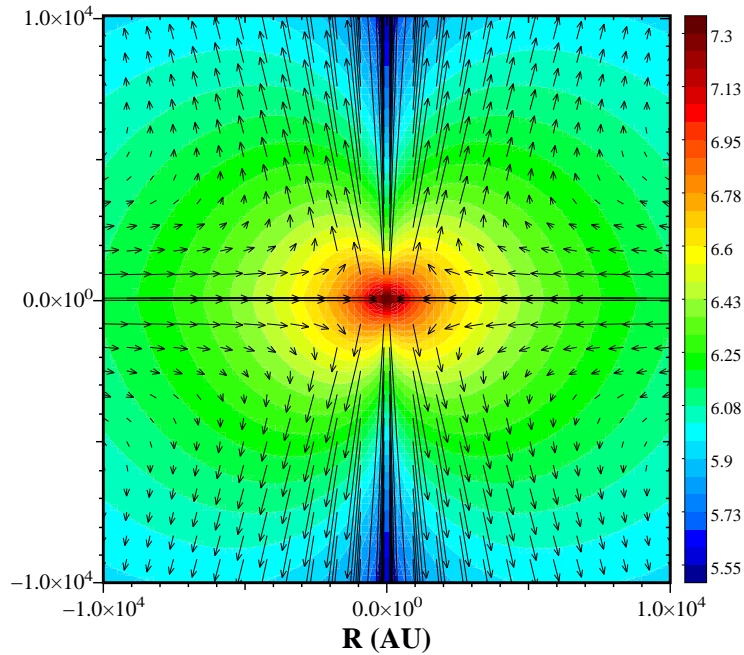


Fig. 4.4 – La solution HD est représentée dans le plan poloidal (r, θ) , dans un domaine de 10^4 AU de côté. Le champ de vitesse (flèches) est superposé aux contours de la log-densité. L'échelle de couleur donne accès à la densité en cm^{-3} .

en conséquence $\rho \propto r^{-0.9}$. Nous discuterons la signification de cette valeur plus loin (§4.4.3). La cavité dans laquelle s'engouffre la composante la plus rapide du flot est facilement repérable.

Nous présentons également le champ de rayonnement et le champ de température dans le plan (r, θ) (Fig. 4.5). Le champ de rayonnement total est simplement obtenu par $F_{tot} = (F_r^2 + F_\theta^2)^{1/2}$. Nous prenons F_θ en compte dans ce calcul, mais sa valeur est toujours bien plus petite (de 2 ordres de grandeur à l'axe et un ordre de grandeur à l'équateur) que la composante radiale. Nous retrouvons la direction privilégiée par le champ de rayonnement (*à gauche*) le long de l'axe de rotation. Cependant, pour le reste du domaine, le champ apparaît quasiment isotrope.

Comme nous l'avons noté précédemment, le champ de température est pratiquement sphérique. Là encore, nous présentons des valeurs dimensionnées, de sorte que nous pouvons directement utiliser l'échelle de couleur logarithmique. Nous voyons que la température est inférieure à une centaine de degrés pour des distances au centre supérieures à 2000 AU environ. En-deçà, la température est supérieure à 100 K et augmente pour atteindre $T \sim 10^{2.8} = 630$ K au niveau du rayon de référence⁶ r_0 . L'opacité du modèle est de type poussière et nous avons ajusté les paramètres de l'opacité de Kramers sur un domaine de températures inférieur à 100 K (voir §4.1.2). Nous voyons donc qu'en toute rigueur, cette solution n'est pas valide en-dessous de 2000 AU puisque nous changeons alors de régime de température, et notre description de l'opacité n'est plus correcte.

4.2.2 Singularités

Lorsque nous avons dérivé le système d'équations, nous n'avons pas discuté ses points singuliers. Reprenant l'Eq. (3.74), nous voyons que $u_\theta^2 = \Theta$ est un point singulier pour les équations différentielles de la densité et de la vitesse poloidale.

Nous montrons sans difficulté que $u_\theta = \sqrt{\Theta}$ s'écrit de façon dimensionnée comme

$$v_\theta = \sqrt{\frac{k_B T}{\bar{\mu} m_H}} = c_s \quad (4.6)$$

⁶Nous avons déjà expliqué que r_0 est une limite inférieure stricte au domaine des solutions autosimilaires. Les valeurs obtenues à l'intérieur de ce rayon, bien que tracées sur la figure, ne doivent pas être prises en compte.

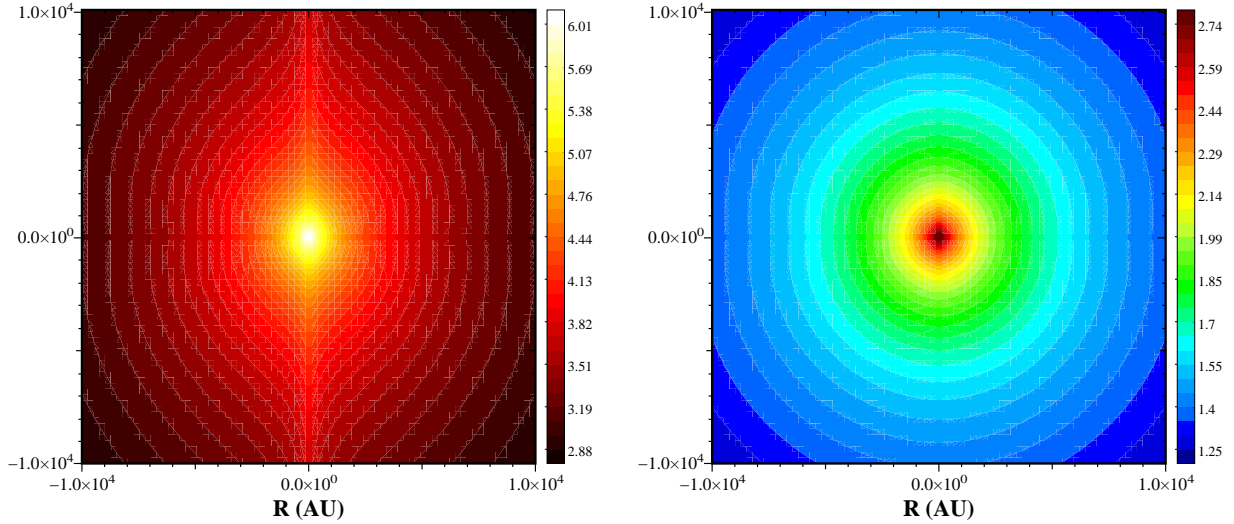


Fig. 4.5 – *A gauche* : contours logarithmiques du champ de rayonnement total (en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$), $F_{\text{tot}} = (F_r^2 + F_\theta^2)^{1/2}$ dans le plan poloïdal (r, θ) . *A droite* : idem, mais pour la température (en K). En-deçà de 2000 AU, la température devient supérieure à 100 K.

et correspond à la vitesse du son isotherme. Notons, en particulier, que la singularité arrive en $v_\theta = c_s$ et non $v_{\text{tot}} = \sqrt{v_r^2 + v_\theta^2 + v_\phi^2} = c_s$: ce point reflète la géométrie choisie. Nous avons un problème radialement autosimilaire avec axi-symétrie dans la direction \mathbf{e}_ϕ . Afin de préserver ces deux caractéristiques, une onde ne peut se propager que dans la direction \mathbf{e}_θ , c'est-à-dire dans le plan poloïdal (Tsinganos et al. 1996). La vitesse poloïdale est en conséquence la quantité pertinente à comparer à la vitesse du son. Ce sera également vrai pour les points critiques MHD que nous étudierons dans la section suivante.

Le nombre de Mach poloïdal $M_p = v_\theta/c_s$, calculé pour la solution précédente, est tracé sur la figure 4.6. Cette solution apparaît largement subsonique, avec un nombre de Mach à peu près constant de l'ordre de 4×10^{-6} , tombant à zéro aux bords, comportement requis pour v_θ . Cette très faible valeur traduit le fait que l'écoulement n'a jamais une grande vitesse poloïdale ($v_\theta^{\text{max}} \sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$, Fig. 4.3) et nous ne passons jamais proche de la singularité du système. Cette propriété est partagée par toutes les solutions HD que nous avons trouvés.

4.2.3 Conclusions

Le point majeur est que nous avons pu modéliser des flots bipolaires en l'absence de champ magnétique. Les modèles « standards » de flots moléculaires que nous avons étudiés dans le Chapitre 2 ne faisaient pas appel au champ magnétique, mais étaient entraînés par un jet ou un vent sous-jacent dont l'existence est, quant à elle, indissociable de celle d'un champ magnétique. En effet, ce dernier est un élément clé des modèles du *X-wind* (Shu et al. 1994, 1995) ou du *disk-wind* (Blandford & Payne 1982; Ferreira 1997). Dans notre modèle, seuls des processus thermodynamiques sont à l'œuvre et sont suffisants pour dévier le gaz en chute dans la direction de l'axe de rotation du système. Plus précisément, la déviation du gaz est le résultat de l'augmentation de la densité (pression, température) et du champ de rayonnement lorsque le gaz se rapproche de l'objet central.

Les grandeurs de cette solution sont globalement en accord avec les observations. Cependant, si la densité est de l'ordre de 10^5 cm^{-3} au centre du flot, elle atteint rapidement 10^6 cm^{-3} pour des angles plus larges. Ce nombre apparaît un peu trop grand face aux valeurs observées de $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

Le champ magnétique est toujours invoqué comme étant un des acteurs principaux de la formation stellaire, quelle que soit l'échelle considérée (support du nuage moléculaire initial puis effondrement dû à la diffusion ambipolaire, freinage magnétique de la rotation des cœurs pré-stellaires, lancement des jets, etc). Nos solutions non-magnétisées pourraient être appliquées aux tous premiers stades de l'effondrement du cœur, alors que le champ magnétique, bien que présent, a une importance moindre

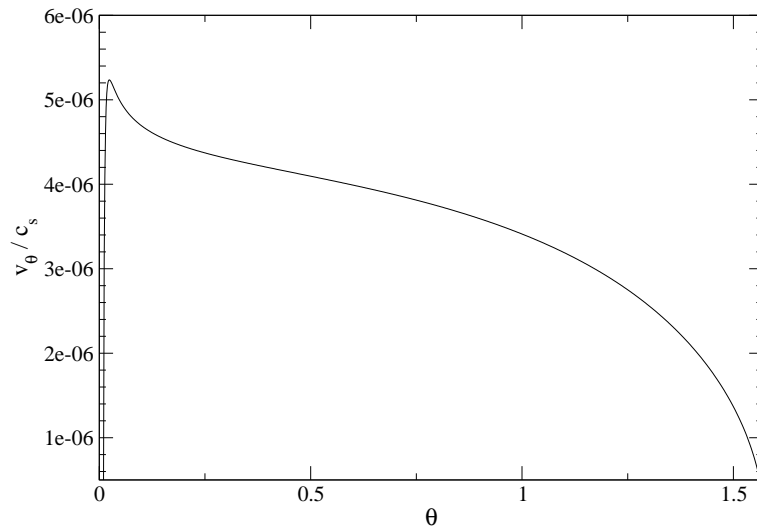


FIG. 4.6 – Nombre de Mach poloïdal en fonction de l’angle θ pour une solution non magnétisée.

sur la dynamique du système. Cependant, il faut préciser que pour les objets de Classe 0, la majorité de la masse est contenue dans l’enveloppe, contrairement à notre description, le champ de gravité est celui d’une masse ponctuelle. Une description plus réaliste des premiers stades de l’effondrement doit en toute rigueur faire intervenir l’autogravité.

4.3 Solutions MHD

Nous passons maintenant aux solutions magnétisées, suivant le système d’équations décrit en §3.1.5. Nous avons deux variables supplémentaires par rapport au cas hydrodynamique, les coefficients de proportionnalité poloïdal et toroïdal du champ magnétique avec la vitesse, y_p et y_ϕ . Nous rappelons que nous avons

$$B_{r,\theta,\phi} \propto \frac{u_{r,\theta,\phi}}{y_{p,p,\phi}},$$

et que cette formulation permet de prendre en compte la contribution du flux de Poynting (voir §3.1.4). Fiege & Henriksen (1996) avaient pris $y_p = y_\phi = y$, résultant en un flux de Poynting nul. Ces auteurs trouvaient des solutions présentant les caractéristiques des flots recherchés. Cependant la luminosité de l’objet central requise pour retrouver les vitesses observées était trop grande et irréaliste. L’inclusion du flux de Poynting dans le modèle par Lery et al. (1999) a résolu le problème, cet ingrédient étant un agent supplémentaire pour l’accélération du gaz.

Pour avoir un transit dans le contexte MHD, il est nécessaire que le champ magnétique soit de nature quadrupolaire (puisque celui-ci est proportionnel à la vitesse). Une telle géométrie était supposée dans les premières études de ce modèle (Fiege & Henriksen 1996; Lery et al. 1999, 2002), sans qu’aucune précision ne soit fournie quant à son origine : ce point a été souvent critiqué, les champs magnétiques dipolaires étant généralement préférés. Le résultat important mis en lumière par les solutions HD précédentes est que la propriété de transit n’a rien à voir avec le champ magnétique, et qu’il s’agit d’une configuration s’établissant naturellement en présence de gradient de densité et de rayonnement. Dans notre description, le champ magnétique est effectivement quadrupolaire, mais cette configuration n’est pas la cause du transit, plutôt sa conséquence.

Nous commencerons (§4.3.1) par des solutions magnétisées où le transit occupe tout l’espace ($\theta \in]0, \pi/2[$), comme dans le cas HD du paragraphe précédent. Une seconde sous-section (§4.3.2) sera consacrée à des solutions où le transit ne remplit que partiellement le domaine $]0, \theta_s[$, et où le reste de l’espace $]\theta_s, \pi/2[$ est occupé par une solution de type *infall*. Les principales conclusions pour ces solutions MHD seront regroupées dans une dernière sous-section (§4.3.3).

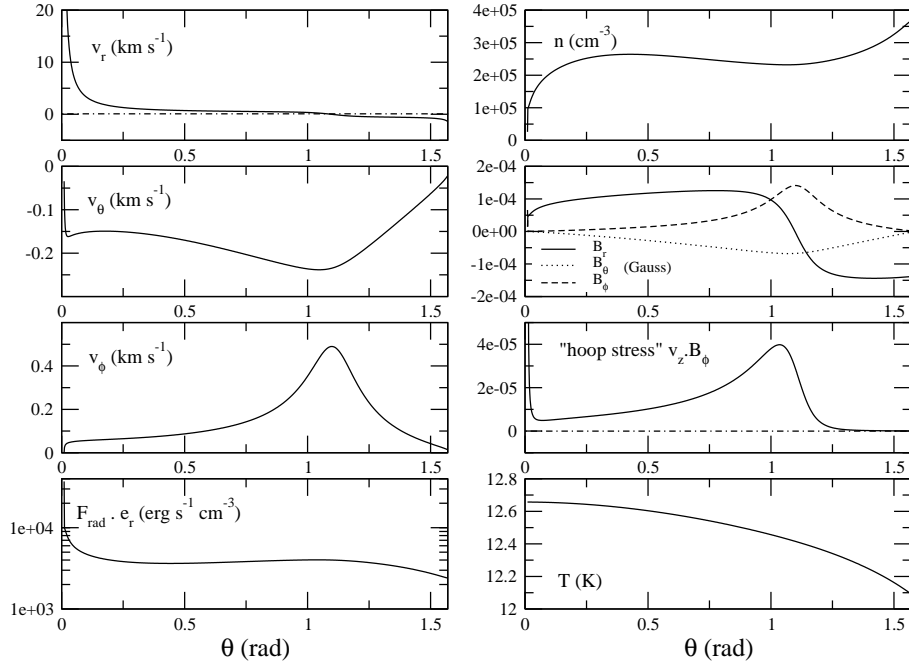


FIG. 4.7 – Une solution MHD typique. Les trois composantes de la vitesse et le flux radiatif radial (colonne de gauche), ainsi que la densité, le champ magnétique, le *hoop-stress* et la température (à droite) sont tracés en fonction de l’angle polaire θ , et dimensionnés à un rayon $r_0 = 5000$ AU.

4.3.1 Transit pur

Le comportement d’une solution magnétisée typique est représenté sur la figure 4.7. Nous y trouvons les trois composantes de la vitesse et le flux radiatif radial (colonne de gauche), ainsi que la densité numérique, les trois composantes du champ magnétique, le *hoop stress*⁷ (voir plus loin) et la température (colonne de droite).

4.3.1.1 Aspect (thermo-)dynamique

Nous retrouvons de nouveau la signature du transit, la vitesse radiale changeant de signe une seule fois en θ_c , entre l’axe de rotation $\theta = 0$ et l’équateur $\theta = \pi/2$. Comme pour la solution HD, l’angle d’ouverture de cette solution est de l’ordre de 60° et le flot a une vitesse typique de $10 - 20 \text{ km s}^{-1}$. La vitesse v_θ est pratiquement constante sur l’ensemble du domaine, exceptée vers les axes où elle doit retomber à zéro. La vitesse v_ϕ présente, elle, un maximum très marqué, lié à l’aspect magnétique de cette solution. Nous verrons cela un peu plus loin.

Comme précédemment, la densité augmente de l’axe vers l’équateur. Celle-ci reste cependant de l’ordre de 10^5 cm^{-3} sur l’ensemble du domaine, contrairement à la solution HD atteignant des densités trop élevées. Notons également que la densité augmente plus rapidement au niveau de l’équateur. Le résultat est plus facilement visible sous forme d’iso-contours (Fig. 4.8) : la région équatoriale apparaît donc comme une zone privilégiée pour l’accumulation de gaz et, en conséquence, pour l’accrétion de matière sur l’objet central.

Le flux radiatif (Fig. 4.7 en bas à gauche et 4.9 à gauche) est maximal à l’axe de rotation et participe ainsi à l’accélération du gaz dans le flot, de manière analogue à la solution hydrodynamique précédente. Il reste alors à peu près constant sur le reste du domaine avant de décroître en arrivant à l’équateur. Le gaz présent autour de la zone équatoriale est, en conséquence, moins « repoussé » que dans le reste du domaine et cette zone est donc favorisée pour l’accrétion. Ce phénomène intéressant est présent seule-

⁷La traduction française serait « contrainte circonférentielle ». Cependant, *hoop stress* est réellement plus usité et je préférerais donc le terme anglais.

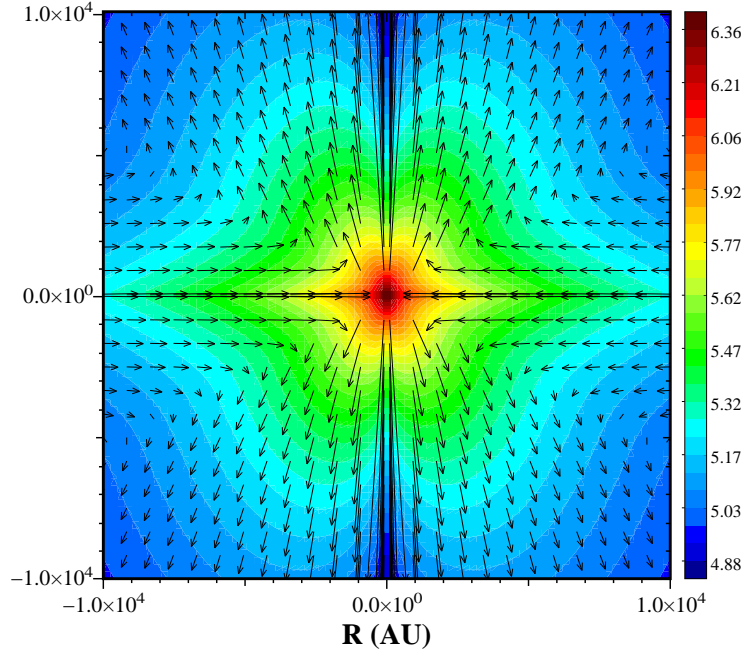


FIG. 4.8 – La solution MHD représentée dans le plan poloïdal (r, θ) , dans un domaine de 10^4 AU de côté. Le champ de vitesse (flèches) est superposé aux contours de la log-densité. L'échelle de couleur donne accès à la densité en cm^{-3} .

ment chez certaines de nos solutions MHD. Bien sûr, le champ de rayonnement moindre et la plus forte densité à l'équateur ne sont pas des phénomènes indépendants⁸ : rappelons que les deux quantités sont couplées par l'approximation de la diffusion,

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = -\frac{c}{\kappa\rho}\nabla p_{\text{rad}} = -\frac{4ca_s}{3\kappa_0\rho^{a+1}}T^{3-b}\nabla T. \quad (4.7)$$

La température est de nouveau pratiquement constante sur l'ensemble du domaine d'intégration (Fig. 4.7 en bas à droite et 4.9 à droite). L'Eq. (4.7) nous informe alors que le flux radiatif dans la direction \mathbf{e}_θ doit être très faible : c'est en effet le cas et le champ de rayonnement est complètement dominé par sa composante radiale⁹. La température de la solution magnétisée est, quant à elle, plus basse que celle de la solution HD, et varie entre 12 et 13 K à 5000 AU de la proto-étoile. La figure 4.9 donne la température dans tout l'espace. Contrairement au cas hydrodynamique, nous voyons que celle-ci atteint la centaine de degrés en $r_0 \sim 100$ AU mais reste plus faible pour des distances plus grandes. Notre description de l'opacité est cette fois valide pour tout l'espace¹⁰.

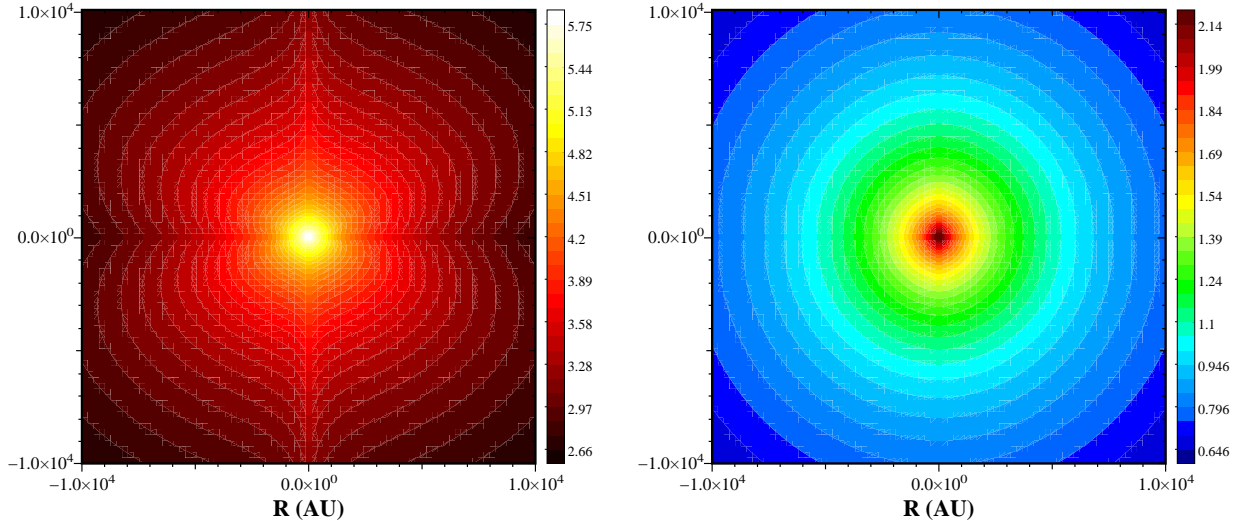
4.3.1.2 Aspect magnétique

La figure 4.7 permet également d'illustrer la proportionnalité du champ magnétique avec la vitesse en comparant leurs comportements composante par composante. Ainsi, le champ magnétique radial change de signe au niveau de l'angle du transit. Il reste globalement constant ailleurs et présente des valeurs $B_r \sim 100\mu\text{G}$. Ces dernières sont en accord avec les observations de cœurs denses (Crutcher et al. 1999; Matthews & Wilson 2002; Turner & Heiles 2006) et les estimations pour les flots moléculaires (Greaves et al. 2001). Nous ne traçons pas le champ magnétique dans le plan poloïdal, mais à titre informatif, celui-ci atteint ~ 1 mG en r_0 . La composante radiale domine le champ magnétique dans l'ensemble de

⁸De même que le fort champ radiatif et la faible densité au niveau de l'axe de rotation observés chez toutes les solutions HD et MHD.

⁹C'est d'ailleurs pourquoi nous n'avons pas tracé F_θ^{rad} .

¹⁰Rappelons que dans le cas HD, la température dépassait la centaine de degrés pour des distances plus petites que 2000 AU.



F . 4.9 – *A gauche* : contours logarithmiques du champ de rayonnement total, $F_{tot} = (F_r^2 + F_\theta^2)^{1/2}$ dans le plan poloïdal (r, θ) . *A droite* : idem, mais pour la température. Cette dernière reste inférieure à 100 K jusqu'en r_0 contrairement à la solution HD.

l'espace, sauf en θ_c où les composantes angulaires prennent le relai : B_θ et B_ϕ sont, elles, maximales au passage de cet angle.

La composante toroïdale participe notamment à la collimation du flot par la composante $j_z \mathbf{e}_z \times B_\phi \mathbf{e}_\phi$ de la force de Lorentz. Cette force, communément appelée *hoop stress*, est dirigée en direction de l'axe de rotation¹¹ pour les espèces chargées positivement et ayant des vitesses v_z positives. N'oublions pas que nous avons une description monofluide et donc que les espèces neutres suivent le mouvement des ions. Le produit $v_z B_\phi = B_\phi (v_r \cos \theta - v_\theta \sin \theta)$ est tracé sur la figure 4.7 (troisième graphe de la colonne de droite) : le *hoop stress* passe par un maximum en θ_c , où il participe à la collimation du flot. Il diverge au niveau de l'axe de rotation en raison de la divergence de v_r à cet endroit. D'autre part le *hoop stress* tend vers zéro en s'approchant de l'équateur : $\cos \theta$ et v_θ tendent tous deux vers zéro. Nous voyons effectivement, sur la figure 4.8, qu'au niveau de l'équateur l'écoulement est parallèle au plan (x, y) et que les vecteurs vitesses ont une composante nulle selon z .

4.3.1.3 Points critiques MHD

Nous avons vu que dans la cas HD, la vitesse du son était le seul point critique du problème. Nous avons également trouvé que les solutions hydrodynamiques du modèle de transit étaient subsoniques. Dans l'AnnexeA nous avons vu qu'il existait trois ondes pouvant se propager dans un milieu MHD : i) le mode incompressible transverse de Alfvén et, ii) les deux modes magnéto-sonores (compressifs) longitudinaux, rapide et lent.

Nous rappelons que dans le cas d'un problème autosimilaire radial et avec invariance par rotation d'angle ϕ , seules les ondes se propageant dans la direction poloïdale ne brisent pas la symétrie. Tsinganos et al. (1996) montrent en particulier que dans une telle configuration :

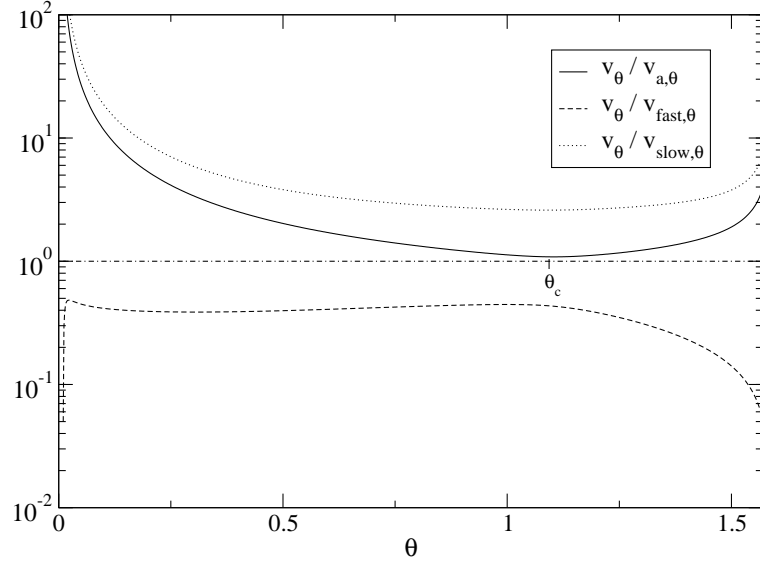
- Le point critique de Alfvén obéit à

$$\frac{\mathbf{B}_p \cdot \mathbf{e}_\theta}{\sqrt{4\pi\rho}} = \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_\theta, \text{ soit } \frac{B_\theta}{\sqrt{4\pi\rho}} = v_\theta. \quad (4.8)$$

Etant donnée la forme autosimilaire de nos variables (voir p. 65) et la définition de m_{Ap} donnée par l'Eq. (3.37)¹², cette condition devient $u_\theta = b_\theta / \sqrt{4\pi\mu}$. Dans l'Eq. (3.45), nous retrouvons directement ce point singulier sous la forme $m_{Ap} = 1$.

¹¹Utiliser la règle du « tire-bouchon », de la main droite ou du petit bonhomme...

¹² $m_{Ap} = y_p \sqrt{4\pi\mu}$ et $b_\theta = u_\theta / y_p$.



F . 4.10 – Rapport de la vitesse poloidale de l'écoulement avec les vitesses de Alfvén (trait plein), magnétosonore lente (pointillés) et rapide (tirets). La valeur $v_\theta/v = 1$ a également été tracée à titre indicatif (tiretés). L'écoulement de cette solution ne franchit aucun point critique.

- Les modes compressifs lent et rapide se propagent dans la direction poloidale \mathbf{e}_θ avec une vitesse de phase vérifiant la relation

$$v_{s\theta,f\theta}^4 - v_{s\theta,f\theta}^2 (v_a^2 + c_s^2) + c_s^2 v_{a,\theta}^2 = 0, \quad (4.9)$$

où c_s est la vitesse du son isotherme, v_a la vitesse de Alfvén « totale » et $v_{a,\theta}$ celle définie par l'Eq. (4.8), c'est-à-dire,

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\bar{\mu} m_H}}, \quad v_a = \sqrt{\frac{B_r^2 + B_\theta^2 + B_\phi^2}{4\pi\mu}} \quad \text{et} \quad v_{a,\theta} = \frac{B_\theta}{\sqrt{4\pi\mu}}.$$

Les deux racines de l'Eq. (4.9) donnent respectivement les vitesses magnétosonores rapide et lente dans la direction poloidale,

$$v_{f\theta,s\theta}^2 = \frac{1}{2} (v_a^2 + c_s^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(v_a^2 + c_s^2)^2 - 4c_s^2 v_{a\theta}^2}. \quad (4.10)$$

Les rapports $v_\theta/v_{a,\theta}$, $v_\theta/v_{s\theta}$ et $v_\theta/v_{f\theta}$ sont tracés sur la figure 4.10. Cette solution ne franchit aucun point critique : la vitesse est toujours plus rapide que les ondes magnétosonores lentes ou que les ondes de Alfvén. Par contre, elle reste constamment inférieure à la vitesse de l'onde rapide. Il faut cependant remarquer que la solution est très proche de devenir sub-alfvénique au niveau de l'angle de retournement θ_c , en raison de la plus grande importance du champ magnétique à cet endroit. Des solutions trans-alfvéniques ont également été rapportées par Lery et al. (1999), mais ces dernières sont en général considérées comme moins intéressantes, car les vitesses de leurs flots moléculaires sont très faibles (au maximum de l'ordre de 1 km s^{-1} à 10^4 AU de la proto-étoile).

4.3.1.4 Taux de masse

Nous avons déjà discuté la question des taux de masse dans le paragraphe 4.1.1, et montré que pour une « bonne » solution de transit où v_θ tend vers zéro aux bornes du domaine, le taux de masse total doit être nul : tout le gaz en chute vers l'objet central est dévié dans le flot. Il est néanmoins intéressant d'avoir une idée des valeurs de ces taux massiques. Nous nous concentrons ici sur l'*infall*, gardant à l'esprit que la valeur pour le gaz éjecté sera identique.

Le taux de masse du gaz se dirigeant vers le centre du système est intégré entre l'angle θ_c et l'équateur (là où $v_r < 0$),

$$\dot{M} = 2 \times (2\pi R^2) \int_{\theta_c}^{\pi/2} v_r(R, \theta) \rho(R, \theta) \sin \theta d\theta . \quad (4.11)$$

Le facteur 2 est présent pour prendre en compte la masse présente de l'autre côté du plan équatorial¹³. Pour la solution que nous présentons ici, nous obtenons un taux massique « unidirectionnel »¹⁴ $\dot{M} \sim 2.5 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Nous l'avons calculé avec les valeurs en $R = 5000 \text{ AU}$ que nous avons présentées sur la figure 4.7.

Nous avons vu que la densité et la vitesse augmentent en s'approchant du centre. Le taux doit donc également augmenter. Utilisant $\rho \propto r^{2\alpha-1/2}$ et $v \propto r^{-1/2}$, nous en déduisons immédiatement que le taux de masse varie avec la distance au centre comme $\dot{M} \propto r^{2\alpha+1}$. L'index autosimilaire de cette solution étant $\alpha = -0.2$, le taux augmente donc de façon assez lente, comme $\dot{M} \propto r^{0.6}$. Notons que $\alpha = -1/2$ permettrait d'avoir un taux constant avec le rayon. Cependant, nous avons vu dans le chapitre précédent que cette valeur de α n'autorise pas le transit. Elle correspond à l'accrétion sphérique de Bondi (1952) où $\rho \propto r^{-3/2}$, $v \propto r^{-1/2}$ et $\dot{M} = \text{cst}$ (Sari & Goldreich 2006).

Nous traçons sur la figure 4.11 la dépendance du taux massique, à 5000 AU, en fonction de la masse de l'objet central pour trois solutions : celle que nous avons décrite précédemment, une solution « lourde » où la densité est de l'ordre de 10^6 cm^{-3} et une solution « légère » avec $\rho \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Il faut alors faire attention à ne pas relier l'augmentation de la masse sur l'abscisse de la figure avec une évolution temporelle de la proto-étoile. Bontemps et al. (1996) ont découvert un déclin systématique des taux d'éjection avec l'évolution temporelle de la proto-étoile, basé sur l'observation d'objets de Classe 0 et 1. Etant admis qu'accrétion et éjection sont deux processus intimement liés, ces auteurs y associent un déclin du taux d'accrétion. Cependant, l'objet central devient de plus en plus massif au fur et à mesure que le temps passe, et les observations prédisent donc une décroissance des taux de masses (accrétion ou éjection) avec la masse de l'objet central. Rappelons que notre modèle est stationnaire, et que l'augmentation de la masse centrale n'est absolument pas liée à une quelconque évolution de la proto-étoile. La question à laquelle nous répondons ici est : « Etant donnée une masse centrale, quel est le taux de masse prédit par telle ou telle solution ? ».

Le taux de gaz en chute augmente avec la masse centrale comme une loi de puissance, $\dot{M} \propto M_\star^{0.81}$ dans le cas présent. Cette pente est entièrement déterminée par les coefficients de dimensionnement des variables concernées. En effet, nous rappelons que,

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{M_\star}{r_0^3} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2\alpha-\frac{1}{2}} \mu(\theta) \\ v_r &= \left(\frac{GM_\star}{r_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha_v-\frac{1}{2}} u_r(\theta), \end{aligned} \quad (4.12)$$

avec

$$r_0 = \left[\frac{3\kappa_0}{4a_\star c} M^{2+a} (GM)^{b-5/2} \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B} \right)^{b-4} \right]^{\frac{2}{5+2b+6a}} .$$

En injectant ces expressions dans l'Eq. (4.11), nous trouvons

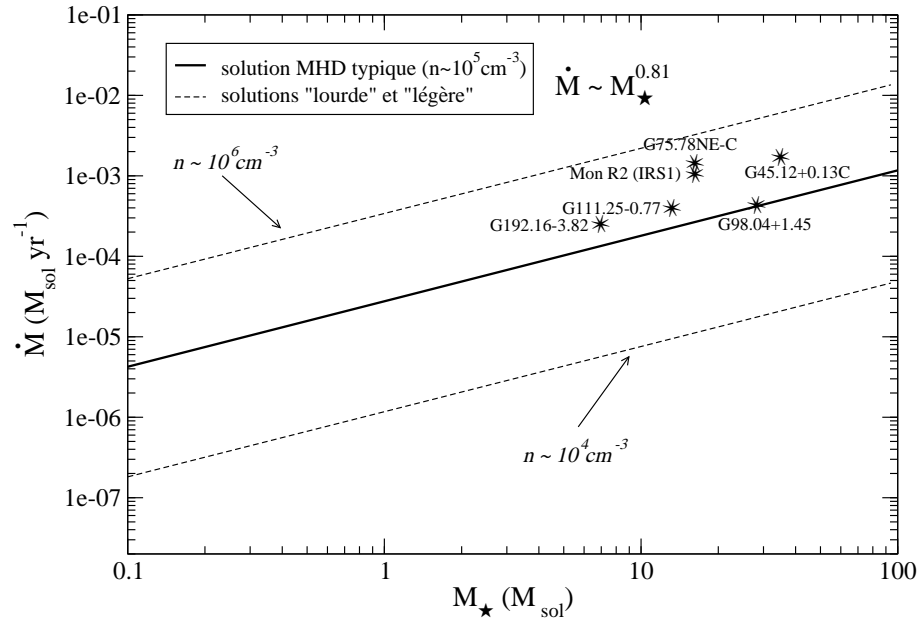
$$\dot{M} \propto M^{3/2-(5/2+2\alpha)f(a,b)}, \quad (4.13)$$

où $f(a,b) = 2(a+b-1/2)/(5+6a+2b)$. Pour les trois solutions de la figure 4.11 nous avons $a = 0$, $b = 2$ et $\alpha = -0.22$ et retrouvons bien la pente de 0.81.

Pour chaque masse de l'objet central, le modèle prédit un intervalle de taux de masse compris entre les deux solutions « extrêmes » reportées sur la figure 4.11. Nous trouvons une valeur typique de $3 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ pour un objet central de $0.1 M_\odot$. Cette valeur est comparable aux observations (Bontemps

¹³Rappelons que la solution dans tout l'espace est trouvée par une rotation autour de l'axe polaire suivie d'une symétrie miroir par rapport au plan de l'équateur.

¹⁴Pour le gaz en chute seulement ou le gaz du flot seulement.



F . 4.11 – Taux de masse (en chute ou éjectée) en fonction de la masse de l’objet central. Nous traçons les résultats pour la solution MHD précédente ainsi que pour deux solutions « extrêmes ». Les résultats de quelques observations d’objets massifs (Churchwell 1997) sont également reportés.

et al. 1996). Pour un objet de $1 M_{\odot}$, nous obtenons des taux d’effondrement/éjection $\dot{M} \in [10^{-6} - 3 \times 10^{-4}] M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Si nous prenons la solution dense, nous voyons qu’il est possible d’avoir un flot de $3 M_{\odot}$ en un temps aussi court que 10^4 yr .

Dans le chapitre 2, nous avons testé les différents modèles d’entraînement sur l’exemple de G75.78NE-C ayant un flot de $58 M_{\odot}$ pour un temps dynamique $\tau_d = 3.7 \times 10^4 \text{ yr}$ et une masse centrale estimée $M_{\star} = 16 M_{\odot}$ (Churchwell 1997; Shepherd et al. 1997). Cela donne une taux massique moyen de $1.5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En reportant les $16 M_{\odot}$ sur la figure 4.11, nous voyons qu’un tel taux massique est dans l’intervalle prédit par le modèle. Nous localisons également d’autres objets dans le plan (M_{\star}, \dot{M}) , suivant les valeurs compilées par Churchwell (1997) de certaines sources massives de classe spectrale O ou B. Là encore, les valeurs mesurées et prédites par le modèle sont en accord.

4.3.2 Solutions avec zone accrétion

Nous nous intéressons maintenant à une autre type de solutions qui permettent de contourner la principale difficulté du modèle : tout le gaz entrant est dévié dans le flot moléculaire et il n’y a, en conséquence, pas de matière susceptible d’accréter sur l’objet central¹⁵.

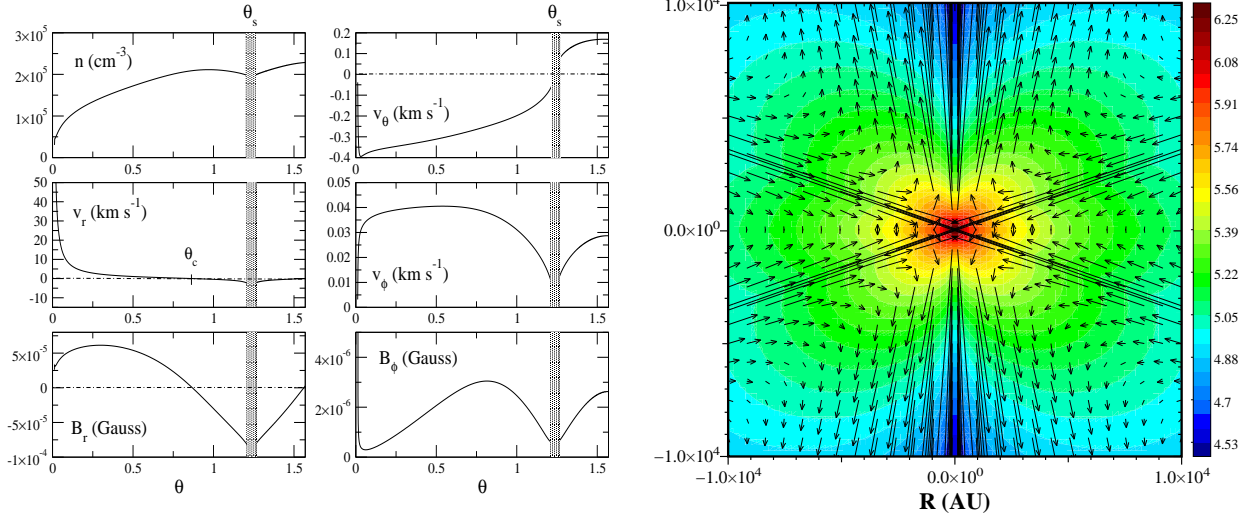
Afin de contourner cette difficulté, nous divisons le domaine d’intégration angulaire en deux zones (Lery et al. 2002) : i) une première région caractérisée par $\theta \in]0, \theta_s[$ où une solution de type transit est recherchée et, ii) une seconde zone autour de l’équateur, $\theta \in]\theta_s, \pi/2[$ dans laquelle nous cherchons un type de trajectoire où le gaz n’est pas dévié. De même que le transit requiert un comportement particulier des vitesses v_r et v_{θ} , ce second type de solution doit satisfaire :

- $v_r < 0$ pour que le gaz ait un mouvement entrant dans le système, en chute vers l’objet central ;
- $v_{\theta} > 0$ afin que la matière ne soit pas déviée, mais continue de « tomber » en direction de la zone équatoriale.

Dans les solutions où seul le transit est considéré, nous cherchions à remplir tout l’espace, ne sélectionnant que les solutions atteignant $\pi/2$. Cependant, de nombreuses solutions de transit s’« arrêtent » avant l’équateur¹⁶ et sont donc particulièrement intéressantes pour cette discussion.

¹⁵Un modèle de formation stellaire ne permettant pas d’accrétion, c’est un peu comme des frites sans sel. C’est pas bon.

¹⁶D’un point de vue numérique, ceci se traduit par le fait que l’intégration échoue au-delà d’un certain angle.



F . 4.12 – *A gauche* : la densité, les trois composantes de la vitesses ainsi que deux composantes du champ magnétique sont représentées en fonction de l’angle poloidal. *A droite* : Iso-contours de la log-densité (échelle de couleur en cm⁻³) et champ de vitesse (flèches).

Les solutions de transit sont caractérisées par $v_r < 0$ et $v_\theta \rightarrow 0^-$ lorsqu’elles approchent leur borne supérieure¹⁷. Lorsque θ_s est atteint, nous changeons « à la main » le signe de v_θ , de sorte que $v_\theta(\theta_s + \epsilon) = 0^+$, et conservons les valeurs des autres variables. Cet état final modifié nous sert alors d’entrée pour l’IVP à intégrer entre θ_s et l’équateur. Il est important de mentionner que les deux zones sont mathématiquement indépendantes et que nous pourrions *a priori* utiliser n’importe quels paramètres d’entrée pour la seconde intégration. Le choix que nous faisons d’utiliser des valeurs permettant la continuité entre les deux zones est d’ordre purement esthétique. Dit autrement, la zone de transit ne voit pas la zone d’accrétion¹⁸ et vice-versa. Notons également que de la même manière que les axes sont exclus par le traitement autosimilaire, la droite définie par θ_s devient également inaccessible.

La figure 4.12 présente une telle solution à deux zones. Nous retrouvons l’angle de retournement $\theta_c \sim 40^\circ$, et une solution de transit qualitativement similaire à celle présentée dans la section précédente. Dans la deuxième partie du domaine, délimitée par la zone grisée autour de θ , v_r et v_θ ont le comportement requis pour que le gaz continue de tomber et ne soit pas dévié. La densité à 5000 AU est de l’ordre de 10⁵ cm⁻³ et la vitesse du flot de quelques dizaines de km s⁻¹. Nous n’avons retracé ni le flux radiatif ni la température, car ils présentent des propriétés déjà rencontrées : flux radiatif plus fort dans la région axiale pour accélérer le gaz et champ de température quasiment isotrope. Nous voyons que les variables passent d’une région à l’autre de façon plus ou moins douce. Ceci rappelle que la condition de continuité imposée de façon arbitraire n’est qu’artificielle puisqu’aucune condition n’est donnée pour la continuité de la dérivée des quantités physiques.

Passons maintenant à l’illustration de l’intérêt de ce type de solution. Il suffit en fait de regarder v_θ pour comprendre que cette fois, le taux de masse total sur l’ensemble du domaine n’est pas égal à zéro. Il est nul dans la zone de transit, mais v_θ ne retombe pas en zéro à l’équateur. Nous n’avons donc pas d’équation équivalente à l’Eq. (4.4) dans la zone d’accrétion, de telle sorte que

$$\begin{aligned} \dot{M}_{\text{tot}} &\propto \int_0^{\theta_s} v_r(R, \theta) \rho(R, \theta) \sin \theta d\theta + \int_{\theta_s}^{\pi/2} v_r(R, \theta) \rho(R, \theta) \sin \theta d\theta \\ &= 0 + \int_{\theta_s}^{\pi/2} v_r(R, \theta) \rho(R, \theta) \sin \theta d\theta . \end{aligned} \quad (4.14)$$

¹⁷Dans le cas du transit pur cette borne est $\pi/2$ alors qu’ici ce sera θ_s .

¹⁸Attention ! Point de vocabulaire : ce que nous désignons par accrétion dans ce modèle n’est pas l’image habituelle de l’accrétion depuis le disque sur la proto-étoile. Il s’agira dans notre cas du gaz n’ayant pas une trajectoire de transit et qui ne présente que les caractéristiques d’un *infall*.

Dans ce contexte, où le gaz arrive avec une vitesse transverse non nulle en $\pi/2$, il faut considérer la région équatoriale comme un « puits » absorbant tout ce qui s'en approche. Ceci n'est pas requis en θ_s , position que le gaz atteint de façon tangentielle ($v_\theta(\theta_s) \rightarrow 0$).

Pour cette solution, nous trouvons $\dot{M}_{\text{out}} = \dot{M}_{\text{in,transit}} = 2.2 \times 10^5 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ et $\dot{M}_{\text{acc}} = 2.3 \times 10^5 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, pour une masse centrale de $1 M_\odot$. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles de la solution MHD de transit pur, et ne changent donc pas la discussion précédente quant à la capacité du modèle à entraîner des dizaines de masses solaires pour la formation d'étoiles massives. Cependant, nous avons maintenant,

$$f = \frac{\dot{M}_{\text{out}}}{\dot{M}_{\text{in}}} = \frac{\dot{M}_{\text{out}}}{\dot{M}_{\text{in,transit}} + \dot{M}_{\text{acc}}} \sim 0.5 .$$

Cette valeur est beaucoup plus cohérente avec les observations (Richer et al. 2000) en comparaison des modèles de transit pur où $f = 1$. Selon l'importance de la région d'accrétion par rapport à celle de transit la valeur de f est plus ou moins grande.

Cette « version » du modèle permet donc de traiter la chute du gaz, l'« accrétion » et le flot moléculaire de façon cohérente, à partir du même système d'équations. Seules les conditions aux bords changent entre la zone de transit et celle d'accrétion. Nous rappelons cependant que nous utilisons le terme « accrétion » pour décrire du gaz en chute vers la région équatoriale et qui n'est pas dévié vers l'extérieur : nous ne sommes pas en train de parler de l'accrétion depuis le disque sur l'objet central lui-même. Néanmoins, ce gaz non-dévié apparaît comme un bon candidat pour finir dans le disque d'accrétion, et éventuellement sur l'étoile.

4.3.3 Conclusions

Qualitativement, les solutions magnétisées avec transit pur présentent de nombreuses caractéristiques communes avec les solutions HD. Ceci vient du fait que le champ magnétique ne joue pas de rôle majeur dans le transit, contrairement à ce qui était précédemment pensé.

La présence du champ magnétique se fait néanmoins sentir de façon quantitative sur la dynamique du gaz. La présence du *hoop stress* est responsable d'une plus grande vitesse de rotation du système v_ϕ , ainsi que d'une vitesse polaire v_θ également plus importante que dans le cas HD. Les valeurs que nous obtenons pour le champ magnétique semblent raisonnables au regard des observations. La vitesse radiale du flot atteint 20 km s^{-1} en accord avec les vitesses typiques mesurées.

D'autre part, la solution de transit MHD privilégie la zone équatoriale pour l'accrétion, puisque nous y voyons localement une plus forte augmentation de la densité et un champ de rayonnement moindre. La densité garde également des valeurs comparables aux observations sur l'ensemble du domaine.

Nous avons également fait l'étude des taux de masse prédits par le modèle. Ici, lorsque seul le transit est considéré, le taux de masse entrant (*infall*) et sortant (*outflows*) sont identiques. Nous comparons ces taux à ceux des flots moléculaires massifs et trouvons un bon accord entre prédiction et observations. En particulier, le modèle permet de rendre compte des dizaines de masses solaires des flots moléculaires d'étoiles massives, ce que les modèles « standards » décrits au Chapitre 2 avaient beaucoup de mal à accomplir.

Enfin, il est possible d'inclure de l'« accrétion » dans le modèle à partir des mêmes équations. L'unique différence vient des conditions aux bords que la solution doit remplir dans la zone d'*infall* pur. Dans ces conditions, nous trouvons des rapports de taux de masse sortant et entrant inférieurs à 1 (typiquement supérieurs à 0.3), ajustable avec la taille des zones de transit et d'*infall*, en meilleur accord avec les observations.

4.4 Propriétés générales des solutions

Nous venons de présenter dans le détail trois solutions (une purement hydrodynamique et deux MHD) considérées comme applicables au problème de la formation stellaire. A chaque fois, ces solutions ont été décrites comme caractéristiques du problème considéré. Nous allons maintenant passer à une étude

plus systématique de l'espace des solutions. Nous ne rentrerons pas, cette fois, dans le détail de chacune d'entre elles, mais nous les replacerons dans un contexte plus général.

4.4.1 Existence de deux familles de solutions MHD

Le lecteur aura peut-être constaté que la solution MHD de transit pur (§4.3.1), ainsi que la solution MHD dans la partie transit de la solution avec accréation (§4.3.2), bien qu'obtenues à partir des mêmes équations, ont un comportement différent au niveau de l'angle de retournement θ_c du transit (voir Fig. 4.7 et Fig. 4.12 à gauche). Cette différence est au cœur des deux types de solutions mises en lumière dans ce qui suit.

A cet effet, nous avons balayé de façon aléatoire l'espace des paramètres d'entrée de l'intégration, excepté α , qui reste fixé à $\alpha = -0.2$. Les paramètres de l'opacité sont également conservés égaux à ceux de la poussière, $a = 0$ et $b = 2$ (nous verrons plus tard comment ces paramètres affectent les solutions). Pour automatiser la recherche, nous utilisons un algorithme très rudimentaire qui considère une solution comme satisfaisante si (voir aussi §3.2, p. 74) :

- L'intégration atteint l'équateur en $\theta = \pi/2$.
- La solution présente un transit, c'est-à-dire que la vitesse radiale change de signe une fois et une seule sur l'intervalle d'intégration.

Dans ces conditions, nous passons à côté de nombreuses solutions « potentielles » qui échouent très proches de l'équateur et dont une légère modification des paramètres d'entrée permettrait un succès. L'avantage de la méthode vient, comme souvent, de la facilité de l'implémentation. Le prix à payer apparaît dans le nombre de tirages à effectuer pour obtenir un nombre significatif de « bonnes » solutions¹⁹. Parmi les solutions que nous obtenons (une quarantaine pour $\sim 10^5$ tirages aléatoires), nous voyons émerger deux types distincts de comportements, tel qu'illustré sur la figure 4.13.

Nous n'avons sélectionné que six solutions particulièrement représentatives de l'espace des solutions. En trait plein, nous retrouvons le comportement de la solution MHD de transit présentée plus tôt avec une augmentation de la vitesse de rotation de la solution au niveau de l'angle de retournement du transit. Rappelons que le champ magnétique toroidal a le même comportement. En tirets, l'autre type de solution ne fait pas de l'angle θ_c (là où v_r , donc B_r change de signe, voir la figure de droite) un angle privilégié pour la rotation. Celle-ci garde une valeur à peu près constante sur l'ensemble du domaine, valeur comparable à celle de la solution hydrodynamique (Fig. 4.3). Sur la figure de droite, nous remarquons que le champ magnétique radial associé aux solutions ayant une faible vitesse de rotation est systématiquement plus faible que celui de l'autre famille. Notons aussi que nous avons choisi des solutions ayant presque toutes le même angle de retournement. Ces angles varient en général peu d'une solution à l'autre (voir la table 4.1 pour des valeurs typiques).

En résumé, nous concluons que le modèle de transit magnétisé possède deux types de solutions : i) certaines « fortement magnétisées » qui ont également la caractéristique d'avoir de « grandes » vitesses de rotation, et ii) celles dont l'importance du champ magnétique est plus faible et qui ont une vitesse de rotation moindre. Les autres variables (que nous n'avons pas tracées ici) pour cette dernière famille de solutions, ont des comportements similaires à celles des solutions hydrodynamiques. Les solutions faiblement magnétisées convergent donc vers les solutions HD, ce qui nous rend maintenant confiant quant à la résolution des deux systèmes d'équations²⁰.

4.4.2 Trajectoires et énergétique

A partir de maintenant, nous appellerons solutions de type 1 les solutions ayant une faible rotation et solutions de type 2 celles où θ_c est un angle préférentiel pour v_ϕ (pic de vitesse). Dans cette section, nous nous proposons d'étudier les trajectoires et l'aspect énergétique de chacune des deux familles décrites plus haut. Les résultats sont représentés sur la figure 4.14.

¹⁹Nous avons mentionné en §3.2.2 des méthodes potentiellement plus efficaces pour la recherche de solutions. Nous ne les avons cependant pas encore implémentées dans le cadre de ce modèle.

²⁰En raison de l'erreur de signe dans le code utilisé dans Combet et al. (2006), nous n'avions pas à l'époque été en mesure de nous prononcer sur ce point important.

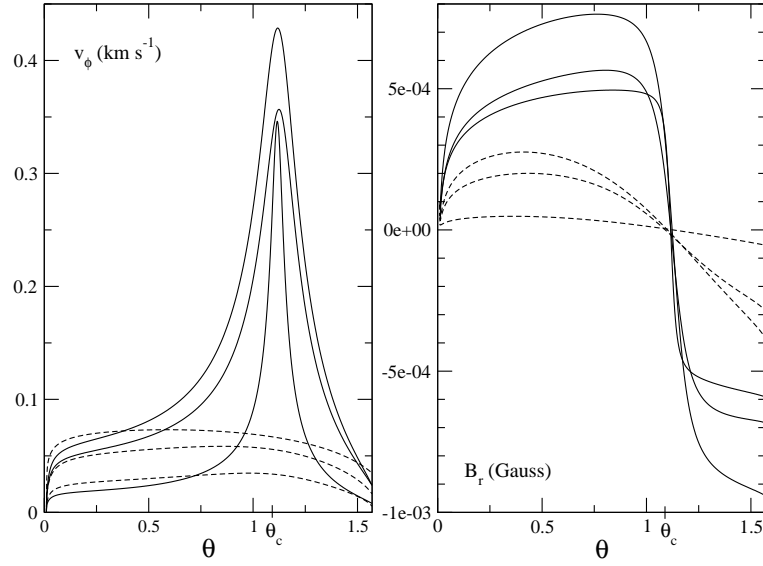


FIG. 4.13 – Mise en évidence de deux types de solutions magnétisées du modèle de transit. Vitesse de rotation (v_ϕ , à gauche) et champ magnétique radial (B_r , à droite) en fonction de l'angle poloidal θ et à une distance $R = 5000$ AU.

La trajectoire du gaz dans le plan poloidal est simplement définie par l'équation différentielle

$$\frac{dr}{rd\theta} = \frac{d(\ln r)}{d\theta} = \frac{v_r(r, \theta)}{v_\theta(r, \theta)} = \frac{u_r(\theta)}{u_\theta(\theta)}, \quad (4.15)$$

que nous intégrons numériquement de la même façon que le système d'ODE du problème. Nous traçons le résultat de l'intégration dans le plan poloidal ((x, z) en coordonnées cartésiennes – Fig. 4.14, en haut à gauche), pour deux solutions magnétisées appartenant aux deux familles mises en évidence précédemment, ainsi que pour une solution hydrodynamique. Nous retrouvons bien entendu le mouvement de transit du gaz lorsque celui-ci s'approche de l'objet central, ce que la représentation du champ de vitesse nous avait déjà permis de visualiser. Cependant, cette représentation nous permet de constater que, pour les solutions du deuxième type, le gaz transite plus proche de l'objet central, plus profondément dans le puits gravitationnel de celui-ci. Cette effet décroît avec le champ magnétique, et nous voyons la trajectoire de la solution de type 1 située entre celle de type 2 et la solution hydrodynamique. Il s'agit d'une nouvelle illustration du fait que les modèles magnétisés tendent effectivement vers les solutions HD quand le champ magnétique perd de son influence.

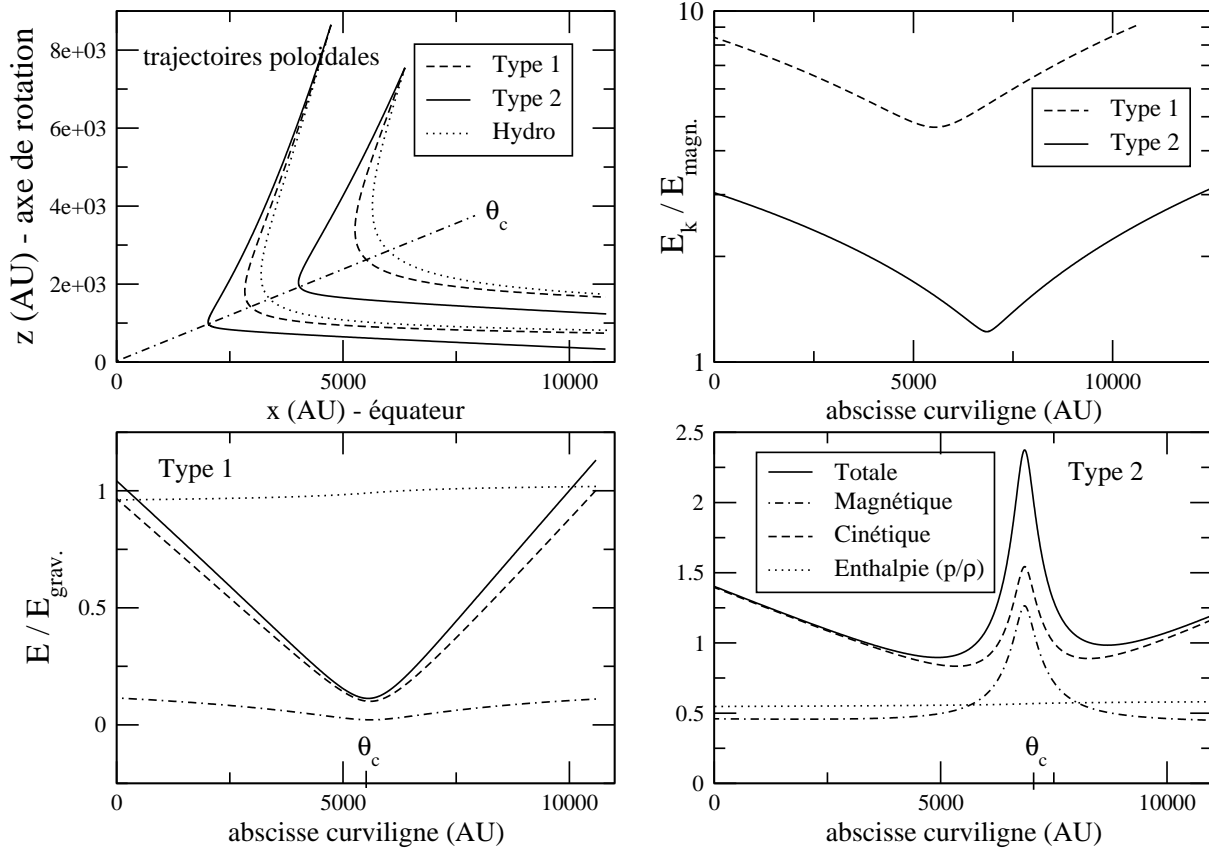
Les autres graphes représentent l'importance des différentes composantes énergétiques en fonction de l'abscisse curviligne s . Cette dernière est définie comme la distance parcourue le long d'une ligne de courant donnée, et nous choisissons son origine à l'extrémité « entrante » de la trajectoire, c'est-à-dire là où le gaz est en chute en direction de la proto-étoile. La densité d'énergie totale d'un fluide magnétisé est donnée par

$$E_{\text{tot}} = \frac{1}{2}\rho v^2 - \rho \frac{GM_\star}{r} + \frac{B^2}{8\pi} + p. \quad (4.16)$$

En utilisant les formes autosimilaires des variables (§3.1.4), l'énergie se réécrit comme

$$E_{\text{tot}} = \rho \frac{GM_\star}{r} \left(\frac{1}{2}u^2 - 1 + \frac{1}{8\pi\mu} \left(\frac{u_p^2}{y_p^2} + \frac{u_\phi^2}{y_\phi^2} \right) + \Theta \right), \quad (4.17)$$

où l'on a factorisé l'inverse de l'énergie potentielle gravitationnelle. Nous voyons ici qu'il est pratique de tracer les composantes de l'énergie normalisées à l'énergie gravitationnelle puisque cela ne fait intervenir que les variables adimensionnées du problème. Ce sont ces quantités qui sont tracées sur les trois autres graphes de la figure 4.14.



F . 4.14 – Trajectoires et énergétiques des deux types de solutions magnétisées. *En haut à gauche* : trajectoires dans le plan poloïdal. La proto-étoile est située en (0,0). *En haut à droite* : rapport de l'énergie cinétique sur l'énergie magnétique en fonction de l'abscisse curviligne s , le long de la trajectoire du gaz. Nous avons défini $s = 0$ à l'extrémité entrante de la trajectoire. *En bas à gauche* : différentes composantes de l'énergie, normalisées à l'énergie gravitationnelle pour une solution de type 1. *En bas à droite* : idem, mais pour une solution de type 2.

Le graphe supérieur droit représente le rapport de l'énergie cinétique à l'énergie magnétique pour les solutions des deux familles. Le comportement qualitatif est le même : le rapport diminue comme l'on s'approche de l'objet central, puisque le champ magnétique gagne alors en intensité. La valeur de ce rapport est cependant bien différente d'une solution à l'autre. En particulier, celui-ci est de l'ordre de l'unité au niveau de l'angle de transit pour la solution de type 2, solution en rotation rapide. Pour la solution faiblement magnétisée, l'énergie magnétique est au mieux quatre fois plus petite que l'énergie cinétique. La situation peut être beaucoup plus marquée pour d'autres solutions de type 1 pour lesquelles il n'est pas rare d'avoir $E_k/E_{\text{magn.}} \sim 100$ sur l'ensemble de la trajectoire.

Les deux graphes au bas de la figure 4.14 représentent les différentes composantes de l'énergie²¹ en fonction de l'abscisse curviligne, pour la famille de solutions faiblement magnétisées (à gauche) et fortement magnétisées (à droite). Loin de l'angle de transit²², nous retrouvons le fait que, dans les deux cas, l'énergie cinétique domine. La vitesse radiale est alors la principale contributrice à l'énergie cinétique, puisque bien plus grande que v_θ ou v_ϕ (voir Fig. 4.3 et 4.7). Alors que l'on s'approche de l'angle de retournement θ_c , v_r décroît et v_θ et v_ϕ restent petites de sorte que l'énergie cinétique décroît. Cette variation est également retrouvée chez les deux types de solutions. C'est lorsque le gaz est au plus proche de l'étoile qu'émerge une différence :

- Pour la solution de type 1, l'endroit où l'écoulement est renversé est caractérisé par $v_r = 0$ et v_ϕ

²¹Rappelons qu'il s'agit de l'énergie spécifique normalisée à l'énergie potentielle gravitationnelle.

²²Être situé loin de cet angle signifie également être loin de l'objet central.

petit, à peu près constant sur l'ensemble du domaine. L'énergie cinétique passe en conséquence par un minimum en θ_c , avant de raugmenter lorsque la distance à la source (donc à θ_c) s'accroît. Le champ magnétique étant proportionnel à la vitesse, l'énergie correspondante passe également par un minimum en θ_c .

- Pour les solutions de type 2, le champ magnétique et la vitesse de rotation présentent une rapide augmentation autour de θ_c , de sorte que l'annulation de v_r est compensée par une plus forte valeur de v_ϕ dans l'énergie cinétique. En conséquence, les énergies cinétique et magnétique passent par un maximum local en θ_c .

Nous voyons en définitive deux comportements très distincts selon la famille de solutions que l'on considère. Dans un cas, l'énergie du gaz est minimum à la position de renversement du flot : ces solutions sont d'ailleurs caractérisées par un passage plus lointain de l'objet central. Les solutions de type 2 présentent le comportement inverse, et l'énergie passe par un maximum lorsque la ligne de courant franchit θ_c . Leurs trajectoires passent également plus près de l'objet central. Nous avons déjà mentionné le fait que les autres variables des solutions avaient des comportements similaires, quelque soit leur famille d'appartenance. De plus, loin de l'angle de transit, le comportement des deux familles est également semblable de sorte qu'il ne semble pas exister de signatures observationnelles (en particulier au niveau du flot) qui permettraient de distinguer ces deux types de solutions.

4.4.3 Effets liés à l'exposant autosimilaire α

Nous avons vu dans la construction du modèle que l'exposant autosimilaire α est restreint à l'intervalle $] -0.5, 0.25]$ afin de satisfaire les conditions pour le transit (voir p. 73). Dans les paragraphes précédents, nous avons toujours gardé $\alpha = -0.2$. Afin d'étudier l'influence de α sur les solutions de transit, nous procédons comme ci-dessus à un tirage aléatoire des paramètres d'entrée (de sorte qu'une fois dimensionnés, ils donnent des valeurs raisonnables de flot moléculaire) pour $\alpha = -0.4, -0.3, -0.2, -0.1, 0, 0.1, 0.2$.

Nous trouvons de nombreuses solutions (plus d'une centaine) avec $\alpha = 0.1$ et $\alpha = 0.2$, mais aucune de celles-ci ne reproduit les conditions aux bords que nous cherchons²³ pour le transit, à savoir $v_\theta(\pi/2) = v_\phi(\pi/2) = 0$. Nous rappelons que nous résolvons le système d'équations comme un problème aux valeurs initiales aussi n'avons nous pas de contrôle sur la valeur des solutions en $\pi/2$ (voir annexe B). C'est par une vérification ultérieure que nous validons que la solution présente les bonnes conditions aux bords. Force est de constater que le critère sur les vitesses n'est pas rempli lorsque le système est résolu avec $\alpha = 0.1$ ou $\alpha = 0.2$. Nous illustrons ce point par la figure 4.15, représentant le comportement typique de v_θ pour ces solutions. Nous voyons que pour les deux valeurs de α , le comportement est similaire et non satisfaisant au regard des critères définis plus haut. Cela ne veut pas dire que ces solutions n'existent pas. En effet, l'étude des équations nous a montré que des valeurs positives de α – tant que $\alpha < 0.25$ – autorisent le transit. Ce que cela signifie en revanche, c'est que ces valeurs ne fonctionnent pas lorsque nous recherchons au niveau de l'axe des grandeurs caractéristiques des flots moléculaires. De plus, la vitesse radiale de ces modèles ne change de signe que très loin dans l'intervalle, pratiquement en $\theta = \pi/2$, de sorte que ces solutions ne présentent pratiquement pas d'*infall*.

Pour $\alpha = -0.4$ et $\alpha = -0.3$, 10^5 tirages aléatoires ne donnent aucune solution. Comparé aux centaines de solutions obtenues pour les autres valeurs négatives de α , nous en concluons que les valeurs plus petites que -0.2 , bien qu'autorisées, ne sont pas privilégiées.

Les valeurs $\alpha = 0, -0.1, -0.2$ sont les plus intéressantes. Dans la section précédente, nous avons mis en évidence les deux types de solutions ayant $\alpha = -0.2$. Nous les retrouvons également pour les deux autres valeurs de α , mais en proportion très différentes. Le tableau 4.1 résume les principales différences trouvées pour chacun des cas. Tout d'abord, notons que dans les trois cas, l'angle du transit θ_c est similaire ($\theta_c \sim 65^\circ$). Ceci est l'angle d'ouverture typique obtenu pour une solution avec transit pur. Nous avons vu que cet angle est plus petit lorsque l'on s'intéresse à une solution à deux zones, avec « accréation ».

Une différence majeure apparaît cependant lorsque l'on compte le nombre de solutions de type 1 ou de type 2 obtenues dans chacun des cas. Toutes les solutions trouvées avec $\alpha = 0$ sont de type 2 (très

²³Nous demandons aussi que les valeurs au niveau de l'axe de rotation soient caractéristiques des flots moléculaires observés.

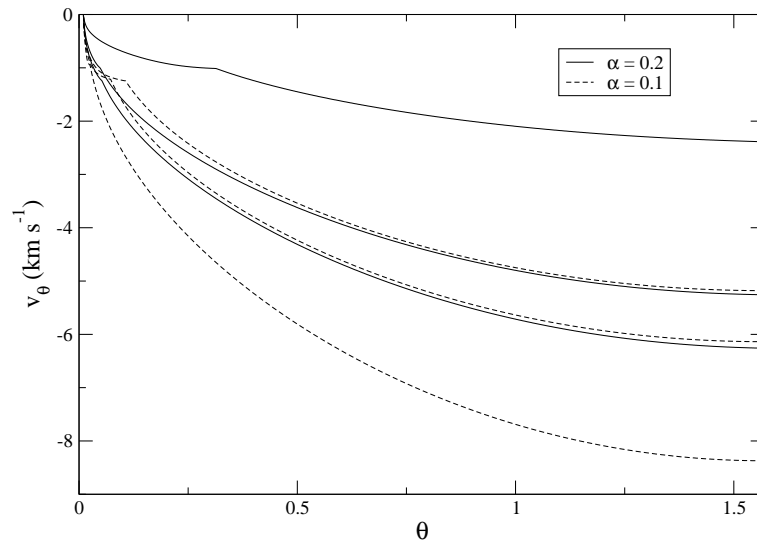


FIG. 4.15 – Exemples de solutions typiques obtenues avec $\alpha = 0.1$ ou $\alpha = 0.2$. La vitesse dans la direction poloidale est tracée en fonction de l'angle θ . Cette première ne tend pas vers zéro en $\pi/2$, indiquant que ces solutions ne sont pas à même de décrire notre problème.

magnétisées), alors que leur nombre descend à $\sim 72\%$ pour $\alpha = -0.1$ et $\sim 30\%$ pour $\alpha = -0.2$. Si les solutions de type 2 pour chaque α sont qualitativement identiques (vitesse de rotation maximum en θ_c , voir §4.4.1), les valeurs typiques obtenues pour chacune d'elles diffèrent de façon assez importante. Pour chaque cas, nous avons fait la moyenne de la vitesse maximale de rotation et du champ magnétique radial maximal atteints par les solutions de type 2. Nous trouvons que les valeurs de α qui favorisent les solutions de type 2 ($\alpha = -0.1, 0$) favorisent également les grandes vitesses de rotation et les très forts champ magnétiques. Pour ces valeurs, le champ magnétique peut atteindre quelques dizaines de mGauss à 5000 AU de l'objet central. Ces valeurs sont de 10 à 100 fois plus grandes que celles observées dans les cœurs denses, dans les enveloppes d'étoiles en formation ou dans leurs flots (Greaves et al. 2001; Hutawarakorn et al. 2002; Turner & Heiles 2006). Pour $\alpha = -0.2$, nous retrouvons la centaines de μ Gauss typique des observations. Soulignons que nous justifions ainsi *a posteriori* l'utilisation de cette valeur de α dans les solutions étudiées précédemment. une couverture plus globale de l'espace des paramètres serait nécessaire pour rendre plus robuste ces conclusions.

La signification de $\alpha = -0.2$

Avoir un indice autosimilaire égal à -0.2 signifie également que le profil de densité suit $\rho \propto r^{-0.9}$. Les observations confirment que le profil de densité suit une loi de puissance $\rho \propto r^{-p}$. La valeur de p varie typiquement entre 0.5 et 2. Elle est notamment le plus souvent trouvée entre 1.5 et 2 (voir L1489 et L1527 dans Ladd et al. 1991 pour un exemple typique) et est aisément reproduite par le modèle de la sphère isotherme singulière de Shu (1977) où l'on a $p = 2$ dans la partie de l'enveloppe en équilibre hydrostatique, et $p = 1.5$ si le gaz est en chute libre en direction de l'objet central. Cependant, d'autres objets présentant des profils de densité beaucoup plus plats, avec $p \sim 0.5 - 0.9$ ont également été reportés (André et al. 1993; Barsony & Chandler 1993; Chandler et al. 1998). Lizano & Shu (1989) montrent comment de tels profils peuvent être obtenus dans le cas d'un cœur pré-stellaire soumis à de la diffusion ambipolaire. Barsony & Chandler (1993) interprètent donc leurs observations comme une indication que les champs magnétiques jouent un rôle important dans le support contre l'effondrement. Chandler et al. (1998) interprètent les faibles pentes qu'ils trouvent dans plusieurs objets de Classe 1 ($p = 0.9$ pour TMC1 et $p = 0.8$ pour TMCA1) en terme de support par la rotation de l'enveloppe entourant la proto-étoile.

En conclusion, l'utilisation de $\alpha = -0.2$, dans le modèle, n'est pas représentatif des enveloppes où

	$\alpha = -0.2$	$\alpha = -0.1$	$\alpha = 0$
θ_c (°)	63-80	63-65	63-75
N_{tot}	75 [†]	84 [‡]	117 [‡]
$N_{\text{type1}}/N_{\text{tot}}$	69%	28%	0%
$N_{\text{type2}}/N_{\text{tot}}$	31%	72%	100%
v_{ϕ}^{max} (km s ⁻¹)	0.3	3.2	7.7
B_r^{max} (Gauss)	4×10^{-4}	1×10^{-2}	5×10^{-2}

[†]Nombre de solutions obtenues pour $\sim 10^6$ tirages.

[‡]Taille de l'échantillon retenu (sur plusieurs milliers de solutions obtenues en 10^5 tirages).

T . 4.1 – Caractéristiques typiques des solutions obtenues pour trois valeurs de l'indice autosimilaire α et pour lesquelles les propriétés du transit sont retrouvées. Les variables sont dimensionnées à 5000 AU et avec un objet central de $1 M_{\odot}$.

$\rho \propto r^{-1.5}$ – $\rho \propto r^{-2}$, que nous ne pouvons de toute façon pas atteindre²⁴. En revanche, il s'agit d'une modélisation satisfaisante des cas où le champ magnétique et/ou la rotation jouent un rôle important dans la dynamique du système.

4.5 Influence de l'opacité

Jusqu'à présent, toutes les solutions que nous avons étudiées et présentées possédaient des paramètres pour l'opacité de Kramers ($\kappa = \kappa_0 \rho^a T^b$) caractéristiques de la poussière. Nous avons donc toujours $\kappa_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, $a = 0$ et $b = 2$ comme décrit dans le paragraphe 4.1.2. Nous pouvons cependant modéliser d'autres types d'agents de refroidissement en modifiant ces paramètres, notre motivation étant d'étudier le comportement des solutions dans un environnement sans poussière (voir §4.6.3 pour plus de détail). Nous commencerons par une étude de la signification des paramètres de l'opacité (§4.5.1) et, dans une seconde partie, regarderons comment un changement de cette dernière affecte les solutions du modèle de transit (§4.5.2).

4.5.1 Les paramètres de l'opacité de Kramers

Pour cette discussion, nous suivons l'approche de Boily & Lynden-Bell (1995) qui ont étudié l'effondrement autosimilaire de gaz en symétrie sphérique. Le contexte astrophysique – de leur étude – est également celui de la formation stellaire et, bien qu'il se situe temporellement plus tôt que les objets que nous étudions, les conditions peuvent être considérées comme similaires. En particulier, ces auteurs considèrent un taux d'émission du gaz²⁵ (par unité de volume, intégré en fréquence, leur Eq. (3))

$$\epsilon = 4\sigma T^4 \rho \kappa \propto \rho^{\alpha} T^{\beta+4} . \quad (4.18)$$

La relation de proportionnalité indique qu'ils ont choisi pour l'opacité $\kappa \propto \rho^{\alpha-1} T^{\beta}$. Nous reconnaissons ici la forme de Kramers de l'opacité prescrite par le modèle, $\kappa = \kappa_0 \rho^a T^b$. Ces auteurs discutent de façon assez extensive l'espace des paramètres (α, β) . Nous rapportons ici leur discussion, en gardant à l'esprit la transposition $a = \alpha - 1$ et $b = \beta$. Notons en particulier qu'ils dérivent dans leur appendice D l'émission de la poussière (le plus efficace de agents de refroidissement) et confirment analytiquement que dans ce cas, $a = 0$ et $b = 2$.

Valeurs de α et β : Ces valeurs – ou de manière équivalente, les valeurs de a et b – peuvent être interprétées en termes de processus physiques.

²⁴N'oublions pas que le modèle est limité à $-0.5 < \alpha \leq 0.25$, c'est-à-dire $0 \geq p < 1.5$ puisque nous avons $p = -2\alpha + 1/2$ dans le modèle. En conséquence, de telles valeurs sont hors de portée.

²⁵Le taux d'émission du gaz est également appelé taux de refroidissement (*cooling rate*).

L'exposant α pour la densité dans le taux d'émission ϵ reflète le type d'interaction responsable du refroidissement :

- Dans les conditions où le refroidissement se fait par l'intermédiaire de l'équilibre collisionnel entre les particules (molécules), nous avons affaire à un processus à deux corps, de sorte que l'émission, et donc ϵ , dépend de ρ^2 : $\alpha = 2$ (i.e., $a = 1$). Les milieux peu denses, froids et ne possédant pas d'agents de refroidissement dominants (tels la poussière) suivent une telle variation. En raison de la faible température, les niveaux d'énergie des particules sont pratiquement vides et toute chaleur générée/injectée (par contraction gravitationnelle ou chauffage de l'objet central dans notre cas) est efficacement re-rayonnée.
- Dans le cas contraire, quand un agent efficace est présent dans le milieu, le processus de refroidissement ne fait intervenir qu'un seul corps et le taux d'émission est directement proportionnel à la densité, soit $\alpha = 1$ (c'est à dire $a = 0$). Nous retrouvons ici le cas de la poussière.

Le paramètre b est, quant à, lui un peu moins clairement défini. Nous pouvons cependant voir à partir de l'Eq. (4.18) que $\beta = b \neq 0$ caractérise un écart à la loi du corps noir. Boily & Lynden-Bell (1995) donnent les propriétés suivantes :

- Dans les milieux froids, les grains de poussières peuvent exister et la dépendance en température suit $b = 2$.
- Des valeurs plus petites que $b = 2$ sont préférées quand le milieu est peu dense et chaud. Dans ce cas, nous entrons dans le régime où le refroidissement est de type moléculaire. En ajustant des lois de puissances sur les taux de refroidissement calculés dans le cadre des milieux moléculaires par divers auteurs (Goldsmith & Langer 1978; Neufeld & Kaufman 1993), Boily & Lynden-Bell (1995) trouvent $\beta \in [-2.5, -1]$. Dans les milieux beaucoup plus chauds ($10^5 - 10^7$ K et au-delà), les molécules ne peuvent exister et ce sont les raies atomiques puis l'émission libre-libre qui dominent le refroidissement avec respectivement $\beta \sim -9/2$ et $\beta \sim -7/2$. Ce régime est valable pour des plasmas très chauds et ne concerne pas notre étude.

L'opacité augmente donc comme le carré de la température quand la poussière domine le refroidissement, et lui est typiquement inversement proportionnel quand les transitions moléculaires sont responsables de l'émission. Nous en concluons qu'afin de s'éloigner du « cas poussière », nous devons diminuer la valeur de b . En ce qui concerne la dépendance en densité, l'exposant a doit être égal à 1 lorsqu'il n'y a pas de poussière dans le milieu.

Prise en compte dans le modèle : Dans le modèle, l'inclusion du rayonnement (du chauffage de l'objet central) a été fait de manière très approximative. Nous avons par exemple dû négliger, de façon discutable, la pression de radiation afin de conserver l'aspect autosimilaire du modèle (voir p. 69). Une autre hypothèse a été l'utilisation de l'approximation de la diffusion et de la densité d'énergie radiative du corps noir (voir p. 64). Dans ce contexte, il semblerait superflu de tenter de modéliser de « véritables » lois de refroidissement. Le cas échéant, il faudrait également déterminer le κ_0 pour chaque nouvelle loi que nous utiliserions – traitement lourd par rapport à la simplicité de notre approche. Finalement, si nous souhaitions plus d'exactitude dans le calcul des opacités, il faudrait abandonner partiellement l'approche analytique et aller chercher, parmi des opacités tabulées, la valeur convenant à la densité et à la température de la solution considérée.

Tout ce qui nous intéresse est d'étudier le comportement des solutions lorsque l'on s'écarte progressivement d'un milieu poussiéreux. Nous avons vu que ceci est facilement réalisable en augmentant a et diminuant b à partir de $(a, b) = (0, 2)$. Le problème de la valeur de κ_0 se pose alors. Nous avons déterminé $\kappa_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ à partir du code de Semenov et al. (2003) dans le cas de la poussière (voir §4.1.2). La normalisation de l'opacité n'intervient, dans le modèle, que dans le calcul du rayon de référence r_0 , sous la forme $\kappa_0^{2/(5+2b+6a)}$. Nous traçons sur la figure 4.16 (à gauche) la valeur de l'exposant en fonction de a et b . La variation avec κ_0 est lente, avec des valeurs inférieures à l'unité dans l'ensemble du domaine considéré. Dans le cas poussière, $(a, b) = (0, 2)$, l'exposant de κ_0 est de l'ordre de 0.4, et il diminue à ~ 0.2 pour un refroidissement de type moléculaire $(a, b) = (1, -1)$. Dans les deux cas, la variation de r_0 avec κ_0 est lente, et nous conservons donc la valeur adoptée pour la poussière.

La variation de r_0 avec a et b est également tracée (Fig. 4.16, à droite), pour une masse centrale de

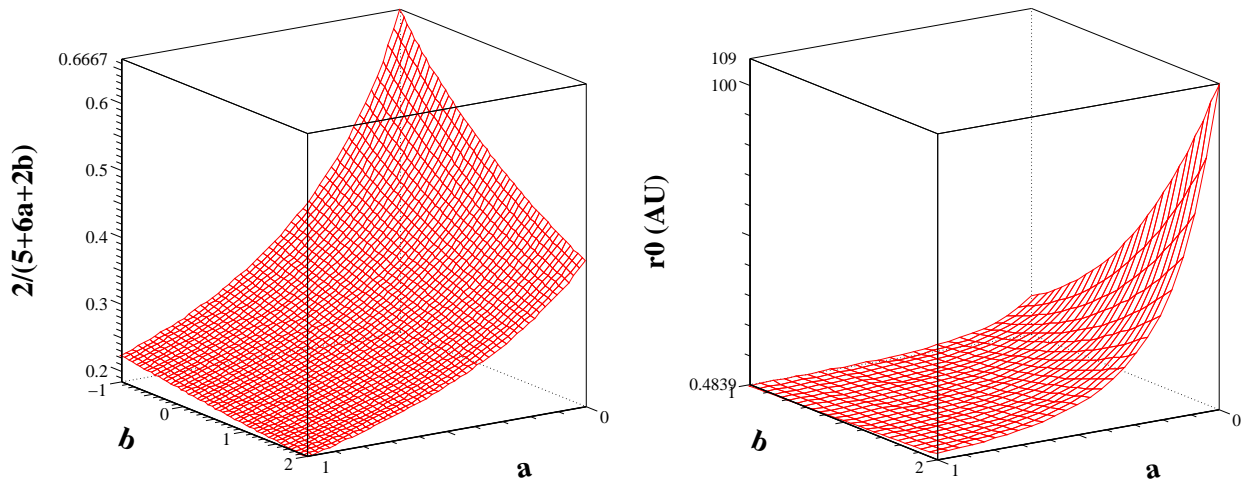


FIG. 4.16 – *A gauche* : influence des paramètres de l'opacité sur la valeur de l'exposant de κ_0 intervenant dans le calcul de r_0 . *A droite* : idem pour l'échelle caractéristique r_0 où nous avons conservé la valeur de κ_0 de la poussière ($\kappa_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$).

$1 M_\odot$. Nous retrouvons en (0,2) la valeur de ~ 100 AU, valeur que nous avons mentionnée dans les solutions des sections précédentes. Le rayon de référence varie très rapidement avec les paramètres de l'opacité. En particulier, il tend vers zéro dès que l'on s'éloigne trop de l'opacité de la poussière. A partir de la forme autosimilaire des variables (§3.1.4), nous voyons que la densité et le champ magnétique divergent si $r_0 \rightarrow 0$, à moins d'avoir $\alpha < -5/4$. Cependant cette valeur de α n'est pas autorisée pour les solutions de transit.

En résumé : Lorsque nous discuterons de solutions dimensionnées, nous devons nous limiter aux valeurs de a et b pour lesquelles r_0 est supérieur à une dizaine d'unités astronomiques et pour lesquelles les variables physiques n'ont pas des valeurs irréalistes. Nous voyons ici une sévère limitation du modèle, traduisant le fait que lorsque l'on s'approche « trop » de l'objet central, la physique prise en compte dans notre approche n'est plus valide ; d'où la nécessité de nous limiter à des valeurs de r_0 suffisamment grandes.

4.5.2 L'effet de l'opacité sur les solutions

Dans cette section, nous ne considérerons que des solutions de transit pur. Nous avons vu que les solutions avec zone d'accrétion se comparaient bien mieux aux observations, cependant la discontinuité entre les deux zones les rend plus difficile à manipuler. Nous regarderons l'influence des paramètres de l'opacité sous deux aspects : i) l'effet de ceux-ci sur la morphologie des solutions et, ii) leur influence sur les taux de masses.

4.5.2.1 Influence sur la morphologie des solutions

Nous partons d'une « bonne » solution magnétisée dans un environnement avec poussière telles celles décrites plus tôt dans ce chapitre. Dans le jeu de paramètres d'entrée, nous augmentons alors a et diminuons b simultanément afin de s'éloigner d'un refroidissement dominé par la poussière. Les autres paramètres conservent leur valeurs.

Nous arrêtons de varier a et b si l'intégration échoue avant d'atteindre $\pi/2$. Nous pourrions alors, avec une légère modification des autres valeurs d'entrée, faire en sorte que la solution couvre à nouveau tout le domaine. Nous ne serions cependant plus en mesure de distinguer les effets dus aux paramètres de l'opacité de ceux dus aux nouvelles valeurs initiales des variables. En pratique, il apparaît que nous pouvons augmenter a de 0 à 1 et diminuer b de 2 à ~ 1 . Au-delà, la solution ne s'arrête en $\theta < \pi/2$. Il s'agit

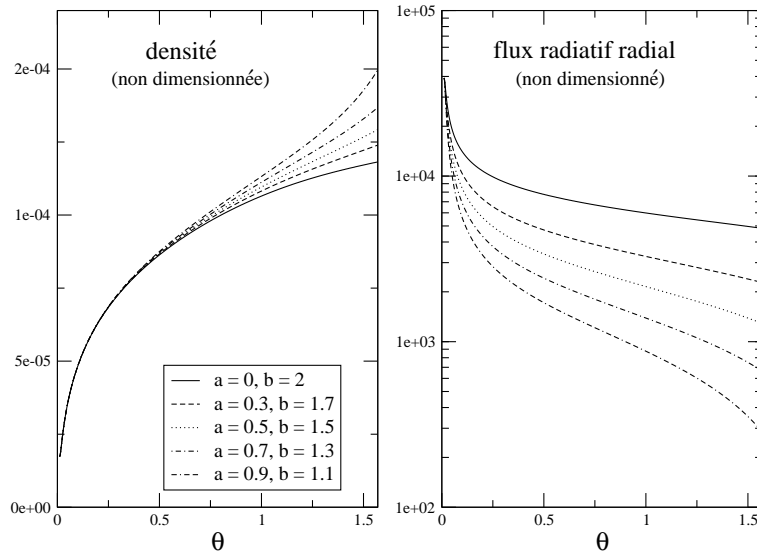


FIG. 4.17 – Influence des paramètres de l’opacité de Kramers (a, b) sur la densité (à gauche) et le flux radiatif (à droite) ; $(a, b) = (0, 2)$ représente le cas où la poussière domine le refroidissement. Les quantités sont les variables adimensionnées.

pour b d’une limite typique, mais certaines solutions autorisent de plus ou moins grandes variations. Nous avons vu que selon le processus de refroidissement (à un ou deux corps), a valait zéro ou un. Nous ne souhaitons donc pas augmenter a au-delà de 1. Un refroidissement sans poussière, de type moléculaire, est caractérisé par $b \sim -1$. Nous ne pouvons cependant pas atteindre ce régime sans que l’intégration n’échoue avant l’équateur. Aussi, lorsque nous augmentons a et diminuons b progressivement, nous ne sommes pas en mesure de donner le type d’agent de refroidissement que nous considérons, si ce n’est qu’il s’agit d’une configuration sans poussière, d’opacité moindre.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.17 et représentent la densité et le flux radiatif²⁶ en fonction de l’angle θ . Notons que seules sont tracées les quantités non dimensionnées, c’est-à-dire $\mu(\theta)$ et $f_r(\theta)$: nous ne nous intéressons ici qu’à la morphologie des solutions. La densité (à gauche) augmente dans la zone équatoriale lorsque la poussière (trait plein) ne domine plus le refroidissement (pointillés). L’effet est d’autant plus marqué que l’on s’éloigne de $(a, b) = (0, 2)$. Puisque nous avons affaire aux variables adimensionnées, cette augmentation doit être interprétée comme une augmentation du contraste de densité entre l’axe de rotation et l’équateur. Le flux radiatif²⁷ (à droite) réagit naturellement de façon opposée. Lorsque l’influence de la poussière décroît, le flux radiatif décroît également dans la zone équatoriale. De nouveau, il faut l’interpréter en terme de contraste entre $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$ et non en terme de valeurs absolues.

Nous n’avons pas tracé les autres variables du problème (vitesses, champ magnétique) car celles-ci, bien que légèrement affectées par une diminution de l’opacité, ne présentaient pas de différences significatives avec le cas poussière. Bien que les quantités dimensionnées aient ici été ignorées, nous pouvons néanmoins en conclure que l’inclusion d’un agent de refroidissement (non-spécifié), moins efficace que la poussière, a pour effet de privilégier i) la zone équatoriale (où le mouvement du gaz est dirigé en direction de l’objet central) en terme de densité et ii) la zone axiale (flot moléculaire) en terme de rayonnement. L’éjection et l’*infall* semblent donc facilités dans ce contexte.

Un dernier point important doit également être mentionné : ce comportement de la morphologie des solutions, face à un changement des paramètres de l’opacité, n’a été constaté de façon très marquée que chez les solutions sans champ magnétique, ou sur celles appartenant à la famille de solutions faible-

²⁶Le flux poloïdal est toujours négligeable.

²⁷Nous avons normalisé le flux à la valeur à l’axe de la solution avec poussière de sorte que toutes les courbes partent du même point. Le changement de la morphologie du champ de rayonnement est ainsi plus aisément mis en valeur. Rappelons que nous avons $f_r = \Theta^{4-b} / \mu^{a+1}$.

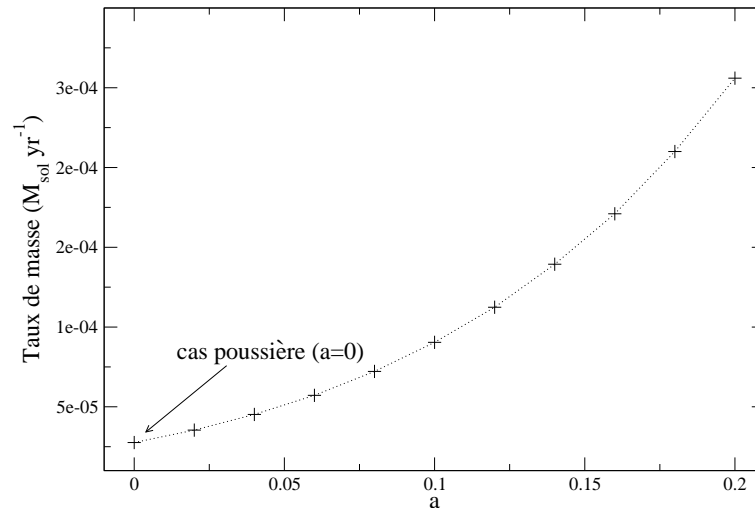


Fig. 4.18 – Taux massiques de la solution magnétisée de §4.3.1 en fonction de l'exposant a de la densité dans l'opacité de Kramers. Le paramètre b est maintenu constant à $b = 2$.

ment magnétisées. Les solutions fortement magnétisées, comme celles décrites en §4.3.1, ne sont que moindrement affectées : l'effet est présent, mais la structure magnétique semble empêcher d'importants changements morphologiques de la solution.

4.5.2.2 Conséquences pour les taux de masse

Nous regardons maintenant quel effet une diminution de l'opacité entraîne sur le dimensionnement des solutions. Nous avons mentionné auparavant que lorsque l'on s'écarte trop du régime de la poussière, le rayon de référence tend vers zéro, résultant en une divergence de la densité (et du champ magnétique). La normalisation de la vitesse est keplerienne et ne dépend pas de r_0 , aussi nous attendons-nous à obtenir des solutions plus denses, mais ayant les mêmes vitesses que les solutions de type « poussière ».

Une conséquence directe est visible sur les taux massiques. Nous traçons sur la figure 4.18 le taux de masse (entrant ou sortant²⁸) en fonction du paramètre a , dont nous limitons la variation entre 0 et 0.2 afin de conserver une rayon caractéristique r_0 de taille raisonnable (voir Fig. 4.16 et discussion de 4.5.1). Le paramètre de la température b est conservé égal à 2 (ce qui conduit à $r_0 \sim 30$ AU). Dans ces conditions, et à densité égale²⁹, nous obtenons une diminution de l'opacité $\kappa(a, b)$ telle que

$$\frac{\kappa(0.2, 2)}{\kappa(0, 2)} = \frac{\rho^{0.2}}{\rho^0} \sim (10^{-19})^{0.2} \sim 10^{-4}.$$

Nous voyons sans surprise, étant données les prédictions faites sur le comportement de la densité, que le taux de masse augmente lorsque l'opacité diminue. Cette variation provient uniquement du dimensionnement et de la plus petite valeur de r_0 quand la poussière est absente du milieu. Il est possible d'interpréter l'augmentation du taux massique différemment : alors que l'opacité diminue et que le milieu devient plus transparent, le rayonnement s'oppose de moins en moins à l'effondrement du gaz.

4.6 Conclusions et implications pour la formation stellaire

Nous concluons maintenant l'étude du modèle de transit, par un résumé des résultats obtenus en terme de leurs implications dans le cadre plus large de la formation stellaire. En premier lieu, rappelons que ce modèle a été initialement introduit comme une alternative aux modèles standards pour les flots

²⁸Nous rappelons que, pour une solution de transit pur, les taux de masse entrant et sortant sont égaux.

²⁹La température n'est que peu affectée par un changement de a ou b .

moléculaires discutés au Chapitre 2. Par ailleurs, à la vue des résultats précédents, nous voyons qu'il s'agit en fait d'une description plus générale de l'environnement entourant les étoiles en formation.

4.6.1 Une description des premiers stades de l'effondrement

La motivation derrière le modèle de transit est qu'il autorise l'obtention de flots moléculaires comme simple conséquence de la chute de gaz en direction de la proto-étoile, sans nécessiter l'intervention d'un jet ou d'un vent sous-jacent. Il est maintenant clairement établi que la majorité des étoiles en formation de Classe 1 et de faibles masses sont la source de jets très rapides et très collimatés. Aussi, nous voyons que le modèle se place naturellement à une époque plus jeune de la formation de l'étoile, lorsque celle-ci n'est pas encore entourée d'un disque permettant le lancement d'un jet. Les étoiles de Classe 0, avec l'enveloppe très massive qui leur est associée, présentent des conditions idéales pour que le transit se mette en place – à pondérer par le fait que le modèle dans sa forme actuelle ne prend pas en compte l'autogravité.

Mieux encore, l'existence de solutions au modèle de transit hydrodynamique indique que le modèle est applicable très tôt dans l'évolution pré-stellaire, alors que le champ magnétique n'est pas nécessairement important pour la dynamique du gaz. Nous voyons ici que le champ magnétique n'est pas un ingrédient essentiel, et que seule la thermodynamique suffit pour dévier le gaz en chute dans un flot bipolaire. Le modèle HD permet également de mettre en évidence le fait qu'un fluide complètement neutre puisse naturellement suivre de telles trajectoires³⁰.

Le modèle MHD s'impose néanmoins comme une description plus réaliste puisque le champ magnétique est observé dans les objets jeunes (voir références ci-dessus). Dans ce contexte, nous avons un champ magnétique de nature quadropolaire. Ceci est une conséquence et non une cause du transit³¹, comme souvent objecté : l'existence de solutions HD en est l'illustration. Les solutions MHD présentent pour leurs flots des quantités en accord avec les intervalles typiques des observations. Dans le cadre magnétisé, nous avons également présenté des modèles où une partie seulement du gaz était déviée par le transit. L'autre partie conserve un mouvement de chute pour terminer dans le plan équatorial, et vraisemblablement en accréation sur l'objet central. Il faut néanmoins se souvenir que nous avons un modèle stationnaire et que nous ne pouvons que spéculer sur ce que serait l'évolution temporelle.

4.6.2 Les flots massifs des étoiles massives

Dans la section 2.3, nous avons constaté l'échec des modèles standards de flots moléculaires lorsque ceux-ci sont appliqués aux étoiles massives. Il est possible d'atteindre les valeurs inférieures de ces flots en tirant les paramètres des différents modèles vers des valeurs plus extrêmes, mais la difficulté persiste. Au niveau morphologique, les flots des étoiles massives sont bien moins collimatés que leurs compagnons de faibles masses, ce qui rend un entraînement par jet plutôt improbable. En revanche, les taux massiques prédits par le modèle de transit pour des étoiles massives permettent naturellement de rendre compte des dizaines de masses solaires entraînées en des temps aussi courts que 10^4 yr. Nous avons également montré comment les taux massiques réagissaient en fonction de la masse centrale, et nous avons également été capables de reproduire les taux de masses des objets plus légers.

Bien que le modèle de transit soit applicable aux objets de faibles comme de fortes masses, nous voyons que son utilité est sans doute plus importante dans le cadre des objets massifs. En effet, si la formation des étoiles de faibles masses commence à être assez bien comprise et les modèles assez robustes, la formation des objets massifs reste beaucoup plus problématique et le modèle de transit détient peut-être un début de réponse.

³⁰Cela rassure quant à la validité d'une des hypothèses que nous avons faite dans le modèle MHD, à savoir que les neutres « suivaient » les espèces chargées, ces dernières étant couplées au champ magnétique.

³¹Nous avons une description MHD idéale où \mathbf{B} est « gelé » dans le gaz. Les lignes de champs doivent donc suivre les lignes de courant de l'écoulement.

4.6.3 Conséquences d'un environnement sans poussière

Malgré la description très grossière que nous avons faite du rayonnement, il nous a été possible d'étudier l'influence de l'opacité sur la morphologie et le dimensionnement des solutions. Pour cela, nous nous sommes éloignés progressivement des paramètres de la poussière en direction de ceux d'agents de refroidissement moins efficaces.

Deux effets indépendants ont été constatés. Tout d'abord, la morphologie des solutions change, de telle sorte que la région équatoriale devient une zone facilitant de plus en plus l'accumulation de matière, au fur et à mesure que l'on s'écarte d'une opacité dominée par la poussière. Il existe également un effet dû au dimensionnement entraînant une augmentation des taux de masses. Comme nous l'avons déjà mentionné, le modèle ne traite pas des régions les plus centrales, donc pas de l'accrétion du gaz sur la proto-étoile. Cependant, cette étude semble indiquer la possibilité d'avoir de plus forts taux d'accrétion si l'étoile est formée dans un environnement sans poussière.

Un tel environnement est naturellement présent dans l'univers primordial, la molécule de H_2 étant alors le plus efficace des agents de refroidissement. Le pas de raisonnement suivant, que nous souhaiterions franchir, serait de dire que le modèle de transit prédit, au vu de ce qui a été dit, la formation d'étoiles plus massives dans les conditions de l'univers primordial. Cela semble néanmoins une affirmation un peu trop spéculative, tant notre traitement de l'opacité et du rayonnement est rudimentaire. A l'« ordre zéro », l'opacité primordiale est dominée par H_2 et la plupart des études ne considèrent que H_2 ou un mélange hydrogène/hélium (Lenzuni et al. 1991; Omukai & Nishi 1998). Palla (1999) et plus récemment Mayer & Duschl (2005) ont respectivement montré comment la prise en compte du deutérium ou du lithium dans les calculs de l'opacité changeait les résultats de façon significative. Si l'utilisation de l'opacité de Kramers pour l'opacité de la poussière n'était pas une mauvaise approximation, elle est cependant complètement dépassée pour décrire une opacité primordiale.

4.6.4 Inclusion d'un jet central ?

Dès que nous avons commencé à décrire le modèle de transit, nous avons insisté sur le fait que c'était un modèle alternatif possible ne nécessitant pas de jet sous-jacent pour générer des flots moléculaires. Les jets sont cependant universellement observés dans la formation stellaire aussi est-il intéressant de montrer comment ils s'insèrent dans le scénario que nous invoquons.

Tout d'abord, il est important de rappeler que le modèle de transit n'exclut en rien l'existence des jets. L'approche autosimilaire fixe à $r_0 \gtrsim 100$ AU le domaine de validité du modèle. A l'intérieur de ce rayon, tout est autorisé, en particulier la présence d'un disque circumstellaire, qui par un processus de type *disk-wind* (Blandford & Payne 1982) ou *X-wind* (Shu et al. 1995), donne naissance à un jet collimaté. Ce jet peut ensuite contribuer à l'entraînement du gaz moléculaire par les mécanismes standards décrits dans le Chapitre 2. Ainsi, le modèle de transit peut être à la fois perçu comme une alternative aux modèles standards et comme un nouveau cadre dans lequel ces modèles s'inscrivent.

La propagation de jets est depuis une dizaine d'années massivement étudiée grâce à l'outil numérique et à des simulations de plus en plus hautes résolutions. Cependant, la plupart du temps, la propagation est effectuée dans un milieu uniforme et au repos. Ce que le modèle de transit nous apprend est que le milieu dans lequel le jet se propage est structuré en densité et déjà animé d'un mouvement éloignant le gaz de l'objet central. Nous nous attendons à ce que la structure du jet en soit affectée. Dans le chapitre suivant, nous présenterons des simulations préliminaires de propagation de jets dans un tel milieu.

Bibliographie

- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Barsony, M. & Chandler, C. J. 1993, *ApJ*, 406, L71
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Boily, C. M. & Lynden-Bell, D. 1995, *MNRAS*, 276, 133
- Bondi, H. 1952, *MNRAS*, 112, 195
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Chandler, C. J., Barsony, M., & Moore, T. J. T. 1998, *MNRAS*, 299, 789
- Churchwell, E. 1997, *ApJ*, 479, L59
- Combet, C., Lery, T., & Murphy, G. C. 2006, *ApJ*, 637, 798
- Crutcher, R. M., Roberts, D. A., Troland, T. H., & Goss, W. M. 1999, *ApJ*, 515, 275
- Ferreira, J. 1997, *A&A*, 319, 340
- Fiege, J. D. & Henriksen, R. N. 1996, *MNRAS*, 281, 1038
- Goldsmith, P. F. & Langer, W. D. 1978, *ApJ*, 222, 881
- Greaves, J. S., Holland, W. S., & Ward-Thompson, D. 2001, *ApJ*, 546, L53
- Helling, C., Winters, J. M., & Sedlmayr, E. 2000, *A&A*, 358, 651
- Henning, T. & Stognienko, R. 1996, *A&A*, 311, 291
- Hutawarakorn, B., Cohen, R. J., & Brebner, G. C. 2002, *MNRAS*, 330, 349
- Ladd, E. F., Adams, F. C., Fuller, G. A., Myers, P. C., Casey, S., Davidson, J. A., Harper, D. A., & Padman, R. 1991, *ApJ*, 382, 555
- Lenzuni, P., Chernoff, D. F., & Salpeter, E. E. 1991, *ApJS*, 76, 759
- Lery, T., Henriksen, R. N., & Fiege, J. D. 1999, *A&A*, 350, 254
- Lery, T., Henriksen, R. N., Fiege, J. D., Ray, T. P., Frank, A., & Bacciotti, F. 2002, *A&A*, 387, 187
- Lizano, S. & Shu, F. H. 1989, *ApJ*, 342, 834
- Matthews, B. C. & Wilson, C. D. 2002, *ApJ*, 574, 822
- Mayer, M. & Duschl, W. J. 2005, *MNRAS*, 358, 614
- Neufeld, D. A. & Kaufman, M. J. 1993, *ApJ*, 418, 263
- Omukai, K. & Nishi, R. 1998, *ApJ*, 508, 141
- Palla, F. 1999, in *Star Formation 1999, Proceedings of Star Formation 1999, held in Nagoya, Japan, June 21 - 25, 1999*, Editor : T. Nakamoto, Nobeyama Radio Observatory, p. 6-11
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., Simonelli, D. P., Roush, T., & Fong, W. 1994, *ApJ*, 421, 615
- Pollack, J. B., McKay, C. P., & Christofferson, B. M. 1985, *Icarus*, 64, 471

- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 867
- Sari, R. & Goldreich, P. 2006, astro-ph/0603293
- Semenov, D., Henning, T., Helling, C., Ilgner, M., & Sedlmayr, E. 2003, *A&A*, 410, 611
- Shepherd, D. S., Churchwell, E., & Wilner, D. J. 1997, *ApJ*, 482, 355
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., & Lizano, S. 1994, *ApJ*, 429, 781
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Najita, J., Ostriker, E. C., & Shang, H. 1995, *ApJ*, 455, L155
- Tsinganos, K., Sauty, C., Surlantzis, G., Trussoni, E., & Contopoulos, J. 1996, In : *Solar and astrophysical MHD flows*, ed. K. Tsinganos (Kluwer Academic Publisher), 427
- Turner, B. E. & Heiles, C. 2006, *ApJS*, 162, 388
- Voshchinnikov, N. V. & Mathis, J. S. 1999, *ApJ*, 526, 257

Chapitre 5

Simulations numériques de jets – résultats préliminaires

5.1	Préambule : les théories de lancement des jets	112
5.1.1	Le modèle du <i>X-wind</i>	112
5.1.2	Le modèle du <i>Disk-wind</i>	113
5.1.3	<i>Disk-wind</i> ou <i>X-wind</i> ?	114
5.2	Simulations de la propagation des jets	114
5.2.1	Contexte	115
5.2.2	Le code FLASH	115
5.2.3	Propagation de jets	116
5.2.3.1	L'idée de départ	116
5.2.3.2	Simulations 2D-HD : influence du milieu ambiant	116
5.3	Conclusions et travail futur	117
Résumé		119

Après nous être longuement intéressés aux flots moléculaires et à la modélisation de l'environnement pré-stellaire, nous revenons à la problématique des jets. Ces derniers ont été brièvement introduits, du point de vue observationnel, dans le premier chapitre. Nous rappelons qu'il s'agit d'éjections très collimatées et rapides de gaz, présentant des vitesses typiques de quelques $100\text{-}200 \text{ km s}^{-1}$, et que leur existence permet d'évacuer l'excès de moment cinétique qui aurait, autrement, empêché l'accrétion de gaz sur l'objet central.

A ce jour, deux grandes lignes de recherche s'organisent autour des jets protostellaires : i) la première s'intéresse aux mécanismes de lancement du jet, proche de l'objet central alors que ii) la seconde se concentre sur la propagation du jet à grande échelle et à son interaction avec le milieu ambiant. C'est à cette deuxième catégorie que le travail préliminaire présenté ici appartient. Néanmoins, bien que cela ne soit pas le propos de ce chapitre, nous commencerons par un rapide aperçu (§5.1) des théories existantes pour expliquer la génération des jets. Nous passerons ensuite à l'étude qui nous concerne ici, à savoir la propagation des jets et l'influence du milieu ambiant sur celle-ci (§5.2). Pour cela, nous nous reposerons sur les résultats du modèle de transit, indiquant que le milieu dans lequel le jet se propage est structuré en densité et en vitesse. Nous terminerons enfin par les directions futures qui semblent intéressantes à explorer dans le cadre de ce travail.

5.1 Préambule : les théories de lancement des jets

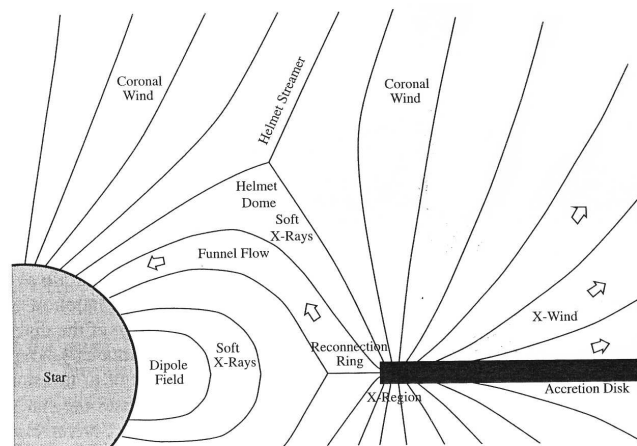
L'existence des jets protostellaires est connue depuis plus de vingt ans et de considérables progrès théoriques ont été effectués pendant ce laps de temps, en vue de la compréhension de leur origine. Notons qu'aujourd'hui, nombre d'avancées dans le domaine se font grâce aux simulations numériques, qui permettent de s'affranchir des simplifications inhérentes à l'approche analytique.

Dans cette section, nous présentons ce qui semble être reconnu par la communauté scientifique¹ comme étant les deux « principaux » modèles de vent (les vents sont ensuite collimatés en jets) d'objets stellaires en formation, à savoir le modèle du *disk-wind* et celui du *X-wind*. Il ne s'agira ici que d'une description sommaire, visant simplement à donner quelques éléments sur ces modèles. Nous renvoyons le lecteur aux articles de revue de Shu et al. (2000), Shang et al. (2006) pour le *X-wind*, et Konigl & Pudritz (2000) et Pudritz et al. (2006) pour le *disk-wind* ; une bibliographie extensive sur le sujet pourra notamment y être trouvée. Mentionnons aussi le papier récemment soumis de Ferreira et al. (2006), qui commence par un résumé de ces deux types de modèle et qui propose, en particulier, un nouveau diagnostic afin d'identifier les signatures observationnelles de chacun d'entre eux.

Avant de faire la distinction entre les deux modèles, notons finalement que tous deux sont basés sur des processus similaires, généralement regroupés sous le terme générique de « lancement magnéto-rotationnel » le long des lignes de champ magnétique ouvertes. En effet, comme nous le verrons ci-après, la rotation du disque d'accrétion ainsi que la présence d'un champ magnétique le « traversant » sont, dans les deux cas, essentiels au modèle. La principale différence vient uniquement de la configuration magnétique et en conséquence de la zone de lancement du jet.

5.1.1 Le modèle du *X-wind*

Le premier modèle décrit ici sous sa forme actuelle² est dû à Shu et al. (1994). Il est appelé *X-wind* car le vent est émis à partir d'un seul endroit du disque, le point X (en réalité un anneau), comme décrit sur la figure 5.1.



F . 5.1 – Représentation schématique du modèle du *X-wind* tirée de Shu et al. (2000). Le vent coronal représenté ici peut contribuer à l'ouverture des lignes de champ, mais n'est pas essentiel au modèle.

Dans ce modèle, le disque ne possède pas de champ magnétique à grande échelle : la configuration magnétique est imposée par la magnétosphère de l'objet central dont les lignes de champ pénètrent le disque au point où ce dernier est en co-rotation avec la proto-étoile. Dans ce modèle, certaines de ces lignes de champ ont néanmoins été « ouvertes par un événement passé » non spécifié (il est notamment

¹C'est du moins l'impression que j'ai eue, lors de la dernière conférence de la série *Protostars & Planets*, mais aussi à la lecture des papiers traitant du sujet.

²Notons que Shu et al. (1988) avaient déjà développé ce qu'ils appelaient un modèle de *X-wind*. La forme actuelle est une généralisation de ce travail.

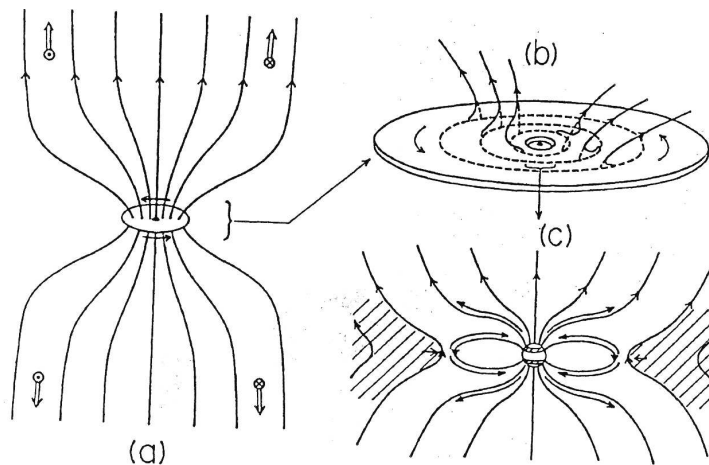
suggéré qu'un vent coronal ou du gaz soudainement éjecté du disque d'accrétion soit responsable de cette topologie). C'est cette région X, très réduite spatialement, qui permet l'évacuation du moment cinétique en excès : ce dernier est emporté le long des lignes de champ ouvertes, dans un vent large (le *X-wind*), alors que l'accrétion peut se poursuivre le long des lignes fermées.

Par ce mécanisme, il est donc possible d'éjecter du gaz du disque d'accrétion sous forme d'un vent large. A titre indicatif, c'est ce vent que Shu utilise dans le modèle d'entraînement par vent large des flots moléculaires, modèle que nous avons étudié dans le chapitre 2. Le modèle du *X-wind* est devenu particulièrement intéressant dans le cadre des jets lorsque Shu et al. (1995) ont démontré que ce vent se transformait asymptotiquement en un jet le long de l'axe de rotation. Soulignons que dans ce modèle, le lancement magnéto-centrifuge a fondamentalement deux visages : un jet axial (1) qui est entouré d'un vent large (2). Notons que pour les flots moléculaires qui nous ont occupé jusqu'à présent, cette vision permet de réconcilier les modèle d'entraînement par vent large et par jet (stationnaire ou choc d'étrave).

5.1.2 Le modèle du *Disk-wind*

Commençons par préciser que ce modèle a été développé à l'origine par Blandford & Payne (1982) afin d'expliquer l'origine des jets dans les noyaux actifs de galaxies. C'est seulement quelques années plus tard que Pudritz & Norman (1986) ont repris cette idée pour l'appliquer au cas des objets stellaires jeunes. En conséquence, ce modèle a cet avantage sur son « concurrent », du fait qu'il est utilisable pour les AGN³. Ceci est un argument très fort en sa faveur, du point de vue de l'idée intellectuellement séduisante qu'un seul et même mécanisme doit expliquer des phénomènes analogues – si ce n'est pour l'échelle spatiale sur lesquels ils diffèrent.

Comme nous l'avons déjà mentionné, ce modèle à une configuration magnétique différente du *X-wind*. En effet, dans le cas présent, il existe un champ magnétique à grande échelle traversant le disque. L'origine de ce champ s'explique naturellement par l'« entraînement » du champ magnétique initial du nuage lors de son effondrement, puis lors de la formation du disque. La situation magnétique supposée par le modèle est représentée sur la figure 5.2.



F . 5.2 – Représentation schématique du scénario permettant la configuration magnétique du *disk-wind*, avec en (a) la situation à grande échelle, en (b) un zoom sur le disque indiquant que la rotation de celui-ci tord les lignes de champ et en (c) la situation proche de l'objet central et lignes de champ fermées permettant l'accrétion. Figure tirée de (Uchida & Shibata 1985).

Ce petit schéma permet de mettre en évidence que le vent est, cette fois, émis depuis une zone étendue spatialement, contrairement à la région X de l'autre modèle. De nouveau, le vent émis est à l'origine un vent large. Dans ce modèle, la collimation sous forme de jet de ce vent large se fait par l'intermédiaire du *hoop stress*⁴ alors que le gaz s'éloigne du disque.

³Un trou noir n'ayant pas de magnétosphère, la configuration nécessaire au *X-wind* ne peut être présente dans les AGN.

⁴Rappelons que le *hoop stress* correspond à la force de Lorentz $\mathbf{j}_z \times \mathbf{B}_\phi$.

5.1.3 *Disk-wind* ou *X-wind* ?

Cette petite section n'est pas le lieu pour rentrer dans le détail de ce que ces modèles parviennent ou non à reproduire. Aussi, nous contenterons-nous de dire qu'à ce jour, les observations n'ont pas encore permis de confirmer ou d'infirmer de façon certaine aucun de ces deux modèles. Le modèle du *disk-wind* semble néanmoins préféré, un des principaux arguments étant, comme nous l'avons déjà dit, qu'il est applicable aux jets d'AGN, ce que le modèle du *X-wind* ne peut prétendre. Bien que nous n'en ayons pas parlé jusqu'à présent, il est important de mentionner avant de conclure l'existence d'une troisième alternative, considérant que le jet, du moins sa partie centrale, puisse être le résultat d'un vent d'origine stellaire auto-collimaté résultant d'un gradient de pression dû à des effets thermiques (Sauty & Tsinganos 1994; Sauty et al. 2002). L'attrait de ces modèles est qu'ils sont capables de traiter l'axe de rotation, ce que les modèles de type *disk-wind*, autosimilaires radialement, ne peuvent accomplir. Néanmoins, Ferreira et al. (2006) ont noté que ces modèles ont beaucoup de difficulté à atteindre les flux de masse requis. En conséquence, bien qu'il ne soit pas exclu que ce type de vent contribue au jet, la plus grande partie de la masse de ce dernier doit venir d'un vent émis à partir du disque d'accrétion. Nous reprenons sur la figure 5.3 le schéma de Ferreira et al. (2006) résumant la configuration magnétique de chacun de ces modèles.

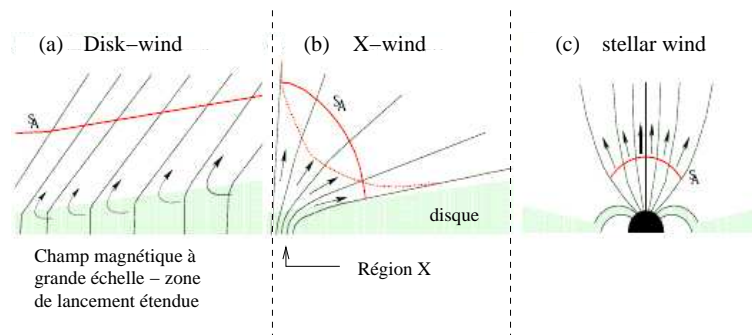


FIG. 5.3 – Représentation schématique des configurations magnétiques du a) *Disk-wind*, du b) *X-wind* et c) d'un vent d'origine stellaire. La ligne rouge représente la forme surface de Alfvén dans les différents cas, là où la vitesse de l'écoulement passe la vitesse de Alfvén. Figure adaptée de (Ferreira et al. 2006).

Avec le développement des observations à haute résolution angulaire, il est possible d'observer de plus en plus près de l'objet central, avec une résolution tendant vers quelques AU. La prochaine génération d'instruments devrait permettre de sonder des profondeurs encore jamais atteintes (Ray et al. 2006) et de mettre un terme, ou pourquoi pas commencer un nouveau débat, quant à l'origine des jets protostellaires. Nous n'en dirons pas plus à ce sujet et nous tournons maintenant vers l'étape se situant en aval de la génération du jet, c'est-à-dire sa propagation dans le milieu ambiant.

5.2 Simulations de la propagation des jets

Nous nous acheminons doucement mais sûrement vers la fin de la première partie de ce manuscrit, consacrée aux flots entourant le processus de la formation stellaire. Cette pénultième section correspond à la description d'un travail en cours de réalisation, et ne donnera que certains éléments préliminaires quant aux études initiées (§5.2.3). Nous commencerons d'ailleurs cette section en parlant brièvement du projet CosmoGrid (§5.2.1) – associé à cette thèse – dont l'infrastructure informatique a permis le calcul des simulations présentées ici, mais aussi du code utilisé pour ces dernières 5.2.2. Une ultime section (§5.3) discutera de quelques ouvertures et futures directions de recherche, que ces travaux préliminaires n'ont fait qu'effleurer.

5.2.1 Contexte

Ma thèse a été effectuée au sein du projet CosmoGrid, projet financé par le gouvernement irlandais. Ce projet, sous-titré *Grid-enabled Computational Physics of Natural Phenomena*, met à disposition des chercheurs⁵ les outils informatiques nécessaires aux travaux numériques lourds, impossibles à réaliser sur un unique PC. Mentionnons que CosmoGrid s’inscrit dans le cadre du projet plus global *Grid Ireland* visant à développer une grille numérique nationale, qui devrait, dans le futur, être interfacée avec d’autres entreprises européennes (projet EGEE).

L’utilisation que j’ai faite de l’infrastructure informatique mise à disposition n’est que d’ampleur très modeste face au potentiel de celle-ci. Les simulations présentées dans cette section ont tourné sur un *cluster*⁶ d’ordinateurs de taille moyenne. Ce dernier est un *cluster* de type « Beowulf », dont chaque nœud est constitué de deux processeurs (220 processeurs au total) à 3.2 GHz. D’autre part, la communication entre les différents nœuds est de l’ordre du Gbit/sec. Une bonne connectivité est essentielle : les processeurs sont de plus en plus rapides et c’est la vitesse à laquelle ils échangent les données qui devient alors le facteur limitant (en tout cas à partir d’un certain nombre de processeurs). Du point de vue logiciel, nous ne mentionnerons que la présence de « mpich », une bibliothèque MPI (*Message Passing Interface*) permettant de faire tourner les codes parallélisés tels que FLASH, auquel nous nous intéressons brièvement maintenant.

5.2.2 Le code FLASH

Du point de vue utilisateur, le choix d’un code n’est pas une tâche facile. Pour commencer, bien qu’il existe une pléthore de codes, seul un nombre limité d’entre eux est publique. Le premier code que j’ai utilisé était un code (non-public) auquel le DIAS avait accès, mais qui était encore en cours de développement au début de ma thèse, et, pour cette raison, peu « amical » pour l’utilisateur en herbe. Je me suis alors rapidement tournée vers les autres alternatives disponibles, en particulier FLASH et VAC⁷. Depuis un an, nous travaillons finalement avec FLASH qui est très accessible, notamment grâce à une documentation⁸ très complète et détaillée (à laquelle nous renvoyons le lecteur pour plus de détails). Nous nous contentons ici de donner les principales caractéristiques de ce code. FLASH est un code grille⁹MHD multidimensionnel parallélisé avec MPI et autorisant le maillage adaptatif (AMR implémenté par la bibliothèque PARAMESH). La description qui suit ne se veut pas exhaustive mais cherche simplement à expliquer en quelques lignes ce qui se cache sous les mots-clés « grille », « HD/MHD » ou encore « AMR » lorsque l’on parle de codes :

- L’approche employée pour la résolution des équations fluides (conservatives) est une amélioration de la méthode développée par Godunov qui est, elle, résumable en trois étapes : i) au temps $t_n = n\Delta t$, l’approximation par une certaine fonction¹⁰ de la solution dans chaque cellule de la grille, ii) la résolution du problème de Riemann du tube à choc¹¹ obtenue à l’interface de chaque cellule avec sa voisine et iii) le moyennage des solutions obtenues dans chaque cellule qui donne accès aux variables au temps t_{n+1} . Plusieurs types de méthodes existent pour chacune de ces étapes. Par défaut, FLASH utilise le célèbre *solver* approximatif de Roe pour la seconde de ces étapes (il ne me semble superflu, dans le cadre de cette brève présentation, de rentrer plus dans le détail).
- Les équations MHD, idéale ou non, sont également gérées par FLASH. Il est nécessaire de faire appel à des techniques supplémentaires par rapport au cas purement hydrodynamique. En particu-

⁵Les principaux domaines de recherche représentés par le projet sont l’astrophysique, la géophysique et la météorologie.

⁶Ou « grappe » en français, mais de nouveau le terme anglais est beaucoup plus usité.

⁷ZEUS était également envisageable mais bon nombre de problèmes semblaient avoir été rapportés à son sujet, ce qui l’élimina de la liste des options.

⁸<http://flash.uchicago.edu>

⁹Un code grille utilise une description eulérienne du fluide en opposition à l’approche lagrangienne des codes particules (SPH).

¹⁰Si cette fonction est constante il s’agit de la méthode de Godunov que nous décrivons ici. FLASH utilise une amélioration de cette technique de base, le PPM (*Piecewise-parabolic method*) où la fonction en question est cette fois approximée par un polynôme du second ordre.

¹¹Ce problème est celui de l’évolution des grandeurs physiques lorsque la paroi, séparant (au sein d’une même cavité) deux états thermodynamiques, est retirée. Chaque couple de cellules adjacentes constitue un problème de Riemann.

lier, la contrainte $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ pose de vraies difficultés numériques et il est nécessaire de recourir à des schémas complexes.

- La parallélisation du code *via* MPI permet à celui-ci d’assigner à différents processeurs d’un *cluster* le traitement de différentes parties du domaine de calcul (la grille). La parallélisation des codes, tels FLASH, permet notamment de faire tourner des simulations 3D MHD sans que le temps de calcul soit prohibitif.
- L’AMR est une technique puissante permettant de concentrer la force de calcul là où elle nécessaire, par exemple au niveau des chocs. L’algorithme identifie ces régions intéressantes et divise chaque cellule en quatre (en 2D) afin d’augmenter la résolution dans ces zones. Une fois que le choc est passé, la grille est « dégradée ». L’utilisateur fournit comme paramètre d’entrée le nombre de niveaux de raffinement qu’il souhaite pour sa simulation.

Nous ne dirons rien de plus que ces quelques remarques générales concernant FLASH, qui sont d’autre part valables pour n’importe quel code parallélisé de type Godunov avec maillage adaptatif. Les différences entre les codes viennent des différentes techniques employées pour l’implémentation des quatre points décrits ci-dessus.

5.2.3 Propagation de jets

Rentrons enfin dans le vif du sujet, à savoir l’utilisation de FLASH pour simuler la propagation des jets. Nous commencerons par rappeler une dernière fois la motivation d’une telle étude, puis donnerons les premiers résultats préliminaires très encourageants pour souligner la pertinence de ce travail.

5.2.3.1 L’idée de départ

Nous l’avons déjà brièvement énoncée plusieurs fois : les résultats du modèle de transit nous indiquent que le milieu pré-stellaire est fortement stratifié en densité et en vitesse. En raison de son auto-similarité radiale, le modèle ne traite pas de ce qu’il se passe le long de l’axe, précisément dans la région que le jet va occuper. Le jet possédant néanmoins une certaine extension latérale, la structure mise en évidence par le modèle de transit doit, en toute logique, affecter sa propagation. L’idée de départ est alors la suivante : utiliser une des solutions obtenue dans le chapitre 4 comme état initial du milieu ambiant pour une simulation de jet.

La plupart des études pour la propagation des jets se contentent d’un milieu uniforme et au repos, et notre étude aurait cet avantage de prendre en compte l’histoire de l’effondrement du cœur pré-stellaire dans le calcul de la propagation du jet. La structure du milieu ne serait, de plus, pas présumée arbitraire, mais serait solution des équations régissant la dynamique du gaz. Ainsi, nous aurions une description plus globale, ne se concentrant pas uniquement sur la physique du jet, mais également sur celle du milieu dans lequel il se propage.

L’idée en elle-même est très simple, mais sa mise en œuvre peut s’avérer je pense, potentiellement délicate étant donné qu’il s’agit d’un problème MHD à 3 dimensions (pouvant être ramené à 2.5D par symétrie axiale), avec une configuration magnétique non triviale. Afin de tendre vers l’implémentation du problème complet, il est donc nécessaire de procéder par étapes. La section suivante présente la toute première d’entre elles.

5.2.3.2 Simulations 2D-HD : influence du milieu ambiant

Nous avons commencé par le cas quasiment le plus simple, c’est-à-dire à deux dimensions et en négligeant le champ magnétique. Le but de cette étude préliminaire est simplement d’obtenir un résultat qualitatif. C’est également un bon exercice pour la prise en main du code. Dans un premier temps, la structure du milieu ambiant suggéré par l’étude du chapitre 4 est même simplifiée, et elle ne sera modélisée que de façon très grossière :

- Les solutions du modèle de transit sont moins denses dans la zone axiale que dans le reste de l’espace. Dans une première approximation, nous avons modélisé ce point en établissant un gradient de densité constant dans la direction perpendiculaire à celle de la propagation du jet. Ainsi,

la densité augmente depuis la région axiale jusqu'au bord droit du domaine. Bien que le modèle de transit prédise également un gradient longitudinal – la densité diminuant lorsque la distance à la source augmente – celui-ci a été négligé.

- Le transit génère des flots bipolaires moléculaires se déplaçant à des vitesses typiquement dix fois plus faibles que celles des jets. Ce point est ici modélisé en donnant une vitesse constante v_y positive au milieu ambiant. Il s'agit de nouveau d'une première approximation : dans le modèle de transit, la vitesse diminue avec la distance à l'objet central et ii) il existe une composante v_x dans la vitesse du flot moléculaire – bien que celle-ci soit très faible proche de l'axe de rotation.

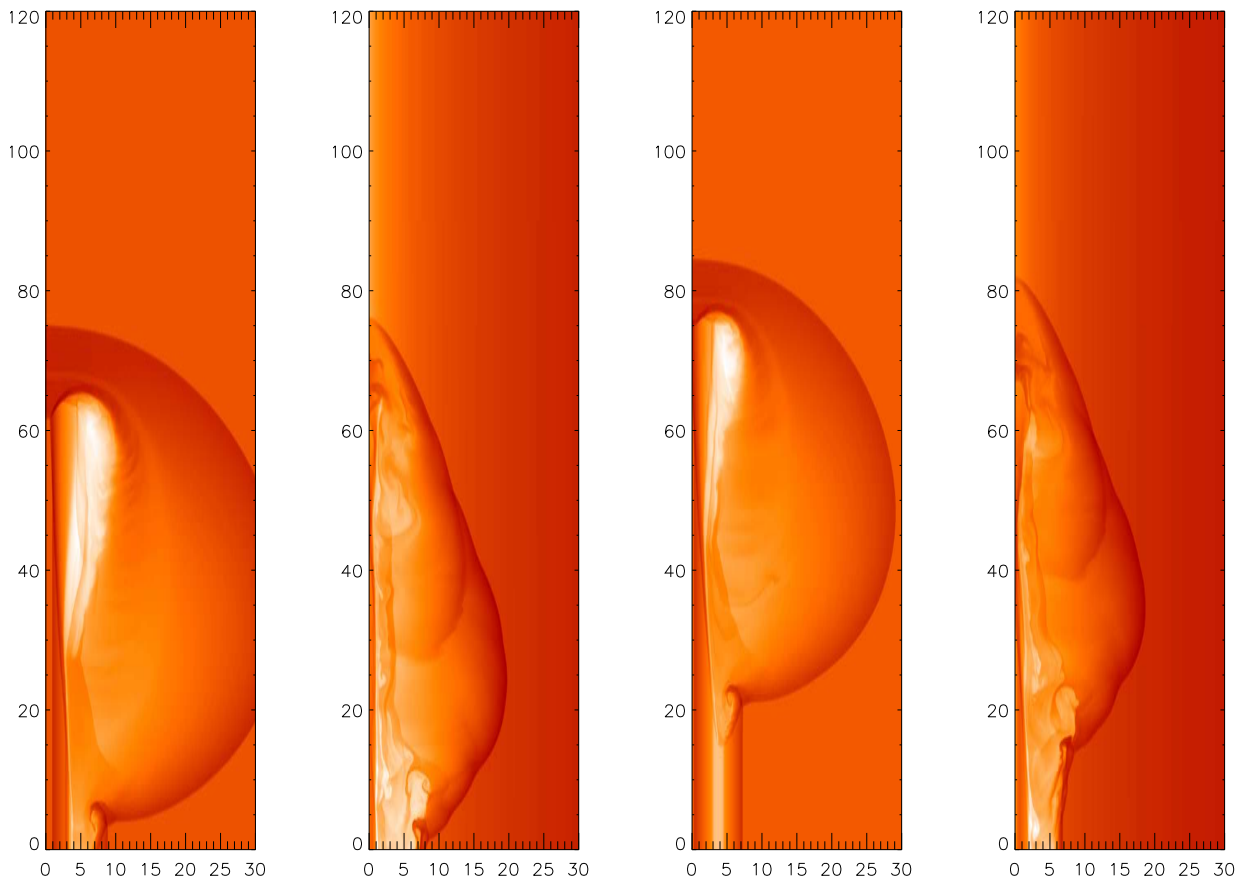
La grille de calcul fait 30×120 points (dans cette première étude, nous nous sommes contentés d'unités arbitraires pour les grandeurs physiques, en essayant toutefois de préserver les ordres de grandeurs pour les rapports entre les quantités du jet et du milieu. Nous présentons ici quatre simulations (Fig. 5.4) dont les conditions initiales (correspondant aux figures de gauche à droite) sont les suivantes :

1. Le premier cas est le plus simple et nous servira de référence : la propagation du jet se fait dans un milieu ambiant uniforme et au repos. Toujours pour simplifier au maximum, le jet et le milieu ambiant ont la même densité et la même pression. Le jet est injecté avec un nombre de Mach $M \gg 1$ à la position $y = 10$ (axe vertical). Seule une moitié du jet est considérée ici, l'autre moitié étant « simulée » par une condition de réflexion au niveau du bord gauche de la boîte. Les trois autres conditions aux bords sont des conditions au bord ouvertes, l'écoulement sortant librement de la boîte lorsqu'il les atteint.
2. La seconde simulation vise à mettre en évidence l'influence que le gradient de densité du milieu ambiant peut avoir sur la morphologie du jet. Un gradient de densité linéaire, comme décrit plus haut, est donc inséré dans la simulation. La densité et la pression du jet ne sont alors identiques à celle du milieu que pour $x = 0$ (axe horizontal). Le jet est en revanche sous-dense par rapport à $\rho_{\text{amb}}(x > 0)$.
3. Le troisième cas vise à isoler l'influence d'un milieu ambiant qui ne soit pas au repos. Celui-ci est donc mis en mouvement longitudinalement (selon y) avec une vitesse telle que $v_{\text{jet}}/v_{\text{amb}} = 10$. Le gradient de densité n'est ici plus pris en compte.
4. Enfin, le dernier cas combine à la fois gradient de densité et mouvement du milieu ambiant.

Résultats : Nous ne discuterons que brièvement les résultats obtenus, puisque ceux-ci, très qualitatifs, sont simplement conformes à ce que l'intuition prédit : dans notre simulation de référence (complètement à gauche), un choc d'étrave très large se développe lors de la propagation du jet qui se poursuit de façon très lisse, en raison de l'équilibre de pression entre celui-ci et le milieu ambiant. Si un gradient de densité est introduit, la morphologie du jet change du tout au tout (seconde figure de gauche) : i) d'une part le jet est sévèrement collimaté par le milieu ambiant lorsque le choc d'étrave tente de se développer latéralement et ii) des instabilités de type Rayleigh-Taylor se développent puisque le jet est sous-dense pour toute la région $x > 0$. La principale différence notable apportée par un milieu en mouvement (deuxième figure de droite) est de permettre au jet de se propager légèrement plus loin que dans la simulation de référence (extrême gauche). Notons tout de même que, bien que le choc d'étrave reste très similaire, celui-ci est moins étendu latéralement que dans le cas de référence. Enfin, sans surprise, ces deux effets se combinent dans la dernière simulation.

5.3 Conclusions et travail futur

Les simulations détaillées ici nous apportent la confirmation que la structure du milieu ambiant joue effectivement un rôle sur la propagation et la morphologie du jet. Ceci n'a bien entendu rien d'un résultat nouveau (voir par exemple les simulations SPH de de Gouveia dal Pino & Birkinshaw 1996). Ces petites simulations sont cependant un passage obligé avant de complexifier le problème plus avant. Plutôt qu'une conclusion pour ce chapitre, nous proposons à la place une ouverture sur le chemin qu'il reste à parcourir. Il ne s'agit bien entendu que de grandes lignes qui me semblent importantes pour la suite :



F . 5.4 – Résultats de quatre simulations numériques à un même instant t . Les configurations du milieu ambiant sont, de gauche à droite : i) milieu uniforme au repos, ii) gradient de densité au repos, iii) milieu uniforme en mouvement et iv) gradient de densité en mouvement. Voir le texte pour plus de détail.

- Tout d’abord, et puisque je suis maintenant lancée dans la simulation des jets, il faudra tout d’abord continuer dans cette direction, sans se soucier du milieu ambiant, en complexifiant à la fois la géométrie et la physique. Si l’étude ambitionnée en §5.2.3.1 doit voir le jour, il faudra passer en 2.5D et à l’approche MHD. On pourra également imaginer des sophistications au niveau du jet, tel une variation de vitesse à l’injection permettant de simuler les nœuds des objets HH observés.
- En parallèle, et de façon indépendante, je compte travailler à l’insertion des solutions du modèle de transit dans le code. Pour que ces solutions soient valides dans le cadre numérique, il faudra insérer le champ de gravité de l’objet central (un module que FLASH possède déjà). Nos solutions autosimilaires ne sont pas valables en dessous d’un certain rayon r_0 . En particulier, elles divergent en zéro et il sera donc nécessaire de trouver un moyen de s’affranchir de ce problème. Je pense que la solution sera peut-être de définir, en deçà de ce rayon, une condition au bord ouverte où tout ce qui sort de la grille est « perdu » pour la simulation.
- Seulement lorsque les deux points précédents seront remplis, nous pourrons imaginer associer les deux. En attendant que cela se réalise, il sera toujours possible de modéliser « artificiellement » le milieu ambiant, comme nous l’avons fait ici, afin de rendre compte du transit de façon plus réaliste. Il s’agit sans doute de l’approche la plus prometteuse à court terme.

Comme nous l’avons déjà dit, le modèle de transit pour les flots moléculaires ne s’oppose en rien à un entraînement par jet. L’approche numérique présentée ici me semble être l’unique moyen de caractériser ce que serait le résultat de la combinaison des deux modèles et permettre de remplir les points de suspension du tableau 2.1, p. 55. Pour ce que j’en ai vu jusque là, je pense que le code FLASH peut être l’instrument idéal pour arriver à cette fin. Bien que chaque point mentionné dans ce petit « programme de recherche » cache sans doute des difficultés dont je ne me doute pas pour l’instant, je pense que cette entreprise sera

utile pour une compréhension plus globale de la formation stellaire, et qu'elle sera réalisable avec les outils actuellement à ma disposition.

Bibliographie

- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
- de Gouveia dal Pino, E. M. & Birkinshaw, M. 1996, ApJ, 471, 832
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, astro-ph/0604053
- Konigl, A. & Pudritz, R. E. 2000, Protostars and Planets IV, 759
- Pudritz, R. E. & Norman, C. A. 1986, ApJ, 301, 571
- Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, C., & Brandenburg, A. 2006, in Protostars and Planets V
- Ray, T. P., Dougados, C., Bacciotti, F., Eisloffel, J., & Chrysostomou, A. 2006, in Protostars and Planets V
- Sauty, C., Trussoni, E., & Tsinganos, K. 2002, A&A, 389, 1068
- Sauty, C. & Tsinganos, K. 1994, A&A, 287, 893
- Shang, H., Li, Z.-Y., & Hirano, N. 2006, in Protostars and Planets V
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., & Lizano, S. 1994, ApJ, 429, 781
- Shu, F. H., Lizano, S., Ruden, S. P., & Najita, J. 1988, ApJ, 328, L19
- Shu, F. H., Najita, J., Ostriker, E. C., & Shang, H. 1995, ApJ, 455, L155
- Shu, F. H., Najita, J. R., Shang, H., & Li, Z.-Y. 2000, Protostars and Planets IV, 789
- Uchida, Y. & Shibata, K. 1985, PASJ, 37, 515

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

J'ai présenté, dans cette première partie, le travail que j'ai effectué sur la thématique de la formation stellaire durant ces trois dernières années. Avant de passer à une seconde partie, beaucoup plus brève, consacrée au rayonnement cosmique, résumons les principaux points mis en évidence ici, ainsi que les perspectives leur étant associées pour le futur.

Le modèle utilisé dans cette thèse, le modèle de transit, tient compte des effets thermodynamiques dans la modélisation des flots moléculaires, en particulier des flots les plus « lourds » observés lors de la formation d'étoiles massives. En effet, nous avons discuté dans le chapitre 2 les modèles standards d'entraînement de ces flots et nous avons vu que ceux-ci ne parvenaient pas (ou alors très difficilement) à rendre compte des dizaines, voire centaines, de masses solaires observées dans les flots massifs. Le modèle de transit, utilisant une approche MHD autosimilaire, qui est discuté dans le chapitre 3, considère qu'une partie du gaz en chute en direction de l'objet central est déviée dans les directions bipolaires sous l'effet de l'augmentation de la densité et du chauffage (lorsque la distance à l'objet central diminue). Dans ce cas, les écoulements bipolaires obtenus ne nécessitent donc pas la présence d'un jet sous-jacent et ne sont pas limités par ce qu'un jet est capable d'entraîner. Notons, par ailleurs, que notre modèle ne s'oppose en rien à la possibilité d'entraînement d'un tel jet depuis la source. Grâce au modèle de transit, le régime des étoiles massives est ainsi atteint, avec des taux d'*infall* ou d'éjections pouvant atteindre les $10^{-3} - 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, en accord avec les observations des régions de formation d'étoiles massives ; c'est ce que j'ai pu montrer dans le chapitre 4, et je rappelle les autres principaux résultats obtenus ci-dessous :

1. Le champ magnétique renforce le « transit » du gaz, mais n'est pas indispensable au modèle. En effet, comme nous l'avons montré dans la section 4.2, il est possible d'obtenir des solutions au système d'équations hydrodynamiques, qui résultent en des écoulements bipolaires. Ces solutions pourraient être applicables aux tous premiers stades de la formation stellaire, lorsque le champ magnétique ne domine pas la dynamique du système. Ces solutions permettent également de comprendre la topologie quadrupolaire du champ magnétique utilisée dans les modèles magnétisés, puisque celui-ci, gelé dans le gaz, est contraint de suivre l'écoulement (qui lui, a une topologie quadrupolaire). Un point doit cependant être mentionné : au début de l'effondrement, où nous suggérons la validité de l'approche hydrodynamique, le champ de gravité n'est pas celui d'une masse ponctuelle (comme considéré dans le modèle), mais est dominé par l'auto-gravité du système. L'obtention de solutions au modèle non-magnétisé et auto-gravitant serait une étape intéressante à franchir pour le développement de cette approche. Cela nécessiterait bien sûr de reprendre les équations en y insérant l'équation de Poisson pour la définition du champ de gravité. A ma connaissance, les premiers auteurs du modèle (Fiege, Henriksen et Lery) ont inclus l'auto-gravité dans le modèle magnétisé : le système d'équations différentielles obtenu était cependant très « raide » et difficile à résoudre (Lery, communication privée). Regarder le problème dans le cas hydrodynamique seul, simplifierait le système et permettrait peut-être d'étendre le modèle aux systèmes auto-gravitants.
2. Observationnellement, les cœurs pré-stellaires sont des objets magnétisés ; ainsi, les modèles MHD

semblent plus réalistes. Nous obtenons en particulier des valeurs raisonnables des quantités physiques vis-à-vis des observations (§4.3). Une recherche de solutions par une technique Monte Carlo (§4.4.1) nous a permis de mettre en évidence deux grandes familles de solutions : i) des solutions « très magnétisées » et ayant des vitesses de rotation « rapides » et ii) des solutions moins magnétisées aux vitesses de rotation plus petites. Le bilan énergétique de la première famille donne naturellement des valeurs plus grandes que pour la deuxième, avec du gaz transitant plus proche de l'objet central. La seconde famille s'apparente pour beaucoup aux solutions du système hydrodynamique, nous confortant dans le fait que les modèles MHD tendent bel et bien vers les modèles hydrodynamiques lorsque le champ magnétique est négligeable. Afin d'explorer plus efficacement l'espace des solutions aux équations du modèle, il sera nécessaire d'utiliser une méthode plus sophistiquée qu'un simple Monte Carlo : en particulier, la technique du *Markov Chain Monte Carlo* semble être une piste prometteuse et je souhaite l'étudier plus avant dans un futur proche. Je rappelle que l'intérêt d'une bonne couverture de l'espace des paramètres est de permettre une caractérisation et un diagnostic des solutions et comportements trouvés, comme nous l'avons vu par exemple avec les deux familles discutées plus haut. Il est important de déterminer ce qu'un modèle peut ou ne peut pas faire. Notons que cet outil pourrait ensuite être utilisé dans le cadre des modèles auto-gravitants.

3. Nous avons également étudié l'influence de l'opacité sur les solutions (§4.5). Ceci est initialement motivé par l'absence de poussières dans l'univers primordial. Bien que notre description ne nous permette pas de modéliser avec précision l'opacité du gaz primordial, il nous est possible de réduire l'influence de la poussière. Les conséquences apparaissent principalement sur la morphologie des solutions : lorsque la poussière cesse progressivement de dominer le refroidissement, la zone équatoriale devient une région privilégiée pour l'accumulation de gaz, se traduisant par une augmentation de la densité dans cette zone. En parallèle, le champ de rayonnement est plus faible au niveau de l'équateur. Les autres quantités (vitesse, champ magnétique) ne semblent, elles, pas affectées. Néanmoins, la modification de la densité et du rayonnement suggèrent la possibilité d'obtenir de plus forts taux d'accrétion, ainsi que la formation d'étoiles plus massives. Notre description est cependant trop rudimentaire pour pouvoir tirer des conclusions plus quantitatives quant aux écoulements en jeu lors de la formation des premières étoiles. La solution à ce problème serait d'abandonner partiellement l'approche analytique et d'utiliser des opacités tabulées afin d'obtenir des résultats plus quantitatifs. De nombreux auteurs se sont penchés sur la question de l'opacité du mélange de gaz primordial et il serait possible d'utiliser leur résultats afin de vérifier la tendance mise en évidence dans ce travail.

En plus de donner une explication « alternative » à la présence de flots moléculaires, le modèle de transit fournit une description de l'ensemble de l'environnement pré-stellaire. Ainsi, nous y voyons un milieu structuré à la fois en densité et en vitesse. Cette structure est loin des milieux uniformes et au repos utilisés dans la plupart des simulations de jets, et cette première doit logiquement influencer la propagation de ces derniers. C'est à partir de ce constat que nous avons récemment entrepris de simuler la propagation des jets en prenant en compte les résultats du modèle de transit (voir Ch. 5). Ce travail n'est encore que préliminaire et demande à être considérablement développé. Cependant, grâce à de « petites » simulations à deux dimensions et purement hydrodynamiques, nous avons mis en évidence le fait que la structure du milieu ambiant influait effectivement sur la morphologie des jets, et qu'il était important d'avoir une description réaliste de ce milieu pour toute étude liée à leur propagation. L'évolution naturelle de ce travail sera l'inclusion du champ magnétique et le passage à une description 3D. Il nous faudra ensuite caractériser de façon quantitative les flots obtenus par la combinaison du transit et de l'entraînement par le milieu ambiant. J'aimerais, en particulier, déterminer l'exposant de la relation $m(v) \propto v^\gamma$ dans le cadre de ces simulations, afin de voir comment le modèle de transit modifie les propriétés des modèles d'entraînement pur. Ces simulations sont également importantes, car je pense qu'elles permettraient de mettre explicitement en évidence le fait que le modèle de transit n'exclut pas les autres modèles, mais qu'il s'insère dans une description globale, à un niveau différent de ceux-ci : aux tous premiers stades de la formation stellaire, alors qu'une enveloppe importante de gaz est présente, le transit serait le mécanisme dominant pour la formation de flots moléculaires dans les tous premiers

stades d'effondrement (un jet étant présent ou non) ; alors que la masse de l'enveloppe diminuerait, le jet gagnerait de plus en plus d'importance. En parallèle, le transit du gaz serait lui réduit en raison de la diminution du réservoir de matière qui lui est attribué ; enfin, le transit disparaîtrait avec l'enveloppe de gaz aux derniers stades de la formation stellaire (Classe 2 et 3) où les flots moléculaires observés seraient uniquement dus au jet sous-jacent. A ce stade la dynamique des flots serait alors dominée par la physique du jet atomique.

Pour résumer et en guise de conclusion, j'ai présenté et appliqué au cadre de la formation stellaire un processus physique par ailleurs très général : la déviation de la trajectoire de gaz en chute lorsque le milieu devient trop dense et chaud. Une investigation semi-analytique et des développements de ce modèle m'ont permis de rendre compte de plusieurs aspects observationnels liés à la formation stellaire, depuis l'existence de flots bipolaires jusqu'aux valeurs des taux de masse rencontrés, fournissant ainsi un cadre prometteur, en particulier pour la formation des étoiles massives. J'ai souligné plusieurs pistes que j'aimerais explorer dans le futur ; parmi celles-ci, le développement de simulations numériques prenant à la fois en compte un jet central et le transit est une de mes priorités. Les ressources du projet Cosmogrid m'ont permis de m'initier à l'outil numérique et me permettront d'aller plus loin dans cette direction, qui me semble être l'étape suivante logique du modèle semi-analytique utilisé dans ce travail.

Deuxième partie

La propagation des rayons cosmiques : les noyaux lourds

Chapitre 7

Contexte et motivation

7.1 Généralités	127
7.1.1 Spectre des noyaux	128
7.1.2 Abondances des noyaux	129
7.2 Les noyaux ultra-lourds	130
7.2.1 Généralités	130
7.2.2 Les expériences	131
7.2.2.1 Expériences passées	131
7.2.2.2 Expérience la plus récente : LDEF-UHCRE	132
7.2.3 Conclusions	133
Résumé	133

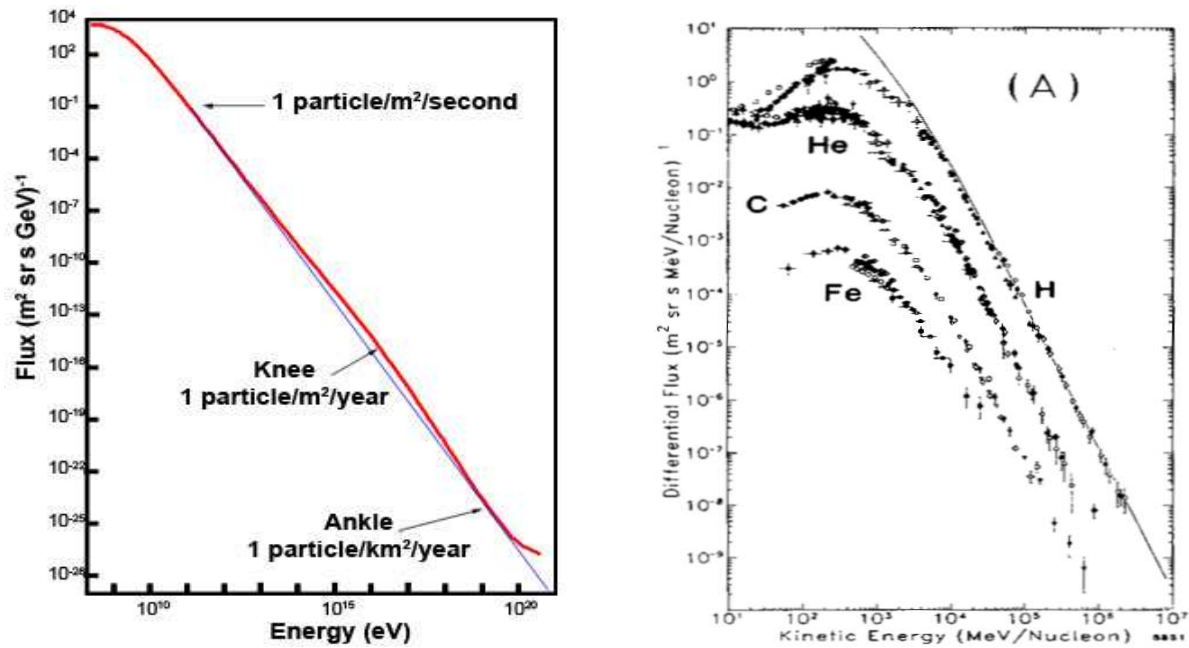
La seconde partie de ce manuscrit abandonne complètement la formation stellaire pour se concentrer sur une autre thématique : le rayonnement cosmique. Ce travail a été effectué dans un contexte très cadré à la suite d'un stage de maîtrise m'ayant initiée au sujet. D'autre part, le rayonnement cosmique constitue, avec la formation stellaire, une thématique forte de mon laboratoire d'accueil à Dublin. Ainsi, la poursuite de ce travail s'est faite de façon naturelle, notamment avec un programme d'échange franco-irlandais EGIDE/Ulysse monté entre le DIAS (Dublin) et l'IAP (Paris) pour l'étude des noyaux lourds du rayonnement cosmique.

Cette partie, beaucoup plus modeste que la précédente, s'organisera de la façon suivante : i) dans ce premier chapitre, nous donnerons une description très générale de ce qu'est le rayonnement cosmique (§7.1), en insistant sur les noyaux lourds (§7.2) ; ii) le second chapitre présentera le travail accompli dans le cadre de la collaboration susmentionnée ; iii) enfin, un dernier chapitre donnera quelques pistes pour les travaux en cours et futurs.

7.1 Généralités

Commençons cette partie introductive par un survol de quelques points généraux relatifs au rayonnement cosmique. Ce dernier fut mis en évidence pour la première fois en 1912 par Victor Hess. Des expériences ballon lui permirent de constater que l'ionisation augmentait avec l'altitude¹, indiquant la présence d'un rayonnement de nature inconnue en provenance de l'espace. Il a ensuite été progressivement établi que ce « rayonnement cosmique » était en fait constitué de particules énergétiques, principalement de protons. Bien que ces derniers soient les plus abondants, la plupart des noyaux sont présents dans le rayonnement cosmique. Les électrons, positrons, neutrinos, émission γ et anti-protons en sont également d'autres constituants (voir plus loin). Notons aussi que le rayonnement cosmique fut pendant

¹Après avoir dépassé une certaine hauteur où l'ionisation décroît car l'on s'éloigne de la radioactivité naturelle de la Terre.



F . 7.1 – *A gauche* : spectre du rayonnement cosmique, toutes particules cumulées. La ligne rouge représente les valeurs observationnelles alors que la bleue est une loi de puissance parfaite. Figure adaptée de Bhattacharjee & Sigl (2000). *A droite* : spectres obtenus pour les principaux noyaux du rayonnement cosmique. Figure tirée de Simpson (1983).

longtemps un terrain de jeu privilégié pour la physique des particules, puisque permettant d’atteindre des énergies hors de portée des accélérateurs. Ainsi, des nouvelles particules telles le positron, le muon, le pion ou encore le kaon, furent découvertes lors des interactions entre les rayons cosmiques et l’atmosphère terrestre.

7.1.1 Spectre des noyaux

Concentrons-nous maintenant sur la composante nucléaire du rayonnement cosmique. Sur la figure 7.1, à gauche², est représenté le spectre des noyaux (toutes espèces confondues) : le flux de noyaux reçu au niveau de la Terre est tracé en fonction de l’énergie des noyaux. La courbe rouge est ajustée à l’ensemble des données (non visibles ici), alors que celle en bleu représente une loi de puissance. La première chose à noter est qu’il n’existe pratiquement pas de déviation entre les deux courbes sur près de dix décades en énergie. Le second point est que, sur cette gamme d’énergie, le flux diminue quant à lui d’une trentaine d’ordres de grandeur, rendant les événements les plus énergétiques très difficiles à détecter puisque très rares. Le domaine d’énergie couvert est généralement séparé en trois zones :

- Les énergies les plus faibles (\sim dizaines de MeV/nuc)³ sont celles correspondant aux particules émises dans le vent solaire, qui domine alors entièrement le rayonnement cosmique.
- Au-delà et jusqu’à environ 10^{18} eV, une belle loi de puissance – avec un indice spectral autour de 2.8 – est observée pour la plupart des espèces⁴. Il est largement accepté que le rayonnement cosmique dans cette gamme d’énergie soit d’origine Galactique. Notons qu’il existe un léger changement de pente, le « genou » (autour de 10^{15} eV), où la pente passe de ~ 2.8 à ~ 3.1 . La présence de noyaux jusqu’au genou est relativement bien comprise : l’accélération des noyaux dans les chocs de supernovae par un processus de Fermi du premier ordre donne des résultats en accord

²<http://cosmos.swin.edu.au/entries/cosmicrayenergies/cosmicrayenergies.html>

³L’énergie cinétique par nucléon est définie par $E_{k/n} = E_k/A$, de sorte que l’énergie totale de la particule est donnée par $E = mc^2 + AE_{k/n}$.

⁴Sauf pour quelques noyaux, où elle est plus pentue, en particulier Li, Be et B, ou les noyaux en-dessous du Fe (appelés sub-Fe). Ces noyaux sont des noyaux secondaires (voir la discussion qui suit sur les abondances).

avec les observations. Le régime $10^{15} - 10^{18}$ eV est lui plus problématique, mais de toute façon, seule la gamme d'énergie autour du GeV/nuc sera discutée dans la suite.

- A 10^{18} eV, il existe un nouveau changement de pente communément appelé la « cheville ». Au-delà, l'énergie des noyaux est telle que leur rayon de giration est plus grand que le rayon de la Galaxie. De plus, il n'existe pas, dans la Galaxie, de mécanismes connus permettant d'accélérer des particules à de telles énergies. Pour ces raisons, on pense que ces noyaux doivent être d'origine extragalactique.

La figure 7.1, à droite, représente de nouveau le spectre des éléments, mais cette fois séparé pour quelques espèces. Cette figure montre l'universalité de la pente du spectre mais également le fait que les protons constituent l'espèce la plus abondante devant He, C et les noyaux plus lourds. Globalement, plus les éléments sont lourds, plus les abondances sont faibles. Le Fer se trouve déjà un flux trois ordres de grandeur moindre que les protons. La situation s'aggrave encore pour les noyaux plus lourds, ce qui rend leur détection problématique.

7.1.2 Abondances des noyaux

Il a longtemps été pressenti théoriquement, puis récemment démontré expérimentalement, que les sources du rayonnement cosmique Galactique (GCR), au moins jusqu'au genou, sont les chocs de supernovae (ou encore des superbulles présentes dans l'ISM). Les noyaux de l'ISM (principalement H, He et noyaux de la nucléosynthèse stellaire) sont accélérés par le passage de l'onde de choc suivant un processus de Fermi du premier ordre : un noyau gagne en énergie à chaque fois qu'il franchit le choc, et en raison de sa marche au hasard de chaque côté de celui-ci, il peut le franchir plusieurs fois et le gain final être considérable. Ce mécanisme parvient notamment à expliquer la loi de puissance observée (similaire pour tous les noyaux) jusqu'au genou du spectre. Notons cependant que toutes les espèces ne sont pas complètement égales face à cette accélération, et qu'il semble exister un léger biais, favorisant les noyaux les plus volatiles (Meyer et al. 1998). Ce biais apparaît au niveau des abondances, non au niveau des pentes de la loi de puissance.

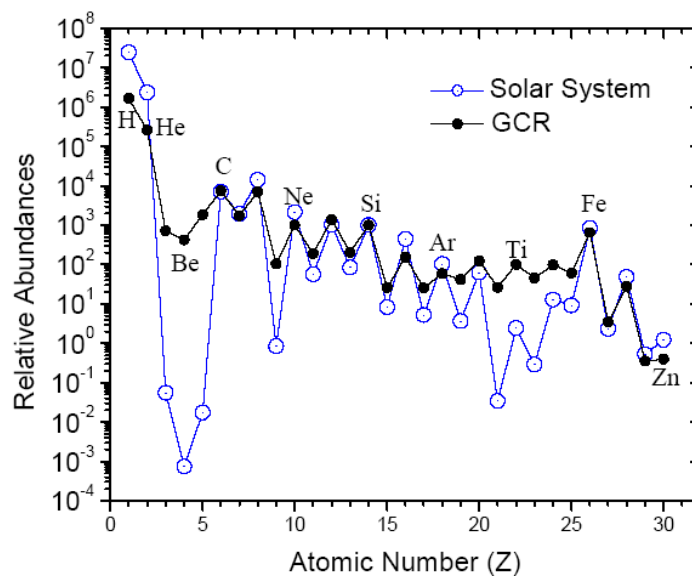


Fig. 7.2 – Abondances relatives des noyaux, normalisée à 10^3 Si, telles que mesurées dans le rayonnement cosmique Galactique atteignant la Terre et dans le système solaire primordial (données météoritiques). Les différences entre les deux courbes sont expliquées par le fait que les noyaux concernés sont des noyaux secondaires, i.e. produits par fragmentation de noyaux plus lourds lors de leur propagation dans la Galaxie (voir texte).

Quoi qu'il en soit, il est raisonnable de s'attendre à ce que les abondances des noyaux du rayonnement

cosmique mesurées au niveau de la Terre et celles de la nébuleuse pré-solaire⁵ soient identiques, à une normalisation globale près. La figure 7.2 illustre le fait que ce n'est pas tout à fait le cas. Si, pour certains noyaux, les abondances des GCR et du SS sont en accord, il existe d'autres espèces pour lesquelles les valeurs SS sont bien inférieures : en particulier, de fortes différences existent pour quelques noyaux plus légers que le fer, et pour les éléments légers Li, Be, B. Ce graphe s'arrête à $Z = 30$, mais comme nous le verrons dans la suite, de telles différences existent aussi pour les noyaux plus lourds. La différence entre les abondances SS et des GCR illustre le fait que ces derniers, en interagissant avec les atomes de l'ISM durant leur transport – des sources jusqu'à nous –, peuvent se briser pour donner naissance à des noyaux secondaires plus légers. En particulier, le groupe du LiBeB et les noyaux sub-Fe sont respectivement les produits du carbone et du fer. Ainsi, la population de ces noyaux secondaires « après propagation » est bien plus grande que celle initiale (au niveau des sources), expliquant ainsi la différence entre les deux courbes. La production de ces noyaux secondaires dépend directement de la propagation des noyaux parents, aussi des rapports tels que B/C ou sub-Fe/Fe sont-ils précieux pour la détermination des paramètres de la propagation.

Nous n'avons parlé, jusque là, que des flux des noyaux stables. Il existe cependant une composante radioactive dans le rayonnement cosmique (par exemple le ^{10}Be , lui aussi issu de la fragmentation du carbone), et les abondances de ces noyaux sont précieuses car porteuses d'une information complémentaire. Par exemple, à partir de la fraction survivante d'une espèce radioactive secondaire comme le ^{10}Be , il est possible de remonter, entre autres, au temps de propagation des noyaux dans la Galaxie.

En résumé, l'étude des noyaux du rayonnement cosmique doit permettre de caractériser deux choses : i) les sources du GCR (abondances et spectres) et ii) la propagation dans la Galaxie. Quand bien même ces deux points sont assez bien cernés aujourd'hui, les détails ne sont, eux, pas toujours bien connus. Soulignons que la compréhension de certains de ces détails passent aussi par l'étude des autres composantes du GCR.

7.2 Les noyaux ultra-lourds

Les études du rayonnement Galactique font souvent la distinction entre les noyaux légers, lourds et ultra-lourds. Nous définissons un noyau N_Z^A comme lourd si son nombre de protons Z est supérieur à 10, et ultra-lourd si $Z > 30$. Il est également possible de trouver dans la littérature la définition équivalente d'un noyau ultra-lourd comme ayant un nombre de nucléons $A > 70$. Observationnellement, il a fallu attendre 1965, soit près de soixante ans après la première détection du rayonnement cosmique, pour la mise en évidence de noyaux ultra-lourds dans celui-ci, puis sa confirmation par Fowler et al. (1967). Le principal obstacle à l'observation de ces noyaux vient du faible flux, environ 10^{10} fois plus faible que le flux de protons (O'Sullivan 1980).

7.2.1 Généralités

Le processus de fusion, principal acteur de la nucléosynthèse stellaire ne permet pas de synthétiser des éléments plus lourds que le fer. Ce dernier est le plus stable des noyaux, avec la plus grande énergie de liaison. La production de noyaux plus lourds se fait par capture neutronique à partir d'un noyau « graine », généralement le fer lui-même. Les processus r (*rapid*) et s (*slow*) sont les deux possibilités existantes⁶ permettant de former les noyaux lourds et ne peuvent avoir lieu que lorsque le système est hors-équilibre. Nous renvoyons le lecteur à l'article de revue très complet de Meyer (1994). Les noyaux lourds et ultra-lourds peuvent être de type s, r ou mixte. Notons en particulier que le processus s ne peut pas produire des noyaux plus lourds que ^{209}Bi et qu'au-delà, tous les éléments (dont les actinides) sont de type r.

Si l'on ne la regarde pas de trop près, la composition du rayonnement cosmique apparaît globalement similaire à la composition solaire. Cependant, il existe quelques différences, en particulier dans le régime

⁵Les abondances du système solaire (SS) sont principalement déduites de la composition des météorites, formées aux tous premiers stades du SS.

⁶Nous ne parlerons pas de la troisième alternative, le processus p, qui n'est à l'origine que des noyaux les plus rares.

des noyaux lourds avec une surabondance des espèces $Z > 60$ par rapport aux abondances solaires (nous verrons cela plus loin avec la Fig. 8.8 ; voir également Fig. 7.2). Ces différences sont généralement interprétées en terme de i) processus nucléosynthétiques différents dans les sources par rapport au SS et/ou ii) comme une accélération préférentielle de certains noyaux aux dépend d'autres.

Les éléments du groupe Pt sont principalement dus au processus r, alors que ceux de Pb au processus s. Ainsi, le rapport Pb/Pt du rayonnement cosmique, comparé aux abondances solaires, est un indicateur précieux pour comprendre les processus nucléosynthétiques des sources. Ce rapport est également un bon indicateur du paramètre contrôlant l'accélération préférentielle des noyaux, FIP⁷ ou volatilité. L'étude de Meyer et al. (1997) indique que la volatilité est le paramètre favorisé au vu des données de Pb/Pt et d'autres indicateurs pertinents.

A ce jour, seulement 44 actinides ont été découverts dans le rayonnement cosmique. Parmi ceux-ci, 35 sont attribuables à l'expérience UHCRE mise en place au DIAS. De leur étude (en particulier des chronomètres tels $^{92}\text{U}/^{90}\text{Th}$), il apparaît que les sources du rayonnement cosmique sont un mélange de noyaux synthétisés récemment (~ 10 Myr) et d'autres beaucoup plus vieux (~ 1 Gyr) – Donnelly (2005). Enfin, toutes les expériences menées sur les noyaux lourds s'accordent pour dire que le rapport Actinides/Pt est plus grand que la valeur solaire ce qui en fait un indicateur intéressant afin de mieux contraindre les sources.

7.2.2 Les expériences

Comme nous l'avons vu précédemment, les noyaux ultra-lourds sont des espèces intéressantes car elles portent de l'information potentiellement utile concernant l'origine des noyaux du rayonnement cosmique ou encore sur le temps écoulé entre leur synthèse et leur accélération. Cependant, leur détection est très problématique en raison des faibles flux de ces noyaux : au-delà de Fe, l'énergie de liaison des noyaux diminue avec leur masse, de sorte que les noyaux ultra-lourds sont beaucoup plus rares. Ainsi, les actinides ($Z > 88$) sont sept ordres de grandeur moins abondants que Fe (Donnelly 2005). Un grand temps d'exposition et/ou une grande surface de détecteur sont donc essentiels pour la collecte de ces noyaux. Dans cette partie, nous donnons un rapide tour d'horizon des différents efforts expérimentaux mis en place dans la quête des noyaux ultra-lourds.

7.2.2.1 Expériences passées

La présence de noyaux lourds ($Z > 10$) dans le rayonnement cosmique est restée incertaine pendant longtemps, et il a fallu attendre la fin des années quarante pour que la « preuve » en soit faite. Les expériences ont tout d'abord beaucoup reposé sur des missions ballon à haute altitude (~ 30 km). Par exemple, Freier et al. (1948) ont embarqué à bord d'un ballon une chambre à brouillard⁸ et des plaques d'émulsions photographiques. Ils obtinrent, en particulier, un évènement indiquant un noyau avec $Z \gtrsim 16$. De nombreuses séries de missions ballon ont été effectuées par la suite, en utilisant toujours les émulsions photographiques jusqu'en 1970, puis utilisant, à partir de là, la technologie offerte par les détecteurs Lexan⁹. La charge des noyaux détectée par ces expériences n'a alors cessé d'augmenter avec les années, avec en particulier l'identification de noyaux $Z > 90$ vers la fin des années 70 (Donnelly 2005). Les missions ballons seront ensuite progressivement abandonnées au profit de missions spatiales que nous mentionnerons plus loin.

Si les noyaux du rayonnement cosmiques laissent des traces dans les détecteurs construits à cet effet, ils en laissent également dans tout matériau non protégé contre leur pénétration. C'est le cas des météorites qui sont des « détecteurs naturels » de rayons cosmiques. Un des avantages est que, cette fois, le temps d'exposition n'est pas limité à quelques jours – comme pour les ballons – mais s'étend sur $10^7 - 10^8$ années ! En revanche, le prix à payer est de ne pas connaître dans le détail ces « détecteurs ».

⁷First Ionization Potential.

⁸Lorsqu'une particule chargée entre dans la chambre à brouillard, saturée en vapeur, l'ionisation qu'elle provoque entraîne la formation de gouttelettes le long de la trajectoire de la particule, permettant d'identifier son passage.

⁹Piles de fines feuilles de « plastique » que la particule chargée traverse en laissant une trace dans son sillage. Les feuilles sont ensuite récupérées et peuvent être analysées au sol.

Leurs inhomogénéités et le vieillissement latent des traces laissées par les CR donnent en pratique des résultats mitigés pour la détermination de la charge des particules les ayant traversés (Otgonsuren et al. 1976; Shirk & Price 1978).

Enfin, tournons-nous vers les missions spatiales, qui ont accumulé la plupart de la connaissance actuelle sur les noyaux ultra-lourds du rayonnement cosmique. Chronologiquement, la première mission fut celle mise en place à bord de l'atelier *Skylab* (Shirk & Price 1978), et visant à l'étude des noyaux $Z > 60$. Sept actinides ($Z \gtrsim 88$) furent rapportés. Vinrent ensuite les mesures effectuées à bord du satellite *Ariel 6* (lancé en 1979, initialement nommé UK6) : un des principaux résultats fut la mise en évidence d'un excès des noyaux $60 \leq Z \leq 82$ par rapport aux abondances solaires¹⁰ (Fowler et al. 1987). Egalement lancée en 1979, l'expérience HNE (*Heavy Nuclei Experiment*) embarquée à bord du satellite HEAO-3 fournit des données permettant ensuite à Binns et al. (1989) de remonter aux abondances sources et de suggérer une plus grande contribution des processus r dans ces dernières. Enfin, l'expérience *Trek* fut installée à bord de la station spatiale Mir en 1991 (Price et al. 1992), et confirma les résultats des autres expériences.

7.2.2.2 Expérience la plus récente : LDEF-UHCRE

A ce jour, l'expérience ayant accumulé le plus de données dans le régime des noyaux ultra-lourds est l'*Ultra-Heavy Cosmic Ray Experiment* (UHCRE), avec plus de 3000 noyaux avec $Z > 65$. Embarquée à bord de la *Long Duration Exposure Facility* (LDEF, NASA) qui lui a permis de rester en place pendant près de 6 années – entre 1984 et 1990 –, cette expérience a été montée conjointement par le DIAS (Dublin) et l'ESTEC (Noordwijk, ESA). Les résultats de UHCRE sont encore en fin d'analyse et devraient être publiés sous peu, bien que des résultats préliminaires aient déjà été présentés (O'Sullivan et al. 1995, 2001; Donnelly et al. 2001, 2004). Dans le chapitre suivant, nous détaillerons une étude préliminaire concernant les noyaux ultra-lourds, étude qui, lorsqu'achevée, devrait permettre l'interprétation des données de UHCRE dans un modèle de propagation plus raffiné que celui habituellement utilisé. Dans cette brève section, nous nous proposons de présenter les principales caractéristiques de cette expérience, afin d'avoir une idée de la façon dont ont été collectées les données auxquelles nous confronterons nos modèles par le futur.

Principe : Originellement, LDEF devait rester en orbite un peu moins d'un an. Cependant, l'incident de *Challenger* retarda la mission de récupération, et LDEF resta au final près de 6 années en orbite. C'est cette très longue exposition qui permit à UHCRE de collecter un nombre sans précédent d'événements. Les détecteurs de UHCRE étaient répartis sur la surface de LDEF, voyant ainsi toutes les directions. Ces détecteurs étaient principalement des détecteurs Lexan, que nous avons mentionnés un peu plus haut. Ceux-ci rentrent dans les gamme des *Solid State Nuclear Track Detectors* (SSNTD). Ils sont constitués d'un empilement de feuilles de « plastique » (Lexan le plus souvent) basé sur le principe que le passage d'une particule très ionisante en détériorera une petite région le long de sa trajectoire, altérant ainsi la nature chimique du matériau à cet endroit. Les feuilles exposées sont ensuite déposées dans un bain « révélateur » de soude caustique ou d'ammoniac qui attaquera le matériau de façon privilégiée le long de la trace laissée. Des trous coniques marquent alors les points d'entrée et de sortie du noyau dans la feuille (voir Fig. 7.3).

Identification de la charge : A partir de ces traces, il faut maintenant remonter à la charge du noyau pour l'identifier. Pour cela, les détecteurs ont été calibrés en laboratoire sous différents faisceaux de noyaux, à différentes énergies. Les deux quantités clés pour cette détermination sont : i) la vitesse V_T à laquelle la trace de la particule est « gravée » dans le bain révélateur (en $\mu\text{m heure}^{-1}$, une feuille de Lexan faisant typiquement $250 \mu\text{m}$) et ii) la distance R que la particule a parcourue dans le détecteur. Ces deux quantités dépendent de l'énergie et du type de particule incidente, et cette dépendance est fonction du nombre atomique Z de la particule. Ces deux aspects sont déterminés expérimentalement et permettent de

¹⁰Nous renvoyons le lecteur à la figure 8.8, p. 152, pour l'illustration de ce point, entre autres choses.

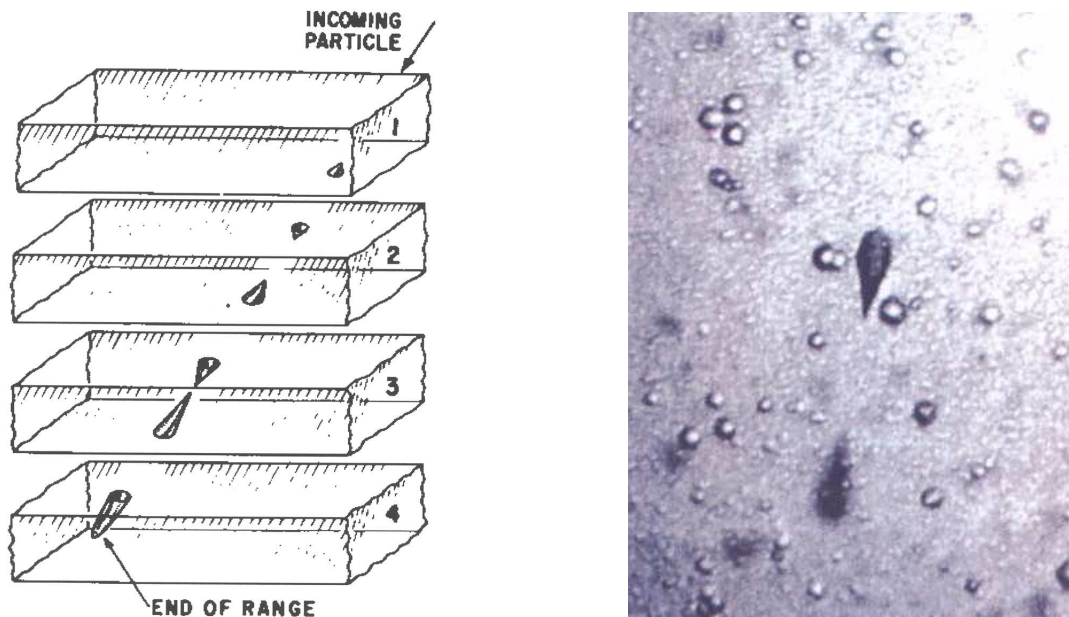


Fig. 7.3 – *A gauche* : représentation schématique du passage du noyau dans le détecteur. Des traces en forme de cônes sont mises en évidence au point d’entrée et de sortie de la particule, de part et d’autre de l’épaisseur de la feuille de Lexan. Figure tirée de Keane (1997). *A droite* : un des ces cônes vus sous un microscope (Donnelly 2005).

fournir des courbes de calibration $V_T - R$. En reportant les valeurs mesurées¹¹ de V_T et R sur ces courbes, il est possible de remonter à la charge Z . Notons que cette technique ne fonctionne que si le noyau a fini sa course dans le détecteur : dans le cas contraire, lorsque la particule est suffisamment énergétique pour traverser le détecteur de part en part, R n’est pas connue et il faut recourir à une technique plus complexe que nous ne détaillerons pas ici. Quoiqu’il en soit, il a été estimé que l’erreur accompagnant la détermination de la charge dans l’expérience UHCRE était typiquement $\Delta Z \sim 1.6 e$ pour les actinides ($Z > 88$), et $\Delta Z \sim 1.4 e$ pour les noyaux plus légers, autour de Pb ($70 < Z < 88$).

7.2.3 Conclusions

Mesurer les flux des noyaux lourds est un exercice difficile. Les résultats de UHCRE, les plus prometteurs à ce jour, doivent être interprétés dans le cadre de modèles de propagation les plus complets possibles, ce afin d’en tirer le meilleur parti. Ces données recèlent en particulier de l’information quant aux processus de nucléosynthèse (mentionnés précédemment). Nous détaillerons ce qui constitue la première étape en direction de cet objectif dans le chapitre suivant. Concluons enfin cette partie introductive en mentionnant l’existence du projet *Heavy Nuclei Explorer* (Binns et al. 2001) qui, s’il voit le jour, devrait permettre d’augmenter la statistique sur ces éléments lourds, et donc d’apporter de nouveaux éléments de réponse à ce domaine.

¹¹Ce travail a été fait manuellement en étudiant au microscope les feuilles de Lexan.

Bibliographie

- Bhattacharjee, P. & Sigl, G. 2000, *Phys. Rep.*, 327, 109
- Binns, W. R., Adams, J. H., Barbier, L. M., et al. 2001, in *International Cosmic Ray Conference*, 2181
- Binns, W. R., Garrard, T. L., Gibner, P. S., et al. 1989, *ApJ*, 346, 997
- Donnelly, J. 2005, PhD thesis, Dublin City University
- Donnelly, J., Thompson, A., O'Sullivan, D., Drury, L. O., & Wenzel, K.-P. 2004, in *35th COSPAR Scientific Assembly*, 2970
- Donnelly, J., Thompson, A., O'Sullivan, D., O'C. Drury, L., & Wenzel, K.-P. 2001, in *International Cosmic Ray Conference*, 1715
- Fowler, P. H., Adams, R. A., Cowen, V. G., & Kidd, J. M. 1967, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 301, 39
- Fowler, P. H., Walker, R. N. F., Masheder, M. R. W., et al. 1987, *ApJ*, 314, 739
- Freier, P., Lofgren, E. J., Ney, E. P., & Oppenheimer, F. 1948, *Physical Review*, 74, 1818
- Keane, A. J. 1997, PhD thesis, University College Dublin
- Meyer, B. S. 1994, *ARA&A*, 32, 153
- Meyer, J., O'C. Drury, L., & Ellison, D. C. 1998, *Space Science Reviews*, 86, 179
- Meyer, J.-P., Drury, L. O., & Ellison, D. C. 1997, *ApJ*, 487, 182
- O'Sullivan, D. 1980, *Irish Astronomical Journal*, 14, 147
- O'Sullivan, D., Thompson, A., Bosch, J., et al. 1995, *Advances in Space Research*, 15, 15
- O'Sullivan, D., Thompson, A., Donnelly, J., Drury, L. O., & Wenzel, K.-P. 2001, *Advances in Space Research*, 27, 785
- Otgonsuren, O., Perelygin, V. P., Stetsenko, S. G., et al. 1976, *ApJ*, 210, 258
- Price, P. B., Lowder, D. M., Westphal, A. J., et al. 1992, *Ap&SS*, 197, 121
- Shirk, E. K. & Price, P. B. 1978, *ApJ*, 220, 719
- Simpson, J. A. 1983, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33, 323

Chapitre 8

La propagation diffusive des noyaux lourds et la bulle locale

8.1	Transport diffusif dans un modèle à deux zones	136
8.1.1	Les processus affectant le trajet d'une particule chargée	136
8.1.1.1	Diffusion sur les irrégularités magnétiques	136
8.1.1.2	Convection due au vent Galactique	138
8.1.1.3	Création et destruction de noyaux	139
8.1.1.4	Processus autres	140
8.1.1.5	Temps caractéristiques des différents processus	141
8.1.2	Modèle de diffusion à deux zones	142
8.1.2.1	Détermination des paramètres du modèle à partir de B/C	144
8.1.2.2	Distance d'origine des noyaux dans le modèle	144
8.2	Le cas des noyaux lourds	146
8.2.1	Motivation et éléments pour la propagation	146
8.2.1.1	Distance typique de spallation	146
8.2.1.2	Propriétés du LISM	146
8.2.1.3	Motivation supplémentaire pour la prise en compte du LISM : les radioactifs	147
8.2.1.4	Conclusion	148
8.2.2	Modèle à deux zones + trou : prise en compte de la bulle locale	148
8.3	Résultats choisis	149
8.3.1	Profils radiaux	149
8.3.2	Abondances sources corrigées	151
8.4	Conclusions pour cette étude	151
Résumé	152

Nous présentons dans ce chapitre l'étude menée dans le cadre du programme d'échange Ulysse/Egide monté en 2004 entre le DIAS et l'IAP et dont les résultats sont réunis dans l'article Combet et al. (2005) donné dans l'annexe E. Nous commencerons en §8.1 par une description générale du transport des rayons cosmiques galactiques et par la construction du modèle de diffusion à deux zones, cadre de cette étude. Dans une seconde partie §8.2, nous nous intéresserons au cas plus particulier des noyaux lourds et à la prise en compte de la bulle locale dans le modèle. Nous conclurons enfin par un résumé des résultats en §8.3.

Nous mettons en garde le lecteur que nous nous sommes concentrés uniquement sur la phénoménologie d'un modèle de propagation existant et non sur l'ensemble des aspects microscopiques conduisant à l'équation de transport que nous utilisons. Nous ne donnerons également qu'un bref aperçu des différents

ingrédients du modèle (interactions nucléaires, champ magnétique, etc) et de sa géométrie. Ainsi, nous ne donnerons dans ce chapitre qu'une description grossière et parfois naïve des éléments nécessaires à la compréhension, le tout accompagné de quelques références. Quoi qu'il en soit, tous les points sont traités en détail dans Maurin (2001). Les deux principaux ouvrages de référence du domaine sont Berezhinskii et al. (1990) et Longair (1994).

8.1 Transport diffusif dans un modèle à deux zones

Nous avons déjà mentionné que les études du rayonnement cosmique galactique (en dessous du géo) peuvent être séparées en deux grandes catégories : i) celles s'intéressant à l'accélération initiale des particules chargées dans les chocs de supernovae¹ et ii) celles se concentrant sur leur propagation dans la Galaxie. Dans ce second cas, le résultat de l'accélération est pris en compte dans une « fonction source » caractérisant la distribution spatiale et spectrale de départ. Le travail entrepris ici appartient à cette seconde catégorie et se concentre exclusivement sur la propagation des noyaux². Nous commencerons par un tour d'horizon de l'ensemble des « obstacles » influant sur la trajectoire de ces derniers.

8.1.1 Les processus affectant le trajet d'une particule chargée

L'idée première ici est de passer en revue les différentes interactions que peut avoir un noyau avec l'environnement dans lequel il se propage. Certains points seront prétexte à donner une description de l'agent considéré, nous permettant ainsi de construire une image de la Galaxie telle que vue par les rayons cosmiques. Seuls certains de ces processus seront ensuite pris en compte dans le modèle.

8.1.1.1 Diffusion sur les irrégularités magnétiques

L'isotropie observée du rayonnement cosmique (mieux que un pour mille – Berezhinskii et al. 1990) est une forte contrainte sur le processus de transport des cosmiques. Ainsi, il faut un processus capable d'isotropiser ce rayonnement originellement directionnel (issu de sources discrètes localisées dans le disque galactique) pendant le temps de confinement d'un noyau dans la Galaxie (typiquement quelques dizaines de million d'années). La diffusion des rayons cosmiques par les irrégularités du champ magnétique possède cette propriété. Il s'agit en fait de l'interaction du noyau avec les ondes de Alfvén présentes dans le milieu³. Dans la suite, nous préférons cependant l'image de centres diffuseurs magnétiques plus intuitive et suffisante pour comprendre l'essence du problème. Avant tout, commençons par une description de ces champs magnétiques.

Le champ magnétique galactique : Pour ce paragraphe, nous nous sommes basés sur l'article de revue très complet de Vallée (2004). Les estimations du champ magnétique galactique sont principalement obtenues à partir des mesures de rotation Faraday d'objets extragalactiques ponctuels, tels quasars et galaxies lointaines. Connaissant la longueur d'onde du rayonnement et la densité électronique, cette mesure permet de remonter à la composante du champ magnétique parallèle à la ligne de visée. Il a été trouvé que le champ magnétique galactique possède deux composantes : i) une composante uniforme responsable du confinement des rayons cosmiques et ii) une composante fluctuante entraînant le phénomène de marche au hasard de ces derniers (et responsable de l'isotropie observée).

Dans le disque, la composante uniforme suit globalement les quatre bras spiraux de la Voie Lactée avec une intensité typique de $3 \mu\text{G}$. Il existe également deux zones radiales, spatialement très localisées

¹Ce processus est passé du statut de théorie favorite à celui de (quasi-)certitude par les résultats récents de la collaboration HESS. Voir Aharonian et al. (2004) et Aharonian et al. (2006).

²Aux énergies considérées ($\sim \text{GeV/nuc}$), les atomes du rayonnement cosmique sont en fait dépouillés de tous leurs électrons et sont donc généralement complètement ionisés.

³Notons que ces dernières peuvent être générées par les rayons cosmiques eux-mêmes. Quand des rayons cosmiques se propagent à des vitesses supérieures à la vitesse de Alfvén du milieu, ils excitent des ondes MHD résonantes qui ont pour effet de les diffuser (Wentzel 1974; Cesarsky 1980).

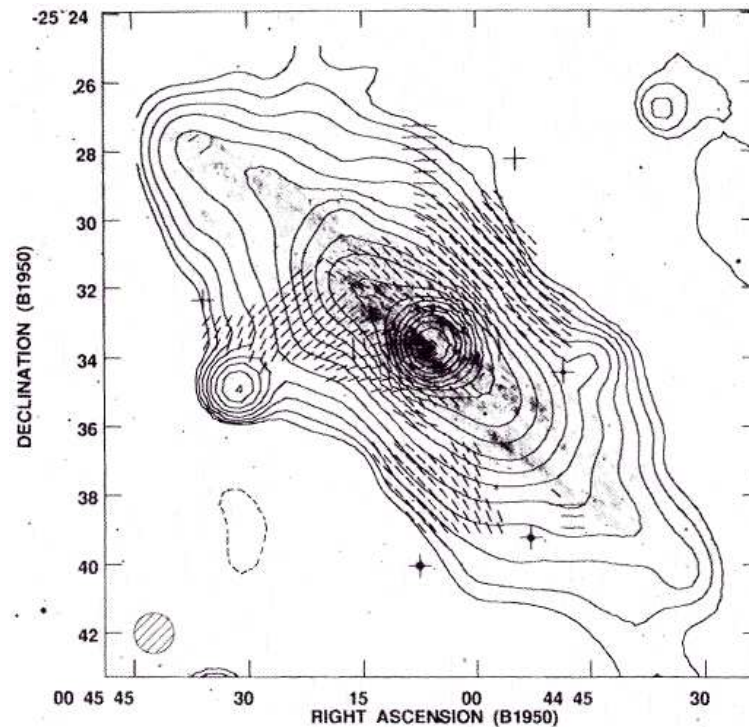


Fig. 8.1 – Image du halo radio de la galaxie spirale NGC 253 superposée à l’image optique (image tirée de Beck et al. 1994). Les contours noirs sont les contours d’iso-intensité obtenus à 1.5 GHz et résultant de l’émission synchrotron des électrons dans le champ magnétique régulier. Les vecteurs représentent l’orientation du champ magnétique.

dans lesquelles le champ magnétique subit un renversement de sens, bien que suivant toujours la direction des bras spiraux. A titre informatif, ces renversements parviennent à être expliqués dans le cadre théorique de la dynamo turbulente.

Les observations ont également mis en lumière l’existence d’une composante aléatoire du champ magnétique sur des distances de 50 pc (Ohno & Shibata 1993) et se superposant au champ à large échelle. La somme de la composante régulière et irrégulière est plus forte dans les bras que dans les régions inter-bras. Il faut noter que la première composante domine dans les bras, alors que c’est la seconde qui domine dans le milieu inter-bras (Han 2002). L’intensité de cette perturbation est donc en général du même ordre de grandeur que le champ uniforme de sorte que $\delta B/B \sim 1$ (Brown & Taylor 2001). Les observations indiquent également que cette composante est compatible avec une turbulence de type Kolmogorov (en loi de puissance) pour le milieu interstellaire (Lee & Jokipii 1976).

Jusque là, nous avons fait état de la situation magnétique du disque mince de la Galaxie. Les mesures du champ magnétique par les techniques utilisées dans le disque sont difficilement réalisables à haute latitude (Han 2002; Vallée 2004). Néanmoins, la présence d’un champ magnétique dans le halo de la Voie Lactée semble fermement établie. Les observations de l’émission synchrotron d’autres galaxies, par exemple de NGC 4631 (Hummel et al. 1991) ou de NGC 253 (Beck et al. 1994; Heesen et al. 2005), ont mis en évidence l’existence d’un halo radio s’étendant de part et d’autre du disque mince, sur quelques kpc, et donc de la présence d’un champ magnétique, comme illustré par la figure 8.1. Notons que ces mesures ont été effectuées à partir de l’émission synchrotron des électrons et ces derniers subissent beaucoup plus de pertes d’énergie (voir ci-après) que les noyaux ; en conséquence, nous pouvons en conclure qu’ils se propagent « moins loin » et qu’il est probable que l’extension du halo, tel que vu par les noyaux, soit en fait plus grande que celle tracée par les électrons.

L’observation d’un halo radio et la condition d’isotropie du rayonnement cosmique semblent indiquer que les particules chargées diffusent sur les irrégularités du champ magnétique à la fois dans le disque et dans le halo.

De la turbulence magnétique à la diffusion : Le traitement standard suivi par de nombreux auteurs (e.g., Schlickeiser 1989) consiste à dériver l'équation de transport des particules chargées dans la Galaxie à partir des équations cinétiques et à se placer dans l'approximation quasi-linéaire ($\delta B/B \ll 1$). Dans ce cas, il est possible d'identifier un coefficient de diffusion spatial, fonction de l'intensité du champ magnétique et du nombre d'onde de l'onde de Alfvén excitée, elle-même responsable de la diffusion du noyau (voir Kulsrud 2005, Ch. 12). Dans l'approche phénoménologique que nous suivons, cette onde sera considérée comme un centre diffuseur avec lequel le noyau interagit.

Or, comme nous l'avons mentionné, les observations trouvent $\delta B/B \sim 1$, ce qui pourrait faire douter de la validité de l'approche. Casse et al. (2002) ont cependant montré numériquement pour la première fois que les résultats de l'approximation quasi-linéaire tenaient même lorsque la turbulence était importante. Ces considérations sont mentionnées ici car il est important de comprendre que l'équation de diffusion (ainsi que les autres termes que nous ajouterons par la suite) proviennent d'un traitement plus fin que la présentation donnée dans ce qui suit.

Traitement phénoménologique de la diffusion : Nous suivons ici la présentation intuitive (et compacte) reprise dans Maurin (2005). Nous allons travailler avec la densité de noyaux $N \equiv N(\mathbf{x}, E, t)$ définie comme le nombre de particules situées entre \mathbf{x} et $\mathbf{x} + d^3\mathbf{x}$ et d'énergie comprise entre E et $E + dE$,

$$N \equiv \frac{d^4 N}{(d^3 \mathbf{x} dE)}. \quad (8.1)$$

L'équation de transport de la densité de noyaux j s'écrit de façon standard comme

$$\frac{\partial N^j}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = q^j. \quad (8.2)$$

Le terme \mathbf{j} correspond au flux [$L^{-2}T^{-1}$] et le membre de droite est un terme source correspondant à l'injection et/ou à la disparition de noyaux j dans l'ISM ; pour l'instant, nous ne nous attarderons pas sur la nature de ce terme source. Dans le cas qui nous intéresse ici, la diffusion est responsable du flux de matière et nous pouvons utiliser la loi de Fick pour écrire le courant de diffusion comme $\mathbf{j} = \mathbf{j}_d = -K\nabla N$, où le coefficient de diffusion [K] = L^2T^{-1} dépend de l'énergie et éventuellement de la position. Nous pouvons alors récrire l'Eq. (8.2) de transport de la densité de noyaux pour retrouver l'équation standard de la diffusion,

$$\frac{\partial N^j(\mathbf{x}, E, t)}{\partial t} - \nabla \cdot (K^j(\mathbf{x}, E)\nabla N^j(\mathbf{x}, E, t)) = q^j(\mathbf{x}, E, t). \quad (8.3)$$

Cette équation est l'équation de base décrivant la propagation diffusive des rayons cosmiques. Dans l'approche que nous avons prise ici, le coefficient de diffusion K a été introduit de façon *ad hoc* comme une caractéristique de la Galaxie, mais rappelons qu'il peut être déterminé en fonction des autres grandeurs (pour peu qu'elles soient connues) par l'approche quasi-linéaire.

8.1.1.2 Convection due au vent Galactique

Après son émission par une supernova dans le disque, la propagation diffusive d'un noyau l'amène à passer la majorité de son temps dans le halo. Outre la diffusion, il est alors important de déterminer quelles conséquences ce halo peut avoir sur la dynamique des noyaux.

Les modèles de halo statique et dynamique : Dans le modèle du halo statique, ce dernier est simplement un volume s'ajoutant au volume du disque dans lequel les rayons cosmiques peuvent se propager. Cette idée de volume supplémentaire est très attrayante car elle permet i) d'expliquer naturellement la forte isotropie du rayonnement cosmique et, ii) de comprendre la différence entre la densité du gaz dans la Galaxie déduite des études des espèces radioactives d'une part, et la densité connue du disque galactique d'autre part (Jones 1991). Cependant, il a rapidement été montré qu'un tel halo statique, de faible densité et capable de piéger des particules de haute énergie, n'était pas réalisable. En particulier, les CR

eux-mêmes posséderaient une pression suffisante pour détruire ce type de halo (Webster 1975; Jones 1991).

Un modèle de halo dynamique, incluant les avantages du modèle statique, fut alors invoqué. En particulier, Jokipii (1976) a développé un modèle où les centres diffuseurs dans le halo sont convectés vers l'extérieur à la vitesse V_c . L'inclusion de cette vitesse de convection correspond à la prise en compte phénoménologique d'un vent galactique. Nous allons y revenir après un petit détour sur ce que sont les vents galactiques.

Vents galactiques : considérations théoriques et observationnelles Dans un premier modèle, Johnson & Axford (1971) considèrent qu'un vent galactique peut être créé de façon analogue aux vents stellaires de type Parker (à ceci près que le champ de gravité n'est pas celui d'une masse ponctuelle). L'émergence, à partir du disque, de particules relativistes et de champs magnétiques peuvent donner naissance à une couronne en expansion (Cesarsky 1980). Ce modèle souffre principalement de la géométrie sphérique qu'il présuppose, géométrie peu réaliste pour un traitement de la Galaxie.

Un autre mécanisme est évoqué par Ipavich (1975). L'idée première est que les ondes MHD, émises lorsque la vitesse d'écoulement des CR est supérieure à la vitesse de Alfvén du milieu, ont pour effet de coupler le gaz avec les noyaux, de sorte que les CR s'échappant du disque galactique peuvent entraîner du gaz dans leur mouvement. Un écoulement de gaz thermalisé, « le vent galactique », est donc créé, et s'éloigne du disque mince galactique où il prend sa source.

Quel que soit le mécanisme, Lerche & Schlickeiser (1982) ont montré comment l'inclusion d'un vent de convection dans un modèle de propagation diffusif d'électrons relativistes entraînait un changement de pente de leur spectre. Ce changement de pente a justement été observé dans l'émission radio de plusieurs galaxies et ne peut être expliqué par un modèle de halo statique (diffusif) ou complètement convectif. Ce résultat semble être une preuve indirecte de la présence d'un vent galactique et renforce la pertinence de son inclusion dans le modèle.

Inclusion de la convection dans l'équation de transport : De façon analogue à la diffusion, nous pouvons introduire le courant de convection des rayons cosmiques \mathbf{j}_c , qui est simplement proportionnel à la densité de noyaux et à la vitesse V_c de déplacement des centres diffuseurs dans le vent galactique, suivant ainsi l'idée du modèle de halo dynamique de Jokipii (1976). Nous avons alors

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_d + \mathbf{j}_c = -K\nabla N + V_c N . \quad (8.4)$$

Récrivant l'équation de transport (8.2), nous obtenons pour le noyau j ,

$$\frac{\partial N^j}{\partial t} - \nabla \cdot (K^j \nabla N^j - V_c N^j) = q^j \quad (8.5)$$

8.1.1.3 Création et destruction de noyaux

L'équation précédente est celle que nous allons utiliser dans le modèle à deux zones que nous détaillerons plus loin. Dans cette section, nous nous concentrons sur le terme source de l'Eq. (8.5), à savoir les processus responsables de la création ou de la destruction d'un noyau. Nous renvoyons le lecteur à Maurin (2001)⁴ pour une vue d'ensemble de la question des sections efficaces dans le cadre du rayonnement cosmique.

Il est utile de rappeler certaines définitions standard utilisées par la suite :

- Une espèce j est dite *primaire* si l'ensemble des noyaux j présents dans le rayonnement cosmique a été produit dans les sources (SNe) de celui-ci.
- Nous appellerons *secondaires* les noyaux du rayonnement cosmique qui ne sont eux pas présents au niveau des sources. Ces noyaux sont issus de la fragmentation de noyaux plus lourds lors de leur propagation dans la Galaxie (spallations, voir plus loin).
- Enfin, une espèce est dite *mixte* lorsqu'elle contient à la fois des noyaux primaires et secondaires.

⁴Cette thèse peut être obtenue à partir de <http://tel.ccsd.cnrs.fr/docs/00/04/78/51/PDF/tel-00008773.pdf>

Ces définitions prennent leur sens lorsque l'on s'intéresse aux « mécanismes » permettant la création des noyaux.

Création de noyaux : Regardons quels processus sont responsables de l'injection de noyaux j dans le milieu interstellaire, et qui contribuent positivement au terme source générique q^j .

- Espèces primaires : nous avons vu que ces noyaux sont exclusivement produits dans les explosions de supernovae dont nous caractérisons la contribution au noyau j par le terme $q_{\text{src}}^j(E)$.
- Espèces secondaires : elles sont le résultat de l'interaction de noyaux plus lourds avec l'hydrogène de l'ISM. La probabilité de création d'un noyau secondaire j à partir d'un primaire (plus lourd) i est relié à la section efficace de la réaction $i(+H) \rightarrow j$. Cette réaction est appelée *spallation* et la section efficace correspondante sera notée $\sigma^{i \rightarrow j} \equiv \sigma^{ij}$. Sommé sur l'ensemble des noyaux i plus lourds que le noyau j , nous trouvons

$$q_{\text{spal}}^j = n_H \sum_{i>j}^{i_{\text{max}}} \sigma^{ij} v^i N^i . \quad (8.6)$$

- Espèces mixtes : de façon évidente maintenant, le terme de création dans le cas le plus général est simplement

$$q_{\text{creation}}^j = q_{\text{src}}^j + n_H \sum_{i>j}^{i_{\text{max}}} \sigma^{ij} v^i N^i . \quad (8.7)$$

Destruction de noyaux : La destruction ne fait intervenir aucune différence selon le type de noyau (primaire, secondaire ou mixte) que l'on considère. Chaque noyau est caractérisé par une section efficace de destruction⁵ liée à la probabilité que le noyau soit détruit lors d'une collision (avec les atomes de l'ISM en ce qui concerne la propagation des CR). La section efficace de destruction⁶ d'un noyau j est notée σ^j . Appelons n_H la densité numérique d'atomes d'hydrogène⁷ (supposés au repos) dans le milieu interstellaire, et v^j la vitesse incidente du noyau j . La variation de N^j par unité de temps est alors donnée par

$$q_{\text{destruc.}}^j = n_H \sigma^j v^j N^j . \quad (8.8)$$

Nous pouvons maintenant récrire l'équation de transport avec le terme source générique $q^j = q_{\text{creation}}^j - q_{\text{destruc.}}^j$. Avec la convention de ne garder dans le terme de droite que la contribution « positive » du terme source, l'Eq. (8.5) devient,

$$\boxed{\frac{\partial N^j}{\partial t} - \nabla \cdot (K^j \nabla N^j - V_c N^j) + n_H \sigma^j v^j N^j = q_0^j + n_H \sum_{i>j}^{i_{\text{max}}} \sigma^{ij} v^i N^i} \quad (8.9)$$

8.1.1.4 Processus autres

Ce que nous classons sous le terme de « processus autres » ne doit pas être interprété comme étant d'importance moindre. Ceux-ci doivent en toute rigueur être pris en compte dans l'équation de transport. Cependant, dans l'étude que nous avons menée sur les noyaux lourds et que nous détaillons ci-après (§8.3), le but est de mettre en évidence des effets liés aux spallations, et seuls les trois processus déjà décrits ont été incorporés. Nous verrons dans la section suivante 8.1.1.5 que ceux-ci dominent effectivement sur les processus introduits ci-après. Nous allons dans cette brève section donner une idée de ce que sont ces termes, sans toutefois entrer dans les détails. Le lecteur souhaitant approfondir le problème est renvoyé à Seo & Ptuskin (1994) pour le traitement de la réaccélération (à 1D), à Jones (1990) pour un exemple de dérivation de l'équation de diffusion/convection générale, ou à Berezhinskii et al. (1990) pour une monographie complète sur le sujet.

⁵ Aussi appelée section efficace inélastique totale ou section efficace de réaction.

⁶ La dimension est celle d'une distance au carré et l'unité appropriée en physique nucléaire est le milibarn, 1 mb = 10^{-27} cm².

⁷ Nous faisons l'hypothèse ici que l'ISM est uniquement composé d'atomes d'hydrogène.

Les pertes continues : Il existe d'autres types d'interactions n'entraînant pas une destruction du noyau mais qui diminuent ou augmentent son énergie. Nous renvoyons de nouveau le lecteur à Maurin (2001) pour les formules et références correspondant à ces termes. Mentionnons cependant que ces pertes n'ont d'influence qu'à basse énergie (\lesssim quelques GeV).

1. Pertes par ionisation : le rayon cosmique (noyau) peut, dans la collision avec un atome de l'ISM, rester intact mais céder une partie de son énergie afin d'ioniser l'atome cible.
2. Pertes coulombiennes : le milieu interstellaire est en fait un plasma faiblement ionisé. Bien que son degré d'ionisation soit très faible, avec une densité d'électrons libres $n_e \sim 0.033 \text{ cm}^{-3}$, il est suffisant pour que les noyaux perdent une partie de leur énergie par interaction coulombienne avec ces électrons.
3. Pertes adiabatiques : le troisième type de perte dont nous allons faire état n'a pas une origine nucléaire. Il s'agit de la perte d'énergie résultant de l'expansion adiabatique due au vent galactique. La dérivation de l'équation de transport complète avec convection à partir de l'équation de Boltzmann (Jones 1990) fait apparaître, en plus des variations spatiale et temporelle, un terme de variation énergétique en $\nabla \cdot \mathbf{V}_c$ où \mathbf{V}_c est la vitesse du vent de convection.
4. Réaccélération (gain en énergie) : le processus de diffusion sur les irrégularités du champ magnétique, correspondant, rappelons-le, à la diffusion d'un noyau en résonance avec une onde de Alfvén, entraîne un gain d'énergie lorsque l'opérateur de collision de l'équation de Boltzmann est développé jusqu'au second ordre en énergie. Cette réaccélération⁸ stochastique est modélisée par Seo & Ptuskin (1994), auquel nous renvoyons le lecteur.

Les pertes catastrophiques : Les deux derniers processus que nous mentionnerons sont de nature nucléaire exclusivement. Pris en compte, ils interviendraient dans le terme source de l'équation de transport au même titre que la destruction des noyaux par les spallations. Ils sont souvent dénommés par le terme pertes catastrophiques, par opposition aux pertes continues.

1. Décroissance radioactive : certains noyaux du rayonnement cosmique sont naturellement instables par décroissance β^+ ou β^- . Ces deux réactions entraînent la création d'un isobare et respectivement d'un positron ou d'un électron. Les noyaux dont la décroissance β est le seul canal de désintégration sont très utiles : ils peuvent être utilisés comme chronomètres pour mesurer le temps moyen d'échappement des noyaux, et aider à la détermination de la taille du halo diffusif de la Galaxie (e.g., Donato et al. 2002). Nous reviendrons sur les radioactifs plus loin, lors de la motivation de l'étude menée sur les noyaux lourds.
2. Attachement ou arrachement d'électrons : un noyau se propageant dans l'ISM peut également attacher et ou se faire arracher un (ou plusieurs) électrons. Nous verrons que l'attachement d'électrons est un processus très important car il ouvre un nouveau canal de désintégration pour les noyaux instables par capture électronique. En outre, de nombreux noyaux lourds possèdent cette caractéristique. L'étude de la propagation des noyaux, prenant en compte la capture électronique, est un travail en cours dont nous donnerons quelques éléments dans le chapitre suivant.

8.1.1.5 Temps caractéristiques des différents processus

Les temps caractéristiques de chacun des processus renseignent sur leur importance relative. Nous les traçons sur la figure 8.2 en fonction de l'énergie pour un noyau de carbone (à gauche) et en fonction de la masse du noyau à une énergie de 1 GeV (à droite). Les formules pour la diffusion, la convection et les spallations peuvent être trouvées dans Combet et al. (2005). Les expressions utilisées pour les pertes énergétiques sont celles de Strong & Moskalenko (1998).

Si la convection domine l'échappement à faible énergie, la diffusion domine largement à haute énergie, sur tous les autres processus (figure de gauche). Nous voyons également que les pertes coulombiennes et par ionisation deviennent rapidement négligeables avec l'énergie. L'influence des spallations

⁸Par opposition à l'accélération initiale obtenue dans les chocs de SNe.

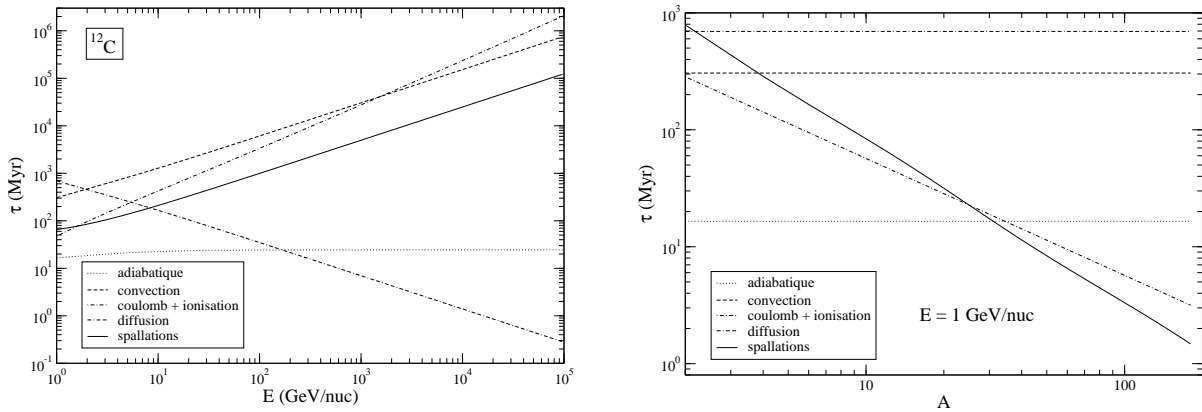


Fig. 8.2 – *A gauche* : temps caractéristiques des processus décrits dans ce chapitre en fonction de l'énergie d'un noyau de carbone C_6^{12} . Nous avons sommé les contributions des pertes d'énergie coulombiennes et par ionisation. Les temps de diffusion et de convection correspondent respectivement aux temps d'échappement de la Galaxie par un mécanisme de diffusion pure ou de diffusion + convection. *A droite* : idem mais en fonction de la masse du noyau, pour une énergie fixée à 1 GeV/nuc. Nous avons pris $A = 2Z$, ce qui explique les valeurs constantes obtenues dans certains cas.

diminue elle aussi avec l'énergie du noyau, mais nous voyons sur la figure de droite que les spallations deviennent le mécanisme dominant pour les noyaux lourds. Le calcul a été fait pour 1 GeV, mais la conclusion est la même à plus haute énergie (voir annexe E, Fig. E.1). Par ailleurs les pertes énergétiques dues à l'expansion adiabatique sont d'une part i) à peu près constantes avec l'énergie et ii) dominées par les spallations pour les noyaux lourds.

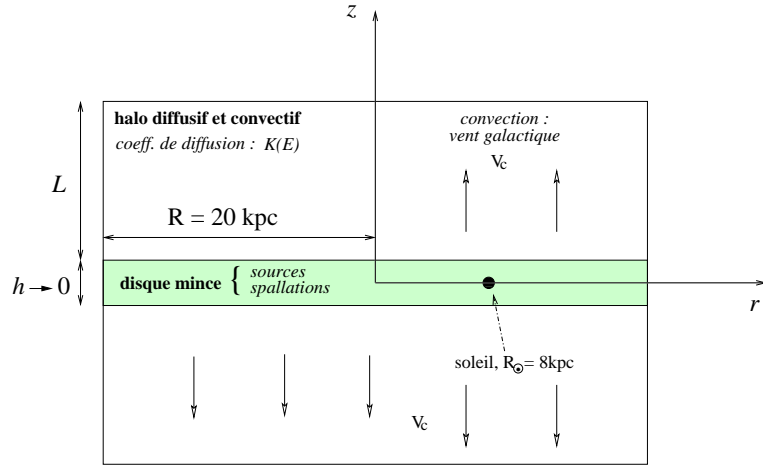
Finalement, dans le cadre d'une étude préliminaire, nous ne prendrons en compte que les effets dominants (pour les noyaux lourds) : nous nous limiterons à la diffusion et à la convection, sans prendre en compte les pertes continues qui leur sont associées. En ce qui concerne la partie nucléaire, nous incluons seulement les spallations et la destruction de noyaux, et négligerons les pertes d'énergie associées à l'interaction d'un noyau avec un atome ou un électron de l'ISM.

8.1.2 Modèle de diffusion à deux zones

Forts de l'équation de transport, il nous faut maintenant définir une configuration dans laquelle l'appliquer. Dans ce travail, nous nous basons sur le modèle de diffusion à deux zones (e.g., Webber et al. 1992), comme développé par Maurin et al. (2001) et ses articles associés (Donato et al. 2002; Maurin et al. 2002; Taillet & Maurin 2003). Dans cette approche, résumée par la figure 8.3, la Galaxie est représentée en coordonnées cylindriques, avec invariance autour de l'axe de rotation. Spatialement, les variables ne dépendent donc que de (r, z) . Dans cette géométrie, le disque galactique est supposé mince, d'épaisseur $2h$ très petite. Les sources du rayonnement cosmique sont localisées dans le disque exclusivement, de même que les processus de spallation. Le halo diffusif et convectif s'étend de part et d'autre du disque avec une extension L et nous supposons un vent convectif de vitesse V_c constante et dirigée⁹ selon z . Lorsqu'un noyau entre dans le halo, il n'y a plus de sources ni de gaz ambiant¹⁰ avec lequel il peut interagir ; les spallations tombent donc à zéro. Dans l'équation de transport, cela se traduit par la disparition de tous les termes sauf de ceux de diffusion et de convection. Nous faisons également l'hypothèse de la stationnarité temporelle de la densité de noyaux dans l'Eq. (8.9) et supposons également que

⁹Un vent constant dirigé selon z n'est bien sûr qu'une approximation simplificatrice : certains indices semblent indiquer que ce premier aurait plutôt une forme exponentielle ou linéaire (Strong & Moskalenko 1998). De plus, on pourrait également imaginer un vent qui ne soit pas strictement perpendiculaire au plan Galactique. Ces raffinements introduiraient cependant de nombreuses complications pour cette étude qui se veut préliminaire. De plus, nous avons montré que le vent n'influe finalement que peu sur les résultats (voir l'annexe E.2.3.1, Fig. E.5).

¹⁰Il reste en fait du gaz, mais de densité extrêmement faible par rapport à celle du disque (Berezinskii et al. 1990).



F . 8.3 – Représentation schématique du modèle de diffusion à deux zones ainsi que de ses principaux paramètres. La Galaxie est constituée d'un disque mince d'où les noyaux sont émis/produits et peuvent subir des spallations, et d'un halo où la diffusion et la convection sont les seuls processus influant sur leur parcours.

Le coefficient de diffusion ne dépend pas de la position. Il nous faut donc résoudre

$$-K\Delta N(r, z) + V_c \frac{\partial N(r, z)}{\partial z} + 2h\delta(z)\Gamma N(r, z) = 2h\delta(z)q(r) . \quad (8.10)$$

Dans cette équation, les facteurs $2h\delta(z)$ prennent en compte le fait que les sources et les spallations ne sont présentes que dans le disque situé en $z = 0$. Nous notons $\Gamma = n_H \sigma v$ le taux de destruction ($[\Gamma] = T^{-1}$) des noyaux. La résolution de cette équation se fait en développant les variables dans l'espace des fonctions de Bessel J_0 , dont le i -ème zéro est noté ζ_i . Nous ne donnerons ici que le résultat, en référant le lecteur à l'annexe E.5.1 pour une idée du calcul. En utilisant les développements,

$$N(r, z) = \sum_i N_i(z) J_0 \left(\zeta_i \frac{r}{R} \right)$$

et

$$q(r) = \sum_i q_i J_0 \left(\zeta_i \frac{r}{R} \right) ,$$

et avec les notations

$$S_i = \left(\frac{V_c^2}{K^2} + 4 \frac{\zeta_i^2}{R^2} \right)^{\frac{1}{2}} ,$$

$$A_i = V_c + K S_i \coth \left(\frac{S_i L}{2} \right) + 2h\Gamma ,$$

nous trouvons

$$N(r, z) = \exp \left(\frac{V_c z}{2K} \right) \sum_{i=1}^{+\infty} \frac{2hq_i}{A_i} \frac{\sinh \left(S_i \frac{L-z}{2} \right)}{\sinh \left(\frac{S_i L}{2} \right)} J_0 \left(\zeta_i \frac{r}{R} \right) . \quad (8.11)$$

Notons que cette équation a été résolue pour un terme source générique dans le disque $2h\delta(z)q(r)$. Il doit être défini de façon appropriée selon que l'on s'intéresse à une espèce primaire, secondaire, ou mixte.

Les deux paragraphes suivants visent à présenter deux résultats de ce modèle qui nous seront nécessaires dans la suite, pour comprendre et justifier partiellement l'étude menée en §8.2 sur les noyaux lourds. Les deux articles sur lesquels nous nous basons ici sont respectivement Maurin et al. (2001) et Taillet & Maurin (2003) pour chacune des sections suivantes. Nous utiliserons ces résultats, issus d'un traitement complet du transport, dans notre approche sans réaccélération (ou pertes d'énergie). Bien que rigoureusement inexact, il s'agit néanmoins d'une approche plus pertinente que celle consistant à traiter les paramètres du modèle comme libres.

8.1.2.1 Détermination des paramètres du modèle à partir de B/C

Le modèle est maintenant construit et il ne nous manque que les valeurs de ces paramètres pour pouvoir l'appliquer. Dans la version du modèle que nous utilisons – sans réaccélération¹¹ –, les paramètres sont i) la taille du halo diffusif L , ii) la vitesse du vent de convection V_c et, iii) le coefficient de diffusion spatiale $K(E)$. Ce dernier est choisi de la forme

$$K(E) = K_0 \beta \mathcal{R}^\delta, \quad (8.12)$$

où $\beta = v/c$ et \mathcal{R} est la rigidité¹². La détermination de $K(E)$ passe donc par 2 paramètres, sa normalisation K_0 et sa dépendance spectrale δ , ce qui amène les paramètres du modèle au nombre de quatre.

Expérimentalement, le rapport B/C est le mieux mesuré des rapport secondaire/primaire¹³, et ce sont sur ces données que les paramètres du modèle de diffusion à deux zones ont été établis dans Maurin et al. (2001). Ces auteurs ont procédé à une étude systématique de l'espace des paramètres et utilisé la méthode du χ^2 en confrontant chaque modèle à 26 points expérimentaux obtenus par la mission satellite HEAO-3. Ils ont ensuite confirmé que les modèles en « accord » avec B/C étaient également cohérents avec les données de sub-Fe/Fe (autre rapport secondaire/primaire). Avant de résumer leurs résultats, notons que leur analyse a été effectuée à partir de l'équation de transport complète, incluant pertes énergétiques et réaccélération. Ces auteurs montrent en particulier que la réaccélération ne peut être négligée¹⁴.

Dans l'espace des paramètres, Maurin et al. (2001) trouvent que les régions de faible χ^2 sont d'étroites bandes (vallées) impliquant une très forte corrélation entre toutes ces grandeurs. En particulier, il n'existe pas de bons modèles associant à la fois de faibles δ et de petites tailles de halo L . La situation inverse est également vraie. L'indice spectral δ est également contraint à [0.45-0.85], et pour une valeur de 0.6, le vent de convection est à son tour bloqué entre $8.5 \text{ km s}^{-1} < V_c < 12 \text{ km s}^{-1}$. Ceci est l'illustration de l'ajustement fin nécessaire pour reproduire les données. Avant de choisir les jeux de paramètres que nous utiliserons, nous allons tout d'abord les interpréter en terme de la distance d'origine des noyaux.

8.1.2.2 Distance d'origine des noyaux dans le modèle

Un autre aspect utile à la discussion qui suivra pour les noyaux lourds est d'identifier la distance typique d'où ont été émis les noyaux détectés au niveau de la Terre. Taillet & Maurin (2003) ont effectué cette étude et déterminé, pour différents jeux de paramètres autorisés, la distance maximale de laquelle pouvait provenir les noyaux. Nous ne présentons de nouveau que les résultats importants dans le cadre de notre étude des noyaux lourds.

Dans la géométrie du modèle, il existe deux bords : la limite du halo située en $z = L$ et la taille du disque en $r = R$. Ces auteurs ont montré que, même lorsque la distribution de sources s'étend à l'infini ($R \rightarrow \infty$), la taille finie du halo limite le nombre de noyaux pouvant atteindre un certain point. Plus la taille du halo est petite, plus les noyaux ont une origine locale (voir leur Table 1). D'autre part, ils trouvent la même distance d'origine pour les cas ($R = \infty, L = 20 \text{ kpc}$) et ($R = 20 \text{ kpc}, L = \infty$), ce qui indique que le facteur limitant dans le modèle est en fait la distance du bord le plus proche du point à atteindre. En pratique, le rayon de la Galaxie est observationnellement fixé autour de 20 kpc. Nous avons vu d'autre part que l'étude des paramètres du modèle contraint $1 \lesssim L \lesssim 15 \text{ kpc}$, ce qui implique que la taille du halo est le paramètre limitant la distance d'origine du rayonnement cosmique. Ce point est illustré par la figure 8.4 (à gauche), où sont représentées, dans le plan galactique, les surfaces d'origine de 99% des noyaux¹⁵ pour trois tailles de halo. Si la fonction source était uniforme, les contours seraient des cercles parfaits. Cependant, pour ce calcul, les auteurs ont choisi une fonction source plus réaliste, nulle en $r = 0$ et tendant exponentiellement vers zéro pour $r > R_\odot$, expliquant ainsi l'écart au cercle. Pour

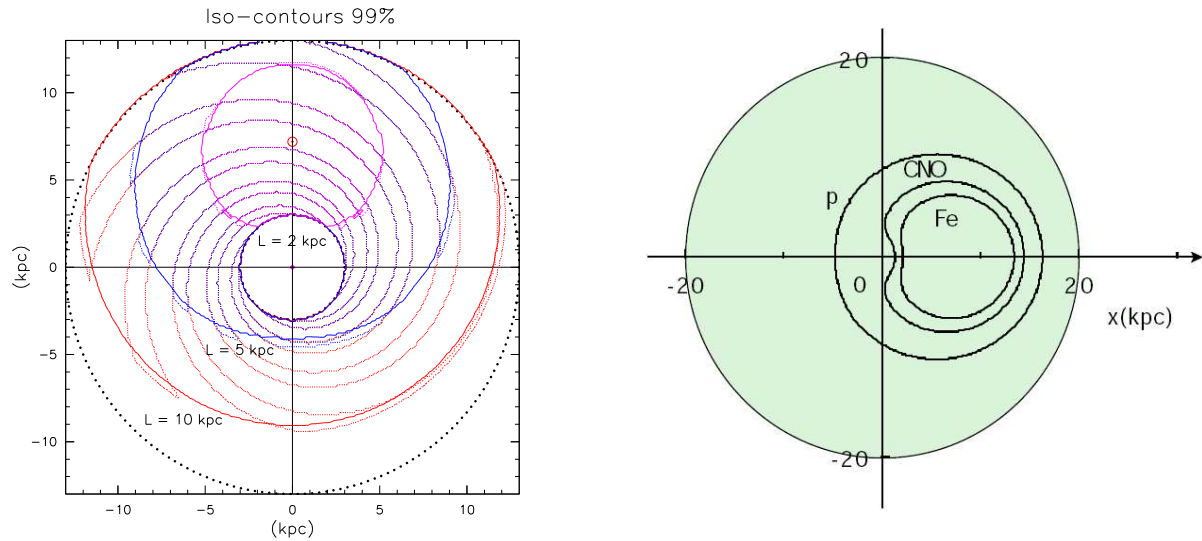
¹¹Si la réaccélération est prise en compte, la vitesse de Alfvén du milieu est un autre paramètre à ajuster (Maurin et al. 2001).

¹²La rigidité d'un noyau correspond au rapport de sa quantité de mouvement à sa charge, $\mathcal{R} = pc/eZ$, et s'exprime en giga-Volts (GV).

¹³Un calcul simple montre, que si nous nous mettons à suffisamment haute énergie (de sorte que seul le processus de diffusion joue), un rapport secondaire/primaire ne dépend que de $K(E)$. Ce n'est plus le cas quand les autres processus sont pris en compte, mais un tel rapport reste cependant ce qu'il y a de mieux pour extraire les paramètres de transport.

¹⁴Les modèles sans réaccélération n'ont jamais de faible χ^2 , quelle que soit la combinaison des autres paramètres.

¹⁵99% des noyaux détectés au niveau de la Terre proviennent de sources situées à l'intérieur de cette surface.



F . 8.4 – *A gauche* : surfaces d’origine de 99% des noyaux pour trois tailles de halo : $L = 2$ kpc (magenta), $L = 5$ kpc (bleu) et $L = 10$ kpc (rouge). Les surfaces sont centrées autour de la position du soleil, situé dans une région inter-bras, et représentées dans le plan galactique. Le « trou » situé autour du centre galactique provient de la forme de la distribution de source choisie. *A droite* : surfaces-99% pour trois espèces primaires (protons, CNO et Fe), dans un modèle avec $L = 6$ kpc. Ces deux figures sont tirées de Taillet & Maurin (2003).

	δ	K_0 (kpc ² Myr ⁻¹)	L (kpc)	V_c (km s ⁻¹)
max	0.46	0.0765	15	5
med	0.7	0.0112	4	12
min	0.85	0.0016	1	13.5

T . 8.1 – Les deux jeux « extrêmes » et le jeu « médian » de paramètres de diffusion utilisés dans ce travail, montrés compatibles avec les données B/C (Maurin et al. 2001). En particulier, le jeu médian est celui donnant le meilleur χ^2 (voir §8.1.2.1)

les modèles à petit L , l’origine des noyaux est très locale et cet effet ne se fait pas trop sentir (contour magenta) .

Pour ce premier point (illustré par la figure de gauche), seule la diffusion avait été prise en compte, de sorte que les résultats étaient indépendants du type de noyaux. Les auteurs ont refait le même calcul en incluant les spallations pour des noyaux primaires (protons, le groupe CNO et le Fer), pour un halo fixé à $L = 6$ kpc et dont les résultats sont présentés sur la figure 8.4, à droite. Le point important illustré par cette figure est que plus la masse du noyau est importante, plus son origine est locale. Les spallations sont bien sûr à l’origine de ce comportement puisque la section efficace de destruction augmente avec la masse du noyau. Ceci avait déjà été mentionné à partir de la figure 8.2. Cette distance d’origine dépend évidemment des paramètres de propagation : elle sera d’autant plus petite que L est petit et V_c grand¹⁶, et réciproquement. Cela nous permet de définir trois jeux de paramètres – choisis parmi l’ensemble des jeux autorisés –, respectivement minimal, médian et maximal par rapport à cette distance, qui sont réunis dans le tableau 8.1. Ces trois jeux sont ceux que nous utiliserons dans l’étude à suivre sur les noyaux lourds.

¹⁶Le vent de convection permet en fait de définir une taille de halo effective (Jones 1991), $L^* \sim K/V_c$.

A	Groupe	Jeu de paramètres (cf table 8.1)		
		min	med	max
10	LiBeB/C	240 pc	1.39 kpc	7.27 kpc
50	Sub-Fe/Fe	80 pc	440 pc	2.29 kpc
100	Z=44-48	50 pc	275 pc	1.45 kpc
200	Actinides	30 pc	170 pc	890 pc

Tab. 8.2 – Distance de spallation typique pour différents noyaux et coefficients de diffusion à 1 GeV/nuc. Les jeux de paramètres utilisés sont les trois jeux décrits dans la Tab. 8.1.

8.2 Le cas des noyaux lourds

Nous avons maintenant en main tous les éléments nécessaires à la compréhension de la phénoménologie du modèle de diffusion à deux zones que nous utilisons dans le cadre de l'étude des noyaux lourds. Nous commencerons avant tout (§8.2.1) par tenter de justifier l'inclusion de la bulle locale (distribution de matière dans les ~ 100 pc autour du soleil) au vu i) des résultats précédemment énoncés et ii) de l'étude de Donato et al. (2002) sur les noyaux radioactifs. Une seconde partie sera alors consacrée au modèle de diffusion incluant cette bulle dans son traitement (§8.2.2). Les résultats obtenus – qui sont plus largement développés dans l'annexe E (Combet et al. 2005) – seront résumés dans la prochaine section (§8.3).

8.2.1 Motivation et éléments pour la propagation

8.2.1.1 Distance typique de spallation

En revenant sur la question de l'origine des noyaux, Taillet & Maurin (2003) ont introduit une échelle spatiale r_{spal} qui caractérise les phénomènes de spallations. Elle est définie par

$$r_{\text{spal}} = \frac{K(E)}{h\Gamma_{\text{spal}}}, \quad (8.13)$$

où $K(E)$ est le coefficient de diffusion, h l'épaisseur du disque mince et $\Gamma_{\text{spal}} = n_H v \sigma$ est la section efficace de destruction (tiré pour cette étude de Letaw et al. 1983).

Comme déjà souligné par leur étude, les noyaux lourds ont une origine spatiale plus locale que les noyaux légers¹⁷. Nous illustrons ce point, pour les noyaux ultra-lourds, par la Table 8.2 qui regroupe les distances typiques de spallations pour différents noyaux et les trois jeux de paramètres de propagation donnés plus tôt, à une énergie de 1 GeV/nuc. Dans cette table, nous retrouvons le fait que, quel que soit le coefficient de diffusion, la distance typique de spallation décroît lorsque la masse du noyau augmente. La distance de spallation peut être, selon les paramètres de propagation, très petite lorsque l'on regarde les noyaux les plus lourds. Un autre point est le fait que les abondances de ces noyaux seront sensibles à des variations de densité dont l'échelle est de l'ordre de grandeur (ou plus grande) que leur distance de spallation. En particulier, pour les jeux de paramètres minimum et médian, la distance typique parcourue avant spallation pour les noyaux $A \geq 100$ varie entre 30 et 250 pc. Ce point est important et prendra tout son sens au regard du paragraphe suivant concernant la bulle locale.

8.2.1.2 Propriétés du LISM

La densité du milieu interstellaire local diffère sensiblement de celle moyennée sur l'ensemble du disque galactique. Le LISM est en fait une région sous-dense, de densité typique $n_H \sim 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, à comparer à la densité standard de l'ISM, $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$. La littérature réfère souvent à cette sous-densité en terme de cavité locale ou bulle locale¹⁸. La morphologie de cette dernière est très complexe,

¹⁷Leur étude, en s'arrêtant au Fer, n'allait cependant pas jusqu'au régime ultra-lourd.

¹⁸Précisons que la bulle locale est souvent associée à la composante chaude de la cavité locale (Maíz-Apellániz 2001). Cette distinction ne sera pas faite ici.

et Lallement et al. (2003) ont récemment réalisé une cartographie très complète du LISM et confirmé la présence de cheminées et de tunnels connectant « notre » bulle aux bulles voisines, telle la superbulle Loop 1. La géométrie globale est représentée par la figure 8.5. Précisons également que la sous-densité locale n'est pas un milieu homogène : il y a été identifié plusieurs petits nuages d'hydrogène atomique de densité $n_H \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$. En particulier, le système solaire fait partie d'un de ces nuages, celui que l'on appelle le nuage interstellaire local (LIC).

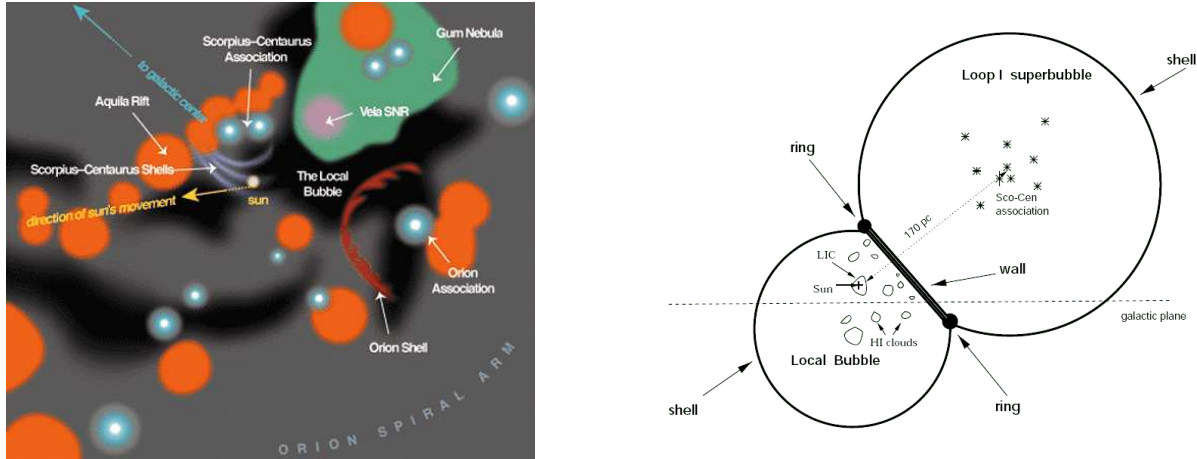


Fig. 8.5 – *A gauche* : illustration du milieu interstellaire local tel que schématisé par Frisch (2002). La boîte a une largeur de $\sim 460 \text{ pc}$. La bulle locale (en noir), sous-dense par rapport à l'ISM, est bordée par des « murs » d'hydrogène dus à plusieurs nuages interstellaires (en orange). Le soleil est quant à lui localisé dans une petite sur-densité. *A droite* : l'interaction de la bulle locale avec Loop 1 se traduit par un mur dense et comprimé par l'expansion des deux bulles (vu par la tranche et bordé d'un anneau) – figure tirée de Breitschwerdt et al. (2000). Voir par exemple Lallement et al. (2003) pour une représentation 3D tirée des observations.

La cavité est délimitée par un « mur » d'hydrogène atomique dont la distance au Soleil varie entre $\sim 60 \text{ pc}$ en direction du centre galactique et quelques centaines de pc en direction des cheminées et des tunnels vers les autres cavités (Lallement et al. 2003). Ces distances sont de l'ordre de grandeur des distances de spallations qui ont été calculées pour les noyaux les plus lourds pour différents paramètres de diffusion (voir Table 8.2). Au vu de ce qui précède, les dimensions de la sous-densité locale suggèrent donc que celle-ci pourrait avoir un effet sur les abondances des noyaux les plus lourds détectés au niveau de la Terre.

8.2.1.3 Motivation supplémentaire pour la prise en compte du LISM : les radioactifs

Avant de tester l'impact de la bulle locale pour les noyaux lourds, nous motiverons enfin nos travaux par ceux de Donato et al. (2002) qui ont montré l'importance que la bulle locale pouvait avoir sur les noyaux secondaires radioactifs. Ces auteurs ont inclus la bulle locale dans le modèle de diffusion à deux zones comme un trou de rayon a , tel que décrit par la figure 8.6. En raison de leur temps de vie fini, les noyaux radioactifs atteignant la Terre ont du être produits localement, à une distance plus grande que a , par spallations sur les atomes de l'ISM. Nous retrouvons la même discussion que pour les noyaux lourds, à savoir que le LISM doit dans ce cas être décrit avec précision.

Un petit calcul permet de démontrer l'impact de la bulle locale dans le cadre des noyaux radioactifs secondaires. Appelons $\Gamma = 1/\tau$ le taux de décroissance d'un noyau (secondaire) radioactif (temps de vie $\tau = \gamma\tau_0$ avec γ le facteur de Lorentz). Puisqu'il s'agit d'une décroissance spontanée, seule la distance parcourue importe pour la propagation d'un noyau radioactif et l'équation de transport pour un point source s'écrit simplement en sphérique comme

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial N}{\partial r} \right) - \frac{\Gamma}{K} N = \delta(r),$$

qui a pour solution, en posant $\alpha = \sqrt{\Gamma/K} = \sqrt{K\tau}$,

$$N(r) \propto \frac{e^{-\alpha r}}{r},$$

l'autre exponentielle étant tuée par la condition au bord $N(r \rightarrow \infty) = 0$. Ce résultat ne dépend que du module de la distance, et comme les sources des noyaux secondaires ne sont localisées que dans le disque et en dehors du trou, i.e. $q(r, z) \propto \Theta(r - a)\delta(z)$, il est avantageux d'exprimer cette distance en repassant dans notre géométrie cylindrique : celle-ci s'exprime comme $r \rightarrow \sqrt{r^2 + z^2}$. La densité du noyau secondaire radioactif considéré pour un trou de taille a est alors

$$N^a \propto \int_a^{R \rightarrow \infty} r dr \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-\alpha \sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}} \delta(z) dz.$$

L'intégration et la comparaison au cas sans trou ($N^{a=0} \equiv N^0$) donnent tout de suite

$$\frac{N^a}{N^0} = e^{-a \sqrt{K\tau}}.$$

Nous retrouvons le résultat de Donato et al. (2002), à savoir que l'effet de la sous-densité locale est d'atténuer exponentiellement la densité de noyaux radioactifs. En étudiant quelques noyaux radioactifs, en particulier ^{10}Be , ^{36}Cl et ^{26}Al , ces auteurs sont parvenus à reproduire les données expérimentales avec une taille pour la sous-densité de $a \sim 60 - 100$ kpc. Ces valeurs sont cohérentes avec celles obtenues par la communauté de scientifiques étudiant le LISM (voir section précédente).

8.2.1.4 Conclusion

Les considérations précédentes nous amènent à penser que la sous-densité locale peut influencer sur la propagation des noyaux lourds. Il ne faut pas perdre de vue, cependant, que la précédente formule – dérivée pour les radioactifs – ne s'applique pas aux noyaux lourds. Quand bien même tous deux sont créés au même endroit (c'est-à-dire dans le disque, hors du trou), le noyau lourd n'est détruit que par spallation dans le disque seul, et non dans tout le volume diffusif comme c'est le cas pour un radioactif. On n'attend donc plus d'atténuation exponentielle avec la taille du trou, mais un effet moindre ou légèrement différent, et l'idée est justement de quantifier cet effet, si effet il y a.

8.2.2 Modèle à deux zones + trou : prise en compte de la bulle locale

Nous allons, pour ce faire, suivre la modélisation proposée par Donato et al. (2002). Dans ce modèle, la bulle locale est incluse comme un trou circulaire de rayon a dans le disque mince, dans lequel la densité de gaz et de source est supposée nulle. En toute rigueur, ce trou devrait être situé autour de la position du soleil. Nous allons cependant le placer au centre du disque. Il s'agit d'une approximation simplificatrice, mais Donato et al. (2002) ont montré que les résultats n'étaient pas trop affectés par celle-ci. De la même manière, nous avons vu que les processus des noyaux lourds impliquaient une origine locale, de sorte que les résultats ne sont pas sensibles à la position du trou tant que celui-ci est « suffisamment » loin des bords. L'hypothèse de placer le trou au centre du disque galactique est donc valide puisque, pour ces noyaux, tout se passe en fait comme si le disque était infini. La nouvelle configuration du modèle est schématisée par la figure 8.6.

Dans ce contexte, la densité s'écrit sous la forme $n = n_H \Theta(r - a)$ – où Θ est la fonction saut de Heavyside. Cette densité vaut zéro dans le trou et n_H à l'extérieur et l'équation de transport que nous résolvons est de la forme,

$$-K\Delta N(r, z) + V_c \frac{\partial N(r, z)}{\partial z} + 2h\delta(z)n_H\Theta(r - a)\sigma v N(r, z) = 2h\delta(z)q(r). \quad (8.14)$$

Cette équation se résout de nouveau en passant dans l'espace des fonctions de Bessel. La dérivation est complètement traitée dans l'annexe E. La solution peut s'écrire sous la même forme que l'Eq. (8.11),

$$N(r, z) = \exp\left(\frac{V_c z}{2K}\right) \sum_{i=1}^{+\infty} \frac{2hQ_i}{A_i} \frac{\sinh\left(S_i \frac{L-z}{2}\right)}{\sinh\left(\frac{S_i L}{2}\right)} J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right), \quad (8.15)$$

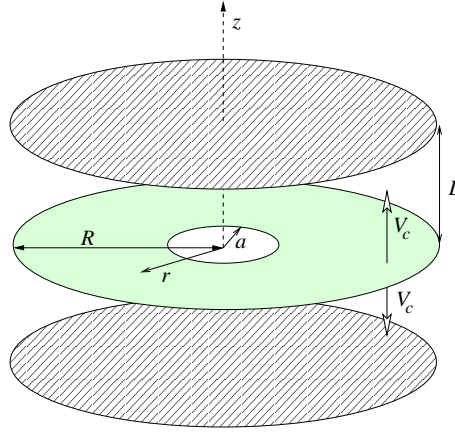


Fig. 8.6 – Schéma de la configuration du modèle de diffusion à deux zones avec la bulle locale prise en compte comme un trou de densité nulle et de rayon a . Le gaz et les sources sont situés exclusivement dans la zone verte.

mais où cette fois le terme Q_i peut être considéré comme un terme source effectif prenant la forme

$$Q_i = q_i \left(1 - \frac{4\Gamma a}{q_i R J_1^2(\zeta_i)} \sum_{j \neq i} M_{ij} N_j(0) \right),$$

avec

$$\begin{aligned} M_{ij} &= \frac{1}{\zeta_j^2 - \zeta_i^2} \left[\zeta_i J_0 \left(\zeta_j \frac{a}{R} \right) J_1 \left(\zeta_i \frac{a}{R} \right) - \zeta_j J_1 \left(\zeta_j \frac{a}{R} \right) J_0 \left(\zeta_i \frac{a}{R} \right) \right]; \\ A_i &= V_c + K S_i \coth \left(\frac{S_i L}{2} \right) + 2h\Gamma B_i; \\ B_i &= 1 - \frac{a^2}{R^2} \frac{1}{J_1^2(\zeta_i)} \left(J_0^2 \left(\zeta_i \frac{a}{R} \right) + J_1^2 \left(\zeta_i \frac{a}{R} \right) \right). \end{aligned} \quad (8.16)$$

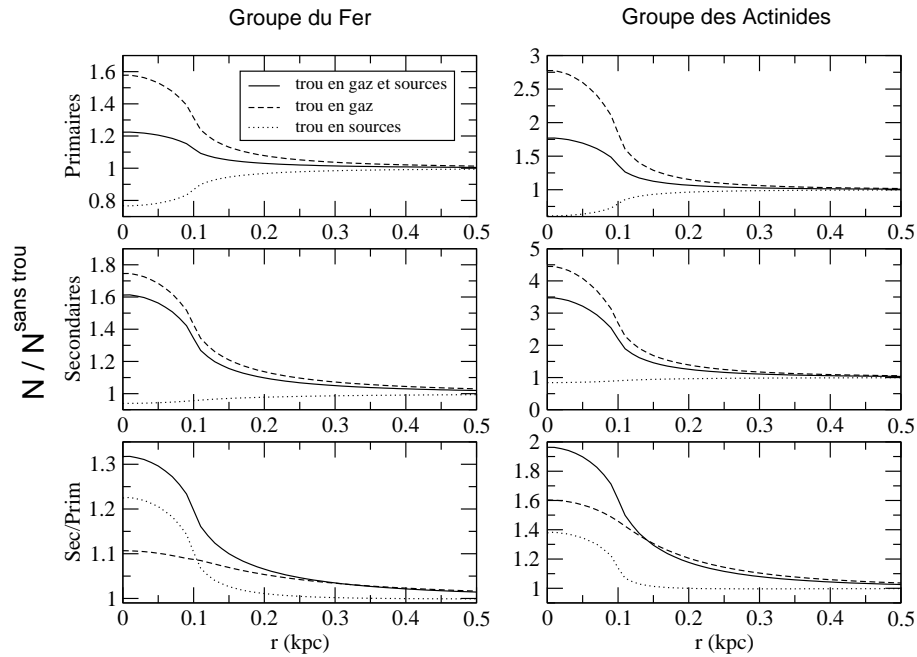
En faisant tendre la taille du trou vers zéro, nous retrouvons bien entendu l'Eq. (8.11). Notons que cette équation doit être résolue de manière itérative (voir annexe E.5.1). Notons que le terme source a de nouveau été traité de façon générique de sorte qu'il suffit de donner la forme appropriée à q_i : nous pouvons ainsi traiter le cas de sources présentes dans tout le disque (trou inclus), ou absentes du trou, en encore comme résultant des spallations lorsque nous traitons les secondaires.

8.3 Résultats choisis

Cette section ne vise qu'à résumer les principaux résultats obtenus dans Combet et al. (2005) – voir annexe E). En particulier, dans cet article, nous regardons l'influence de la sous-densité locale sous plusieurs aspects, en termes spatial et spectral, étudions l'effet d'un trou en sources de taille différente du trou de gaz et comparons également le modèle avec trou avec les autres modèles standards (modèle de diffusion sans trou, Leaky Box, et Truncated Weighted Slab). Nous ne rentrerons pas ici dans tous ces détails.

8.3.1 Profils radiaux

Une représentation des abondances en fonction de la distance à l'origine permet d'obtenir une bonne intuition de ce qu'il se passe et de mettre en évidence l'importance de l'environnement local pour les noyaux lourds. Il est d'autre part utile de représenter les résultats en terme du rapport entre le modèle considéré et le modèle de diffusion standard (sans trou), que nous dénommons *enhancement factor* sur la



F . 8.7 – *A gauche* : Groupe du Fer. *A droite* : Groupe des actinides. Rapport entre le modèle de diffusion avec trou (différentes configuration) et le modèle de diffusion standard (sans sous-densité) pour les primaires (*haut*), les secondaires (*milieu*) et le rapport Sec/Prim (*bas*). La taille du trou est fixée à $a = 100$ pc et le jeu de paramètres médian a été utilisé.

figure 8.7. Cette figure est décrite de manière extensive dans Combet et al. (2005). Nous y traçons pour trois configurations possibles de sous-densité¹⁹, les résultats obtenus pour les primaires et les secondaires des groupes du Fer ($A \sim 50$) et des actinides ($A \sim 200$).

Tout d’abord, remarquons qu’à une distance $r \sim 3a$, le rapport tend vers 1, indiquant que l’influence du trou sur la densité de noyau n’est que locale, quelle que soit la configuration considérée. L’impact est d’autre part maximal au niveau de l’observateur, en $r = 0$.

Pour les primaires, un trou en source, alors que du gaz est présent, fait décroître la densité par rapport à un modèle sans trou : ils ne peuvent être produits localement mais sont néanmoins détruits. Le raisonnement inverse explique le cas où les sources sont présentes (production locale) mais le gaz absent (pas de destruction) du trou. Le cas où à la fois sources et gaz sont absents se situe logiquement entre les deux cas précédents. Dans cette géométrie et avec les paramètres du modèle choisis, il semble que l’absence de gaz l’emporte sur l’absence de source puisque cette situation intermédiaire a une densité de primaires tout de même supérieure à celle du modèle de diffusion standard. Ce résultat dépend cependant de la géométrie : nous avons étudié ce phénomène dans un modèle en coquille (symétrie sphérique, voir Annexe C) et montré que le trou en source et en gaz ont pratiquement les mêmes contributions (au signe près). Le réalisme se trouve vraisemblablement entre ces deux géométries extrêmes (disque mince ou coquille). Le calcul et les résultats de la géométrie sphérique ont été reportés dans l’annexe C pour ne pas alourdir la présentation.

Par des raisonnements analogues à ce qui précède, il est possible de comprendre le comportement des secondaires et du rapport Sec/Prim. Nous laissons au lecteur le soin de consulter l’annexe E pour plus de détail. Nous clorons cette section en remarquant que :

- L’effet de la sous-densité, de quelque nature qu’elle soit, est toujours plus important dans le cas des actinides que pour le groupe du Fer, mettant de nouveau en évidence l’importance de l’environnement proche pour les noyaux ultra-lourds.
- Dans le cas extrême où seul le gaz et non les sources est absent dans un rayon de 100 pc, la

¹⁹Un trou vide en gaz mais pas en sources (configuration irréaliste mais utile pour l’exercice), un trou vide en sources mais pas en gaz et un trou vide en gaz et en sources.

densité des actinides i) primaires est multipliée par ~ 2.75 , ii) secondaires par ~ 4.5 et iii) le rapport Sec/Prim par ~ 2 par rapport au cas d'un modèle sans trou.

Dans ce cadre, nous en concluons, du moins pour les noyaux lourds, que les abondances sources nécessaires pour expliquer les données ne sont pas celles qui auraient pu être déduites par un modèle de diffusion standard ou un Leaky Box. Avec ce résultat, nous avons atteint le premier objectif que nous nous étions fixé : déterminer à l'« ordre zéro », si le LISM pouvait avoir un effet sur la propagation des lourds. A ce stade, nous sommes encore loin de pouvoir fournir une interprétation complète des données. Plusieurs étapes seront nécessaires pour y arriver (voir §9.1). En attendant, une interprétation naïve est proposée dans la section qui suit.

8.3.2 Abondances sources corrigées

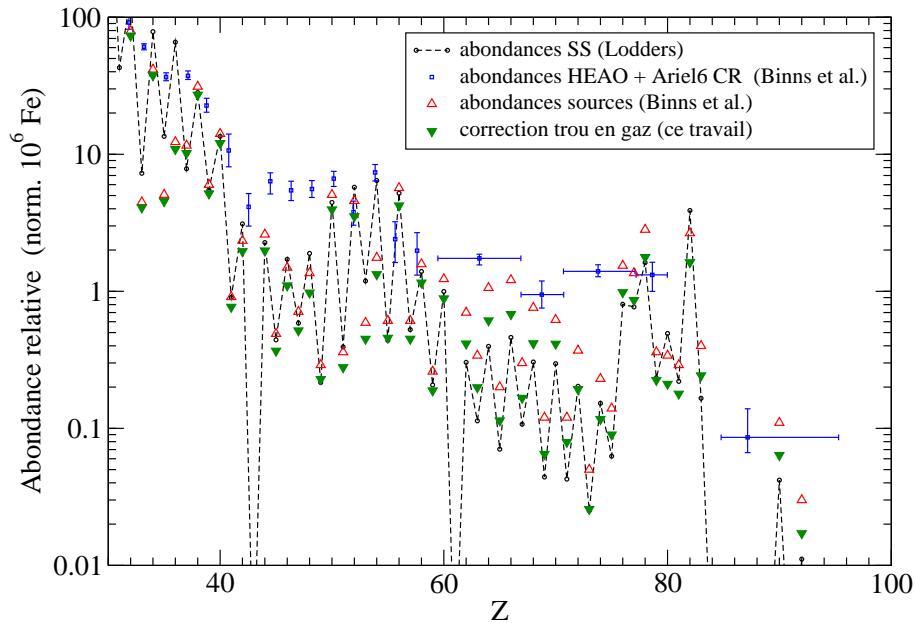
Au moment de cette étude, les données UHCRE étaient encore en cours d'analyse (Donnelly 2005). Nous avons donc utilisé les résultats des missions Ariel 6 et HEAO qui ont mesuré les abondances relatives (normalisées à Fe) des noyaux lourds du rayonnement cosmique. Les résultats montrent une surabondance des éléments $44 \leq Z \leq 48$, $62 \leq Z \leq 69$, $70 \leq Z \leq 74$ et des actinides ($Z \geq 88$) par rapport aux abondances solaires (voir Fig. 8.8, tirets et carrés bleus + barres d'erreurs). Binns et al. (1989) sont alors remontés aux abondances sources en utilisant un modèle de Leaky Box, équivalent, nous le rappelons, à un modèle de diffusion standard. Les résultats de ce calcul sont représentés par les triangles rouges de la figure 8.8. Si nous voyons un meilleur accord avec les abondances solaires pour les éléments $44 \leq Z \leq 48$, les abondances sources estimées pour les noyaux plus lourds sont encore en excès par rapport aux abondances solaires.

Nous avons calculé un facteur de correction grossier, dû à la propagation, à appliquer à un noyau A , pour différents modèles dont le Leaky Box et notre modèle de diffusion avec sous-densité locale. Nous avons alors corrigé les estimations des abondances sources estimées de Binns et al. (1989) pour obtenir celles dans un modèle de diffusion avec un trou en gaz. Les triangles verts (Fig. 8.8) sont les abondances corrigées que nous obtenons (en traitant les espèces surabondantes comme des secondaires pures). Nous trouvons que les abondances dérivées dans notre modèle sont globalement deux fois plus faibles que celles prédites par un Leaky Box. L'écart aux abondances solaires s'en trouve réduit pour les espèces les plus lourdes. Le traitement que nous avons mené est très rudimentaire : en particulier, nous n'avons supposé qu'un seul parent à ces espèces secondaires surabondantes ($A_{\text{prim}} = A_{\text{sec}} + 6$). Néanmoins, tout semble indiquer que la prise en compte de l'existence de la bulle locale dans la propagation des noyaux les plus lourds est un ingrédient important pour l'interprétation des données. Ce problème mérite donc d'être étudié plus avant afin de discuter les contributions des processus nucléosynthétiques r et s .

8.4 Conclusions pour cette étude

Nous avons étudié l'impact d'une sous-densité locale sur les noyaux lourds et ultra-lourds dans un modèle de diffusion à deux zones. Nous avons montré, dans une étude préliminaire (Combet et al. 2005) l'importance d'un effet qui n'avait jamais été considéré jusqu'alors. En résumé nous avons trouvé que :

- Les modèles du Leaky Box et de diffusion sont connus pour être équivalents pour les noyaux de faibles masses. Nous confirmons que cette équivalence existe également pour les noyaux lourds. Cependant, lorsque la bulle locale est prise en compte dans le modèle, cette équivalence cesse d'exister. Dans ce cas, le modèle de diffusion devient équivalent à un TWS (tranches pondérées tronquées), la sous-densité locale modifiant le PLD.
- Nous trouvons également que les espèces mixtes, comme Pt, sont les plus affectées par la présence de la sous-densité, et que cet effet est très dépendant du coefficient de diffusion, donc par l'Eq. (8.12), de l'énergie du noyau. Les espèces pures (primaires ou secondaires) sont elles moins affectées.
- Les abondances ré-estimées dans le contexte d'un trou en gaz, depuis $Z > 60$ jusqu'aux actinides, présentent un meilleur accord avec les abondances solaires. La contribution du processus r nécessaire pour expliquer les abondances des espèces lourdes pourrait en conséquence être plus



F . 8.8 – Cercles : abondances solaires (Lodders 2003). Carrés : données combinées de HEAO et Ariel (Binns et al. 1989). Triangles rouges vides : abondances sources déduites des données par le modèle du Leaky Box. Triangles verts pleins : abondances sources corrigées par la prise en compte d’une sous-densité locale dans le modèle de diffusion (jeu de paramètres médian).

faible.

L’ensemble des résultats sur lesquels se basent ces conclusions se trouvent dans l’annexe E.

Enfin, nous rappelons que ce travail n’avait pour but que de mettre en évidence l’importance qualitative que la bulle locale pourrait avoir sur les noyaux lourds. Nous pensons que cet objectif est atteint et il nous faut maintenant, afin d’obtenir des résultats plus quantitatifs, étudier la propagation en prenant en compte toute la cascade de noyaux, les pertes d’énergies, la réaccélération... bref tous les effets mentionnés en §8.1.1.4 et que nous avons négligé. Au préalable, il faudra aussi mener une étude similaire pour les noyaux instables par capture électronique, qui devraient également affectés par la sous-densité locale. Ce travail est actuellement en cours et nous en présentons les principales idées dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *Nature*, 439, 695
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2004, *Nature*, 432, 75
- Beck, R., Carilli, C. L., Holdaway, M. A., & Klein, U. 1994, *A&A*, 292, 409
- Berezinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S. 1990, *Astrophysics of cosmic rays* (Amsterdam : North-Holland, 1990, edited by Ginzburg, V.L.)
- Binns, W. R., Garrard, T. L., Gibner, P. S., et al. 1989, *ApJ*, 346, 997
- Breitschwerdt, D., Freyberg, M. J., & Egger, R. 2000, *A&A*, 361, 303
- Brown, J. C. & Taylor, A. R. 2001, *ApJ*, 563, L31
- Casse, F., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 023002
- Cesarsky, C. J. 1980, *ARA&A*, 18, 289
- Combet, C., Maurin, D., Donnelly, J., O’C. Drury, L., & Vangioni-Flam, E. 2005, *A&A*, 435, 151
- Donato, F., Maurin, D., & Taillet, R. 2002, *A&A*, 381, 539
- Donnelly, J. 2005, PhD thesis, Dublin City University
- Frisch, P. 2002, Voir l’URL <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap020217.html>
- Han, J. 2002, in *AIP Conf. Proc. 609 : Astrophysical Polarized Backgrounds*, ed. S. Cecchini, S. Cortiglioni, R. Sault, & C. Sbarra, 96–101
- Heesen, V., Krause, M., Beck, R., & Dettmar, R.-J. 2005, in *The Magnetized Plasma in Galaxy Evolution*, ed. K. T. Chyzy, K. Otmianowska-Mazur, M. Soida, & R.-J. Dettmar, 156–161
- Hummel, E., Beck, R., & Dahlem, M. 1991, *A&A*, 248, 23
- Ipavich, F. M. 1975, *ApJ*, 196, 107
- Johnson, H. E. & Axford, W. I. 1971, *ApJ*, 165, 381
- Jokipii, J. R. 1976, *ApJ*, 208, 900
- Jones, F. C. 1990, *ApJ*, 361, 162
- Jones, F. C. 1991, in *IAU Symp. 144 : The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, ed. H. Bloemen, 359–368
- Kulsrud, R. M. 2005, *Plasma physics for astrophysics* (Plasma physics for astrophysics, by R.M. Kulsrud Princeton series in astrophysics. Princeton, NJ : Princeton University Press, 2005)
- Lallement, R., Welsh, B. Y., Vergely, J. L., Crifo, F., & Sfeir, D. 2003, *A&A*, 411, 447
- Lee, L. C. & Jokipii, J. R. 1976, *ApJ*, 206, 735
- Lerche, I. & Schlickeiser, R. 1982, *A&A*, 107, 148
- Letaw, J. R., Silberberg, R., & Tsao, C. H. 1983, *ApJS*, 51, 271
- Lodders, K. 2003, *ApJ*, 591, 1220
- Longair, M. S. 1994, *High energy astrophysics. Vol.2 : Stars, the galaxy and the interstellar medium* (Cambridge : Cambridge University Press, |c1994, 2nd ed.)

- Maíz-Apellániz, J. 2001, *ApJ*, 560, L83
- Maurin, D. 2001, Thèse de doctorat, Université de Savoie
- Maurin, D. 2005, in Les Houches pre-doctoral school lecture
- Maurin, D., Donato, F., Taillet, R., & Salati, P. 2001, *ApJ*, 555, 585
- Maurin, D., Taillet, R., & Donato, F. 2002, *A&A*, 394, 1039
- Ohno, H. & Shibata, S. 1993, *MNRAS*, 262, 953
- Schlickeiser, R. 1989, *ApJ*, 336, 243
- Seo, E. S. & Ptuskin, V. S. 1994, *ApJ*, 431, 705
- Strong, A. W. & Moskalenko, I. V. 1998, *ApJ*, 509, 212
- Taillet, R. & Maurin, D. 2003, *A&A*, 402, 971
- Vallée, J. P. 2004, *New Astronomy Review*, 48, 763
- Webber, W. R., Lee, M. A., & Gupta, M. 1992, *ApJ*, 390, 96
- Webster, A. 1975, *MNRAS*, 171, 243
- Wentzel, D. G. 1974, *ARA&A*, 12, 71

Chapitre 9

Travaux en cours, perspectives et conclusions

9.1	Pour aller plus loin dans l'étude des noyaux lourds	155
9.1.1	La capture électronique : résultats préliminaires	155
9.1.1.1	Sections efficaces d'attachement et d'arrachement	156
9.1.1.2	Inclusion de la capture électronique dans le modèle	157
9.1.2	Perspectives et conclusions pour les noyaux lourds	158
9.2	Contexte plus général et ouverture	160
Résumé		161

Nous entamons maintenant le dernier chapitre consacré à la thématique du rayonnement cosmique, présentant les travaux en cours. Dans une première partie (§9.1), nous donnerons quelques détails sur ce que doit être la continuation de l'étude préliminaire développée dans le chapitre précédent. Nous en profiterons pour préciser les perspectives pour cette thématique des noyaux lourds. Dans un second temps (§9.2), nous replacerons, à titre de conclusion, le rayonnement cosmique dans un cadre plus large que celui correspondant aux travaux menés, afin de donner une idée des possibles à explorer.

9.1 Pour aller plus loin dans l'étude des noyaux lourds

Nous avons mis en évidence, dans le chapitre précédent, que les propriétés locales de l'ISM pouvaient avoir un effet sur les abondances des noyaux lourds en raison du grand taux de spallations qui leur était associé. Bien que rudimentaire, cette étude a apporté des résultats encourageants quant à l'impact du LISM sur les abondances mesurées. Afin d'obtenir des résultats plus quantitatifs, permettant l'interprétation des données de UHCRE, il est nécessaire de prendre en compte tous les ingrédients de la propagation, et en particulier le phénomène de la capture électronique qui n'a pas encore été traité.

9.1.1 La capture électronique : résultats préliminaires

La décroissance par capture électronique (CE) est un processus de décroissance nucléaire, au même titre que la radioactivité β^+ et β^- . Du point de vue du noyau fils de la réaction, ce mode de décroissance est assimilable à de la radioactivité de type β^+ : la différence vient cependant du fait que là où le noyau β^+ décroît spontanément, le noyau instable par CE a besoin d'attacher un électron avant de pouvoir décroître. La présence ou non d'un ou plusieurs électrons autour du noyau dépend donc des sections efficaces d'attachement et d'arrachement de ces électrons. Ce dernier point rend la décroissance de tels noyaux dépendante du milieu dans lequel ils se trouvent (selon que des électrons soient disponibles

ou pas). On commence ici à voir émerger le fait que la sous-densité locale du LISM puisse avoir son importance. Nous y reviendrons dans la suite.

Nous avons mentionné dans l'introduction générale sur le rayonnement cosmique que les noyaux étaient la plupart du temps complètement ionisés. Nous verrons, que ce n'est pas toujours le cas à basse énergie, plus particulièrement pour les noyaux lourds. En effet, les noyaux $Z < 30$ ont un temps de libre parcours moyen pour l'attachement d'un électron beaucoup plus grand que leur temps de confinement dans la Galaxie : en conséquence, la décroissance par capture électronique ne peut avoir qu'un effet mineur sur leurs abondances. Ce n'est, en revanche, pas le cas pour les noyaux plus lourds où ce processus doit être pris en compte (par exemple $^{57}_{27}\text{Co}$ et $^{100}_{46}\text{Pd}$ – noyaux lourds et ultra-lourds – ou encore l'isotope du plomb $^{202}_{82}\text{Pb}$). Soulignons que la gamme des temps de demi-vie couverte par la capture électronique est assez large, concourant à l'existence de comportements variés au niveau de la propagation : les temps de demi-vie s'étendent de $\sim 10^{-3}$ années pour les plus courts à $\sim 10^6$ années pour les plus longs (voir le tableau 3 de Letaw et al. 1984).

9.1.1.1 Sections efficaces d'attachement et d'arrachement

Avant de pouvoir faire quelque prédiction que ce soit pour les abondances des noyaux lourds, il est indispensable de connaître les sections efficaces d'attachement (et d'arrachement) d'électrons pour chaque noyau. Rappelons que, de même que pour les spallations, ces processus ne peuvent avoir lieu que dans le disque (là où le gaz est présent). Nous l'avons dit et répété, les noyaux du rayonnement cosmique possèdent rarement plus d'un ou deux électrons, et il s'agit donc d'ions de « type hydrogène ». Pour ces derniers, quelques études existent¹.

Sections efficaces d'attachement : L'attachement d'un électron par un noyau peut se faire par deux mécanismes, tous les deux bien détaillés dans Wilson (1978) et Letaw et al. (1984) :

- L'attachement non radiatif fait référence à un problème de mécanique quantique à trois corps, où deux noyaux, lors d'une collision, s'échangent un électron. La conservation de l'énergie et de l'impulsion se fait par le recul du noyau cible. La section efficace correspondante est donnée par Letaw et al. (1984). Il est cependant montré que ce mode d'attachement d'électrons est négligeable par rapport à l'attachement radiatif aux énergies qui nous intéressent.
- L'attachement radiatif considère, quant à lui, l'électron comme étant libre. La réaction implique donc l'émission d'un photon afin de conserver l'énergie et la quantité de mouvement du système. La section efficace de cette réaction, pour un attachement sur la couche 1s, est de la forme

$$\sigma_{\text{rad}}^{a,1s} = \frac{3}{2} \sigma_T Z_p Z_t \beta \gamma (\gamma - 1)^{-3} a^{4+2\xi} \exp \left[-2(a/\beta) \cos^{-1} a \right] [M(\beta)(1 + R(a)) + \pi a N(\beta)] , \quad (9.1)$$

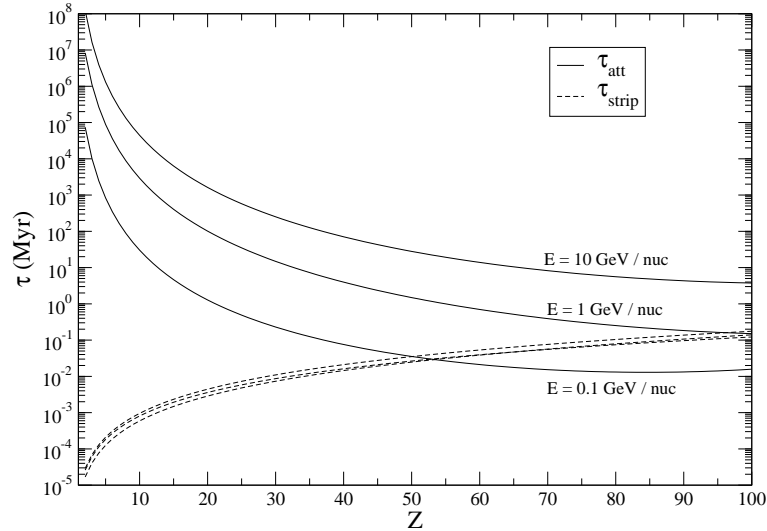
où σ_T est la section efficace de Thompson, $a = \alpha Z_p$, $\xi = (1 - a^2)^{1/2} - 1$ et

$$\begin{aligned} M(\beta) &= \frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma - 1)}{\gamma + 1} \left[1 - \frac{1}{2\beta\gamma^2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right] , \\ N(\beta) &= \frac{1}{15\beta^3} (-4\gamma + 34 - 63\gamma^{-1} + 25\gamma^{-2} + 8\gamma^{-3}) - \frac{\gamma - 2}{2\beta^2\gamma(\gamma + 1)} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) , \\ R(a) &= \exp(-8.4a^2 + 14a - 8.28) . \end{aligned}$$

La section efficace totale d'attachement radiatif calculée sur l'ensemble des couches libres du noyau, ne fait intervenir qu'une constante numérique, et $\sigma_{\text{rad}}^{a,\text{tot}} = 1.202 \sigma_{\text{rad}}^{a,1s}$.

Section efficace d'arrachement : Un électron peut également être arraché à son noyau lors du passage d'un noyau dans du gaz. Sans rentrer dans les détails, Letaw et al. (1984) ont donné son expression

¹La plupart des résultats ont été obtenus dans les années 70, généralement à partir de formules empiriques ajustées sur des travaux expérimentaux (Raisbeck et al. 1978).



F . 9.1 – Temps caractéristiques d’attachement et d’arrachement d’électrons (en Myr) en fonction de la charge du noyau. Trois énergies ont été considérées. Notons que l’arrachement ne dépend que très peu de l’énergie.

comme

$$\sigma_{\text{strip}} = 4\pi a_0^2 \left(\frac{\alpha}{Z_p \beta} \right)^2 (Z_t^2 + Z_t) C_1 \left(\ln \frac{4\beta'' \gamma^2}{C_2 \alpha^2 Z_p^2} - \beta^2 \right), \quad (9.2)$$

où $C_1 = 0.285$ et $C_2 = 0.048$.

Temps caractéristiques : A partir de ces sections efficaces, nous définissons le taux d’attachement ou d’arrachement comme $\Gamma = n_{\text{ISM}} \sigma v$, et le temps caractéristique correspondant par $\tau = 1/\Gamma$. Sur la figure 9.1, nous avons tracé les temps caractéristiques de ces deux processus en fonction de la charge du noyau, pour trois énergies différentes. Tout d’abord, nous constatons que l’arrachement d’électrons domine sur l’attachement pour les noyaux légers, quelle que soit l’énergie. Ce n’est plus le cas pour les noyaux ultra-lourds, en particulier aux faibles énergies où l’attachement devient alors dominant. N’oublions pas que nous nous intéressons à la décroissance par capture électronique, et qu’en conséquence, le temps de demi-vie des noyaux instables par CE est une troisième échelle de temps à considérer dans le problème. Imaginons qu’un noyau instable par CE ait attaché un électron : si son temps de demi-vie est plus petit que le temps d’arrachement, alors il pourra décroître. Sinon, l’électron sera arraché avant que la décroissance n’ait lieu. Plusieurs processus sont en compétition avec des temps caractéristiques pouvant être du même ordre grandeur. Il est donc indispensable de mener une étude assez poussée avant de pouvoir se prononcer sur l’importance de la combinaison « CE + bulle locale » sur les abondances. Notons aussi, que les seules études jamais menées dans le cadre de la CE pour les noyaux lourds, l’ont été pour le modèle du *Leaky Box*² (LB) seul. Ainsi, même si la bulle locale n’avait pas d’effet, la comparaison du modèle de diffusion à deux zones sans trou avec le LB serait déjà intéressante à mener.

9.1.1.2 Inclusion de la capture électronique dans le modèle

Prendre en compte la capture électronique dans le modèle se traduit par une modification de l’équation de transport, et par l’ajout d’un nouveau terme de perte catastrophique. De plus, dans le cas spécifique de la capture électronique, pour chaque noyau, l’équation de transport se transforme en un système de n

²Le modèle du *Leaky Box* fut le premier développé pour l’étude de la propagation des noyaux. Dans ce formalisme très simple, seule la quantité de matière traversée par une particule est prise en compte. Ces modèles s’opposent aux modèles de diffusion à deux zones prenant, eux, en compte la géométrie de la Galaxie. Il a notamment été montré que *Leaky Box* et modèle de diffusion (sans trou) étaient équivalents pour les noyaux stables, mais pas pour les radioactifs.

équations couplées faisant intervenir la densité des noyaux ayant respectivement 0, 1, ..., (n - 1) électrons attachés. Bien que ne présentant pas de difficulté insurmontable sur le principe, les solutions sont de plus en plus lourdes à gérer.

A titre illustratif, nous donnons la forme du système d'équations à résoudre dans le cadre du modèle de diffusion incluant la présence d'une sous-densité locale (et où nous avons négligé les termes de « pertes continues »³). Supposons le cas le plus général où les noyaux ont à la fois un canal de désintégration β et un canal CE. Nous appelons Γ_β le taux de désintégration β et $\Gamma_{\beta+CE}$ le taux joint de désintégration β et CE du noyau ayant attaché un ou plusieurs électrons. Les quantités Γ_{att} et Γ_{strip} sont respectivement les taux d'attachement et d'arrachement d'électrons et Γ_{spal} sera le taux de spallations, tel que vu dans le chapitre précédent. Nous noterons aussi N^0 le noyau complètement ionisé, N^- le noyau ayant attaché un électron et N^{2-} celui en ayant attaché deux. Il est possible de continuer à des ordres plus élevés, mais il est toutefois nécessaire de tronquer la série pour fermer le système. Un des points à déterminer est d'ailleurs l'ordre auquel il faut monter pour que les densités ne dépendent justement plus de cet ordre⁴. Le système d'équation s'écrit en définitive de façon analogue à l'Eq. (8.14), sous la forme :

$$-K\Delta N^0 + V_c \frac{\partial N^0}{\partial z} + 2h\delta(z)N^0\Theta(r-a)(\Gamma_{\text{spal}} + \Gamma_{\text{att}}^0) + \Gamma_\beta N^0 = 2h\delta(z)[q + \Theta(r-a)\Gamma_{\text{strip}}^- N^-], \quad (9.3)$$

$$K\Delta N^- + V_c \frac{\partial N^-}{\partial z} + 2h\delta(z)N^-\Theta(r-a)(\Gamma_{\text{spal}} + \Gamma_{\text{att}}^- + \Gamma_{\text{strip}}^-) + \Gamma_{\beta+CE} N^- = 2h\delta(z)\Theta(r-a)[\Gamma_{\text{att}}^0 N^0 + \Gamma_{\text{strip}}^{2-} N^{2-}], \quad (9.4)$$

$$K\Delta N^{2-} + V_c \frac{\partial N^{2-}}{\partial z} + 2h\delta(z)N^{2-}\Theta(r-a)(\Gamma_{\text{spal}} + \Gamma_{\text{att}}^{2-} + \Gamma_{\text{strip}}^{2-}) + 2\Gamma_{\beta+CE} N^{2-} = 2h\delta(z)\Theta(r-a)[\Gamma_{\text{att}}^- N^-]. \quad (9.5)$$

Nous avons fermé le système en ne prenant pas en compte l'arrachage d'électrons des noyaux N^{3-} dans le terme de droite de la dernière équation. La forme des solutions à ces trois équations ne sera pas donnée ici, mais nous nous contenterons de dire qu'elle prennent la même forme que celles du chapitre précédent, avec utilisation des fonctions de Bessel, et méthode itérative pour le calcul. La complication vient du fait que cette fois, l'itération devra se faire avec des termes croisés entre les différentes concentrations en ions, rendant l'implémentation délicate. Ce travail est en cours de réalisation.

Il est néanmoins possible de donner quelques résultats préliminaires, en utilisant la configuration plus simple où il n'y a pas de trou (la fonction $\Theta(r-a)$ disparaît alors du système d'équations ci-dessus). Nous représentons sur la figure 9.2 les fractions N^*/N^0 de noyaux (avec $N^* = N^-, N^{2-}$) ayant un ou deux électrons attachés, rapporté au nombre de noyaux complètement ionisés. Comme attendu à partir des taux d'attachement et d'arrachement, les fractions sont insignifiantes pour les noyaux légers et lourds. Cependant, pour $Z \sim 40$, les courbes décollent et le nombre de noyaux ayant attaché un ou deux électrons devient rapidement un fraction raisonnable du nombre de noyaux « nus ». Pour les noyaux les plus lourds, la fraction N^-/N^0 atteint même 60%. Un tel pourcentage signifie que la moitié des noyaux instable par CE peut disparaître si leur temps de décroissance est plus petit que le temps d'arrachement.

9.1.2 Perspectives et conclusions pour les noyaux lourds

La motivation initiale de ce projet sur les noyaux ultra-lourds (du rayonnement cosmique) venait de la volonté d'avoir un modèle de propagation prenant en compte tous les effets importants pour ces derniers, afin de pouvoir interpréter au mieux les données expérimentales de UHCRE. Nous avons procédé par étape, séparant ainsi les différents processus et leurs effets.

³Les pertes énergétiques et la réaccélération.

⁴Notons que les concentrations en divers ions pour une même espèce peuvent aussi être évaluées pour des noyaux stables par CE. En utilisant le formalisme d'un modèle plus simple comme le *Leaky Box*, il semble falloir monter jusqu'au quatrième ordre pour que les solutions convergent pour de tels noyaux. Nous n'avons jusque là pas implémenté plus de deux niveaux dans le cadre du modèle de diffusion en raison de la lourdeur des calculs.

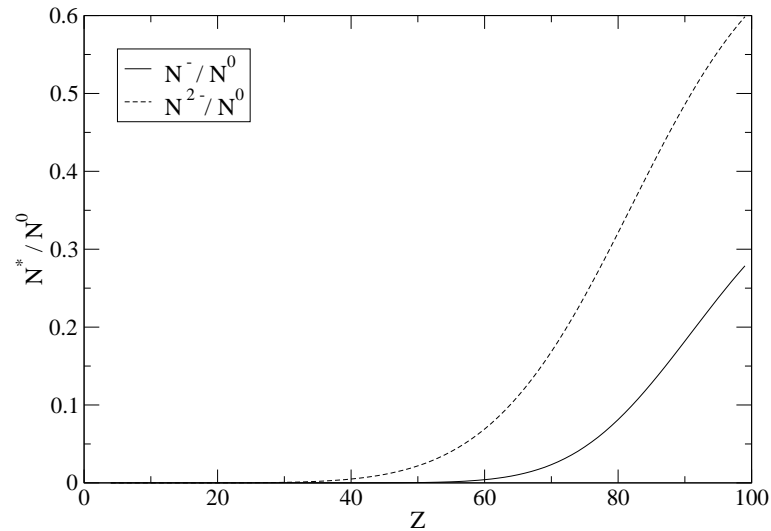


Fig. 9.2 – Fraction de noyaux avec un ou deux électrons attachés, relative au nombre de noyaux complètement ionisés, tracée en fonction de la charge. Le jeu de paramètres de propagation médian (voir p. 145) à été utilisé dans ce modèle de diffusion où la sous-densité locale n'est pas prise en compte. L'énergie est fixée à 1 GeV/nuc.

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté une étude préliminaire concernant l'influence de la bulle locale sur les noyaux lourds. Ce travail ne prenait en compte que les spallations et nous avons montré qu'il existait un effet potentiellement important du LISM sur la propagation de ces noyaux. Dans une étude antérieure, Donato et al. (2002) avaient montré que la présence de la bulle locale était également importante pour les noyaux radioactifs. La sous-densité locale apparaît donc comme un élément indispensable à prendre en compte dans un modèle de propagation ambitionnant de traiter l'ensemble des noyaux.

La seconde étape de l'étude, toujours en cours – et brièvement détaillée dans ce chapitre – concerne la tendance de nombreux noyaux lourds et ultra-lourds à être instables par capture électronique. Il semble raisonnable de penser que la sous-densité locale peut de nouveau avoir un rôle à jouer puisque les noyaux à l'intérieur de celle-ci ne pourront plus attacher d'électrons. Cependant, comme nous l'avons mentionné, la situation fait intervenir plusieurs temps caractéristiques et, à ce jour, il est difficile de prédire ce que seront les résultats. A cet effet, nous sommes entrain de terminer une étude bibliographique visant à mettre à jour les sections efficaces (d'arrachement, d'attachement, mais aussi de fragmentation) puisque la problématique y est très sensible. En parallèle, il nous faudra implémenter les solutions de l'équation de diffusion prenant en compte la bulle locale, en allant si nécessaire à des ordres supérieurs à 3 pour fermer le système d'équations (pour être sûrs d'avoir « atteint » la convergence des solutions). Lorsque cela sera fait, nous serons en mesure de réaliser une étude du même genre que celle détaillée dans le chapitre précédent, afin de montrer quantitativement les effets de la bulle locale sur les noyaux à capture électronique, si effet il y a.

Dans une dernière étape, il faudra alors prendre en compte tous les termes entrant dans l'équation de diffusion dans une simulation globale, incluant les différents canaux de désintégration et une cascade de noyaux réaliste⁵. De plus, pour le moment, nous avons toujours négligé les pertes énergétiques. Ces dernières devront être réinsérées dans le modèle lors de cette dernière étape visant à « recoller tous les éléments ensemble ». C'est seulement lorsque cela sera fait que nous pourrons tenter d'interpréter les données de l'expérience UHCRE décrite dans le chapitre introductif. A terme, l'objectif est donc d'introduire l'ensemble des résultats que nous obtiendrons dans un code de simulation existant (développé par D. Maurin et collaborateurs), afin d'étendre ce dernier aux noyaux les plus lourds. Ceci permettra de compléter un outil général pour l'étude de la composante nucléaire du rayonnement cosmique et pourra

⁵Dans les études que nous avons menées, nous avons toujours considéré la situation générique d'un noyau primaire ou d'un noyau secondaire n'ayant qu'un seul parent. Cette situation n'est bien sûr pas réaliste.

être utile pour l'interprétation/ré-interprétation des données des missions passées, présentes et futures.

9.2 Contexte plus général et ouverture

Pour terminer cette partie, élargissons notre vision du rayonnement cosmique, afin de nous replacer dans un cadre plus général ne se limitant pas aux noyaux lourds. La figure 9.3 permet de résumer visuellement l'ensemble des problématiques liées aux GCRs ainsi que les différentes expériences associées (en cours ou futures).

La complexité de cette figure reflète la complexité du problème : les sources du rayonnement cosmique peuvent émettre des rayons X et γ comme sous-produits de l'accélération d'électrons et de protons. Ces derniers se propagent dans la Galaxie en interagissant avec les atomes de l'ISM et avec les champs de rayonnements qu'elle abrite pour donner différents produits, sous forme de rayonnement ou de particules. Chacun de ces signaux est grandement lié à la propagation des espèces chargées et donc aux propriétés magnétiques de la Galaxie et à son contenu en gas (voir §8.1.1).

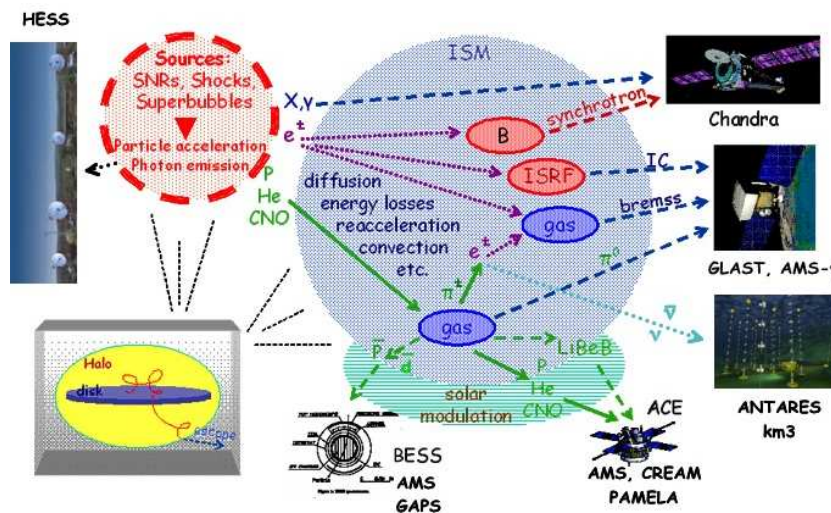


Fig. 9.3 – Représentation schématique des nombreux aspects liés à la problématique du rayonnement cosmique Galactique : des sources à la propagation, et des observables aux expériences, de nombreuses thématiques sont imbriquées. Figure adaptée de Moskalenko et al. (2004) par D. Maurin.

Le flux d'anti-protons et la recherche de matière noire : Notons en particulier que certaines anti-particules (espèces secondaires), principalement des positrons, anti-protons et anti-deutérons, sont produits lors de la propagation (par la composante protons et Hélium, voir figure). Depuis une vingtaine d'années maintenant, suite à certains « excès » observés dans des expériences, « excès » par rapport aux prédictions « standard⁶ », les physiciens des particules sont retournés vers le rayonnement cosmique, en essayant de trouver là une manifestation d'une nouvelle physique⁷

Si les modèles n'utilisant que de la physique standard parviennent maintenant à reproduire le flux d'anti-protons (Donato et al. 2001), cela ne signifie pas qu'une composante exotique primaire ne soit pas présente. J'ai la chance de participer⁸ à une étude visant à estimer les incertitudes de la modélisation astrophysique sur le flux d'anti-protons primaires (exotiques) dans des modèles de diffusion – modèles

⁶Signal astrophysique calculé par des processus de physique standards.

⁷Un des buts de la discipline aujourd'hui est de dépasser le modèle standard de physique des particules, et de fournir, par la même occasion, une solution au problème de la matière noire dans l'univers. Nous sommes en plein cœur du domaine de l'astro-particule.

⁸Bien que j'ai contribué aux calculs de l'étude mentionnée ici, je me situe plus comme un touriste se contentant de suivre la route mise en place par le *Tour Operator*. Cela était déjà vrai pour les noyaux lourds, mais la « route » était plus une « piste balisée » que le « tapis roulant » dont il est question ici !

similaires à ceux étudiés pour les noyaux lourds. Les sources de l'équation de transport ne se limitent alors plus au disque, mais sont également présentes dans le halo diffusif (« rempli » de matière noire). Au jour d'aujourd'hui, ma contribution à ce travail s'est limitée à participer aux calculs, aussi je manque de recul pour pouvoir en parler plus avant et je n'en dirai donc pas plus⁹. Quoiqu'il en soit, ce travail m'aura permis d'entre-apercevoir un nouvel aspect de la très riche thématique du rayonnement cosmique, et il me semblait important de terminer sur ces vastes perspectives.

⁹Un papier Maurin, Taillet & Combet devrait être soumis prochainement.

Bibliographie

Donato, F., Maurin, D., Salati, P., et al. 2001, *ApJ*, 563, 172

Donato, F., Maurin, D., & Taillet, R. 2002, *A&A*, 381, 539

Letaw, J. R., Silberberg, R., & Tsao, C. H. 1984, *ApJS*, 56, 369

Moskalenko, I. V., Strong, A. W., & Reimer, O. 2004, in *ASSL Vol. 304 : Cosmic Gamma-Ray Sources*, astro-ph/0402243, ed. K. S. Cheng & G. E. Romero, 279

Raisbeck, G. M., Crawford, H. J., Lindstrom, P. J., et al. 1978, in *International Cosmic Ray Conference*, 67–71

Wilson, L. W. 1978, in *International Cosmic Ray Conference*, 274–279

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Quelques éléments de MHD et d'autosimilarité

A.1 De la théorie cinétique à la MHD idéale : les grandes étapes	165
A.1.1 Deux approches pour l'obtention de l'équation de Boltzmann ou Vlasov	166
A.1.2 Equations fluides	168
A.2 L'approche magnétohydrodynamique	169
A.2.1 Les équations	170
A.2.2 Ondes MHD et points critiques	171
A.3 L'autosimilarité	172
A.3.1 Survol	172
A.3.2 Autosimilarité radiale et modification des points critiques MHD	173
Résumé	173

Dans cette brève annexe, nous souhaitons donner quelques détails sur les deux principaux outils dont nous nous servirons dans le modèle de transit, à savoir la magnéto-hydrodynamique (MHD) et l'autosimilarité. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, le modèle de transit se place dans le cadre de la MHD idéale. Au-delà du simple rappel de ces équations, nous saisissons l'opportunité de ce chapitre pour en dire un peu plus sur les équations de la physique des plasmas. En particulier, nous souhaitons rappeler ici que la description MHD est le résultat de nombreuses approximations faites à partir de l'approche cinétique, seule description «exacte» d'un plasma. Nous suivrons une approche très classique et ne donnerons pas de références dans le corps de cette partie. Les ouvrages de Liboff (2003), Choudhuri (1998), Kulsrud (2005) ainsi que les cours de Sauty & Savoini (2002) et Koskinen (2005) auront été largement utilisés. Dans un second temps, nous nous intéresserons au concept d'autosimilarité, également fondamental au modèle.

A.1 De la théorie cinétique à la MHD idéale : les grandes étapes

L'état de plasma est souvent référé comme étant le quatrième état de la matière, au côté des états solide, liquide et gazeux. Un gaz est appelé plasma lorsque que le système est partiellement ou totalement ionisé, c'est-à-dire qu'il existe des charges libres. Dans ce cas, le mouvement d'une particule est affecté, du point de vue microscopique, par les champs électromagnétiques créés par chacune des autres particules. Comme souvent pour les systèmes comprenant un grand nombre de particules, il est impossible de traiter l'ensemble des trajectoires individuelles et le seul recours est celui de l'approche statistique (théorie cinétique). Cette approche statistique se positionne en amont des équations fluides habituelles :

nous souhaitons donner ici un aperçu de la démarche permettant de retrouver ces dernières à partir des équations cinétiques. L'ensemble des points mentionnés ci-après sont résumés dans la figure A.1.

A.1.1 Deux approches pour l'obtention de l'équation de Boltzmann ou Vlasov

L'équation de Boltzmann, ou de Vlasov lorsque les collisions entre particules sont négligées, est l'équation de base à partir de laquelle les équations fluides pourront ensuite être dérivées. Il existe deux façons d'obtenir l'équation de Boltzmann à partir d'une description exacte du plasma.

L'équation de Klimontovitch : Le point de départ ici est la densité exacte du système de N particules, dans l'espace des phases à 6 dimensions (\mathbf{x}, \mathbf{v}) . Dans cet espace, la densité exacte totale pour une espèce α (généralement ions ou électrons) vaut simplement

$$\mathcal{N}_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_i(t)), \quad (\text{A.1})$$

les fonctions de Dirac assurant une densité nulle partout sauf aux positions de l'espace des phases où sont localisées les particules. La conservation du nombre de particules du plasma implique que la variation totale au cours du temps de cette densité doit être nulle :

$$\frac{d\mathcal{N}_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{dt} = \frac{\partial \mathcal{N}_\alpha}{\partial t} + \frac{d\mathbf{x}}{dt} \frac{\partial \mathcal{N}_\alpha}{\partial \mathbf{x}} + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \frac{\partial \mathcal{N}_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (\text{A.2})$$

En injectant l'Eq. (A.1) dans l'Eq. (A.2), et en utilisant les équations de Maxwell que doivent satisfaire les champs électro-magnétiques microscopiques, l'Eq. (A.2) devient l'équation de Klimontovitch, qui décrit de façon exacte chaque espèce α du plasma :

$$\frac{\partial \mathcal{N}_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \mathcal{N}_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\mathbf{E}_m + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_m) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \mathcal{N}_\alpha = 0. \quad (\text{A.3})$$

Dans cette équation, le terme d'accélération (simplement égal à la force de Lorentz) dissimule une grande difficulté puisque nous sommes en train de parler de l'ensemble des champs microscopiques créés par chaque particule. Son calcul nécessite la connaissance des trajectoires des N particules ! De plus, \mathcal{N}_α est une somme de fonctions de Dirac, compliquant encore le calcul. À l'échelle macroscopique, nous ne sommes pas intéressés par les trajectoires individuelles, et en conséquence nous allons faire une moyenne d'ensemble (perdant ainsi la discernabilité des particules) en ne considérant plus l'interactions d'un grand nombre de particules qu'avec des champs moyens. En moyennant sur un petit volume $d^3\mathbf{x}d^3\mathbf{v}$ de l'espace des phases, nous faisons apparaître la fonction de distribution $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$, reliée à la densité «réelle» du système en x et au temps t par

$$n_\alpha(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}.$$

Ainsi, la valeur moyenne de la densité «exacte» utilisée plus haut est simplement $\langle \mathcal{N}_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \rangle = f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$. En écrivant \mathcal{N}_α , \mathbf{E}_m et \mathbf{B}_m comme la somme d'une valeur moyenne (respectivement f_α , \mathbf{E} et \mathbf{B}) et d'une perturbation, il est possible d'écrire l'Eq. (A.3) en terme des seules quantités moyennées. Le terme de droite est cette fois non nul, et contient l'effet des fluctuations, c'est-à-dire des interactions à courte portée (les collisions). On obtient de cette manière la célèbre équation de Boltzmann pour les fonctions de distributions,

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_\alpha = \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_{\text{coll}}. \quad (\text{A.4})$$

L'approche par l'équation de Liouville : Passons maintenant à la seconde méthode, conceptuellement différente, permettant d'obtenir l'équation de Boltzmann. Dans l'approche de Klimontovitch, le système est représenté par un ensemble de N points dans un espace des phases à 6 dimensions, et le point de départ est celui de la densité exacte du système, faisant intervenir des fonctions de Dirac. Ici, à un temps t ,

le système sera représenté par un point dans un espace à $6N$ dimensions et utilisera la notion de fonction de distribution, évitant ainsi les moyennes requises précédemment. Soit $\Phi(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_N, \mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_N, t)$ une fonction de distribution dans cet espace des phases à $6N$ dimensions. La probabilité $f_K(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_K, \mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_K, t)$ que les particules 1 à K soient aux positions et aux vitesses indiquées est donnée par

$$f_K(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_K, \mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_K, t) = V^K \int \Phi d^3\mathbf{x}_{K+1} \dots d^3\mathbf{x}_N d^3\mathbf{v}_{K+1} \dots d^3\mathbf{v}_N, \quad (\text{A.5})$$

où V est le volume physique que les N particules peuvent occuper. D'autre part, nous avons le théorème de Liouville s'exprimant comme

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial\mathbf{x}_i}{\partial t} \cdot \frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{x}_i} + \frac{\partial\mathbf{v}_i}{\partial t} \cdot \frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{v}_i} \right) = 0. \quad (\text{A.6})$$

L'équation du mouvement pour f_K est obtenue en intégrant l'équation de Liouville sur le volume d'espace des phases $d(K+1) \dots dN$. Nous ne donnerons pas le détail de l'intégration (qui peut être trouvé par exemple dans Liboff 2003), mais nous contentons d'en exprimer le résultat, tel que donné dans Choudhuri (1998), à savoir

$$\frac{\partial f_K}{\partial t} + \sum_{i=1}^K \mathbf{v}_i \cdot \nabla_{\mathbf{x}_i} f_K + \sum_{i=1}^K \sum_{j=1, j \neq i}^K \frac{\mathbf{F}_{ij}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}_i} f_K + \frac{N-K}{V} \sum_{i=1}^K \int \frac{\mathbf{F}_{i,K+1}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}_i} f_{K+1} d\mathbf{x}_{K+1} d\mathbf{v}_{K+1} = 0,$$

où \mathbf{F}_{ij} est la force exercée par la j -ème particule sur la i -ème. La hiérarchie BBGKY est ici mise en évidence puisque la détermination de la probabilité jointe à K particules f_K nécessite celle à $K+1$ particules. Afin de retrouver l'équation de Boltzmann, concentrons nous exclusivement sur f_1 qui correspond à la fonction de distribution «habituelle». Nous avons à partir de l'équation précédente, et en notant $n_0 = N/V \approx (N-1)/V$,

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla_{\mathbf{x}_1} f_1 + n_0 \int \frac{\mathbf{F}_{12}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}_1} f_2 d\mathbf{x}_2 d\mathbf{v}_2 = 0. \quad (\text{A.7})$$

La probabilité jointe à deux particules $f_2(1, 2)$ peut généralement s'écrire à partir de la probabilité $f_1(1)$ de la particule 1, de la probabilité $f_1(2)$ de la particule 2 et de $g(1, 2)$ qui est la fonction de corrélation à deux particules :

$$f_2(\mathbf{x}_1, \mathbf{v}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{v}_2, t) = f_1(\mathbf{x}_1, \mathbf{v}_1, t) f_1(\mathbf{x}_2, \mathbf{v}_2, t) + g(\mathbf{x}_1, \mathbf{v}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{v}_2, t). \quad (\text{A.8})$$

La quantité $g(1, 2)$ est celle qui donnera le terme de collision de l'équation de Boltzmann. Pour le calculer, il faut cependant aller à l'ordre supérieur dans la hiérarchie BBGKY, lui-même nécessitant l'ordre d'après. Il est donc nécessaire de tronquer la série à un certain point. L'équation de Vlasov (ou Boltzmann sans collisions) correspond au choix de prendre $g(1, 2) = 0$. Dans ce cas et en posant

$$\mathbf{F} = n_0 \int \mathbf{F}_{12} f_1(2) d\mathbf{x}_2 d\mathbf{v}_2,$$

qui correspond à la force sur la particule 1 due à l'ensemble des interactions «longue distance» avec les autres particules, nous obtenons l'équation de Vlasov pour une espèce α ,

$$\frac{\partial f_1^\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla_{\mathbf{x}_1} f_1^\alpha + \frac{\mathbf{F}_\alpha}{m_\alpha} \cdot \nabla_{\mathbf{v}_1} f_1^\alpha = 0. \quad (\text{A.9})$$

Les interactions entre les particules du plasma sont d'ordre électro-magnétiques et $\mathbf{F} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$. En écrivant le terme de collisions (obtenu théoriquement par les $N-1$ ordres suivants de la hiérarchie BBGKY sous une forme générique), nous retrouvons l'équation de Boltzmann telle qu'écrite dans l'Eq. (A.4).

A.1.2 Equations fluides

L'approche statistique décrite ci-dessus fait intervenir les fonctions de distribution associées à chaque espèce, et variant dans l'espace défini par $(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$. Cependant, les quantités intéressantes pour la description du système dans une vision fluide, telles la densité, la vitesse moyenne de l'écoulement ou encore la température, sont des quantités macroscopiques décrites dans l'espace (\mathbf{x}, t) . L'équation de Vlasov (ou Boltzmann) décrit l'évolution de la fonction de distribution et il semble donc naturel de l'intégrer sur les vitesses pour obtenir les quantités fluides «habituelles». Nous rappelons la définition de la valeur moyenne d'une quantité $\chi(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$,

$$\langle \chi(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{\int \chi(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v}}{\int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v}} = \frac{1}{n(\mathbf{x}, t)} \int \chi(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v} \quad (\text{A.10})$$

où n est la densité numérique des particules. Afin de simplifier le problème, nous ne considérerons que le cas de l'équation de Vlasov (i.e., pas de collisions). Multiplions l'Eq. (A.9) par une quantité $\chi(\mathbf{v})$ et intégrons sur le domaine des vitesses. Après quelques manipulations un peu fastidieuses, nous obtenons l'équation de transport générale, pour l'espèce α , de la forme

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_\alpha \langle \chi \rangle_\alpha) + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (n_\alpha \langle \chi \mathbf{v} \rangle_\alpha) - n_\alpha \langle \boldsymbol{\gamma} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \chi \rangle_\alpha = 0, \quad (\text{A.11})$$

où $\boldsymbol{\gamma}$ est l'accélération correspondant à l'action des forces moyennes. Il est maintenant possible de substituer à χ différentes grandeurs, sous forme de différentes puissances de la vitesse, afin d'obtenir le système d'équations fluides.

Ordre zéro : En utilisant $\chi = m_\alpha$ (ordre 0 en vitesse), l'Eq. (A.11) donne directement l'équation de conservation de la masse (ou équation de continuité) pour l'espèce α , à savoir

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{x}} (\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha) = 0, \quad (\text{A.12})$$

où $\rho_\alpha = m_\alpha n_\alpha$ et $\mathbf{u}_\alpha = \langle v \rangle_\alpha$. Notons qu'avec la substitution $\chi = q_\alpha$ (densité de charge), l'équation obtenue est celle de la conservation de la charge.

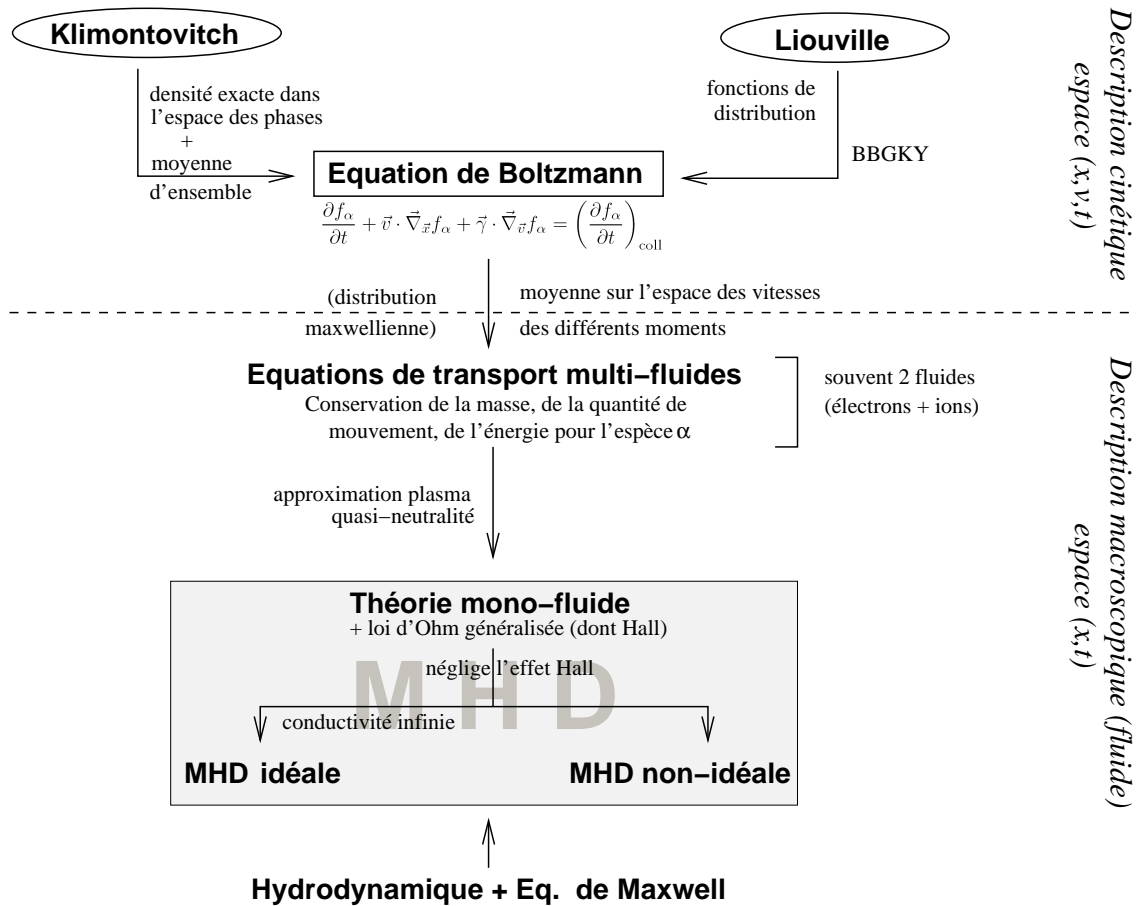
Ordre 1 : Le premier moment de l'équation de Vlasov est obtenu en utilisant $\chi = m_\alpha \mathbf{v}_\alpha$, soit la quantité de mouvement. Il est possible de décomposer la vitesse en une partie moyenne \mathbf{u} et une partie aléatoire \mathbf{w} . En identifiant $\rho_\alpha \mathbf{w} \otimes \mathbf{w}$ au tenseur de pression cinétique \bar{p}_α , ce moment d'ordre 1 donne l'équation de transport de la quantité de mouvement (ou principe fondamental de dynamique)

$$\rho_\alpha \left[\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \mathbf{u}_\alpha) \right] = n_\alpha q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}) - \nabla_{\mathbf{x}} \cdot \bar{p}_\alpha. \quad (\text{A.13})$$

Ordre 2 : Conservation de l'énergie. Il est possible de monter dans des ordres encore plus élevés, mais c'est généralement au niveau du second moment de l'équation de transport que le système est fermé (voir plus bas). L'obtention de l'équation de conservation de l'énergie se fait par la quantité $\chi = m_\alpha v^2/2$. Toujours de la même manière, on montre que celle-ci s'écrit

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \right) \left(\frac{3p}{2} \right) + \left(\frac{3p}{2} \right) (\nabla_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{u}_\alpha) + (\bar{p}_\alpha \cdot \nabla_{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{u}_\alpha + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{q} = 0, \quad (\text{A.14})$$

où \mathbf{q} est un flux de chaleur et p la trace du tenseur des pressions \bar{p}_α . Une équation d'état et une hypothèse concernant le flux de chaleur sont traditionnellement utilisées à ce niveau pour fermer le système. Notons que l'hypothèse adiabatique $\mathbf{q} = 0$ est souvent utilisée.



F . A.1 – Schéma rappelant les différentes étapes nécessaires pour passer d’une description exacte d’un plasma, difficilement manipulable, aux équations familières de la MHD. Rappelons que celles-ci peuvent être directement obtenues en combinant les équations de la mécanique des fluides aux équations de Maxwell.

Nous voilà donc arrivés à une description multi-fluide du système, dans laquelle chaque espèce α obéit à son propre jeu d’équations. La plupart du temps, seuls deux fluides sont considérés, les électrons d’une part et les ions d’autre part, le point déterminant pour le comportement étant la charge q_α (fondamentale dans l’effet de la force de Lorentz sur les particules). Les champs électrique et magnétique, cachés dans la force de l’Eq. A.13 pour le PFD, obéissent aux équations de Maxwell avec respectivement comme densité de charge et de courant $(n_i - n_e)e$ et $(n_i \mathbf{u}_i - n_e \mathbf{u}_e)e$.

A.2 L’approche magnétohydrodynamique

L’approche MHD est, quant à elle, une théorie monofluide, où toutes les espèces de l’approche multi-fluide précédente sont décrites par un seul et unique jeu de variables macroscopiques. Le passage à une description monofluide se fait par l’hypothèse de quasi-neutralité, c’est-à-dire absence de charges libres, hypothèse fondamentale à la MHD. Cette hypothèse est vérifiée dans le cadre des variations lentes, indiquant que la taille L et l’échelle de temps du mouvement $T = L/V$ sont tous deux très grands devant respectivement la longueur de Debye¹ et l’inverse de la fréquence plasma² : $L \gg \lambda_{\text{Debye}}$ et $T \gg \omega_p^{-1}$. Dans ces conditions, il est possible de négliger la séparation de charges dans le plasma. Ainsi, toute référence à l’espèce α va pouvoir disparaître dans les équations multi-fluides.

¹Distance moyenne au-delà de laquelle la charge d’un ion est écrantée par les électrons.

²Fréquence d’oscillation des électrons autour de leur position d’équilibre.

A.2.1 Les équations

Dans le système simplifié de la MHD, les grandeurs globales utilisées sont définies à partir du modèle à deux fluides comme :

$$\begin{aligned}
\rho &= m_e n_e + m_i n_i \\
\rho_e &= q_e n_e + q_i n_i = e(n_i - n_e) \approx 0 \quad \text{avec la quasi-neutralité} \\
\mathbf{u} &= \frac{m_e n_e \mathbf{v}_e + m_i n_i \mathbf{v}_i}{m_e n_e + m_i n_i} \\
\mathbf{j} &= e(n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e)
\end{aligned} \tag{A.15}$$

où ρ , ρ_e , \mathbf{u} et \mathbf{j} sont respectivement la densité, la densité de charges, la vitesse de l'écoulement et le courant électrique. L'équation de conservation de la masse est immédiatement donnée par

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{x}}(\rho \mathbf{u}) = 0. \tag{A.16}$$

Notons que le système multi-fluide développé précédemment se basait sur l'équation de Vlasov, négligeant ainsi les collisions entre les particules. Cette approximation ne tient cependant plus lorsque nous considérons un phénomène sur des grandes échelles de temps, ce qui est nécessaire pour l'approche MHD. En conséquence, dans l'équation de la dynamique (A.13), il est nécessaire de rajouter un terme \mathbf{A}_α correspondant à la force de friction due aux collisions ions-électrons et proportionnelle à la différence de vitesse des deux espèces ainsi qu'à leur fréquence de collisions ν_{ei} . En raison de la conservation de la quantité de mouvement totale, $\mathbf{A}_e = -\mathbf{A}_i$, et ce terme n'apparaît donc pas explicitement dans l'équation de la dynamique de la MHD :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \bar{\mathbf{p}}. \tag{A.17}$$

Le terme faisant intervenir le champ électrique a disparu en raison de la quasi-neutralité supposée. Nous voyons apparaître la densité totale de courant \mathbf{j} dont la détermination va, elle, faire intervenir le terme de friction \mathbf{A} défini comme $\mathbf{A} = \eta e \mathbf{j}$, avec la résistivité $\eta = m_e \nu_{ei} / n e^2 = 1 / \sigma_0$. Nous nous contentons de donner ici le résultat, la loi d'Ohm généralisée permettant la détermination rigoureuse du courant \mathbf{j} :

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} + \frac{1}{n_e} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{n e} \nabla \cdot \bar{\mathbf{p}}_e + \frac{m_e}{n e^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}. \tag{A.18}$$

La MHD idéale correspond au cas «sans collision», le terme de droite de cette équation devant être égal à zéro. On dit souvent que la MHD idéale survient lorsque la conductivité $\sigma_0 = 1/\eta$ du plasma est infinie. Nous voyons ici que cette hypothèse ne permet de s'affranchir que d'un seul des termes de droite. Si ces termes peuvent être négligés la plupart du temps par des arguments raisonnables, le terme de Hall en $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ est très délicat à négliger pour des plasmas non-collisionnels (tels les plasmas spatiaux) : l'élimination de ce terme est la partie la moins justifiée de l'approche MHD. En pratique, la loi d'Ohm utilisée en MHD se réduit à

$$\mathbf{j} = \sigma_0 (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \tag{A.19}$$

ou encore plus simplement à $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ dans le cadre de la MHD idéale. En couplant cette équation aux équations de Maxwell $\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j} / c$ et $\partial \mathbf{B} / c \partial t = -\nabla \times \mathbf{E}$, on arrive à l'équation d'induction habituellement utilisée en MHD, à savoir

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi \sigma_0} \nabla^2 \mathbf{B}. \tag{A.20}$$

Nous avons donné de façon très compacte l'ensemble des étapes permettant de passer de la description cinétique à la description monofluide d'un plasma. Afin de conclure cette démarche, nous replaçons l'ensemble de éléments mentionnés ci-dessus dans le schéma de la figure A.1. Nous voudrions particulièrement insister sur le fait que la MHD, en particulier idéale, arrive en «fin de chaîne», comme une simplification extrême du système.

A.2.2 Ondes MHD et points critiques

Passons maintenant rapidement en revue la question des ondes MHD et des points critiques qui leur sont associés. De nouveau, il semble superflu de reproduire ici l'entière dérivation du calcul, cette partie ne visant qu'à regrouper les résultats et les éléments les plus importants, de manière compacte.

La méthode traditionnelle pour la détermination des ondes pouvant se propager dans un système se fait par la recherche, sous forme d'ondes planes, de solutions aux équations régissant le système, lorsque celles-ci ont été linéarisées autour d'une position d'équilibre. Si X est une quantité du système (densité, vitesse, etc), alors elle est perturbée comme : $X(\mathbf{x}) = X_0(\mathbf{r}) + X_1(\mathbf{r})$. Ici nous nous intéresserons au cas le plus simple, ayant $X_0(\mathbf{r}) = \text{cste}$.

En notant ξ , l'opérateur de petit déplacement défini par $\partial\xi/\partial t = \mathbf{v}_1$, on montre que l'équation du mouvement (A.17), couplée à une équation de fermeture adiabatique se réécrit sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_s^2 \nabla(\nabla \cdot \xi) + c_A^2 \nabla \times (\nabla \times (\xi \times \mathbf{e}_z)) \times \mathbf{e}_z, \quad (\text{A.21})$$

où

$$c_s^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \quad (\gamma \text{ index adiabatique}) \quad (\text{A.22})$$

et

$$c_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} \quad (\text{en cgs}) \quad (\text{A.23})$$

ont les dimensions d'une vitesse au carré et sont respectivement les vitesses du son et de Alfvén du milieu. En recherchant une solution pour ξ sous forme d'une onde plane se propageant dans le plan (x, z) ³, dans la direction $\mathbf{k} = k_\perp \mathbf{e}_x + k_\parallel \mathbf{e}_z$, nous obtenons après quelques manipulations la relation de dispersion suivante,

$$(c_A^2 k_\parallel^2 - \omega^2) \left((c_A^2 + c_s^2) k_\perp^2 + c_A^2 k_\parallel^2 - \omega^2 \right) \left[c_s^2 k_\parallel^2 - \omega^2 \right] - c_s^4 k_\parallel^2 k_\perp^2 = 0. \quad (\text{A.24})$$

Le mode de Alfvén La première façon de satisfaire l'Eq. (A.24) est d'avoir $c_A^2 k_\parallel^2 - \omega^2 = 0$. Dans ce cas, l'onde correspondante a une vitesse de phase

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = \pm c_A \cos \theta, \quad (\text{A.25})$$

avec θ l'angle entre le champ magnétique \mathbf{B}_0 et le vecteur d'onde \mathbf{k} ($k_\parallel = k \cos \theta$). La vitesse de groupe ne dépend, quant à elle, pas de la direction de propagation et l'on a

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = \pm c_A \mathbf{e}_z. \quad (\text{A.26})$$

Les ondes de Alfvén sont dites transverses parce que se propageant dans une direction perpendiculaire à la perturbation lui ayant donné naissance. Un paquet d'ondes d'Alfvén se propage le long des lignes de champs magnétiques, sans déformation, à la une vitesse constante c_A . La vitesse de Alfvén correspond, quant à elle, à la vitesse de propagation de l'information dans un milieu magnétisé. En ce sens, elle est analogue à la vitesse du son des milieux hydrodynamiques. Cependant, contrairement à cette dernière, le mode de Alfvén est incompressifs, n'entraînant aucun changement de densité ou de pression lors de sa propagation.

Les modes magnéto-sonores Les deux autres modes correspondent à l'annulation du second terme de l'Eq. (A.24). Il est possible de montrer que les racines de ce polynôme sont de la forme

$$\omega^2 = \frac{k^2}{2} \left[(c_s^2 + c_A^2) \pm \sqrt{(c_A^2 + c_s^2)^2 - 4c_s^2 c_A^2 \cos^2 \theta} \right]. \quad (\text{A.27})$$

³Une onde plane s'écrit sous la forme $\xi(\mathbf{x}, t) \propto e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t)}$.

Le signe \pm correspond respectivement aux modes magnéto-sonores rapide (+) et lent (-), se propageant respectivement à des vitesses de phases (non détaillées ici) v_{slow} et v_{fast} . Comme on peut le voir à travers les équations, ces modes sont plus complexes que le mode de Alfvén, en raison du mélange d'ondes acoustiques (à travers c_s) et magnétiques (c_A) qu'ils font intervenir. Les ondes magnéto-sonores sont des ondes compressives et longitudinales, leur propagation s'effectuant dans la même direction que la perturbation qui leur a donné naissance.

Nous n'en dirons pas plus en ce qui concerne la propagation de ces ondes MHD. Le point important que nous voulons mettre en évidence ici est celui de l'existence de points critiques associés à chacune des vitesses de phase de ces trois types d'ondes. Lorsque la vitesse de l'écoulement dépasse la vitesse des ondes magnéto-sonores (lente ou rapide), une onde de choc se propageant à la vitesse de l'onde est créée. A ces chocs sont associés des discontinuités des quantités physiques. Le mode de Alfvén est lui un peu particulier : par sa nature transverse, aucune onde de choc ne sera générée (dans un milieu isotrope) lorsque l'écoulement dépasse c_A . Dans le cadre de notre modèle, il est important de savoir si les solutions que nous trouvons franchissent ou non certains de ces points. Dans le chapitre 4, il est montré que cela n'est pas le cas, les solutions présentées étant toujours situées entre les points Alfvéniques et rapides (modifiés par l'auto-similarité, voir ci-dessous).

A.3 L'autosimilarité

La seconde partie de cette annexe est consacrée au concept d'autosimilarité⁴ qui sera utilisé dans le modèle de transit. Là encore, il s'agit d'un vaste sujet et nous ne couvrirons que le strict nécessaire au regard de l'utilisation que nous en faisons dans le modèle. Mentionnons que de nombreux phénomènes physiques suivent des lois d'échelle que, dans ce cadre, l'autosimilarité est un outil très puissant, permettant d'étudier des situations autrement plus complexes et diverses que l'utilisation limitée qui en est fait dans cette thèse. Le lecteur intéressé pourra en particulier consulter l'ouvrage de Barenblatt (1996) sur le sujet.

A.3.1 Survol

Commençons par quelques propriétés générales de l'autosimilarité. Mathématiquement, le concept de similarité est issu de l'analyse dimensionnelle. Plus précisément, deux phénomènes sont dits similaires s'ils ne diffèrent seulement que par les valeurs des variables dimensionnées qui leurs sont associées, les quantités sans dimensions étant, elles, identiques pour les deux systèmes⁵.

Maintenant, au sein d'un système, un phénomène est autosimilaire temporellement si les distributions spatiales des quantités le caractérisant peuvent être déterminées d'un moment à l'autre par une relation de similarité. De façon complémentaire, l'autosimilarité spatiale apparaît lorsqu'à un instant t , les quantités peuvent être définies dans tout l'espace par une relation de similarité telle une loi de puissance. En pratique, établir l'autosimilarité d'un système ou d'un processus permet souvent de simplifier drastiquement la modélisation du problème : par exemple, grâce à elle les équations différentielles partielles peuvent être transformées en équations différentielles ordinaires, plus simples à résoudre⁶. Notons également que la distinction est généralement faite entre deux types d'autosimilarité : i) si l'analyse dimensionnelle, seule, permet de déterminer entièrement la forme des solutions, l'autosimilarité est dite de première espèce, ii) dans le cas contraire, le plus courant, l'autosimilarité est de seconde espèce. Le problème que nous construisons dans le chapitre 3 appartient à cette seconde catégorie, puisque l'analyse dimensionnelle nous permet de seulement déterminer la forme des quantités physique à un paramètre libre près.

Plus qu'une simple astuce pour simplifier un système d'équations, les solutions autosimilaires représentent également le «comportement asymptotique intermédiaire» du système, lorsque les solutions ne

⁴La traduction française du terme *self-similarity* n'est pas encore bien établie, et il est courant de trouver le terme autosimilarité.

⁵C'est grâce à cela que les nouvelles idées dans l'aéronautique peuvent être testées sur des maquettes en soufflerie et non dans des conditions «grandeur nature».

⁶C'est le cas dans notre problème, voir Ch. 3.

dépendent plus des conditions initiales et/ou des conditions au bords, sans pour autant que le système ait atteint l'équilibre.

Tsinganos et al. (1996) ont résumé les hypothèses nécessaires au traitement autosimilaire des écoulements MHD à 2 dimensions : i) séparation des variables (par exemple x et y pour un écoulement 2D) dans les quantités physiques (densités, vitesse, etc), ii) établissement de la relation de similarité pour une de ces deux variables (si x est choisi, alors le système est dit x -autosimilaire) et iii) cette relation est telle qu'elle enlève toute dépendance en la variable concernée dans les équations. C'est ce dernier point qui nous a permis d'établir les différentes relations entre les indices autosimilaires dans le chapitre 3.

A.3.2 Autosimilarité radiale et modification des points critiques MHD

Enfin, nous souhaitons rapidement mentionner le fait que l'hypothèse d'autosimilarité modifie la notion des points critiques telle que vu en A.2.2. Ceci vient du fait que le choix d'une direction spatiale pour l'autosimilarité ajoute une symétrie à laquelle les ondes se propageant dans le milieu doivent obéir.

Prenons le cas spécifique qui nous intéresse dans ce travail, à savoir celui d'une autosimilarité radiale, en symétrie sphérique (invariance par rotation autour de l'axe, $\partial_\phi = 0$, diminuant le nombre de dimensions du problème de 3 à 2). Les variables r et θ sont supposées indépendantes, et nous prenons r comme variable autosimilaire, de sorte que les quantités physiques du problème sont de la forme :

$$L(r, \theta) \propto r^\alpha f(\theta) .$$

Il existe en conséquence deux symétries dans le problème, une selon \mathbf{e}_θ et une autre due à l'autosimilarité radiale, selon \mathbf{e}_r . Tsinganos et al. (1996), entre autres, ont détaillé le fait que les ondes doivent préserver ces deux symétries et que, en conséquence, ne sont autorisées à se propager que selon \mathbf{e}_θ . Cela a pour effet de changer la valeur des points critiques. Nous avons précédemment les trois points critiques définis par l'égalité de la vitesse de l'écoulement à celles des vitesses des ondes de Alfvén, magnéto-sonore rapide et lente. Ici, seule la valeur de ces vitesses dans la direction \mathbf{e}_θ est importante et les relations de criticalité s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{Pour l'onde de Alfvén} \quad & \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_\theta = v_\theta = c_{A,\theta} = \frac{\mathbf{B}_p \cdot \mathbf{e}_\theta}{\sqrt{4\pi\rho}} = \frac{B_\theta}{\sqrt{4\pi\rho}} \\ \text{Pour l'onde lente} \quad & \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_\theta = v_\theta = v_{\text{slow},\theta} = \left(\frac{1}{2} (c_a^2 + c_s^2) - \frac{1}{2} \sqrt{(c_a^2 + c_s^2)^2 - 4c_s^2 c_{A,\theta}^2} \right)^{1/2} \\ \text{Pour l'onde rapide} \quad & \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_\theta = v_\theta = v_{\text{slow},\theta} = \left(\frac{1}{2} (c_a^2 + c_s^2) + \frac{1}{2} \sqrt{(c_a^2 + c_s^2)^2 - 4c_s^2 c_{A,\theta}^2} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

Ces relations sont celles à utiliser lorsqu'une étude des points critiques est entreprise dans une géométrie telle que décrite, possédant une autosimilarité radiale.

Bibliographie

Barenblatt, G. I. 1996, in *Scaling, self-similarity, and intermediate asymptotics*, Cambridge University Press

Choudhuri, A. R. 1998, *The physics of fluids and plasmas : an introduction for astrophysicists / (The physics of fluids and plasmas : an introduction for astrophysicists / Arnab Rai Choudhuri. New York : Cambridge University Press, 1998. QB466.F58 C46 1998)*

Koskinen, H. 2005, *lectures in Advanced Space Physics*

Kulsrud, R. M. 2005, *Plasma physics for astrophysics (Plasma physics for astrophysics, by R.M. Kulsrud Princeton series in astrophysics. Princeton, NJ : Princeton University Press, 2005)*

Liboff, R. L. 2003, *Kinetic theory : classical, quantum, and relativistic descriptions (Kinetic theory : classical, quantum, and relativistic descriptions / Richard L. Liboff. New York : Springer, c2003. (Graduate texts in contemporary physics))*

Sauty, C. & Savoini, P. 2002, *cours de MHD du DEA Astrophysique et méthodes associées*

Tsinganos, K., Sauty, C., Surlantzis, G., Trussoni, E., & Contopoulos, J. 1996, *MNRAS*, 283, 811

Annexe B

Méthode d'Euler semi-implicite pour l'intégration

Le système à résoudre est constitué de huit (MHD, cf. §3.1.5) ou de six (HD, cf. §3.1.7) équations différentielles du premier ordre, couplées et non-linéaires que l'on écrit de façon compacte

$$Y_i' = f_i(\theta, \mathbf{Y}),$$

où f_i est une fonction attribuée à la variable Y_i et \mathbf{Y} est le vecteur d'inconnues (Y_1, Y_2, \dots, Y_n). Nous rappelons que θ est l'angle poloidal et que ce système doit donc être intégré entre l'axe de rotation ($\theta = 0$) et l'équateur ($\theta = \pi/2$). Ce système ne peut être résolu analytiquement et il est nécessaire de recourir à l'outil numérique pour l'intégration. Un tel problème peut être traité de deux façons selon notre connaissance des valeurs aux bords.

Si, pour toutes les variables, les valeurs sont connues à une seule des bornes de l'intégration, le problème est dit «aux conditions initiales» et généralement dénoté par IVP (Initial Value Problem). Dans ce cas, ces valeurs initiales déterminent une solution unique qui est trouvée en les faisant évoluer numériquement pas à pas jusqu'à ce que la borne supérieure de l'intégration soit atteinte.

Si certaines quantités sont connues pour la borne inférieure de l'intégration et d'autres pour la borne supérieure, nous avons affaire à un problème «aux limites» (BVP pour Boundary Value Problem). Ces problèmes demandent beaucoup plus d'efforts pour être résolus. En effet, les conditions au point de départ de l'intégration ne sont pas suffisantes pour permettre l'existence d'une solution unique. Parmi toutes les solutions «potentielles», il faut, grâce aux valeurs connues à l'autre bord, agir rétroactivement sur l'intégration afin que la solution converge vers les valeurs aux limites souhaitées.

Nous faisons le choix de donner une valeur à chacune des variables au niveau de l'axe de rotation (en $\theta = 0$), traitant ainsi un problème aux conditions initiales. La première justification de ce choix vient de ce que les grandeurs caractéristiques des flots moléculaires (généralement bipolaires et situés autour de l'axe de rotation) sont observationnellement assez bien contraintes, ce qui permet de choisir un intervalle de valeurs réalistes pour les variables. Une seconde raison, plus pragmatique, tient simplement au fait que nous avons affaire à un système d'équations raide et que l'ajout de contraintes (telle que des conditions sur la vitesse, voir §3.2) à la borne supérieure rend la résolution réellement plus difficile.

La raideur du système interdit l'usage d'un schéma explicite pour l'intégration. Le système est intégré avec EULSIM¹, un intégrateur de systèmes raides d'équations différentielles ordinaires du premier ordre, basé sur une méthode d'Euler semi-implicite avec extrapolation. Il est intéressant de faire un petit détour pour comprendre ce que sont les méthodes semi-implicites et, en particulier, celle utilisée dans cet intégrateur.

Quels schémas numériques pour intégrer un système raide ? Une description compacte et pédagogique est donnée dans les Numerical Recipes (Press et al 1997). Nous en reprenons les grandes lignes ci-après.

¹EULSIM fait partie de *CodeLib software* : <http://www.zib.de/Numerik/numsoft/CodeLib/index.html>

Dans le cas d'un système de plusieurs équations différentielles, les variables indépendantes peuvent chacune varier *a priori* sur des échelles très différentes. Si cela est le cas, il faut suivre la solution au niveau de l'échelle la plus petite afin de préserver la stabilité de l'intégration, et ce, même si la contribution du terme correspondant est négligeable pour déterminer la valeur de la variable concernée. Ainsi, le pas de temps imposé pour la stabilité peut être beaucoup plus petit que celui requis par la précision souhaitée. Pour lever cette contrainte, la solution est de recourir à une méthode implicite. L'exemple ci-dessous illustre ce point.

Prenons la simple équation différentielle

$$y' = -cy \text{ avec } c > 0 .$$

La méthode d'Euler explicite consiste simplement à développer la valeur y_{n+1} au pas $n+1$ de l'intégration en sa série de Taylor tronquée (à l'ordre 1 dans notre exemple)

$$y_{n+1} = y_n + hy'_n = (1 - ch) y_n .$$

Le terme «explicite» réfère au fait que seules les quantités du pas n sont utilisées pour obtenir celles en $n+1$. Pour que cette formulation soit stable, il faut $|1 - ch| < 1$, qui se traduit immédiatement par $h < 2/c$. Dans le cas contraire, la méthode est instable avec $y_n \rightarrow \infty$ quand $n \rightarrow \infty$. Comme nous l'avons dits, une façon d'éviter ce problème de stabilité consiste à utiliser une méthode implicite. En utilisant le développement de Taylor

$$y_n = y_{n+1} - hy'_{n+1} \text{ soit } y_{n+1} = y_n + hy'_{n+1} ,$$

on a tout de suite

$$y_{n+1} = \frac{y_n}{1 + ch}$$

qui est stable pour tout h . Cette méthode converge même pour de grands pas mais ce, au prix de la précision. De ce simple exemple, nous voyons l'intérêt d'une méthode implicite pour les systèmes raides d'équations. En effet, dans ce cas, le pas d'intégration peut être plus grand que la plus petite échelle du système sans que l'intégration devienne instable pour autant.

En règle générale, le système à résoudre n'est pas linéaire et la stabilité n'est pas inconditionnelle comme dans l'exemple donné ci-dessus. Cependant, la plupart du temps, il est possible de considérer le problème localement linéaire (coefficients localement constants) de sorte que la méthode implicite reste stable. Considérons le problème général avec pour système d'équations²

$$\mathbf{y}' = \mathbf{f}(\mathbf{y}) ,$$

où \mathbf{y} , \mathbf{y}' et \mathbf{f} sont des vecteurs. La formulation d'Euler implicite est donnée par

$$\mathbf{y}_{n+1} = \mathbf{y}_n + h\mathbf{f}(\mathbf{y}_{n+1}) .$$

La méthode devient semi-implicite lorsque nous linéarisons le terme de droite (toujours au premier ordre) comme

$$\mathbf{y}_{n+1} = \mathbf{y}_n + h \left(\mathbf{f}(\mathbf{y}_n) + \left. \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{y}} \right|_{\mathbf{y}_n} \cdot (\mathbf{y}_{n+1} - \mathbf{y}_n) \right) .$$

En réarrangeant cette expression, nous avons la formulation de la discrétisation semi-implicite d'Euler

$$\mathbf{y}_{n+1} = \mathbf{y}_n + h \left[\mathbf{1} - h \left. \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{y}} \right|_{\mathbf{y}_n} \right]^{-1} \cdot \mathbf{f}(\mathbf{y}_n) ,$$

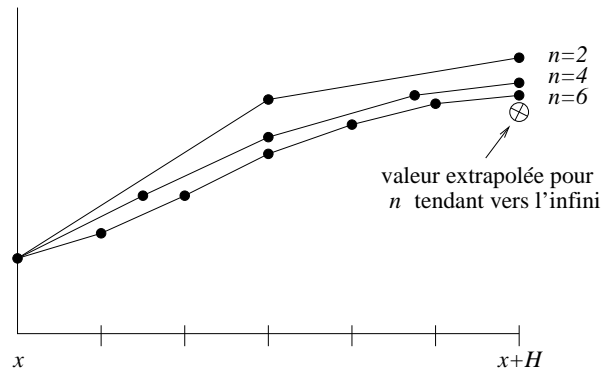
qui dépend du Jacobien du système $\mathbf{J} = \partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{y}$. A chaque pas de temps, il faut inverser la matrice $(\mathbf{1} - h\mathbf{J})$. L'intégrateur EULSIM que nous utilisons est basé sur cette méthode³.

²En fait, le système le plus général est de la forme $\mathbf{y}' = \mathbf{f}(\mathbf{y}, x)$, où le membre de droite dépend explicitement de x . Cette dépendance rajoute un terme en $\partial \mathbf{f} / \partial x$ dans la linéarisation en méthode semi-implicite (voir texte).

³Il existe bien sûr d'autres types de discrétisation semi-implicite. Nous pouvons en particulier citer la méthode du point milieu qui a l'avantage d'être d'ordre 2. Sa formulation semi-implicite est donnée par

$$\left[\mathbf{1} - h \left. \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{y}} \right|_{\mathbf{y}_n} \right] \cdot \mathbf{y}_{n+1} = \left[\mathbf{1} + h \left. \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{y}} \right|_{\mathbf{y}_n} \right] \cdot \mathbf{y}_n + 2h \left[\mathbf{f}(\mathbf{y}_n) - \left. \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{y}} \right|_{\mathbf{y}_n} \cdot \mathbf{y}_n \right] .$$

Nous avons également essayé cette méthode mais, sur notre problème, aucune différence significative n'a été constatée par rapport à la méthode d'Euler.



F . B.1 – Illustration de la méthode d'extrapolation à partir du pas d'intégration $h = H/n$. Différents nombres n de «sous-pas» sont testés jusqu'à ce que l'erreur estimée pour l'intégration sur l'intervalle H soit satisfaisante. Figure tirée de Press et al. (1997).

Il nous reste à discuter le choix du pas d'intégration h . EULSIM utilise une méthode d'extrapolation et ce mécanisme est illustré par la figure B.1. L'idée est de considérer le résultat de l'intégration comme étant fonction de la taille du pas h . Cette fonction est sondée en effectuant des évaluations pour différents h et, une fois «suffisamment» connue, elle est ajustée par une fonction analytique et estimée en $h = 0$. Considérons l'intégration pour un pas H non infinitésimal. Essayer différents sous-pas h , revient à découper H en n intervalles, et à accroître n à chaque essai. Pour chaque n essayé afin de franchir l'intervalle H , l'extrapolation donne accès au résultat du calcul dans la limite $n \rightarrow \infty$, i.e. $h \rightarrow 0$, ainsi qu'une estimation de l'erreur. Si l'erreur est satisfaisante, on peut passer au pas macroscopique suivant.

Nous avons maintenant décrit les deux principales caractéristiques de l'intégrateur EULSIM : i) l'intégration de systèmes raides et ii) l'utilisation d'une méthode d'extrapolation. Bien qu'EULSIM ne fasse pas partie des routines données dans les *Numerical Recipes*, plus d'informations sur ces différents points peuvent y être trouvées⁴.

Les bornes d'intégration : Du point de vue théorique, nous cherchons des solutions remplissant «tout» l'espace entre l'axe de rotation et l'équateur (voir §3.2 et la Fig. 3.3). Cependant, la description autosimilaire du modèle en exclut les axes, aussi les solutions ne doivent être cherchées que dans une domaine plus restreint, entre $\theta_0 = \epsilon$ et $\theta_{\text{end}} = \pi/2 - \epsilon'$. Du point de vue numérique, le choix de ϵ et ϵ' est complètement libre. Nous choisissons arbitrairement $\epsilon = 10^{-2}$. Pour la borne supérieure, nous prenons $\theta_{\text{end}} = \pi'/2$, où π' est arrondi vers la valeur basse de ses sept premières décimales.

Nous pouvons donc commencer et arrêter la solution où bon nous semble. Nous n'avons raisonné pour le moment que sur la construction de solutions où le transit du gaz s'effectue dans tout l'espace. Cependant, nous verrons dans le chapitre suivant qu'il est possible de «découper» le domaine en deux (ou plusieurs) zones indépendantes, la solution de transit n'occupant que la zone proche de l'axe de rotation. Dans le reste du domaine, nous pourrions chercher des solutions correspondant à du gaz en chute, qui ne sera pas redirigé vers l'extérieur.

Pour résumer : Le système d'équations différentielles ordinaires (§3.1.5 ou §3.1.7) est traité comme un problème aux valeurs initiales. Nous fournissons à EULSIM la valeur des variables en $\theta_0 = \epsilon$, le système désiré, ainsi que le nombre de pas macroscopiques que celui-ci doit effectuer pour atteindre $\pi/2 - \epsilon'$. A partir de là, pour chacun de ces pas, l'intégrateur effectue la discrétisation et l'extrapolation comme décrites plus haut.

⁴<http://www.nr.com>

Annexe C

Influence d'une sous-densité locale en symétrie sphérique

C.1 Les espèces primaires	179
C.1.1 Trou en sources	180
C.1.2 Trou en gaz	181
C.1.3 Trou en sources et en gaz	182
C.1.4 Configuration sans le trou	182
C.2 Les espèces secondaires	182
C.2.1 Trou en sources	183
C.2.2 Trou en gaz	184
C.2.3 Trou en gaz et sources	184
C.2.4 Configuration sans le trou	185
C.3 Résultats	185

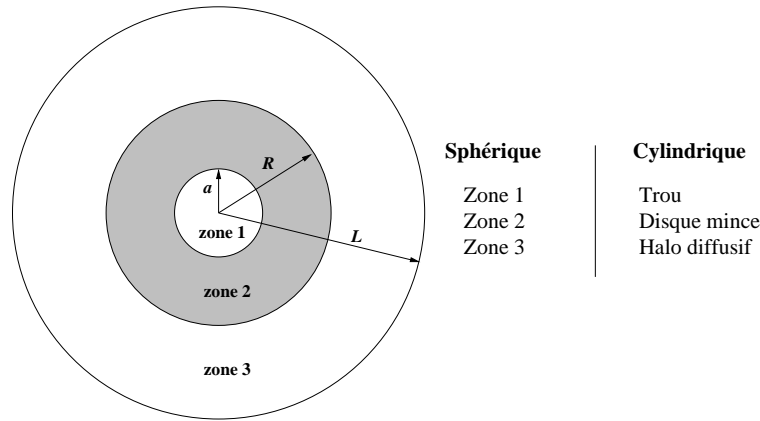
Dans le chapitre 8, nous avons modélisé la bulle locale de la Galaxie, en géométrie cylindrique, comme un trou au sein d'un disque infiniment mince entouré lui-même d'un halo diffusif. Ici, nous prenons en quelque sorte le cas opposé extrême et considérons le trou, le gaz et les sources distribués dans une géométrie sphérique, comme décrit par la figure C.1. Cette configuration semble peu réaliste, mais permet d'avoir une idée de l'influence de la modélisation de la géométrie du trou sur les abondances des noyaux. La vraie géométrie se trouve certainement entre ces deux cas limites. Les calculs et résultats de cette configuration sphérique n'ayant pas été détaillés dans l'article¹, nous profitons de cette annexe pour en dire un peu plus. Nous calculerons tour à tour les flux des primaires (§C.1) puis ceux des secondaires (§C.2), dans les trois configurations déjà énoncées dans le chapitre 8, à savoir : i) un trou en sources, ii) un trou en gaz et iii) un trou en gaz et en sources. Notons que nous négligeons ici la convection et les pertes d'énergie pour ne conserver que la diffusion et les spallations. A la fin de cette annexe (§C.3), les résultats obtenus seront brièvement comparés à ceux de la géométrie cylindrique.

C.1 Les espèces primaires

Quelle que soit la configuration du trou, l'équation à résoudre pour les primaires est de la forme :

$$-K\Delta N + \Gamma^p N = q_0 ,$$

¹Au mieux, ils apparaissent au détour d'un commentaire.



F . C.1 – Schéma de la géométrie utilisée dans cette partie et correspondance avec la géométrie cylindrique étudiée dans le chapitre 8. Les notations sont celles utilisées dans le reste de cette annexe.

avec K le coefficient de diffusion, $\Gamma^p = n_H \sigma^p v$ le taux de spallations entre l'espèce primaire considérée et l'ISM, et q_0 le terme source constant dans toute la coquille. En coordonnées sphériques, cette équation devient

$$-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial N}{\partial r} \right) + \frac{\Gamma^p}{K} N = \frac{q_0}{K}.$$

A partir d'ici, nous noterons $\alpha \equiv \sqrt{\Gamma^p/K}$.

C.1.1 Trou en sources

Nous détaillerons la logique du calcul pour cette configuration seulement, et nous ne rentrerons pas dans autant de détails pour les autres cas.

Zone 1 : Il n'y a pas de sources donc $q_0 = 0$, mais il y a du gaz (i.e. des spallations). L'équation de diffusion s'écrit comme

$$\frac{\partial^2 N}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial N}{\partial r} - \alpha^2 N = 0.$$

La solution générale est de la forme² $N_1(r) = C_1 \frac{\text{sh}(\alpha r)}{r} + C_2 \frac{\text{ch}(\alpha r)}{r}$. La condition de finitude en zéro, c'est-à-dire $N_1(0) \neq \infty$, impose $C_2 = 0$ ($\text{sh}r/r$ ne diverge pas en 0), de tel sorte que

$$N_1(r) = C_1 \frac{\text{sh}(\alpha r)}{r}. \quad (\text{C.1})$$

Zone 2 : Le gaz et les sources sont maintenant présents, ce qui se traduit simplement par l'ajout du terme source. La solution générale reste la même, à laquelle s'ajoute la solution particulière simplement égale à $N_2^{\text{part}}(r) = q_0/\Gamma^p$. La solution dans la zone 2 s'écrit alors

$$N_2(r) = C_3 \frac{\text{sh}(\alpha r)}{r} + C_4 \frac{\text{ch}(\alpha r)}{r} + \frac{q_0}{\Gamma^p}. \quad (\text{C.2})$$

Zone 3 : Il n'y a ni sources, ni spallations (seul le terme de diffusion est présent dans l'équation de transport) et donc $-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial N}{\partial r} \right) = 0$, conduisant immédiatement à la solution $N_3(r) = -\frac{C_5}{r} + C_6$. La condition au bord³ $N_3(r = L) = 0$ impose $C_6 = C_5/L$, et finalement

$$N_3(r) = C_5 \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{r} \right). \quad (\text{C.3})$$

²Notons que nous pourrions également l'écrire sous forme d'exponentielles mais que, dans ce cas, la solution divergerait en $r = 0$.

³Une alternative aurait été de prendre la condition $N_3(r = \infty) = 0$, mais qui n'aurait pas changé de manière fondamentale le résultat.

Il nous reste encore quelques constantes inconnues (C_1 , C_3 , C_4 et C_5) qui sont déterminées en raccordant la solution $N(r)$ et sa dérivée $N'(r) = dN/dr$ à l'interface de chacune des zones.

Continuité de N et N' en $r = a$ (zone de contact 1-2)

$$\begin{aligned} N_1(a) = N_2(a) &\Rightarrow C_1 = C_3 + C_4 \coth(\alpha a) + \frac{q_0}{\Gamma^p} \frac{a}{\operatorname{sh}(\alpha a)} . \\ N'_1(a) = N'_2(a) \text{ et } C_1 &\Rightarrow C_4 = a \frac{q_0}{\Gamma^p} \left(\frac{1}{\alpha a} \operatorname{sh}(\alpha a) - \operatorname{ch}(\alpha a) \right) . \end{aligned}$$

La constante C_4 est maintenant déterminée, et toutes les autres seront exprimées en fonction de celle-ci.

Continuité de N et N' en $r = R$ (zone de contact 2-3)

$$\begin{aligned} N_2(R) = N_3(R) &\Rightarrow C_5 = \frac{LR}{R-L} \left(C_3 \frac{\operatorname{sh}(\alpha R)}{R} + C_4 \frac{\operatorname{ch}(\alpha R)}{R} + \frac{q_0}{\Gamma^p} \right) . \\ N'_2(R) = N'_3(R) \text{ et } C_5 &\Rightarrow C_3 = \left[C_4 \left(\frac{\operatorname{ch}(\alpha R)}{R-L} - \alpha \operatorname{sh}(\alpha R) \right) + \frac{q_0}{\Gamma^p} \frac{L}{R-L} \right] \left[\alpha \operatorname{ch}(\alpha R) - \frac{\operatorname{sh}(\alpha R)}{R-L} \right]^{-1} . \end{aligned}$$

Le problème pour les primaires, dans le cas d'un trou en sources est maintenant résolu. Nous passons dès lors rapidement en revue les résultats obtenus pour les autres configurations.

C.1.2 Trou en gaz

Le calcul est mené de manière analogue au cas précédent...

Zone 1 : Il y a des sources mais pas de spallations, de sorte que

$$N_1(r) = -\frac{q_0}{6K} r^2 + C_2 . \quad (\text{C.4})$$

Zone 2 : Sources et spallations sont présentes. Le problème de la singularité en 0 ne se pose plus, et nous choisissons d'écrire la solution sur la base des e^x plutôt que sur celle des $\operatorname{sh}(x)$ et $\operatorname{ch}(x)$.

$$N_2(r) = C_3 \frac{e^{-\alpha r}}{r} + C_4 \frac{e^{+\alpha r}}{r} + \frac{q_0}{\Gamma^p} . \quad (\text{C.5})$$

Zone 3 : Comme précédemment

$$N_3(r) = C_5 \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{r} \right) . \quad (\text{C.6})$$

Continuité dans les deux zones de contact (1-2 et 2-3) : Les constantes obtenues sont

$$\begin{aligned} C_4 &= q_0 \left[\frac{L}{\Gamma^p(L-R)} - \frac{a^3}{3K} \frac{e^{\alpha(a-R)}}{(\alpha a + 1)} \left(\frac{1}{R-L} + \alpha \right) \right] \times \left[\frac{\alpha a - 1}{\alpha a + 1} e^{\alpha(2a-R)} \left(\frac{1}{R-L} + \alpha \right) - e^{\alpha R} \left(\frac{1}{L-R} + \alpha \right) \right]^{-1} ; \\ C_3 &= C_4 \frac{\alpha a - 1}{\alpha a + 1} e^{2\alpha a} + \frac{q_0}{3K} \frac{a^3}{\alpha a + 1} e^{\alpha a} ; \\ C_2 &= C_3 \frac{e^{-\alpha a}}{a} + C_4 \frac{e^{+\alpha a}}{a} + q_0 \left(\frac{1}{\Gamma^p} + \frac{a^2}{6K} \right) ; \\ C_5 &= \frac{L}{R-L} \left(C_3 e^{-\alpha R} + C_4 e^{+\alpha R} + \frac{q_0 R}{\Gamma^p} \right) . \end{aligned}$$

C.1.3 Trou en sources et en gaz

Dans les zones 1 (ni source, ni gaz), 2 (sources et gaz) et 3 (ni source, ni gaz), les solutions $N_1(r)$, $N_2(r)$ et $N_3(r)$ s'écrivent :

$$N_1(r) = C_2 ; \quad (C.7)$$

$$N_2(r) = C_3 \frac{\text{sh}(\alpha r)}{r} + C_4 \frac{\text{ch}(\alpha r)}{r} + \frac{q_0}{\Gamma^p} ; \quad (C.8)$$

$$N_3(r) = C_5 \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{r} \right). \quad (C.9)$$

En posant

$$\beta \equiv \frac{\alpha \text{ach}(\alpha a) - \text{sh}(\alpha a)}{\text{ch}(\alpha a) - \alpha \text{ash}(\alpha a)},$$

les constantes sont données par

$$\begin{aligned} C_3 &= \frac{L}{R-L} \frac{q_0}{\Gamma^p} \left[\alpha \text{ch}(\alpha R) + \alpha \beta \text{sh}(\alpha R) + \frac{\text{sh}(\alpha R) + \beta \text{ch}(\alpha R)}{(L-R)} \right]^{-1} ; \\ C_4 &= \beta C_3 ; \\ C_2 &= C_3 \frac{\text{sh}(\alpha a)}{a} + C_4 \frac{\text{ch}(\alpha a)}{a} + \frac{q_0}{\Gamma^p} ; \\ C_5 &= \frac{LR}{R-L} \left[C_3 \left(\frac{\text{sh}(\alpha R)}{R} + \beta \frac{\text{ch}(\alpha R)}{R} \right) + \frac{q_0}{\Gamma^p} \right]. \end{aligned}$$

C.1.4 Configuration sans le trou

Regardons maintenant le cas simple où il n'existe pas de sous-densité locale. Nous choisissons de fusionner la zone 1 avec la zone 2, celle-ci s'étendant alors jusqu'en $r = R$. Le calcul est plus direct et conduit à

$$N_1(r) = C_1 \frac{\text{sh}(\alpha r)}{r} + \frac{q_0}{\Gamma^p}, \quad (C.10)$$

$$N_2(r) = C_3 \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{r} \right), \quad (C.11)$$

avec

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{q_0}{\Gamma^p} \frac{L}{R-L} \left[\alpha \text{ch}(\alpha R) + \frac{\text{sh}(\alpha R)}{L-R} \right]^{-1}, \\ C_3 &= \frac{RL}{R-L} \left(C_1 \frac{\text{sh}(\alpha R)}{R} + \frac{q_0}{\Gamma^p} \right). \end{aligned}$$

C.2 Les espèces secondaires

L'équation de diffusion à résoudre est la même que précédemment, mais cette fois, les sources sont les primaires – calculés juste au-dessus – subissant des spallations. En conséquence, dans une zone sans gaz, il y a ni spallations ni sources pour les secondaires puisque que les primaires restent intacts. Pour la suite, nous introduisons les notations suivantes :

- Γ_p est le taux de destruction des primaires (déjà utilisé dans la précédente section) ;
- Γ_s est le taux de destruction des secondaires ;
- Γ_{ps} est le taux de réaction de primaire \rightarrow secondaire.

Le coefficient de diffusion dépend, entre autres, de la masse A du noyau et après une réaction de spallation $A_{\text{prim}} > A_{\text{sec}}$. Il faut donc définir deux coefficients de diffusion : K_p ($\equiv K$ de la partie précédente) et K_s . Enfin nous définissons $\alpha_p \equiv \sqrt{\Gamma_p/K_p}$ ($\equiv \alpha$ de la section précédente) et $\alpha_s \equiv \sqrt{\Gamma_s/K_s}$. Dans la suite, N^p référera aux espèces primaires et N^s aux espèces secondaires.

Dans le cas où il y a du gaz, l'équation générique à résoudre est :

$$\frac{\partial^2 N^s}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial N^s}{\partial r} - \alpha_s^2 N^s = -\frac{\Gamma_{ps}}{K_s} N^p(r). \quad (\text{C.12})$$

La solution d'une telle équation est la somme de la solution générale et d'une solution particulière à calculer au cas par cas, en fonction de la forme de $N^p(r)$ dans la zone considérée. L'extraction d'une solution particulière n'est pas trop difficile, mais les solutions deviennent alors assez lourdes. S'il n'y a pas de gaz, l'équation à résoudre devient simplement $-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial N^s}{\partial r} \right) = 0$ et, dans ce cas, la solution s'écrit $N^s(r) = -\frac{A}{r} + B$.

Remarque : dans toute la suite, les constantes notées C_i seront toujours celles extraites du calcul des primaires (donc connues), et les D_i seront les constantes à déterminer pour les secondaires.

C.2.1 Trou en sources

Zone 1 : Il faut résoudre l'Eq. (C.12) en injectant le nombre de primaires N^p obtenu dans l'Eq. (C.1), soit

$$\frac{\partial^2 N^s}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial N^s}{\partial r} - \alpha_s^2 N^s = -\frac{\Gamma_{ps}}{K_s} \left(C_1 \frac{\text{sh}(\alpha_p r)}{r} \right).$$

- Solution générale : $N_1^s(r) = D_1 \frac{\text{sh}(\alpha_s r)}{r}$.
- Solution particulière : $N_{1\text{part}}^s(r) = C_1 \frac{\Gamma_{ps}}{K_s \alpha_s} \times \frac{\alpha_p}{\alpha_p^2 - \alpha_s^2} \times \frac{\text{sh}(\alpha_p r)}{r}$.

La solution complète s'écrit alors comme

$$N_1^s(r) = D_1 \frac{\text{sh}(\alpha_s r)}{r} + N_{1\text{part}}^s(r). \quad (\text{C.13})$$

Zone 2 : Il faut résoudre l'Eq. (C.12) avec N^p donné par l'Eq. (C.2).

- Solution générale : identique à celle de la zone 1.
- Solution particulière : $N_{2\text{part}}^s(r) = \frac{\Gamma + ps}{K_s \alpha_s} \left(C_3 \frac{\alpha_s}{\alpha_s^2 - \alpha_p^2} \cdot \frac{\text{sh}(\alpha_s r)}{r} + C_4 \frac{\alpha_s}{\alpha_s^2 - \alpha_p^2} \cdot \frac{\text{ch}(\alpha_s r)}{r} + \frac{q_0}{\alpha_s \Gamma_p} \right)$.

On obtient finalement :

$$N_2^s(r) = D_3 \frac{\text{sh}(\alpha_s r)}{r} + D_4 \frac{\text{ch}(\alpha_s r)}{r} + N_{2\text{part}}^s(r). \quad (\text{C.14})$$

Zone 3 : Sans gaz ni sources, la solution est simplement donnée par

$$N_3^s(r) = D_5 \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{r} \right). \quad (\text{C.15})$$

Continuité dans les deux zones de contact (1-2 et 2-3) : Les constantes obtenues sont

$$\begin{aligned} D_4 &= \frac{a \text{sh}(\alpha_s a)}{\alpha_s} \left[N'_{2\text{part}}(a) - N'_{1\text{part}}(a) + (N_{1\text{part}}^s(a) - N_{2\text{part}}^s(a)) \cdot \left(\alpha_s \coth(\alpha_s a) - \frac{1}{a} \right) \right]; \\ D_3 &= \left[D_4 \left(\frac{R}{R-L} \text{ch}(\alpha_s R) - \alpha_s R \text{sh}(\alpha_s R) \right) + \frac{LR}{R-L} N_{2\text{part}}^s(R) - R^2 N'_{2\text{part}}(R) \right] \\ &\quad \times \left[\alpha_s R \text{ch}(\alpha_s R) + \frac{R}{L-R} \text{sh}(\alpha_s R) \right]^{-1}; \\ D_1 &= D_3 + D_4 \coth \alpha_s a + \frac{a}{\text{sh}(\alpha_s a)} (N_{2\text{part}}^s(a) - N_{1\text{part}}^s(a)); \\ D_5 &= \frac{LR}{R-L} \left[D_3 \frac{\text{sh}(\alpha_s R)}{R} + D_4 \frac{\text{ch}(\alpha_s R)}{R} + N_{2\text{part}}^s(R) \right]. \end{aligned}$$

C.2.2 Trou en gaz

$$N_1^s(r) = D_2 ; \quad (C.16)$$

$$N_2^s(r) = D_3 \frac{e^{-\alpha_s r}}{r} + D_4 \frac{e^{\alpha_s r}}{r} + N_{2\text{part}}^s(r) ; \quad (C.17)$$

$$N_3^s(r) = D_5 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right) ; \quad (C.18)$$

où

$$N_{2\text{part}}^s(r) = \frac{\Gamma_{ps}}{K_s \alpha_s} \left[\frac{\alpha_s}{\alpha_s^2 - \alpha_p^2} \cdot \left(C_3 \frac{e^{-\alpha_p r}}{r} + C_4 \frac{e^{\alpha_p r}}{r} \right) + \frac{q_0}{\alpha_s \Gamma_p} \right] ,$$

et avec les constantes données par

$$\begin{aligned} D_4 &= \left[\frac{LR}{R-L} N_{2\text{part}}^s(R) - R^2 N_{2\text{part}}^{\prime s}(R) + a^2 N_{2\text{part}}^{\prime s}(a) \left(\alpha_s R + \frac{R}{R-L} \right) \frac{e^{\alpha_s(a-R)}}{\alpha_s a + 1} \right] \\ &\quad \times \left[e^{\alpha_s R} \left(\alpha_s R - \frac{R}{R-L} \right) - \left(\alpha_s R + \frac{R}{R-L} \right) \frac{\alpha_s a - 1}{\alpha_s a + 1} e^{\alpha_s(2a-R)} \right]^{-1} ; \\ D_3 &= D_4 \frac{\alpha_s a - 1}{\alpha_s a + 1} e^{2\alpha_s a} + N_{2\text{part}}^{\prime s}(a) \frac{a^2}{\alpha_s a + 1} e^{\alpha_s a} ; \\ D_2 &= D_3 \frac{e^{-\alpha_s a}}{a} + D_4 \frac{e^{\alpha_s a}}{a} + N_{2\text{part}}^s(a) ; \\ D_5 &= \frac{LR}{R-L} \left[D_3 \frac{e^{-\alpha_s R}}{R} + D_4 \frac{e^{\alpha_s R}}{R} + N_{2\text{part}}^s(R) \right] . \end{aligned}$$

C.2.3 Trou en gaz et sources

$$N_1^s(r) = D_2 ; \quad (C.19)$$

$$N_2^s(r) = D_3 \frac{\text{sh}(\alpha_s r)}{r} + D_4 \frac{\text{ch}(\alpha_s r)}{r} + N_{2\text{part}}^s(r) ; \quad (C.20)$$

$$N_3^s(r) = D_5 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right) ; \quad (C.21)$$

où

$$N_{2\text{part}}^s(r) = \frac{\Gamma_{ps}}{K_s \alpha_s} \left(C_3 \frac{\alpha_s}{\alpha_s^2 - \alpha_p^2} \cdot \frac{\text{sh}(\alpha_p r)}{r} + C_4 \frac{\alpha_s}{\alpha_s^2 - \alpha_p^2} \cdot \frac{\text{ch}(\alpha_p r)}{r} + \frac{q_0}{\alpha_s \Gamma_p} \right) ,$$

avec les constantes données par

$$\begin{aligned} D_4 &= \left[\frac{LR}{R-L} N_{2\text{part}}^s(R) - R^2 N_{2\text{part}}^{\prime s}(R) \right. \\ &\quad \left. + N_{2\text{part}}^{\prime s}(a) \frac{a^2}{\text{sh}(\alpha_s a) - \alpha_s \text{ach}(\alpha_s a)} \left(-\alpha_s R \text{ch}(\alpha_s R) + \frac{R}{R-L} \text{sh}(\alpha_s R) \right) \right] \\ &\quad \times \left[\text{sh} \alpha_s R \left(\alpha_s R - Q \frac{R}{R-L} \right) + \text{ch} \alpha_s R \left(\alpha_s R Q - \frac{R}{R-L} \right) \right]^{-1} ; \\ D_3 &= Q \times D_4 + \frac{a^2}{\text{sh}(\alpha_s a) - \alpha_s \text{ach}(\alpha_s a)} N_{2\text{part}}^{\prime s}(a) ; \\ D_2 &= D_3 \frac{\text{sh}(\alpha_s a)}{a} + D_4 \frac{\text{ch}(\alpha_s a)}{a} + N_{2\text{part}}^s(a) ; \\ D_5 &= \frac{LR}{R-L} \left[D_3 \frac{\text{sh}(\alpha_s R)}{R} + D_4 \frac{\text{ch}(\alpha_s R)}{R} + N_{2\text{part}}^s(R) \right] ; \end{aligned}$$

et ou nous avons posé

$$Q \equiv \frac{\alpha_s a \text{sh}(\alpha_s a) - \text{ch}(\alpha_s a)}{\text{sh}(\alpha_s a) - \alpha_s \text{ach}(\alpha_s a)} .$$

C.2.4 Configuration sans le trou

Comme pour la section C.1.4, nous fusionnons les zones 1 et 2, et les solutions s'écrivent finalement

$$N_1^s(r) = D_1 \frac{\text{sh}(\alpha_s r)}{r} + N_{\text{1part}}^s(r); \quad (\text{C.22})$$

$$N_2^s(r) = D_3 \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{r} \right); \quad (\text{C.23})$$

où

$$N_{\text{1part}}^s(r) = \frac{\Gamma_{ps}}{K_s \alpha_s} \left(C_1 \frac{\alpha_s}{\alpha_s^2 - \alpha_p^2} \cdot \frac{\text{sh}(\alpha_p r)}{r} + \frac{q_0}{\alpha_s \Gamma_p} \right),$$

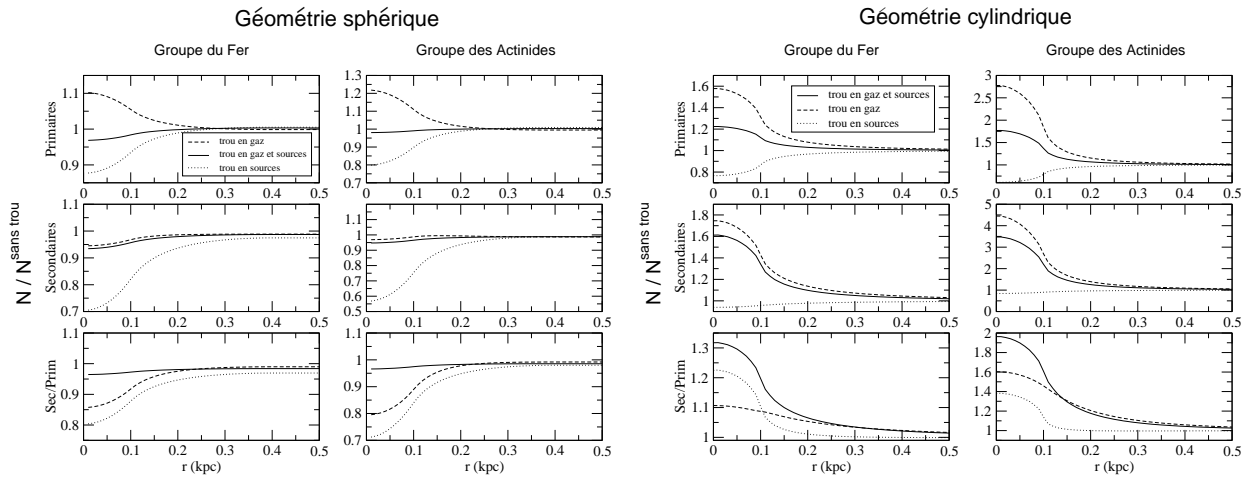
avec les constantes données par

$$D_1 = \left[-R^2 N_{\text{1part}}^s(R) + \frac{LR}{R-L} N_{\text{1part}}^s(R) \right] \cdot \left[\alpha_s R \text{ch}(\alpha_s R) - \frac{R}{R-L} \text{sh}(\alpha_s R) \right]^{-1};$$

$$D_3 = \frac{LR}{R-L} \left(D_1 \frac{\text{sh}(\alpha_s R)}{R} + N_{\text{1part}}^s(R) \right);$$

C.3 Résultats

Malgré ces fastidieux calculs, l'avantage de cette géométrie sphérique réside dans le fait que tout peut être fait analytiquement. Rappelons nous qu'en cylindriques, le calcul des densités de noyaux dépendait d'une somme infinie sur les fonctions de Bessel et d'une méthode numérique itérative. Nous traçons les résultats obtenus par les calculs précédents, en prenant $a = 0.1$ kpc, $R = 0.3$ kpc et $L = 4$ kpc, sur la figure C.2. Nous y rappelons également les résultats obtenus en géométrie cylindrique dans le cadre du modèle de diffusion à deux zones présenté dans le chapitre 8.



F . C.2 – *A gauche* : les densités de primaires, secondaires et le rapport Prim/Sec dans le cas de la géométrie sphérique décrite dans cette annexe. Les noyaux du groupe du fer et des actinides sont représentés. *A droite* : Pour comparaison, nous redonnons ici les courbes obtenues dans chapitre 8 dans le cas du modèle de diffusion à deux zones.

Pour les primaires, les résultats entre les deux géométries sont qualitativement identiques, bien que l'effet d'une sous-densité locale de gaz se fasse moins sentir dans le cas sphérique. De plus, les contributions d'un trou en gaz ou d'un trou un sources sont presque identiques de sorte que la situation sans gaz ni sources ne diffère que de très peu du cas sans trou, le manque de sources l'emportant cependant. La situation diffère en revanche énormément entre les deux géométries pour les secondaires et en conséquence pour le rapport Sec/Prim. En effet, quelle que soit la configuration du trou, les secondaires dans la

géométrie sphérique sont toujours moins nombreux que dans la situation standard, sans trou. Cela n'était pas le cas dans le modèle de diffusion cylindrique où un trou en gaz (ou en gaz et en sources) entraînait une augmentation du nombre de secondaires dans la zone sous-dense.

Ce petit exercice, en géométrie sphérique, présente des tendances opposées à celles de l'approche cylindrique, beaucoup plus réaliste. La configuration étudiée ici, bien qu'irréaliste, permet de mettre en évidence la grande dépendance du problème à la géométrie considérée. Nous en concluons que l'hypothèse du disque mince du modèle de diffusion à deux zones que nous utilisons doit certainement influencer les résultats : il serait donc intéressant de la relaxer (disque épais, distribution réaliste du LISM – voir §8.2.1.2) pour voir des situations plus réalistes conservent les même tendances mises en évidence dans le modèle cylindrique étudié.

Annexe D

Combet, Lery & Murphy 2006, ApJ, 637, 798

Transit flow models for low and high mass protostars

In this work, the gas infall and the formation of outflows around low and high mass protostars are investigated. A radial self-similar approach to model the transit of the molecular gas around the central object is employed. We include gravitational and radiative fields to produce heated pressure-driven outflows with magneto-centrifugal acceleration and collimation. Outflow solutions with negligible or vanishing magnetic field are reported. They indicate that thermodynamics is a sufficient engine to generate an outflow. The magnetized solutions show dynamically significant differences in the axial region, precisely where the radial velocity and collimation are the largest. They compare quantitatively well with observations. The influence of the opacity on the transit solutions is also studied. It is found that, when dust is not the dominant coolant, such as in the primordial universe, mass infall rates have substantial larger values in the equatorial region. This suggests that star forming in a dust-free environment should be able to accrete much more mass and become more massive than present day protostars. It is also suggested that molecular outflows may be dominated by the global transit of material around the protostar during the very early stages of star formation, especially in the case of massive or dust-free star formation.

ISM : jets and outflows – stars : formation – methods : analytical

D.1 Introduction

The understanding of star formation has changed dramatically during the last two decades thanks to the development of both instrumental and numerical techniques. However, while the picture of the main stages of low mass star formation is becoming clearer, the situation for massive objects remains problematic. In the present paper, we address the problem of the origin of outflows and infall around protostars over a wide range of masses.

At present, the stages of low mass protostar evolution are empirically divided in four classes (see for example André et al. (2000) for a review) corresponding to the evolutionary sequence from the initial collapse to a new star. “Class 0” protostars correspond to the earliest stage of star formation. Observationally, they appear deeply embedded in a circumstellar dusty envelope (detected in sub-millimeter wavelengths) that is more massive than the central stellar mass. Furthermore, they show powerful bipolar ejections of material in the form of collimated CO outflows which distinguish them from the pre-stellar phase of star formation (a gravitationally bound core within a molecular cloud).

The next stage of the star formation process corresponds to “Class I” objects which are typically 10^5 year old and are characterized by a positive slope of their spectral energy distributions (SEDs) between 2.2 and $10\text{--}25\ \mu\text{m}$. They are still surrounded by a diffuse circumstellar envelope but are also surrounded by a disk from which the accretion onto the central object takes place. At this stage, the mass contained in the envelope is smaller than the mass of the central protostar. Like Class 0 objects, they also produce bipolar outflows (optical jets and molecular outflows) but these are less (~ 1 order of magnitude) powerful than those observed for Class 0 protostars (Bontemps et al. 1996).

Class II and III objects (resp. classical and weak-line T Tauri stars) are the final two stages in evolutionary sequence of protostars. These correspond to pre-main sequence stars surrounded by an accretion disk (optically thick (Classical) or thin depending on the degree of evolution) but which do not have a circumstellar envelope, as opposed to Class 0 or 1 objects.

Formation of massive stars ($M \geq 10M_{\odot}$), is less well understood but two main theories have emerged : i) the *coalescence scenario* in which massive stars are formed by the merging of intermediate mass objects (Bonnell et al. 1998) and ii) the *accretion scenario*, originally applied to massive star by Beech & Mitalas (1994), where a massive star forms thanks to large accretion rates ($10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot}$) onto the central object (Norberg & Maeder 2000; Behrend & Maeder 2001). The main difficulty of the merging scenario arises when one considers the high stellar densities needed for it to be efficient. On the other hand, it is difficult to accrete gas onto a very luminous star so that the upper mass of the accretion scenario is rapidly reached.

Whatever the mass of the central object is, it appears

that the accretion of material is accompanied by strong bipolar outflows. During the last two decades, starting with the first outflow observation from a forming star by Snell et al. (1980), the number of outflow observations has increased to the point that this phenomenon is now widely believed to affect every forming star. Bipolar outflows allow the forming star to transport any excess of angular momentum. They can be classified as either atomic jets or molecular outflows, according to their properties.

Jets are fast ($\sim 100 - 300\ \text{km s}^{-1}$), well-collimated (opening angle $< 10^{\circ}$), and mostly constituted of atomic material. Many models and simulations attempt to describe how they can be launched from the magnetized accretion disk of the protostar (Ferreira 1997; Ouyed & Pudritz 1997), and their magneto-centrifugal origin is commonly accepted. However, the nature of the exact mechanism, be it a disk wind (Blandford & Payne 1982) or the asymptotic collimation of an X-wind (Shu et al. 1995, 2000), is still debated.

Molecular outflows (often traced by CO and H_2 molecules) are more massive, slower (\sim tens of km s^{-1}) and less collimated than jets. The driving mechanism of these outflows is still open to discussion but the jet-driven bow shock model (Raga & Cabrit 1993; Chernin et al. 1994; Downes & Ray 1999; Ostriker et al. 2001) and the wind-driven model (Shu 1991; Shu et al. 2000) are the two main theories that have emerged. In the jet-driven model, the bow shock surface created at the head of the jet transfers momentum to the ambient medium thus producing a thin shell that is identified as the molecular outflow. In the second approach, a wide-angle wind creates two bipolar wind-blown bubbles that sweep up the ambient material (then referred to as the molecular outflow).

For low and intermediate mass star formation, the morphologies and kinematics of the observed outflows are generally explained by one of these two models : some outflows present jet-driven features (e.g. HH212, Orion S outflow, Rodríguez-Franco et al. (1999)) whereas others (e.g. VLA 0548) show wind-driven signatures (Lee et al. 2000, 2001). However, when massive star formation is considered, the observations cannot be matched by any of these two models (Churchwell 1997, 2000). The formation of massive stars gives rise to molecular outflows showing different properties than the ones recorded in low and intermediate mass star formation : they are very massive (\sim tens of solar masses and, in some cases, more massive than the central stars that presumably drive them), poorly collimated and also faster than in the case of low mass star formation. According to Churchwell (1997, 2000), jets cannot entrain more than a few solar masses and certainly not the tens of solar masses observed in massive outflows. Furthermore, the wide opening angles observed are hardly explained by the entrainment from a collimated jet. On the other hand, if entrainment by a wide-angle wind allows a large opening angle for the outflow, it cannot match the velocities reached by massive outflows.

In this paper, we present a general radial self-similar model for the flows surrounding young forming stars, applicable in both low and high mass star formation. The paper is laid out as follows : in Sect. D.2, we describe the model and its equations and show corresponding hydrodynamical solutions in Sect. D.3 ; some magnetized solutions are then presented, together with a study of the influence of changes in the opacity, in Sect. D.4 ; we give the main properties of the model in Sect. D.5 and discuss them in Sect. D.6 before concluding.

D.2 Theoretical basis of Transit Models

The present models are based on ideal MHD with the assumption of radial self-similarity and a simplified treatment of radiation (Fiege & Henriksen 1996; Lery 2003).

Spherical coordinates are used : the system is centered on the protostar, the $x - y$ plane corresponds to the equatorial plane and the poloidal angle θ is taken relative to the rotational axis of the central object.

D.2.1 Fluid equations

We describe the gas with the usual macroscopic quantities : density ρ , velocity \mathbf{v} , pressure p and temperature T . The size of the system is such that the conditions for ideal MHD are fulfilled. We further assume steady-state ($\partial/\partial t = 0$), axial symmetry around the rotational axis ($\partial/\partial \phi = 0$). The standard ideal MHD equations then reduce to :

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{D.1})$$

$$\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \Phi + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{1}{4\pi\rho} \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B} \quad (\text{D.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (\text{D.3})$$

The magnetic Reynolds number being much greater than unity, the diffusion term in the induction equation can be neglected, and the magnetic field lines are frozen in the plasma. The induction equation becomes

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\text{D.4})$$

which directly implies

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \nabla \Psi \quad (\text{D.5})$$

where Ψ is the electric potential ($\mathbf{E} = -\nabla \Psi$). A non-zero toroidal electric field could convect the magnetic poloidal field lines into a sink on the axis of the system. To ensure a zero toroidal electric field, the only requirement from Eq. (D.5) is $\mathbf{v}_p \propto \mathbf{B}_p$ (Chan & Henriksen 1980; Henriksen 1996), where the subscript p denotes the poloidal component of the field ($\mathbf{v} = \mathbf{v}_p + \mathbf{v}_\phi$ and $\mathbf{B} = \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_\phi$).

We also consider the equation of state for ideal gas, i.e. $p = nkT$.

Note also that the purely hydrodynamical problem will be studied by using Eq.(D.1) and setting the RHS in Eq.(D.2) to zero.

D.2.2 Self-similar treatment

D.2.2.1 Self-similarity - general statements

A phenomenon is called self-similar if the spatial (or temporal) distributions of its properties at various different times (or locations) can be obtained from one another by a similarity transformation. The investigation of the full phenomenon can then be reduced to the study of the properties of the system for only a specific time (or location). If the origin of time can be chosen arbitrarily, the scales of length and mass are also arbitrary, and the system is ‘scale-free’. The system of partial differential equations (PDE) that describe the problem is transformed to a set of ordinary differential equations (ODE), which drastically simplifies the investigation.

Self-similar models turn out not only to describe the behavior of physical systems under some special conditions, but also describe the intermediate-asymptotic behavior of solutions to wider classes of problems in the range where these solutions no longer depend on the details of the initial and/or boundary conditions, yet the system is still far from being in an ultimate equilibrium state (Barenblatt & Zel’dovich 1972). For an extensive review of self-similarity, the reader is referred to Barenblatt (1996). In present case of star formation, we express each variable using the following self-similar form

$$L(r, \theta) = L_0 \times \left(\frac{r}{r_0}\right)^\alpha \times l(\theta). \quad (\text{D.6})$$

The constant L_0 has the dimensions of the variable and is directly dependent on the parameters of the problem such as the mass or the luminosity of the central object. The free parameters are the self-similar indices α and the fiducial scale r_0 .

D.2.2.2 Self-similar fluid quantities

Several observations of the protostellar environment favor our self-similar approach since they show that radial density profiles in regions of isolated star formation are well represented by a power-law $\rho \propto r^{-p}$ with $p \sim 0.5 - 2$ (e.g. L1527 has been found to have p in the range of 1.5-2 Ladd et al. (1991)). Indeed, in some cases, density profiles are reproduced by most hydrostatically supported ($p = 2$) or free infalling ($p = 1.5$) cloud core, e.g. Shu (1977). In some other cases, the slope has been found to be much shallower than the ones predicted by the standard models. Density profiles as shallow as 0.5-0.9 can be interpreted as the presence of a magnetic (Barsony & Chandler 1993) or rotational support (Chandler et al. 1998) of the core.

We now apply our assumptions to the ideal MHD equations. Dimensional analysis allows us to determine the index of each variable as a function of a single free

self-similar parameter, α . The systems then reads

$$\rho(r, \theta) = \frac{M}{r_0^3} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2\alpha - \frac{1}{2}} \mu(\theta) \quad (\text{D.7})$$

$$p(r, \theta) = \frac{GM^2}{r_0^4} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2\alpha - \frac{3}{2}} P(\theta) \quad (\text{D.8})$$

$$T(r, \theta) = \frac{\bar{\mu} m_H}{k_B} \frac{GM}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-1} \Theta(\theta) \quad (\text{D.9})$$

$$\mathbf{v}(r, \theta) = \left(\frac{GM}{r_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \mathbf{u}(\theta) \quad (\text{D.10})$$

$$B_{r,\theta,\phi}(r, \theta) = \left(\frac{GM^2}{r_0^4} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha - \frac{3}{4}} \frac{u_{r,\theta,\phi}(\theta)}{y_{p,p,\phi}(\theta)}. \quad (\text{D.11})$$

In these expressions, G is the gravitational constant, k_B the Boltzmann constant, m_H the mass of the proton, $\bar{\mu}$ the mean molecular weight (we use $\bar{\mu} = 2$), and M the mass of the central object. The fiducial scale r_0 is a radius of reference. The self-similar assumption is valid only above this radius (see Sect. D.2.3.2). Note also that in Eq. (D.11), the subscript p stands for ‘‘poloidal’’. The self-similar index α is a *free* parameter that lies between $-1/2 < \alpha \leq 1/4$. In particular, $\alpha = -1/2$ yields to pure radial accretion. This issue is discussed in Fiege & Henriksen (1996) and the behavior of the solutions with α can be found in Lery et al. (1999). Note that the hydrostatic ($p = -2\alpha + 1/2 = 2$) and the free infalling ($p = 1.5$) cases cannot be treated by the present model.

For the remainder of this paper, we choose $\alpha = -0.2$ in most cases. From Eq.(D.7), we infer $\rho \propto r^{-0.9}$, which corresponds to a shallow density profiles where rotation and magnetic field can drive substantial effects.

In an early study on self-similar transit models, the same proportionality relationship between each component of the velocity and magnetic field was taken (Fiege & Henriksen 1996). All the components of the electric field Eq.(D.5) were then equal to zero. Such a configuration has the virtue of great simplicity, but does not allow for the existence of a Poynting flux. They obtained fast axial outflows but the luminosities required to drive them were as high as $10^5 - 10^6 L_\odot$. In a subsequent work (Lery et al. 1999), this constraint has been relaxed. Only the necessary proportionality condition on the poloidal components of the velocity and magnetic field ($\mathbf{v}_p \propto \mathbf{B}_p$) was satisfied and the importance of the Poynting flux taken into account. The corresponding solutions were found to be faster and required a comparatively smaller source luminosity to be driven. In this work, we use the formalism and conditions from Lery et al. (1999) based on Poynting flux driving mechanism ($y_p(\theta) \neq y_\phi(\theta)$) that breaks the collinearity between \mathbf{B} and \mathbf{v} .

D.2.2.3 Self-similar radiation treatment

In the early stages of star formation, most of the luminosity comes from the accretion shock created by the infalling material. Later on, the accretion rate reduces

and the radiation is dominated by the protostar luminosity. Here, we use a simplified description for radiation (Fiege & Henriksen 1996) that allows us to use an analytical self-similar approach.

Radiative diffusion : The steady-state energy conservation equation, that includes the mechanical and radiative energy fluxes, simply reads

$$\nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \left(h + h_{rad} + \frac{v^2}{2} + \Phi_{grav} \right) + \mathbf{F}_{rad} \right] = 0 \quad (\text{D.12})$$

where :

- h is the specific enthalpy : $h = u + p/\rho$, with u the internal specific energy and p and ρ respectively the pressure and density.
- h_{rad} is the specific radiative enthalpy. For an isotropic radiation field, the radiative pressure is $p_{rad} = u_{rad}/3$, with u_{rad} the radiative energy density. Then, h_{rad} is defined as $h_{rad} = (u_{rad} + p_{rad})/\rho = 4p_{rad}/\rho$
- Φ_{grav} is the gravitational potential created by the central protostar.
- \mathbf{F}_{rad} is the radiative flux.

For the radiation independently, the radiative energy conservation reads (Mihalas & Klein 1982)

$$\nabla \cdot (\mathbf{F}_{rad} + \rho \mathbf{v} h_{rad}) = -\frac{\kappa \rho}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_{rad}$$

where c is the speed of light and κ the opacity. It is rewritten at the zero-*th* order in (v/c)

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_{rad} = 0. \quad (\text{D.13})$$

This equation decouples the mechanical energy fluxes from the radiative ones in Eq.(D.12). Furthermore, when taking the zero-*th* order in (v/c) in Eq.(D.12), the h_{rad} term disappears. This means that the radiative pressure is neglected, i.e. the photons transfer no momentum to the gas.

The previous statements are valid for any particular form of the radiative flux \mathbf{F}_{rad} . In this work, we use the radiative diffusion approximation

$$\mathbf{F}_{rad} = -\frac{c}{\kappa \rho} \nabla p_{rad} \quad (\text{D.14})$$

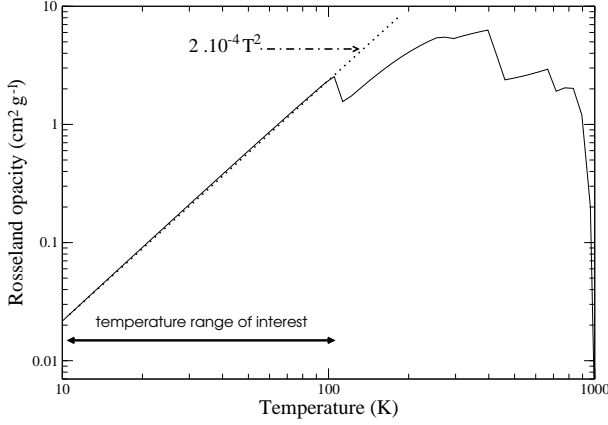
where the radiative flux is directly linked to the energy density (then to the radiative pressure). This assumes that the mean free path of a photon is very short compared to the characteristic length of the system. We use the black-body radiative pressure for p_{rad} which, at the temperature T is given by

$$p_{rad} = \frac{4}{3} \frac{\sigma}{c} T^4 \quad (\text{D.15})$$

with σ the Stefan-Boltzmann constant.

Opacity : For the sake of simplicity, we choose an opacity defined by Kramer’s law,

$$\kappa = \kappa_0 \left(\frac{\rho}{1 \text{ g cm}^{-3}} \right)^a \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right)^b, \quad (\text{D.16})$$



F . D.1 – Opacity as a function of temperature computed with the code from Semenov et al. (2003) for a gas density of $10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$.

where the values of the exponents a and b are defined according to the type of coolant considered. These parameters will be discussed in greater detail in section D.4.3. For example, when the cooling is dust-dominated, $a = 0$ and $b = 2$ (e.g. Pollack et al. (1985)). The constant κ_0 is determined using a numerical code developed by Semenov et al. (2003) which calculates opacities over a wide range of gas densities and temperatures, given a solar-type metallicity. This code includes different shapes and compositions for the dust particles. In this work, we use the “homogeneous compact spherical dust” configuration to compute the opacity. Moreover, we focus on molecular outflows which temperature range (10-100 K) is in the dust-dominated regime of opacity. In that case, the dust being such an efficient coolant, the opacity is independent of the density of the gas, i.e. $a = 0$. The opacities, obtained for a gas density of $10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$, are plotted in Fig. D.1 and can be fitted by a power-law. We found the Kramer’s coefficient of the temperature to be $b = 2$ and $\kappa_0 \sim 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ for the dust dominated regime.

Following Eq.(D.6), the self-similar radiative flux reads

$$\mathbf{F}_{rad}(r, \theta) = \left(\frac{GM}{r_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{M}{r_0^3} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha_f - 2} \mathbf{f}(\theta). \quad (\text{D.17})$$

Using the self-similar expression of the temperature T in Eq. (D.15) and combining Eq. (D.14) and (D.15), one finds α_f to be $\alpha_f = b - 3 + 2(a + 1)(1/4 - \alpha)$.

Furthermore, the inclusion of radiative diffusion in the model constrains the expression of the fiducial scale r_0 . Indeed, the RHS and LHS multiplicative constants of the self-similar expansion of Eq. (D.14) have to be equal : this leads to the following expression of r_0 ,

$$r_0 = \left(\frac{3\kappa_0}{4a_s c} M^{2+a} (GM)^{b-\frac{5}{2}} \left(\frac{\bar{\mu} m_H}{k_B} \right)^{b-4} \right)^{\frac{2}{5+6a+2b}} \quad (\text{D.18})$$

where $a_s = 4\sigma/c$ with σ the Stefan-Boltzmann constant.

It is worthwhile to note that when diffusive radiation is discarded¹, the fiducial scale is not explicitly defined. In that case, the fiducial radius remains a free parameter and a characteristic length has to be chosen on observational or physical criteria (see Lery et al. (1999) and Sect. D.2.3.2 for the discussion on this issue).

D.2.3 Methods

D.2.3.1 Integration

Assuming self-similarity, the PDE system of HD or MHD equations is transformed into an ODE system where all variables depend only on the poloidal angle θ ,

$$\frac{dl_i(\theta)}{d\theta} = A_{ij} l_j(\theta). \quad (\text{D.19})$$

In the MHD (HD) case, eight (six) coupled equations constitute the system. We consider the problem as an initial value problem (IVP) and use the values of the variables ($u_r, u_\theta, u_\phi, \mu, y_p, y_\phi, \Theta$ and f_θ) as input parameters at a given angle. Note that y_p and y_ϕ are not present in the HD case. In practice, we start the integration close to the rotational axis, typically at $\theta_0 = 10^{-2}$ rad. We provide the initial values near the axis, i.e. a positive u_r for the outflow, u_θ negative for the circulation pattern and u_ϕ chosen to be positive. We look for solutions covering $\theta = \theta_0$ to $\theta = \pi/2 - \epsilon$ as the polar axis and the equatorial plane are excluded by the self-similar treatment (Fiege & Henriksen 1996).

D.2.3.2 Dimensions and the fiducial scale r_0

For each solution, dimensional quantities can be calculated using Eq.(D.7) to (D.11) and Eq.(D.17). From these equations, for any physical quantity, only the mass of the central object M and the fiducial scale r_0 are required to compute the dimensional quantities at a given radius R . Without radiative diffusion, r_0 remains a free parameter (see Lery et al. (1999) for more details).

In Fig. D.2, the fiducial scale (from Eq.(D.18)) is plotted as a function of the Kramer’s coefficients a and b for a one solar mass protostar and $\kappa_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

The variation of r_0 with the Kramer’s parameters is quite stiff and r_0 quickly drops from ~ 100 AU to 0 as a increases and/or b decreases from the dust-dominated case. Note that r_0 is a lower limiting radius for the validity of self-similarity.

For physical reasons, r_0 should also be limited to the region where the hypotheses of the model still apply. For example, close to the protostar, the radiation pressure could have non-negligible dynamical effects preventing the model to be applicable there.

D.2.3.3 Selection criteria of the solutions

Firstly, we select solutions showing outflowing motions near the axis region and infall near the equatorial

¹i.e., there is no θ -component in the radiative flux, but only a radial one, cf. the “virial isothermal” case in Fiege & Henriksen (1996).

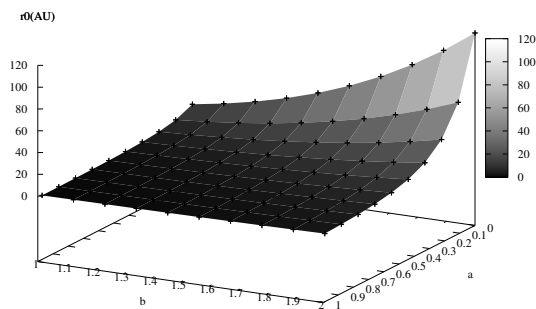


FIG. D.2 – Variation of r_0 with the Kramer’s opacity parameters. The values are obtained for a one solar mass protostar.

plane. This means that radial velocity u_r must change sign once for an angle θ_{open} which is the opening angle of the outflow : for $\theta > \theta_{\text{open}}$, u_r is negative and trace the infall ; for $\theta < \theta_{\text{open}}$, u_r is positive and the gas is flowing outward.

Secondly, we use the self-similar expressions of the physical quantities to go from the dimensionless variables to the dimensioned ones : we define the mass of the central object (we typically choose $1 M_{\odot}$), an observational radius ($\sim 5 \times 10^3$ AU) and a type of coolant (values of a and b in the opacity).

Finally, we discard unphysical solutions, i.e. solutions that do not fit in the range of observations.

D.3 Hydrodynamical solutions

Pure hydrodynamical (HD) solutions can apply in situations where magnetic fields are either very weak (e.g., primordial universe) or not dynamically dominant for the movement of the gas (early stages of the collapse). Besides, studying a purely HD problem allows us to distinguish the effects of the radiation and density gradients from those of the magnetic field (see Sect. D.4).

We find HD solutions with both infall and outflows and they all show common properties : i) the outflow is very narrow and ii) always quite slow ($< 10 \text{ km s}^{-1}$ for a one solar mass central object) and iii) infall is occurring in the rest of the domain in a quasi-spherical way.

For illustration, a typical hydrodynamical solution is plotted in Fig. D.3 : the left panel corresponds to the density contours and velocity field of the solution in the poloidal plane, and the right panel to different quantities plotted (at a fixed distance of 5000 AU) as a function of the poloidal angle θ . The central object was assumed to be a one solar mass protostar. The Kramer’s opacity parameters are those of a dust-dominated opacity (namely, $a = 0$ and $b = 2$).

The infall-outflowing pattern is traced by the radial velocity : a negative radial velocity corresponds to an

infall motion whereas a positive one is the signature of an outflow. Note also that v_{θ} keeps a constant negative sign, implying that all the material is being redirected outward in this particular solution. This will not be the case for solution with “net infall” (see Sect. D.4.2). The θ -velocity characterizes the movement of the gas towards the rotational axis. Here, the maximum reached by v_{θ} is $\sim 0.45 \text{ km s}^{-1}$: this is a small value that implies a weak “collimation” of the flow. For this solution, the outflow has a velocity of approximately $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ and a $\sim 5^{\circ}$ opening angle. The system is also almost non-rotating as v_{ϕ} is close to zero over the entire domain. The values of the number density (upper-left panel) are in the order of 10^6 cm^{-3} at 5000 AU and shows a increase towards the axis of rotation. However, the density at the axis is only twice as large as the one near the equator, emphasizing a quasi-spherical infall. At a given radius, the temperature (lower right panel) is also almost constant ($\sim 100 \text{ K}$ at 5000 AU) which characterizes an isothermal infall.

Qualitatively, this solution presents some common features with observations. First we have an outflow. We also find that the fastest material was also the most collimated (Bachiller 1996; Richer et al. 2000). This is precisely the case here where the positive part of the radial velocity (outflow) that decreases when the angle from the axis increases. However, physical quantities (velocity, temperature and density) do not match with observations. In particular, the density is an order of magnitude too high to fall in the observed density range ($10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$), and also the velocity is too small.

In conclusion, we have shown that our models can produce outflows that can be launched from thermodynamical effects only. We have a simple heated quadrupolar model for infall and outflow. The qualitative characteristics of the hydrodynamical solutions are similar to the observed protostellar outflows but are quantitatively too dense, too slow and too narrow for typical solar mass objects.

D.4 MHD solutions

Typical molecular outflows of low mass protostars have observed velocities $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ and have a large range of initial opening angles : from $\lesssim 30^{\circ}$ for class 0 to $\gtrsim 90^{\circ}$ for class 1 objects (Bachiller 1996; Bachiller & Tafalla 1999). Their typical densities lie around 10^{4-5} cm^{-3} . Our hydrodynamical model cannot power such outflows and we now include the magnetic field in the model.

There are two main issues that we wish to address with our magnetized model :

- Class 0 low mass protostars : they show powerful, highly collimated molecular outflows despite their very young age.
- The formation of massive stars : they present very massive outflows (with mass loss rates around $5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) that can be more massive than the central object itself and hardly be explained

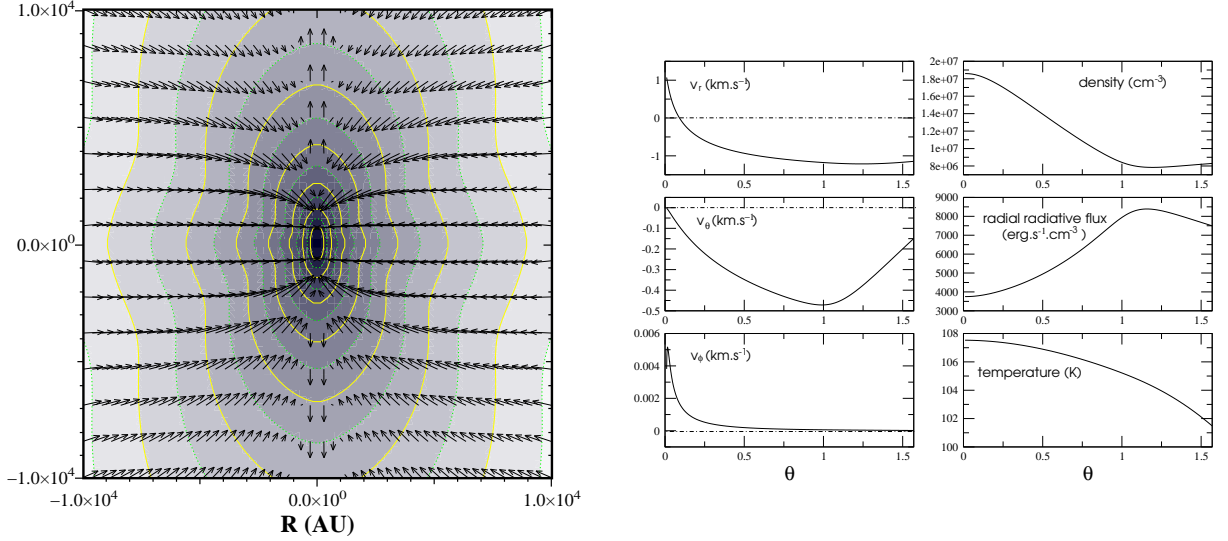


FIG. D.3 – Left panel : a typical solution for the HD case represented in the poloidal plane (r, θ) . The iso-density contours and velocity field are plotted. Right panel : corresponding values of the velocity, density, temperature and radial radiative flux at a distance of 5000 AU from the central protostar, with respect to the poloidal angle θ . For this particular solution, the input values of the dimensionless quantities are : the velocities $u_r = 2.54$, $u_\theta = -4.46 \times 10^{-3}$, $u_\phi = 9.05 \times 10^{-3}$, the density $\mu = 3.62 \times 10^{-3}$, the temperature $\Theta = 1.81$ and the θ -component of the radiative flux $f_\theta = 7.92 \times 10^{-1}$.

by the conventional jet- or wind-driven models (Churchwell 2000).

D.4.1 Dust case – a typical solution

A typical MHD solution with pure transit is shown in Fig. D.4. The left panel corresponds to the density contours and velocity field in the poloidal plane and the right panel to different quantities plotted at a fixed radius of 5000 AU as a function of the angle θ .

As previously, the radial velocity traces the infalling/outflowing motion of the gas. For this solution, the opening angle is $\theta_{\text{open}} = 1.1 \text{ rad} \approx 60^\circ$, where v_r changes sign. However, between 1.1 and 0.3, the radial velocity is positive but very small and it is only beyond $0.3 \text{ rad} \approx 17^\circ$ that a non negligible outflowing motion is occurring.

The outflow velocity is typically $10\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$ for the most collimated part and the number density varies from 10^5 to $4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ between $0 < \theta < \pi/2$. These values fit in the range of typical values of molecular outflows (Bachiller 1996). The turning angle is the preferential angle for the toroidal magnetic field (middle right panel), responsible of the collimation of the flow *via* the $j_z \times B_\phi$ component of the Lorentz force. In consequence, v_θ , which traces the movement of the gas towards the axis, is also maximised at the turning point. Naturally, this correlation was not found in the HD case where the opening angle was very small but v_θ was maximum around 55° . Remembering that $B_\phi \propto v_\phi$ in the model, v_ϕ behaves identically to the toroidal field.

The density (upper right panel) presents a strong poloidal gradient (∂_θ) near the rotational axis, followed by an almost constant behavior for intermediate values of θ and finally increases again when approaching the equatorial region. The strong gradient near the axis contri-

butes to the acceleration of the outflowing material in this region. This behaviour is not present in the HD solutions. The density structure of the present MHD solution appears oblate with respect to the rotational axis whereas it looks prolate for the hydrodynamical model. Such a geometrical difference may be observationally distinguishable at high resolution. Indeed Motte & André (2001) have investigated the morphologies of Class 0 and 1 protostellar envelopes and have found that several sources (e.g. L1527, B335) have elliptical (or even more complex) density structure. They invoke the presence of bipolar outflows to possibly be the reason of these asymmetries. This could be the case in our model.

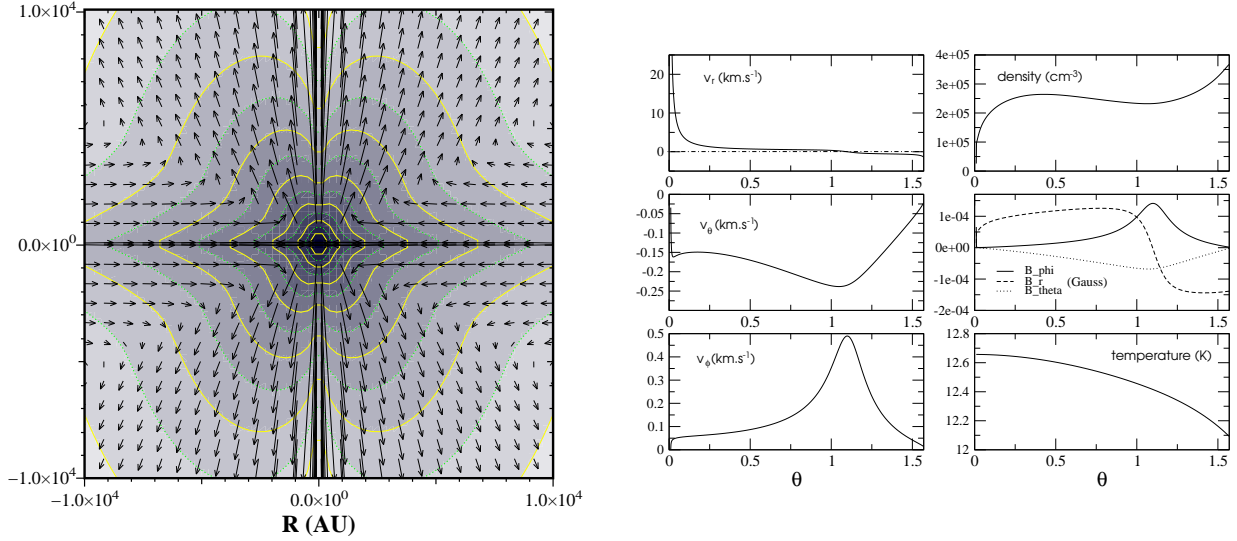
As in the hydrodynamical case, the temperature is almost constant over the domain. However, the radiative flux plotted in the poloidal plane in Fig. D.5, right panel, shows a strong anisotropy and is the highest in the axial zone and also contributes to the acceleration of the outflowing gas. On the other hand, the flux appears smaller in the equatorial region than elsewhere, emphasizing that the equator is a privileged region for the accretion of matter onto the central protostar. That is not the case for the HD model (Fig. D.5, left panel) where the radiation is almost spherical.

The typical values for two models, hydrodynamical and magnetized, are gathered in Tab D.1 which summarizes the previous points.

Knowing the velocity and the density for every angle θ at a fixed radius R , it is possible to calculate mass rates. In particular, the infall mass rate is given by

$$\dot{M}_{\text{in}} = 2 \times 2\pi R^2 \int_{\theta_{\text{open}}}^{\pi/2} v_r(R, \theta) \rho(R, \theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{D.20})$$

where $v_r(R, \theta)$ and $\rho(R, \theta)$ takes the form of Eq.(D.10)



F . D.4 – Same as Fig. D.3 but for a MHD solution with pure transit. For this particular solution, the initial values of the dimensionless variables are : $u_r = 1.45 \times 10^3$, $u_\theta = -8.12 \times 10^{-2}$, $u_\phi = 7.49 \times 10^{-3}$, $y_p = 5.12 \times 10^5$, $y_\theta = 5.81 \times 10^{-1}$, $\mu = 5.93 \times 10^{-6}$, $\Theta = 2.13 \times 10^{-1}$ and $f_\theta = 1.353$. The value of α is -0.22 and the opacity parameters correspond to the dust case $a = 0$ and $b = 2$.

	v_r^{out} (km.s $^{-1}$)	v_θ^{max} (km.s $^{-1}$)	v_ϕ^{max} (km.s $^{-1}$)	ρ_{out} (cm $^{-3}$)	$\rho^{\text{axis}}/\rho^{\text{eq}}$	$F_{\text{rad}}^{\text{axis}}/F_{\text{rad}}^{\text{eq}}$
with B field	~ 10	0.25	0.5	2×10^5	0.25	4.3
no B field	~ 1	0.45	5×10^{-3}	1×10^7	2	0.5

T . D.1 – Comparison between typical values of the HD and MHD solutions at a distance of 5000 AU from the central protostar.

and Eq.(D.7). The first factor 2 is present to take into the contribution to the infall from the other side of the equatorial plane.

We compute the infall rates for different central masses and plot the result in Fig. D.6. Three solutions are treated : the one detailed previously in Fig. D.4 (solid line) and two extreme cases (a low and a high density solutions, in dotted lines). The low and high density solutions are extreme in the sense that they are at the limit of the observational range but not a limit of the model (which can also produce denser or lighter solutions). Then, for a given central mass, our model predict infall rates located between the two dotted lines.

First of all, the infall rate increases with the mass of the protostar and we get a typical value of $\dot{M}_{\text{in}} \approx 3 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ for a $0.1 M_\odot$ central object, which is in agreement with rates inferred from observations of low mass YSO (Bontemps et al. 1996). It is important to mention here that the increase of the central mass does not correspond to the temporal evolution of the mass of the protostar : we are studying a self-similar steady-state problem where the central mass is a dimensional parameter. Observationally, the higher the central mass is, the later in the pre-stellar evolution the protostar is, and as a consequence, the lower its accretion rate is. Here we are just studying the influence of the central mass on a given model and the increase of the infall rate is

a consequence of the increase of the gravitational force from the source.

The infall rate scales with M following a power-law. For this example, we have $\dot{M}_{\text{in}} \propto M^{0.81}$. This behavior comes from the self-similar form we use for the variables and, injecting equations (D.7) and (D.10) into Eq.(D.20) and using Eq.(D.18) for r_0 , one finds

$$\dot{M}_{\text{in}} \propto M^{\frac{3}{2}} M^{-\frac{2(a+b-1/2)(5/2+2\alpha)}{5+6a+2b}} \quad (\text{D.21})$$

If $a = 0$ and $b = 2$ (dust case), it simply reads $\dot{M}_{\text{in}} \propto M^{\frac{3}{2}(1-\alpha)}$ and with $\alpha = -0.22$ we find a slope of 0.81. In our model the smallest value α can tend to is $-1/2$ ($\alpha = -1/2$ corresponds to pure radial infall) which would give a maximum slope of 1, $\dot{M}_{\text{in}} \propto M$ in the dust dominated regime.

With the purely transit solutions like the previous one, the infall rate we calculate corresponds to the rate of gas moving towards the protostar. However, there is no net infall onto the central object in the sense that for these models, all the matter that falls is deflected in the outflow. This can be shown by writing the continuity equation Eq.(D.1) in the dimensionless variables and integrating over all space :

$$\int_{0+\epsilon}^{\pi/2-\epsilon} \left[(1+2\alpha)\mu u_r + \frac{1}{\sin\theta} \frac{d}{d\theta} (\mu u_\theta \sin\theta) \right] \sin\theta d\theta = 0 \quad (\text{D.22})$$

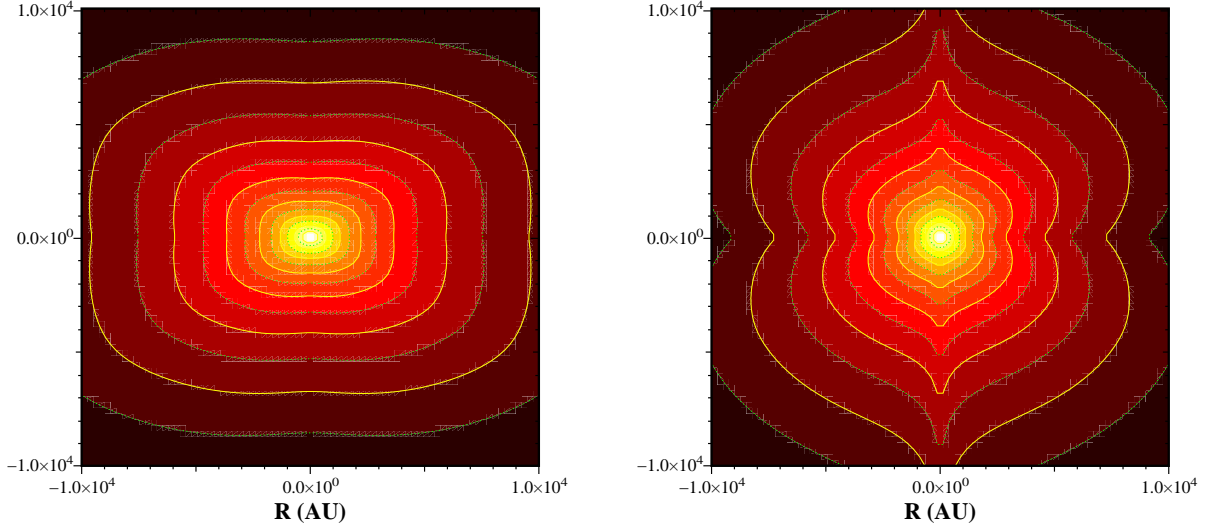


FIG. D.5 – The radiative flux contours of typical transit solutions in the HD (left) and MHD (right) case between 0 and 10^4 AU. At 5000 AU, the typical values are respectively 6×10^3 and 3×10^3 $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

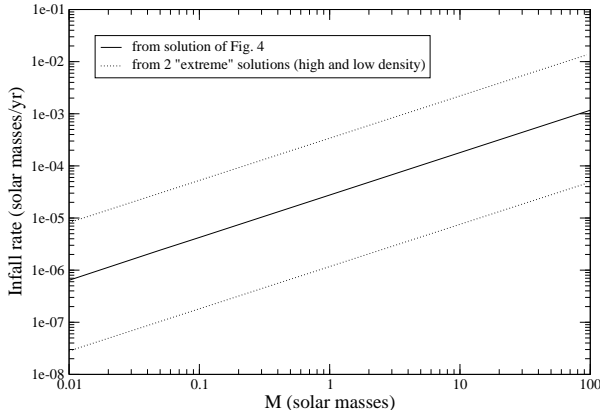


FIG. D.6 – Influence of the central mass on the infall rate for a MHD transit solution. The solid line corresponds to the specific solution presented previously. The dotted lines correspond to two “extreme” solutions of high and low density.

with $\epsilon \rightarrow 0$. The first term corresponds to the total dimensionless mass rate over the entire domain. With our boundary conditions $u_\theta(0) = u_\theta(\pi/2) = 0$, and μ finite, the integration of the second term equals zero. As a consequence, the total mass rate in the model is also equal to zero and all the infalling matter is diverted outward. In order to compare to observations, it is possible to compute the outflow to infall rate ratio, $f = \dot{M}_{out}/\dot{M}_{in}$. For Class 0 and 1 objects, the ratio is found to be smaller than unity typically, $f \sim 0.1 - 0.3$ (Bontemps et al. 1996; Richer et al. 2000). In our case, for pure transit models, $f = 1$ by construction since all the material that is coming in has to be rejected in the outflow.

Nevertheless, the inclusion of magnetic field greatly improves the properties of the solutions which now compare well with observational quantities, with fast, colli-

dated outflows.

D.4.2 Dust case – a typical solution with net infall

We now present solutions with a combination of transit and pure infall solutions similarly to Lery et al. (2002). We briefly review the interest and the properties of such solutions.

The method of integration is the same as previously except that, here, the domain is separated in two zones. The separation occurs at the angle θ_s . From θ_0 to $\theta_s - \epsilon$, we search for a transit solution, qualitatively identical to the one of the previous section. From $\theta_s + \epsilon$ to $\pi/2 - \epsilon$, we look for a solution that presents the characteristic of an infall ($v_r < 0$) but that is directed toward the equator and not toward the axis so that the gas is not deviated. This condition is fulfilled if the θ -velocity is positive. At the end of the transit region, in θ_s , v_θ tends to zero and is negative (requirement for transit). To integrate the system in the net infall region, we change the sign of v_θ , in order to get a strictly infalling pattern and use the end values of the transit solution, as initial conditions for the solution between θ_s and $\pi/2$.

There is a small region around θ_s which is not treated : $\theta = \theta_s$ is a location that cannot be reached (as for the equator in the pure transit solutions) and the integration numerically failed before reaching it. It is also important to mention that the two solutions, on both sides of θ_s are mathematically independent. The continuity set between the two zones is in consequence only apparent.

A solution with the characteristics described above is shown in Fig. D.7. As previously, we plot the density contours and the velocity field (left panel) as well as the variation of the physical quantities with θ at a given radius (right panel). We are considering the standard case for which the opacity is dust-dominated.

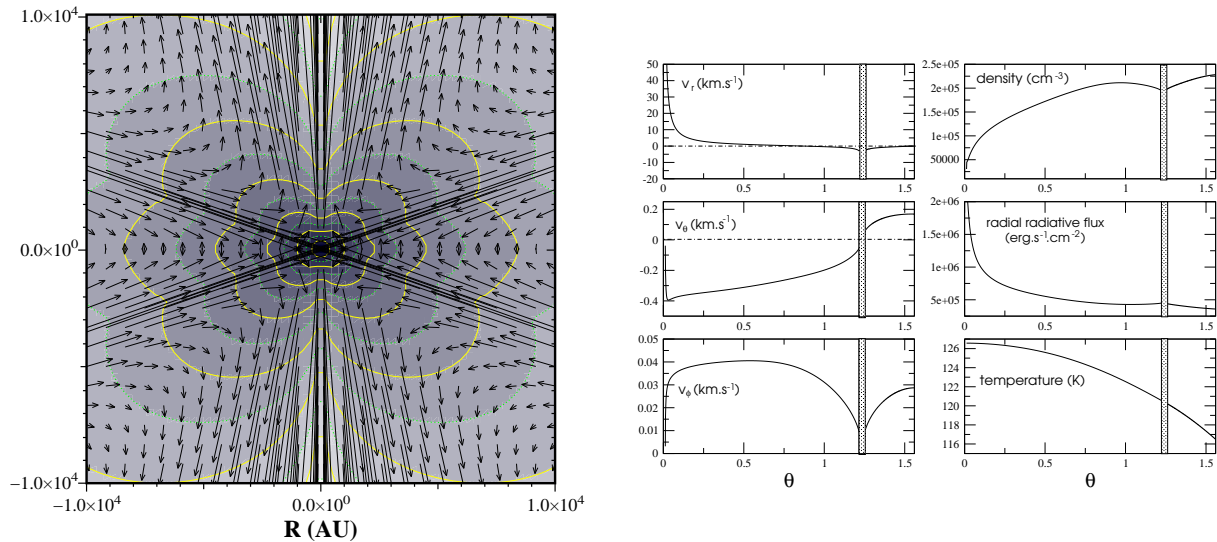


FIG. D.7 – Same as Fig. D.4 but for a solution with net infall.

The two zones can be distinguished : i) the transit zone, characterized by the change of the sign of the radial velocity and by a negative theta-velocity. (i.e. from $\theta_0 = 10^{-2}$ to $\theta_s \sim 0.8$ rad), ii) a net infalling region where $v_r < 0$ and $v_\theta > 0$ in the remaining of the domain. In this region, the gas is falling onto the equatorial plane so it can eventually accrete onto the central protostar. The untreated region between the two zones has been shadowed.

Fig. D.7 shows a solution with an opening angle of $\theta_{\text{open}} \sim 30^\circ$ but solutions with smaller opening angles have also been found. The radial velocity for the outflow is 20-50 km s⁻¹ and the average density around 2×10^5 cm⁻³. Again, the solution appears almost spherical : each physical quantity does not show strong gradient except close to the boundary angles. Identically with the transit magnetized solution, the minimum density and maximum radiative flux is in the axis region : this allows the outward acceleration of the gas in this region and the radial velocity is then also maximum at the axis.

The θ -velocity tends to zero at the axis and towards θ_s . These are the boundary conditions we require for transit solution and have in consequence to establish a pressure balance between the transit and net infalling regions. Near the equator, v_θ does not tend to zero. This implies that the equatorial zone $[\pi/2 - \epsilon, \pi/2]$ has to be seen as a sink that absorbs anything entering it. Looking at Eq.(D.22) for the net infalling zone (i.e. integrating between θ_s and $\pi/2$), one sees that a non-zero v_θ at one of the boundary ($\pi/2$ in the present case) results in a non-zero global mass rate in the considered region. This justifies *a posteriori* terming these solutions “net infall” models. For this category of models, the ratio f is then smaller than unity. For the particular solution shown here, $\dot{M}_{\text{out}} \sim 2 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ and $\dot{M}_{\text{in}} \sim 2\dot{M}_{\text{out}}$ resulting in $f = \dot{M}_{\text{out}}/\dot{M}_{\text{in}} \sim 0.5$. This is a typical value for net infall models, but larger and smaller values can

also be obtained by setting the net infalling region as a smaller or larger fraction of the full model.

D.4.3 Influence of opacity

The solutions presented previously had a dust-dominated opacity. This is the situation in the present-day universe which is enriched in heavy elements, molecules and grains thanks to many generations of stars and stellar nucleosynthesis. However, in the primordial universe, star formation occurred in an almost metal-free environment where the chemical composition was a mixture of hydrogen (H), helium (He) and very small traces of deuterium (D) and light elements (Li, Be, B). To understand the physics in the early universe, it is necessary to have accurate values of its opacities. Many studies undertaken on primordial star formation used only the species involved in the formation of molecular hydrogen (and sometimes helium) (Stahler 1986; Omukai & Nishi 1998; Nakamura & Umemura 1999) as H₂ is the most abundant molecular species formed under primordial condition and is also the most effective coolant of the gas in the low temperature regime of star formation. However, HD molecules can also contribute to the cooling of the gas when H₂ becomes inefficient (Palla 1999) and in a recent paper, Mayer & Duschl (2005) show that the inclusion of Li in primordial opacity calculation lead to significant changes, up to two orders of magnitude for $T < 4000$ K and conclude that the influence of Li on the different stages of population III star formation and evolution could be assessed. Here, we wish to study the behavior of our models when the optical properties of the fluid are those of a dust-free environment.

The use of the Kramer’s law form for the opacity prevents an explicit treatment of the cooling that includes all the species previously mentioned. However, the Kramer’s opacity coefficients (a, b) can be interpreted in

term of the physical process enabling the cooling. The emission rate per unit of volume can be written as $\epsilon = 4\sigma\rho\kappa T^4 \propto \rho^{a+1}T^{b+4}$ (Boily & Lynden-Bell 1995).

- $a = 0$ corresponds to situations where a single efficient component (dust or CO) dominates the cooling, assuming its fraction by mass remains constant during evolution.
- On the other hand, $a = 1$ gives the density dependence of the opacity when the cooling is due to two-particle processes and no coolant is dominant. For such a density dependence, the system is expected to be dilute and cold so that the excitation levels are almost empty.
- b measures the difference between a black body emission ($\propto T^4$) and the one considered here. In the case of dust, $b = 2$ as seen before. This appears to be an upper limit and b then decreases for other types of cooling, in particular $b \in [-5/2, -1]$ for molecular cooling in interstellar clouds (Goldsmith & Langer 1978).

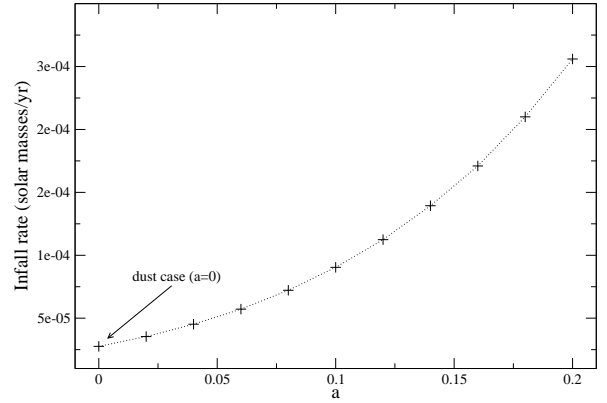
In order to study the influence of the opacity on the solutions of our model, we start from the dust case and then increase a from 0 to 1 and decrease b from 2 to 1 so as to leave the dust-dominated regime. If no dust is present in the star formation environment, then the main source of opacity would come from molecular line cooling. As mentioned previously, that case would see b in the range $[-5/2, -1]$. However, in this work, b does not take any value smaller than unity. This is due to the stiffness of the ODE system to solve. In fact, to study the influence of opacity on the solutions, we do not change any other parameters but a and b ; for a given set of input parameters, a valid solution (i.e. filling the whole space and presenting circulation features) appears to remain valid only for b varying between 2 and 1. Below 1, the integration fails before $\theta = \pi/2$ and the other input parameters should be slightly adjusted. Doing so would make it impossible to distinguish the effects due to opacity from those coming from the new input values. The limit $b = 1$ is not strict, we found solutions that could still be integrated with $b \lesssim 1$ and others that would fail earlier.

By changing a and b progressively, we depart from the dust-dominated regime. It is however important to note that we cannot say what type of coolant it is we are modelling except that it is less efficient than dust and results in a smaller opacity.

The study is made on pure transit solutions only and not on net infall ones as the discontinuity between the two regions of the latter was more difficult to handle.

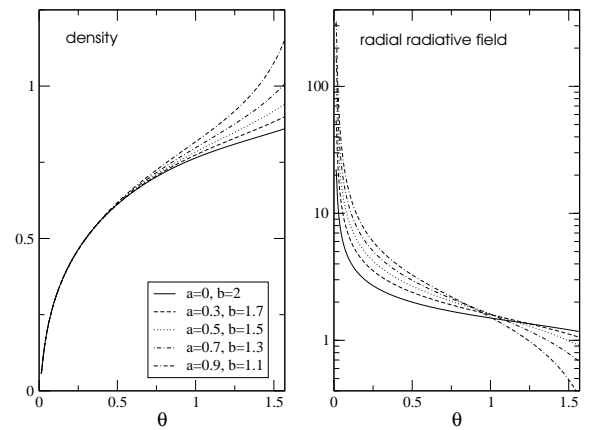
The results are shown in Fig. D.8 and Fig. D.9. The infall rate is calculated in the same way as in Sect. D.4.1 and is plotted in Fig. D.8 as a function of the Kramer's opacity parameter a (b stays equal to 2). The infall rate increases as one leaves the dust opacity regime. Very simply, when the opacity decreases and the medium becomes more transparent, the photons escape more easily and are less efficient in slowing the infalling gas.

In Fig. D.9, the left panel represents the density for



F . D.8 – Influence of Kramer's opacity parameter a on the infall rate.

different sets (a, b) . The radial radiative fluxes are plotted on the right panel for the same sets of parameters. Furthermore, the quantities plotted are dimensionless (i.e., $\mu(\theta)$ and $f_r(\theta)$) because as a and b are modified, the fiducial scale r_0 changes (see Eq.(D.18)) : the influence of the opacity on the morphology of the solutions would be more difficult to visualize as they would not start from the same point.



F . D.9 – Influence of the opacity parameters a and b on the dimensionless density and radial radiative flux.

The dimensionless density increases in the equatorial region as one leaves the dust-dominated regime. As it is the dimensionless density, this means that as a increases and b decreases, the ratio between the density at the equator and at the rotational axis increases. The radial radiative flux shows the opposite behavior : the flux is relatively smaller at the equator than in the axial region.

It is not possible to generalize this behavior as not all the solutions that were found behave like that. For example, the morphology of the solution presented in

Sect.D.4.1 was almost unaffected by the change of opacity. The only difference was observed for its dimensional quantities that would scale differently and, as a result, give a higher infall rate when dust is not the dominant coolant (see Fig. D.8). However, it is of interest that such solutions exist : the higher density in the equatorial region along with the weaker radiative field in this region could lead to the accumulation of matter in the equatorial plane (i.e., to a more massive accretion disk) and may ultimately lead to the formation of more massive star for dust-free opacity regimes (such as the ones of the primordial universe).

D.5 General properties of MHD models

The main feature of the model is the production of a heated pressure-driven outflow with magneto-centrifugal acceleration and collimation. An evacuated region exists near the axis of rotation where the outflow is produced and the density systematically increases with the angle from the axis. The streamlines passing close to the rotational axis are also the ones closest to the central object (see Fig. D.11, upper left panel). The gas on these streamlines transits deeper in the gravitational well and is also the most vigorously heated. As a consequence, the radial velocity of the outflow is always maximum near the axis and decreases with increasing poloidal angle θ .

D.5.1 Two families of solutions

All the solutions that we have found have the same qualitative properties, except around their turning point. In this region, two distinct families of solutions appear as shown in Fig. D.10. The rotational velocity v_ϕ (left panel) and the radial magnetic field B_r (right panel) are plotted as a function of the poloidal angle θ for different solutions.

The solutions fall into one of the two categories : i) slow rotators where the rotational velocity is small and almost constant over the entire domain (dotted line) and ii) fast rotators where v_ϕ increases and decreases with a strong gradient around the turning point of the solution (solid line). At its maximum, v_ϕ peaks at about four times the v_ϕ value of the other solutions. Because we have $B_\phi \propto v_\phi$, the solutions that peak at the turning point also have a much stronger toroidal field there and as a consequence a larger pinch force towards the rotational axis.

The radial magnetic field (Fig. D.10, right panel) changes sign at the turning point of the solution ($B_r \propto v_r$) and it appears that the fast rotating solutions (solid lines) have a substantially higher radial magnetic field on the overall domain than the slow rotating models (2 to 16 times higher for the solutions shown).

The other variables (not shown here : density, temperature, etc...) do not seem to be affected and no distinction can be made between the two types of solutions when looking at these quantities. No morphological dif-

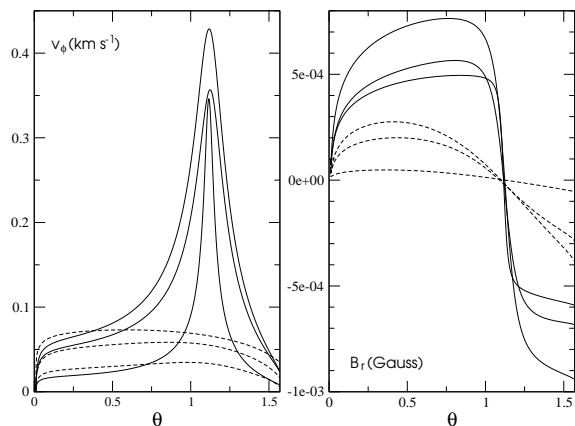


FIG. D.10 – The rotational velocity (left) and radial magnetic field (right) plotted as a function of θ . The continuous and dotted lines correspond to the two types of solutions. For clarity, we only show solutions with almost the same turning angle, but others were found.

ferences appear between the two types of models and the density profiles all indicate the characteristic oblate shape of magnetized solutions. Rotation and magnetic field seem coupled and the solutions with reasonable dimensional quantities are in one of the two following categories : i) slow rotating and poorly magnetized or ii) faster rotating and highly magnetized.

D.5.2 Energetics of the solutions

In order to compare and contrast the two families of solutions, the evolution of the energy along a streamline is considered. We call Family 1/Family 2 the slow/fast rotating weakly/strongly magnetized family of solutions found in the previous section.

Streamlines follow $dr/(r d\theta) = u_r/u_\theta$ in the poloidal plane. It is convenient to look at the local specific energy components normalized to the local specific gravitational energy (to have a dimensionless quantity) and to define their sum as

$$Be(r, \theta) \equiv -\frac{1}{E_{\text{grav}}} \left(E_k + E_{\text{grav}} + \frac{p}{\rho} + E_{\text{magn}} \right) \quad (\text{D.23})$$

where E_k is the specific kinetic energy, $E_{\text{grav}} = -GM/r$ the specific gravitational potential energy, and $E_{\text{magn}} = B^2/8\pi\rho$ the specific magnetic energy. Using the self-similar form for the quantities, Be becomes

$$Be(\theta) = \frac{1}{2} (u_r^2 + u_\theta^2 + u_\phi^2) - 1 + \Theta + \frac{1}{8\pi\mu} \left(\frac{u_p^2}{y_p^2} + \frac{u_\phi^2}{y_\phi^2} \right) \quad (\text{D.24})$$

Note that in the hydrodynamical case, the Bernoulli theorem implies that Be is constant along a streamline.

In Fig. D.11, upper left panel, streamlines are plotted for two solutions, one from each family. The central object is located at the origin. It is interesting to note that

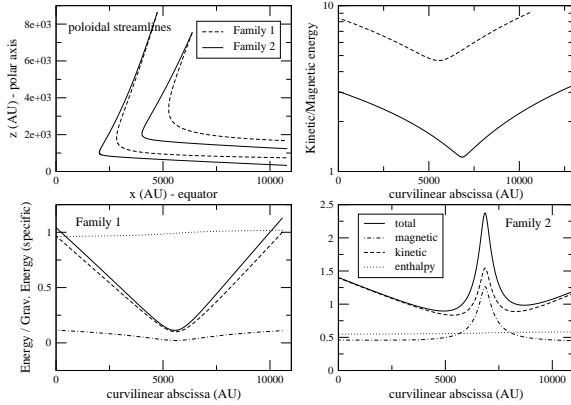


FIG. D.11 – Family 1 and 2 refer respectively to the slow and fast rotating solutions found previously. *Upper left* : poloidal streamlines. *Upper right* : ratio of the kinetic to the magnetic energy as a function of the curvilinear abscissa s . $s = 0$ is chosen at the infalling end of the streamline. *Lower left* : energetics of a solution along a streamline for a solution from Family 1. The specific energy components have been normalized to the gravitational potential energy. *Lower right* : same as lower left for a solution from Family 2.

for streamlines integrated from the same point (located in the outflowing region), the solution from Family 2 transits closer to the central object, deeper in the gravitational well than the one from Family 1. This is a general trend that has been observed for many solutions. The three other panels in Fig. D.11 show energy components plotted along these two streamlines.

On lower left and right panels the different specific energy components as a function of the position along the streamline of the solution from Family 1 and 2 are plotted. The origin of the curvilinear abscissa s is chosen at the “infalling end” of the streamline.

Far from the turning point, the main contribution to the kinetic energy (E_k) comes from the radial velocity v_r (v_θ and v_ϕ have much smaller values). The absolute value of v_r rapidly decreases when approaching the turning point (See Fig. D.4) and so does E_k (dashed line), for both Family 1 and 2 solutions. Near the turning point, however, the contribution of $v_{\theta,\phi}$ to E_k becomes dominant : i) for the slow rotating solutions (Family 1 – lower left panel), v_ϕ does not change much on the domain and E_k reaches a minimum at the turning point, ii) but for the fast rotators (lower right), v_ϕ quickly increases at the turning point and E_k reaches a local maximum. The magnetic energy qualitatively follows the same behavior as $B_{r,\theta} \propto v_{r,\theta}$ and $B_\phi \propto v_\phi$.

Finally, the ratio of the kinetic to the magnetic energy is plotted on the upper right panel in Fig. D.11, again for the two types of solutions. Qualitatively, they behave alike, and E_k/E_{magn} is in both case minimum at the turning point. This conforms with intuition as one expects a larger influence of the magnetic field near the central protostar. However, at the turning point, E_{magn}

is 5 times smaller than E_k for the slow rotating solution while it is comparable to E_k for the fast rotating model. For clarity only two solutions have been plotted here, but it has been found a general behaviour that $(E_k/E_{\text{magn}})_{\text{turn}}^{\text{Family2}} \sim 1$. Furthermore, the same ratio for Family 1 solutions has been found many times much greater (5-100) than unity.

In conclusion, the behaviour of the two types of solutions is similar far from their turning point, but then differs significantly : for the slow rotating models, the magnetic energy is always much smaller than the kinetic energy whereas they become comparable for the fast rotating solutions. The magnetic field appears then to be responsible for a closer transit around the center of the latter ones. Despite this difference between the two families of solutions, the properties (velocity, density) of the outflows they power are similar.

D.6 Discussion

D.6.1 Behavior at large distance

After the main early phase where infall dominates the dynamics, the protostar deposits linear and angular momentum and mechanical energy into its surroundings through its jets and molecular outflow. It is therefore important to discuss the behavior of the outflows at large distance. In the case of low mass stars, the accretion-ejection engine should dominate the global dynamics and produce relatively weak molecular outflows. In that case, the present model may apply only for a short stage at the earliest phases of low mass star formation. On the other hand, if the physics of the outflow formation remains the same regardless the mass of the protostar, the dynamics of massive objects should be dominated by the transit and should have strong and heavy molecular outflows, according to the present model. In that case, the transit model plays a major role in the formation of massive stars. Moreover, the transit model brings an interesting new feature for the interaction between molecular outflows and jets. Indeed, a lot of gas is brought to the axial region that is not at rest and is already stratified when the atomic jet starts propagating away from the protostar. It will drastically change the jet propagation and stability properties. This demonstrates the importance of understanding of the history of outflows in order to model correctly the behavior of jets.

Also, according to our model, at larger distance, $\rho \propto r^{2\alpha-1/2}$, $B \propto r^{\alpha-3/4}$, and $v \propto r^{-1/2}$. The magnetic field and the density decrease faster than the velocity. For example for $\alpha = -1/4$, $\rho \propto r^{-1}$, $B \propto r^{-1}$, and $v \propto r^{-1/2}$, and the outflow becomes purely ballistic (Lery et al. 2002). Only large bow-shocks due to the long time-scale variations of the source should survive. Ultimately, the combined effects of the reduction of the ionization and temperature in the giant bows, and of the lack of ambient medium, may make the outflows fade out and finally become very difficult to observe on distances of 3 to 10 pc. However, the momentum that they may transfer to

the ambient medium could help to maintain turbulence on large scales.

D.6.2 The outflow evolution

Of our steady-state model, any temporal evolution is beyond the scope. However, we may speculate on the evolution of YSOs by considering the slow quasi-steady evolution of our model. With the new insight given by the model, we suggest some physical justifications for the early evolutionary sequence of both low and high mass YSOs which is usually defined on the basis of an empirical scheme only.

During the Class 0 stage, most of the mass of the system is still located in the infalling envelope. The source is totally embedded and the transit of matter around the center object can start during the formation of the stellar core. This gives rise to a fast, powerful and collimated molecular outflow. However during this early stage, the central object may not have already developed the jet that is commonly thought to drive the molecular outflow.

When reaching the early Class 1 stage, the central object is surrounded by both a disk and a diffuse circumstellar envelope. A jet eventually emerges from the newly formed inner accretion disk as the transit continues. The jet may then pressurize and entrain the material in the axial region, pushing the transit flow away from the axis, thus reducing the molecular outflow velocity and increasing its diameter. Therefore, molecular outflows will appear to be less powerful and less collimated with time.

For low mass protostars, in the latest stages of the pre-stellar evolution, the central object should not be embedded in an envelope and our model cannot apply. The molecular outflow continues to spread out and slow down and is eventually overtaken by the central jet still fed by the accretion disk. In the case of high mass stars, the transit features may remain in action until the central star forms and reach the main sequence. Either the increasing opening angle of the molecular outflow in the low mass case, or the ignition of the central object may ultimately stop the accretion by suppressing any contact between the reservoir formed by the molecular cloud and the accretion disk or the star.

D.7 Summary

In this paper, we have presented a MHD model that applies to infall and molecular outflows around young stellar objects. The model is based on the radial self-similarity assumption applied to the basic equations of ideal, axisymmetric and steady-state MHD, including Poynting flux. Instead of the usual mechanisms invoked for the origin of molecular outflows (underlying jet or wind), the outflow is powered by the infalling matter through a heated quadrupolar transit pattern around the central object.

Solutions without magnetic field have been found and they appear almost spherical (quantities do not vary much with the poloidal angle). Although they do not compare well with observation ranges (too dense and too slow outflow), they indicate that thermodynamics is a sufficient engine to generate an outflow. They could apply to star formation in the primordial universe or in the very early stage of star formation where magnetic fields may not be dynamically important (however, in the latter case, the point mass gravity field should be replaced by self-gravity).

The magnetized solutions show dynamically significant density gradients in the axial region, precisely where the radial velocity and collimation are the largest. Their radiative field is also highly anisotropic and the highest at the rotational axis. It contributes to the ejection of the gas. Quantitatively, the pure transit solutions compare well with observations of outflows : velocities of a few tens of km s^{-1} and typical density of 10^{4-5} cm^{-3} .

However, for these models all the infalling gas is deviated into the outflow – there is no net infall. It is possible to obtain, from the same set of equations, a purely infalling region around the equatorial plane. The gas in this region is not deviated and will likely end up on the accretion disk around the protostar. When changing the scaling and putting a more massive central object, the infall rate also increases. This indicates that our model favors the large accretion rate scenario to form massive stars.

The influence of the opacity on the transit solutions has been studied. When leaving the dust dominated regime, the fiducial scale of the model decreases which results in an increase of the infall rate. Furthermore, the morphology of some solutions is also affected : the density ratio between the equator and the axis increases as the radial radiative flux ratio decreases. As a consequence, when dust does not dominate the cooling, such as in the primordial universe, matter could be more easily accumulated in the equatorial region and form more massive stars .

We suggest that molecular outflows are dominated by the global transit of material around the protostar (except for a thin layer surrounding the central jet – if present, where the dynamics is governed by entrainment) and that the same process occurs from low to high mass forming stars. The present work also suggests that radiative heating and magnetic field may ultimately be the main energy sources driving outflows during star formation, at the expense of gravity and rotation.

Finally, although the details of the outflow mechanisms may be peculiar to individual objects we believe the infall-outflow circulation arises naturally given accretion, and thus could also be present in other astronomical objects such as active galaxies and around suitably placed compact objects, such as neutron stars.

The authors are particularly grateful to Prof. R.N. Henriksen and Dr. J. Fiege for their contribution to the

field and their particular support and discussions. C.C. would also like to thank S. Leygnac and D. Maurin for useful discussions. This work was carried out as part of the CosmoGrid project, funded under the Program for Research in Third Level Institutions (PRTLII) administered by the Irish Higher Education Authority under the National Development Plan and with partial support from the European Regional Development Fund. The present work was supported in part by the European Community Marie Curie Actions - Human resource and mobility within the JETSET network.

Bibliographie

- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Bachiller, R. 1996, *ARA&A*, 34, 111
- Bachiller, R. & Tafalla, M. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems*, 227–+
- Barenblatt, G. I. 1996, in *Scaling, self-similarity, and intermediate asymptotics*, Cambridge University Press
- Barenblatt, G. I. & Zel'dovich, Y. B. 1972, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 4, 285
- Barsony, M. & Chandler, C. J. 1993, *ApJ*, 406, L71
- Beech, M. & Mitalas, R. 1994, *ApJS*, 95, 517
- Behrend, R. & Maeder, A. 2001, *A&A*, 373, 190
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Boily, C. M. & Lynden-Bell, D. 1995, *MNRAS*, 276, 133
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Chan, K. L. & Henriksen, R. N. 1980, *ApJ*, 241, 534
- Chandler, C. J., Barsony, M., & Moore, T. J. T. 1998, *MNRAS*, 299, 789
- Chernin, L., Masson, C., Gouveia dal Pino, E. M., & Benz, W. 1994, *ApJ*, 426, 204
- Churchwell, E. 1997, *ApJ*, 479, L59+
- Churchwell, E. 2000, in *Unsolved Problems in Stellar Evolution*, 41–+
- Downes, T. P. & Ray, T. P. 1999, *A&A*, 345, 977
- Ferreira, J. 1997, *A&A*, 319, 340
- Fiege, J. D. & Henriksen, R. N. 1996, *MNRAS*, 281, 1038
- Goldsmith, P. F. & Langer, W. D. 1978, *ApJ*, 222, 881
- Henriksen, R. N. 1996, in *Solar and Astrophysical MHD flows*, Tsinganos, K. (eds), 567
- Ladd, E. F., Adams, F. C., Fuller, G. A., Myers, P. C., Casey, S., Davidson, J. A., Harper, D. A., & Padman, R. 1991, *ApJ*, 382, 555
- Lee, C., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, *ApJ*, 542, 925
- Lee, C., Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 429
- Lery, T. 2003, in *Recent Research Developments in Astrophysics, Research Signposts (India)*, Vol. 1
- Lery, T., Henriksen, R. N., & Fiege, J. D. 1999, *A&A*, 350, 254
- Lery, T., Henriksen, R. N., Fiege, J. D., Ray, T. P., Frank, A., & Bacciotti, F. 2002, *A&A*, 387, 187
- Mayer, M. & Duschl, W. J. 2005, *MNRAS*, 358, 614
- Mihalas, D. & Klein, R. I. 1982, *Journal of Computational Physics*, 46, 97
- Motte, F. & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Nakamura, F. & Umemura, M. 1999, *ApJ*, 515, 239
- Norberg, P. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 359, 1025

- Omukai, K. & Nishi, R. 1998, *ApJ*, 508, 141
- Ostriker, E. C., Lee, C., Stone, J. M., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 443
- Ouyed, R. & Pudritz, R. E. 1997, *ApJ*, 482, 712
- Palla, F. 1999, in *Star Formation 1999, Proceedings of Star Formation 1999, held in Nagoya, Japan, June 21 - 25, 1999*, Editor : T. Nakamoto, Nobeyama Radio Observatory, p. 6-11, 6-11
- Pollack, J. B., McKay, C. P., & Christofferson, B. M. 1985, *Icarus*, 64, 471
- Raga, A. & Cabrit, S. 1993, *A&A*, 278, 267
- Richer, J. S., Shepherd, D. S., Cabrit, S., Bachiller, R., & Churchwell, E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 867
- Rodríguez-Franco, A., Martín-Pintado, J., & Wilson, T. L. 1999, *A&A*, 351, 1103
- Semenov, D., Henning, T., Helling, C., Ilgner, M., & Sedlmayr, E. 2003, *A&A*, 410, 611
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H. 1991, in *ASP Conf. Ser. 20 : Frontiers of Stellar Evolution*, 23-44
- Shu, F. H., Najita, J., Ostriker, E. C., & Shang, H. 1995, *ApJ*, 455, L155+
- Shu, F. H., Najita, J. R., Shang, H., & Li, Z.-Y. 2000, *Protostars and Planets IV*, 789
- Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L. 1980, *ApJ*, 239, L17
- Stahler, S. W. 1986, *PASP*, 98, 1081

Annexe E

Combet, Maurin, Donnelly, O’C. Drury, Vangioni-Flam 2005 A&A, 435, 151

Spallation-dominated propagation of Heavy Cosmic Rays and the Local Interstellar Medium (LISM)

Measurements of ultra-heavy nuclei at GeV/n energies in the galactic cosmic radiation address the question of their sources (nucleosynthetic s- and r-processes). As such, the determination of CR source abundances is a promising way to discriminate between existing nucleosynthesis models. For primary species (nuclei present and accelerated at the source), it is generally assumed that the relative propagated abundances, if they are close in mass, are not too different from their relative source abundances. The range of the correction factor associated with propagation has been estimated in weighted slab models only. Heavy CRs that are detected near the Earth were accelerated from regions that are closer to us than were the light nuclei. Hence, both the geometry of sources in the Solar neighbourhood, and the geometry of gas in the same region, must be taken into account. In this paper, a two zone diffusion model is used, and as was previously investigated for radioactive species, we report here on the impact of the local interstellar medium (LISM – under-dense medium over a scale ~ 100 pc) on primary and secondary stable nuclei propagated abundances. Considering down to Fe nuclei, the connection between heavy and light abundances is also inspected. A general trend is found that decreases the UHCR source abundances relative to the HCR ones. This could have an impact on the level of r-processes required to reproduce the data..

Diffusion – ISM : Cosmic Rays, Bubble – Galaxy : Solar Neighbourhood, UHCR abundances

Beyond the iron peak, the flux of Cosmic Ray nuclei drops by several orders of magnitude. The UHCRs require peculiar environments to be nucleosynthesised and two distinct processes are involved : very generally, either the neutron flux in the medium is low so that the neutron capture rate is less than the β -decay rate of nuclei, or the flux is high (with the capture rate much greater than the β -decay rate) ; these two situations are commonly referred to as the s- (slow) and r-process (rapid). The situation is obviously more complex ; see Meyer (1994) for an illuminating review. One particular issue is the determination of the relative contributions of s- and r-process nucleosynthesis required to explain the data, inferring the corresponding source abundances from the elemental and isotopic abundances.

Based on model predictions (Meyer 1994) as well as on some analysis of CR data (Brewster et al. 1983), it is shown, for example, that for $Z \geq 89$, the entire Solar System abundances must be attributed to the r-process. On the other hand, the latter does not contribute to $Z \leq 40$ (Binns et al. 1981). In-between, most of the elements exist as a mixture of r- and s- contributions. Their origin (e.g. massive stars, explosive nucleosynthesis) and exact abundances are still debated (Goriely 1999; Cowan & Sneden 2004) and CRs could provide some answers. However, to determine the CR source abundances, the fluxes measured near the Earth must be propagated back through the Galaxy, which is not a straightforward task.

We shall not discuss here the important question of the time elapsed since nucleosynthesis and propagation which is studied through radioactive heavy elements (Thielemann et al. 2002) and which is another part of the puzzle, nor shall we use a propagation network to study all the abundances (Letaw et al. 1984). We instead focus on propagation. The goal of this paper is to demonstrate the importance of the local CR-source distribution and in particular to examine the effect of the local gas distribution on calculations of source abundances from data. While the truncation of path lengths for UHCRs has been discussed (through the weighted slab approach) and recognised as having a large impact on the propagation of UHCRs (Clinton & Waddington 1993; Waddington 1996), we illustrate here how this truncation may be obtained from a deficit in nearby sources in the two zone diffusion model. The low density gas in the local interstellar medium (LISM) is also of particular importance. It is shown that this under-dense region leads to results different from both the standard two zone diffusion model (which is equivalent to a simple leaky box model) and the truncated weighted slab.

The main results of this study are : i) around a few GeV/n, the relative abundance of $Z > 60$ nuclei to lighter ones is decreased when the LISM features are taken into account – the strength of the effect is inversely related to the value of the diffusion coefficient (i.e. to the energy) and is directly related to the destruction cross section values (i.e. to Z) – ; ii) the shape of the spectra at low energies is sensitive to the value of the diffusion

coefficient, providing a way to determine the latter as it breaks the propagation parameter degeneracy (Maurin et al. 2002) observed in standard diffusion models (i.e., with constant gas and source disk distribution) ; iii) in the UHCR context of relative abundance determination (Pb/Pt and Actinides/Pt), gas sub-density has a major effect on mixed species only (species with both primary and secondary contributions).

In §2, we give some simple arguments which allow us to understand why the local sub-density is expected to have a major influence on heavy CRs at GeV/n energies. In §3, the model taking into account the sub-density as a circular hole is described. Profiles in the LISM cavity as well as spectra for primary and secondary-like nuclei under various source geometry assumptions are compared to those obtained in a standard “no-hole” diffusion model. The correction factors used to determine the source abundances are then derived and consequences for the data are discussed in §4. We then conclude and comment on further developments demanded by UHCR propagation.

E.1 Why a local sub-density may affect the propagation

It has been previously recognised that very heavy nuclei have a peculiar propagation history compared to light nuclei. This is related to their large destruction cross sections which make them have very short path lengths. Regarding this extreme sensitivity to nuclear destruction, an UHCR breaks up more often than a lighter one and thus propagates for a shorter distance. Kaiser et al. (1972) emphasized that the strength of the source and its location in space and time may be a dominant local contribution or merely add to the general background depending on whether this source is close or far. These authors use a very simple model in which propagation starts from a single source in space and time. They conclude that $A > 81$ elements cannot be explained by any source older than 10^6 yr. In the present paper, the steady-state approximation is however assumed but the spatial discreteness hypothesis is relaxed to some extent. This is a first step away from a leaky box model towards a more realistic description. The framework is a two zone diffusion model (thin disk and halo) which has been used by many authors for light nuclei, e.g. Maurin et al. (2001). In particular, such a model has distinct features compared to leaky boxes. The interstellar matter density is now located in a thin disk with CRs spending most of their time in the diffusive halo. The characteristic times of the various processes in competition during propagation (see below) can be extracted (Taillet & Maurin 2003). As it is shown below, the fact that the typical distances travelled by heavy or UHCRs before their destruction could be as little as a few hundred pc naturally means that LISM properties are an important ingredient in propagation.

E.1.1 Propagation characteristic times vs A

During the propagation of nuclei through the Galaxy, several processes affect their journey. All of these have specific time/length scales which characterise the importance of the considered process relative to the other ones. The nuclei can undergo energy losses of different forms, interact with atoms of the ISM and be destroyed in a spallation process or escape from the boundaries of the diffusive volume (i.e. the galactic halo) because of the combined influences of diffusion and convection.

In a leaky box model, the density of gas in the box is constant so that the link between characteristic lengths and times is simple and the comparison to the escape length is straightforward. In reality, spallation and energy losses occur when a nucleus crosses the galactic disk. Thus, the characteristic times (or lengths) for those processes are directly linked to the number of disk crossings (Taillet & Maurin 2003) which should be compared to the diffusive and convective escape times.

E.1.1.1 Spallation dominates over energy losses

Whether in a leaky box model or a more sophisticated model as used here, spallations and losses both occur when gas is crossed. We assume its density to be $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$. The spallation rate is given by $\Gamma_{\text{sp}} = n_{\text{ISM}}\sigma v$, where v is the velocity of the nucleus and σ is the reaction cross section. For this study, the Letaw et al. (1983) cross sections are accurate enough ($E_{k/n}$ is the kinetic energy per nucleon) :

$$\sigma = \sigma_{\infty} [1 - 0.62 \exp(-E_{k/n}/200) \sin(10.9 E_{k/n}^{-0.28})],$$

$$\sigma_{\infty} = 45A^{0.7} [1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \log(A))] .$$

The loss rate is given by $\Gamma_{\text{loss}} = (dE/dt)_{\text{loss}}/E_k$, where E_k is the kinetic energy of the nucleus, and the Coulomb and ionisation energy losses are taken into account (Mannheim & Schlickeiser 1994; Strong & Moskalenko 1998) assuming the ionised fraction of the ISM to be 0.033. In both cases, dE/dt is proportional to Z^2 , with Z the charge of the nucleus.

At a given E_k/n , Γ_{sp} scales with the atomic mass A as $A^{0.7}$ ($\log A$ does not induce strong variations). Assuming $A = 2Z$, which is not the case for heavy nuclei ($A > 2Z$), ionisation and Coulomb loss rates also increase with A but following $\Gamma_{\text{ion/coul}} \propto A$. A comparison of these two rates yields at 1 GeV/n

$$\Gamma_{\text{sp}} \sim 10 \times (A/10)^{-0.3} \Gamma_{\text{ion}},$$

$$\Gamma_{\text{sp}} \sim 60 \times (A/10)^{-0.3} \Gamma_{\text{coul}}.$$

This means that the effect of spallation is always dominant over energy losses (at higher energy the effect is even stronger). The latter are thus discarded in the rest of this paper as it mainly focuses on qualitative effects. Note also that the cross sections have not been corrected for the effects of decay which can be significant for the propagation of heavy nuclei. These effects, as well as

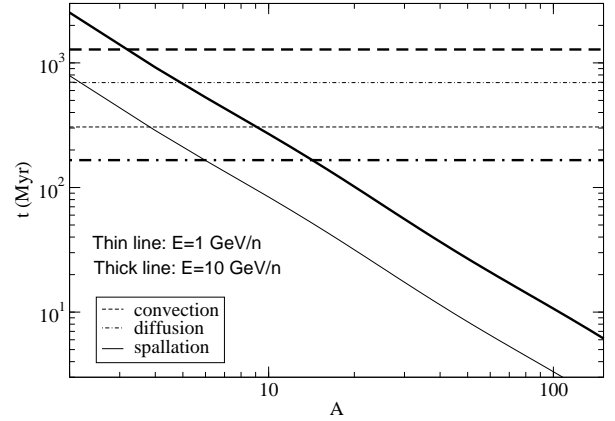


FIG. E.1 – Characteristic times of diffusive/convective escape and spallation as a function of the atomic mass. Typical values $K_0 = 0.0112 \text{ kpc}^2 \text{ Myr}^{-1}$ and $L_{\text{halo}} = 4 \text{ kpc}$ were considered. The times have been calculated at kinetic energies per nucleon of 1 GeV/n and 10 GeV/n in the two zone diffusion model.

energy losses and reacceleration, will be properly taken into account in a separate paper where β -decay and electronic capture decay will be re-examined in the context of the present diffusion models.

E.1.1.2 Time scales of diffusion, convection and spallation

Once established that spallations are dominant relative to the energy losses, we compare the former to the convection and diffusion processes taking into account the number of disk-crossings in the two zone diffusion model. For further justification and details the reader is referred to Taillet & Maurin (2003).

It is well known that $\tau_{\text{diff}} = L^2/K(E)$ is the characteristic escape time needed by a nucleus to leave a diffusive volume of size L for a diffusion coefficient $K(E)$. The presence of a galactic wind (velocity V_c), assumed to be constant and perpendicular to the galactic plane, induces a general convective motion throughout the Galaxy. Considering that the diffusive process is still present, the boundary to be taken into account is not the halo size but the distance in which the diffusion can no longer compete with the convection and brings the nucleus towards the Earth. With this consideration, one can define the typical time scale for the convective escape process as $\tau_{\text{wind}} = 2K(E)/V_c^2$.

Spallation only occurs within the disk of total thickness $2h$. The typical length associated with the spallation process in a diffusive propagation is $r_{\text{sp}} = K(E)/(h\Gamma_{\text{sp}})$. The time scale assuming a purely diffusive transport is then $\tau_{\text{sp}} = r_{\text{sp}}^2/K(E) = K(E)/(h\Gamma_{\text{sp}})^2$.

The characteristic times for diffusion, convection and spallation are plotted in Fig. E.1 as a function of the atomic mass of the nucleus A at two different kinetic energies per nucleon (1 GeV/n and 10 GeV/n). As we assume $K(E) = K_0\beta(\mathcal{R}/1\text{GV})^\delta$ (where \mathcal{R} is the rigidity), the convection and diffusion times are constant with A .

At 1 GeV/n, it appears that spallation is almost always dominant, except for the very light nuclei where both convection and diffusion compete. At 10 GeV/n, spallation is less dominant but remains the major process for the heavier nuclei. A naive (and false) interpretation of these figures is that a heavy nucleus never escapes from the Galaxy. Actually, many paths lead from the source to the halo boundary and these numbers only indicate the typical time a CR reaching our position may have travelled before being destroyed. For convection and diffusion, τ_{diff} and τ_{wind} define an exponential cutoff whereas the cutoff is smoother for spallation (Taillet & Maurin 2003).

Table E.1 contains the typical spallation distances for different atomic masses (10, 50, 100 and 200) and a set of three diffusion coefficients (two extreme values and one median) which fit the B/C ratio when combined with the appropriate choice for the other propagation parameters (Maurin et al. 2001, 2002). For $A=100$ and $A=200$ and for the median value of the diffusion coefficient, the spallation length scales have the same order of magnitude as the size of the observed local gas sub-density (see Sect. E.2). This sub-density precludes the creation of secondary species in the local bubble and the average density crossed by a primary or a secondary nucleus during its journey is smaller than when this sub-density is not taken into account. It is expected that heavier nuclei will be more sensitive than lighter nuclei to this feature.

The smaller the spallation length scale, the greater the effect of the sub-density is expected to be and this suggests that the local bubble must be considered to treat the heavier species. This reasoning is valid only if the cosmic rays undergo the same diffusive process in the LISM as in the rest of the Galaxy. There are at least two indications supporting this assumption :

- The local bubble and the galactic halo share some common properties. Hence, it seems reasonable that the values of the diffusion coefficient in both regions are not drastically different. As we use only one coefficient for the disk and the halo, the latter can be seen as an effective value that also applies for the local bubble.
- The second clue comes from the analysis of secondary radioactive species which can travel for a few hundred pc only before decaying. Ptuskin & Soutoul (1998) were able to derive the corresponding 'local' diffusion coefficient modelling the LISM as three shells of gas with various densities. They found a larger value at low energy than the standard one found from B/C analysis. This again points towards a diffusive transport of CRs in the local bubble.

E.2 Two zone model with a hole

The local interstellar medium (LISM) is known to be a highly asymmetric low density region, extending between 65 to 250 pc – recent studies have for the first

time conducted tomography of the LISM (Lallement et al. 2003). As a consequence, the spallation rate is lessened so that the primary fluxes are expected to be enhanced.

The history of the origin of the local bubble (see Breitschwerdt & Cox (2004) for a review) is an imprint of the explosive stellar activity in the Solar neighbourhood (Maíz-Apellániz 2001; Berghöfer & Breitschwerdt 2002; Benítez et al. 2002). The spatio-temporal position of these sources is certainly of importance. However, as the steady state is assumed in this paper, only the spatial influence can be examined. For example, Lezniak & Webber (1979); Webber (1993) have shown that an absence of nearby sources (in a diffusion model) can truncate the path lengths in weighted slab models. This truncation has been recognised to be of great importance in the propagation of heavy nuclei (Clinton & Waddington 1993; Waddington 1996). This effect is realized here as a circular hole of a few hundred pc surrounding the Solar area, reflecting the fact that no very recent sources have exploded in the Solar neighbourhood. Note that this truncation could also be an effect of the matter traversed during the acceleration and the escape from the source region.

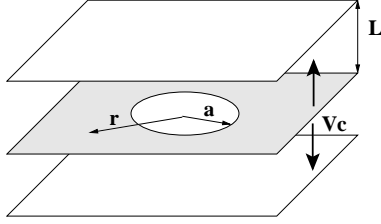
E.2.1 The model

The effects of a local sub-density on radioactive species have been studied in the context of a diffusion model by Donato et al. (2002). As it is difficult to derive an analytical solution of the diffusion equation using a realistic distribution for the gas, it is assumed that the LISM is a circular cavity of radius a (see below). It appeared that the radioactive flux received on Earth was lessened by $\sim 35\%$ when the decay length of the radioactive species¹ was twice the size of the sub-density compared to the case when a sub-density was not taken into account (cf. Donato et al. (2002), Fig. 4). Furthermore, in order to match measured radioactive abundance ratios ($^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$, $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ and $^{36}\text{Cl}/\text{Cl}$), the size of the local sub-density was constrained to lie within 60 and 100 pc – values consistent with direct observations. This increases confidence in the model. In the latter, the Galaxy is considered as a thin disk where the sources and gas are located (Fig. E.2). To be consistent with the results obtained for light stable nuclei (Maurin et al. 2001), for radioactive nuclei (Donato et al. 2002) and also for anti-protons (Donato et al. 2001), the same geometry is used. The width of the disk, $2h$, is 200 pc and the Galactic radius R is 20 kpc. The exact value for R is not important so that one can set the center of the cylindrical geometry at the Earth's position (see Donato et al. (2002)), which simplifies the calculations. The diffusive halo, empty of gas and sources, extends to a height L on each side of the disk which can vary from 1 to 10 kpc. The local sub-density is then a hole of radius a in this disk, whereas the source sub-density is a hole of radius b . From the

¹In a diffusion model, the typical length for decay is defined as $l_{\text{rad}} \equiv \sqrt{K\gamma\tau_0}$ where K is the diffusion coefficient, γ the Lorentz factor and τ_0 the lifetime of the nucleus.

A	Group	K_0 (kpc ² Myr ⁻¹)		
		0.0016	0.0112	0.0765
10	LiBeB/C	210 pc	1.25 kpc	6.38 kpc
50	Sub-Fe/Fe	70 pc	390 kpc	2.01 kpc
100	Z=44-48	40 pc	250 pc	1.27 kpc
200	Actinides	30 pc	150 pc	780 pc

T . E.1 – Typical length scales of the spallation process for different nuclei and diffusion coefficients at 1 GeV/n.



F . E.2 – Schematic view of the cylindrical geometry for the model used in this paper : the hole region of radius a is located in a thin disk surrounded by a diffusive halo of size L (a convective wind V_c may be present). The exact radius of the Galaxy radius R is not important (see text).

disk emerges a galactic wind with a constant velocity V_c that adds a convective component to the diffusive propagation of the CRs.

These assumptions (sources and gas in a thin disk, circular hole, halo empty of gas, same diffusion coefficients in the disk and in the halo) are probably too strong. However, they have lead to a successful description of many species in a consistent way, an issue we think to be of great importance. We also believe that the approximations made (some that would need a heavy numerical treatment to be relaxed) would have a minor effect compared to the one induced by the LISM geometry. Despite many weaknesses, the present diffusion model has to be thought of as a first step towards a more realistic description.

Energy losses are not taken into account, meaning that in this cylindrical geometry the diffusion equation reads

$$-K\Delta N + V_c \frac{\partial N}{\partial z} + 2h\Gamma\delta(z)N = q(r, z)\delta(z) \quad (\text{E.1})$$

where $N = N(r, z)$ is the differential density in energy. The Dirac distribution $\delta(z)$ expresses the fact that the sources and the gas are only located in the thin disk. In this work, the results are always normalized to the source spectrum, thus the only quantity one must specify is $q(r)$, the radial source distribution (cf. E.5.1.1). It is appropriate to use a decomposition in the Bessel space to solve this equation and the complete derivation is given in detail in Appendix E.5.1 (the derivation closely follows that given in Donato et al. (2002)).

The height L of the halo is a free parameter as are the galactic wind velocity V_c , the spectral index δ and normalization K_0 of the diffusion coefficient. Those pa-

rameters must be tuned to fit the data. In the following work and when mentioned, the max, median and min set of parameters can be understood as detailed in Table E.2. These three sets are the two extreme and median sets (with regard to the value of the diffusion coefficient normalization) shown to be compatible with B/C analysis. Throughout the paper, the gas sub-density is set to $a = 100$ pc whereas the sub-density in sources can be varied.

In the remainder of this section, we focus on the differences between a model with a hole in the surrounding gas (and/or sources) and the standard diffusion model with no hole. Note that as the propagation parameters used for the standard diffusion model (with no hole) are fitted to B/C, the results obtained in this latter model and those obtained in an LB are similar (see Fig. E.8). It is useful to define the “enhancement factor” which is defined as the ratio of a given hole configuration to the standard diffusion model (no hole, hereafter SDM) for a given set of propagation parameters. Such a ratio ensures that the source spectral shape and normalization are factored out for primaries and the production cross section is for secondaries. The discussion of the absolute effects on abundances – including the standard result from the leaky box model – is given in Sect. E.3.

E.2.2 General behaviour

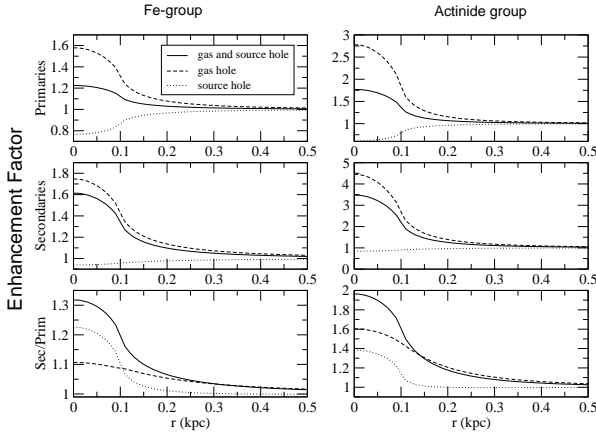
To separate the effects of the absence of gas and sources in the hole, we study three different configurations : *i*) in the first case, only the gas is absent from the “hole region” but the sources are still present, *ii*) the second case is the opposite configuration and the hole is a source sub-density but not a gas one and *iii*) in the last case, there is both a gas hole and a source hole (possibly having different sizes).

E.2.2.1 Profiles

The enhancement factors for primaries, secondaries and for the ratios Secondary/Primary are plotted in figure E.3 as a function of the distance to the center r ($r = 0$ corresponds to the Earth’s location). The three hole configurations described above have been studied. For these profiles, the size of the hole is 0.1 kpc and the median set of parameters has been used, namely : $K_0 = 0.0112$ kpc² Myr⁻¹, $L = 4$ kpc, $V_c = 12$ km s⁻¹ and $\delta = 0.7$. The iron group (left panel) and the actinide group (right panel) are both considered at 1 GeV/n.

set	δ	K_0 (kpc ² Myr ⁻¹)	L (kpc)	V_c (km s ⁻¹)
max	0.46	0.0765	15	5
med	0.7	0.0112	4	12
min	0.85	0.0016	1	13.5

T . E.2 – Two extreme and one median sets of parameters shown compatible with B/C analysis (Maurin et al. 2001).



F . E.3 – Left panels : Fe-group. Right panels : Actinide group. Primaries (upper), secondaries (middle) and sec/prim (lower) enhancement factors are plotted as a function of the distance to the center of the sub-density (the fluxes are normalized relatively to the SDM fluxes). In both models, the sizes of the gas hole and source hole are equal $a = b = 0.1$ kpc and $E_k/n=1$ GeV/n. The set of astrophysical parameters is the median set : $K_0 = 0.0112$ kpc² Myr⁻¹, $L = 4$ kpc, $V_c = 12$ km s⁻¹ and $\delta = 0.7$.

It appears that when the distance from the hole is large enough (typically $3a$), the enhancement factor tends to unity (i.e. there is no difference from the no-hole case) emphasizing that, to a first approximation, the hole has only a local effect. An important consequence is that nuclei are not sensitive to other density features of the ISM, which justifies the crude model used here.

When a gas hole only is considered, more primaries (upper panels) are expected (i.e., enhancement factor > 1) compared to the SDM as nuclei entering the hole region do not undergo spallation as they would if gas were present. In that case, at the Earth's location, there is a 60% increase in primaries of the iron group and a 275% increase in the actinides. In the opposite configuration (sources absent, gas present), no primary nuclei are produced within the sub-density and those that have propagated to the hole undergo spallation. In that case, the primary density is lessened compared to the SDM ($\sim 20\%$ for Fe-group nuclei and $\sim 40\%$ for actinides).

The third case, where both gas and sources are absent from the hole region, is found to give intermediate results. It appears that in this geometry the absence of gas has a larger impact than the absence of sources : for a gas and source hole, the enhancement factor is greater than unity. There is a 20% effect for nuclei of the iron group and a 75% effect for actinides. However, the

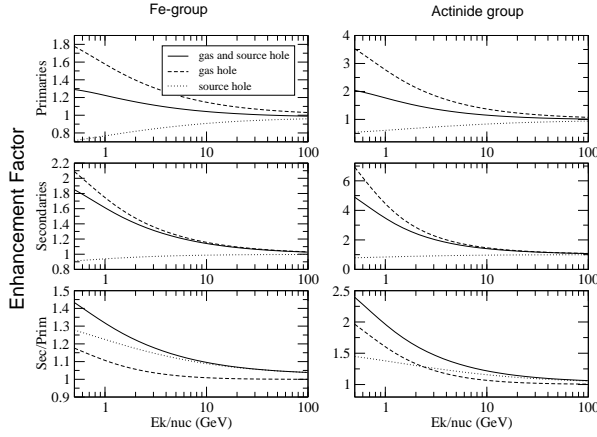
result is quite sensitive to the particular geometry assumed. To obtain a very rough estimate of this sensitivity, the diffusion equation was solved for a spherical geometry where source and gas holes were taken as shells. In this latter configuration (which is unrealistic, but which may be considered as the extreme opposite geometry to that of the thin disk case) the enhancement and relative importance of a gas hole or a source hole are smaller and the gas-hole enhancement is almost cancelled by a source hole.

When looking at the secondary enhancement factor (Fig. E.3, middle panels), a source-only sub-density has almost no consequences ($\sim 10\%$ effect) on the secondary flux (enhancement factor ~ 1). This indicates that most of the secondaries found in the solar neighbourhood originate from primaries that were not produced locally. When a gas hole is considered (close sources are present), the secondary enhancement factor is maximal ($\sim 80\%$ for Fe-group nuclei and $\sim 450\%$ for actinides). In this case, the secondaries present at $r = 0$ cannot have been produced locally (as there is no gas) and have all been propagated from further regions. Once they reach the gas sub-density, they cannot be destroyed, which explains the enhancement. The enhancement in the case of a gas and source hole is explained in the same manner. However, this enhancement is slightly lower ($\sim 60\%$ for Fe-group nuclei and $\sim 350\%$ for actinides) than the case in which only gas is excluded : when sources are present in the hole, primaries from the hole can propagate in the disk and produce secondaries that may diffuse back towards the Earth.

E.2.2.2 Spectra

Enhancement factor spectra for primaries, secondaries (Fe-group nuclei in the left panel and actinides in the right panel) and for the ratio Sec/Prim are plotted in Fig. E.4 between 500 MeV/n and 100 GeV/n at $r = 0$. At high energy the behaviour of any hole configuration tends, as expected, to the no-hole case at high energies as spallation becomes negligible. In the case of a sub-density in gas, the enhancement factor for the median propagation configuration is quite large (almost a factor of 2), even for the Fe flux. Comparatively, the sub-Fe/Fe ratio is enhanced by a mere 20%.

Actually, these enhancements, whether for primaries or secondaries, are not very sensitive to the exact value of L and V_c (because the enhancements are normalized to the SDM). They mostly depend on the value of the diffusion coefficient. Hence, it implies, for example, that a very precise measurement of the iron abundance



F . E.4 – Same as Fig. E.3 but for spectra at $r = 0$.

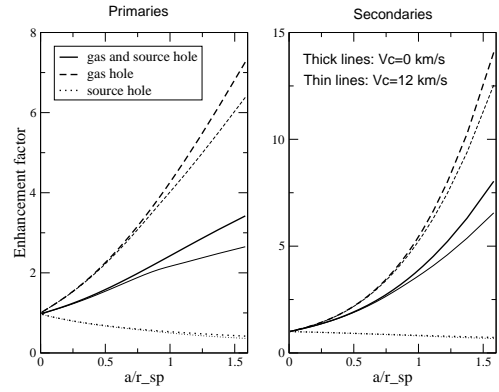
spectrum would give some hint as to the value of the diffusion coefficient, by evaluating the deviation from a standard diffusion model. The larger the deviation at low energy, the smaller the diffusion coefficient required to fit the deviation.

E.2.3 Other dependences

E.2.3.1 Enhancement factor vs r_{sp}

It is useful now to display the enhancement factor as a function of a/r_{sp} (a being the size of the hole and r_{sp} the typical spallation distance, see Sect. E.1.1.2). As several combinations of (K_0, δ) for a given choice of A yield the same r_{sp} (Taillet & Maurin 2003), the parameter dependence is more efficiently studied. Indeed, to quickly obtain the enhancement due to a gas hole – or any combination of holes, compared to the SDM – it is sufficient to take the desired K_0 and δ , choose a specific A and evaluate r_{sp} for a given energy. The enhancement factor is then directly inferred from Fig. E.5. Two cases are displayed to emphasize the effect of the Galactic wind : the first with $V_c = 0 \text{ km s}^{-1}$ and the second with $V_c = 12 \text{ km s}^{-1}$. This is the typical range of possible values for the wind. It is not a dominant effect.

The enhancement factor for several nuclei could be obtained from the previous plot, but for simplicity, they have been gathered for light to heavy nuclei for several energies and propagation sets in Table E.3. Despite the fact that the three sets of propagation parameters have been shown to be compatible with B/C analysis, the minimal set gives some unrealistic enhancement factors. This allows the exclusion of an unrealistic configuration for which the diffusion slope required to fit the B/C data was 0.85 (Maurin et al. 2002), far away from any theoretical expectations. Actually, in previous papers attempting to obtain some conservative values for the propagation parameters from B/C and sub-Fe/Fe ratios (Maurin et al. 2001, 2002), the hole configuration has not been taken into account. In order to be able to firmly exclude some K_0 and δ values, a new detailed analysis is required, which goes beyond the scope of this paper. Thus, it



F . E.5 – Primary and secondary enhancement factors as a function of the ratio a/r_{sp} for the median set of parameters. The size of the holes are $a = b = 0.1 \text{ kpc}$, and the different values of r_{sp} cover a wide range of energies, K_0 and destruction cross section values.

seems that very small values of K_0 have to be excluded because of the too large enhancement they yield when a gas hole is included.

	Prim		Sec	
	min/med/max	min/med/max	min/med/max	min/med/max
LiBeB-CNO				
E=1 GeV/n	2.08/1.17/1.03	2.29/1.13/1.02	1.33/1.05/1.01	1.19/1.03/1.01
E=5 GeV/n	1.36/1.07/1.02	1.33/1.05/1.01		
E=10 GeV/n	1.21/1.04/1.02	1.19/1.03/1.01		
Fe-group				
E=1 GeV/n	6.24/1.58/1.11	20.9/1.75/1.11	3.38/1.26/1.06	2.03/1.16/1.04
E=5 GeV/n	2.34/1.23/1.06	3.38/1.26/1.06		
E=10 GeV/n	1.71/1.15/1.04	2.03/1.16/1.04		
Z=44-48				
E=1 GeV/n	8.67/1.80/1.14	43.0/2.14/1.15	5.06/1.36/1.08	2.59/1.22/1.06
E=5 GeV/n	2.95/1.31/1.08	5.06/1.36/1.08		
E=10 GeV/n	1.99/1.19/1.06	2.59/1.22/1.06		
Actinides				
E=1 GeV/n	17.6/2.77/1.26	200/4.45/1.31	18.2/1.82/1.16	6.22/1.46/1.12
E=5 GeV/n	5.73/1.61/1.15	18.2/1.82/1.16		
E=10 GeV/n	3.28/1.37/1.11	6.22/1.46/1.12		

T . E.3 – Enhancement factors at the Earth’s location due to the presence of a local sub-density on four groups of nuclei. Different energies (from 500 MeV/n to 10 GeV/n) and three sets of parameters have been considered.

E.2.3.2 Impact of the source hole

A few decades ago, some authors introduced the possibility of a truncation of the path lengths used in the weighted slab formalism. Lezniak & Webber (1979) then showed that a source hole in a diffusion model mimics such path-length truncation. This truncation was first introduced to best fit the sub-Fe/Fe ratio, although

afterwards, new results on cross section production reduced the need for it. However, truncation was implemented for UHCR propagation and it has a sizeable effect (Clinton & Waddington 1993; Waddington 1996), especially for secondary nucleus production. The truncation uncertainty is here equivalent to the uncertainty in b (see also Fig. E.8 in Sec. E.3.3).

In this section, the size of the source hole varies from $b = 0$ to $b = 500$ pc. In Fig. E.6, the enhancement factors of primaries and secondaries of the iron group and actinide group are plotted as a function of b . The energy of the nuclei is 1 GeV/n and the size of the gas hole is once again fixed at $a = 100$ pc (because this feature is certainly present). Depending on the size of the source hole b , one can have an enhancement factor that is greater or lower than unity. Actually, this situation occurs only because the source hole is in competition with the gas hole.

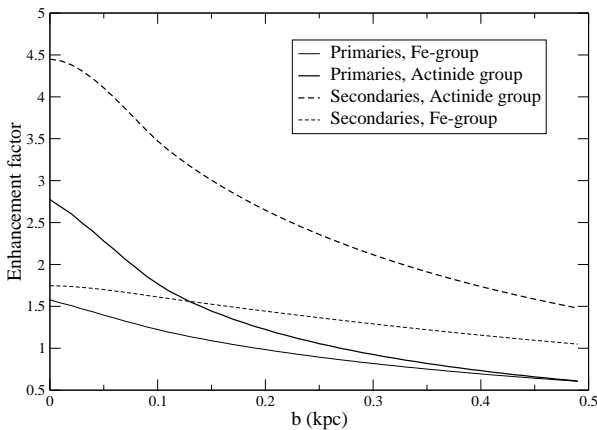


FIG. E.6 – Enhancement factor for primaries and secondaries of the Fe and actinide groups as a function of the size of the hole in sources, b . A constant gas hole radius $a = 100$ pc was considered and the propagation computed using the median set of parameters.

However, we do not wish to put too much emphasis on this effect. It must be considered as an illustration of the impact on relaxing the condition of continuous distribution of sources. The limits of our model are reached and to go further, one must relax the steady state approximation. In fact, the question of nearby sources cannot be easily disconnected from the question of recent sources (Taillet et al. 2004).

E.2.4 Preliminary conclusions

Setting holes in a diffusion model affects the abundance spectra, especially at low energies where the importance of spallation is larger. A gas hole increases the number of primaries and even more the number of secondaries. Conversely, a source hole decreases the number of primaries (the secondaries being quite insensitive to it). So there is a balance between the two configurations. Unless a large source hole is chosen ($b \gtrsim 300$ pc) and because the gas hole (size $a \sim 100$ pc) is firmly

established – from direct observations, and also indirectly because it better fits light radioactive CR measurements (Donato et al. 2002) – the final effect is an enhancement of the cosmic ray flux.

The dependence of this enhancement to the halo size L and the convective wind V_c is minor. The main dependence is through the diffusion coefficient, $K(E)$. The previous sections helped us to establish that very small diffusion coefficients that were found to best fit the B/C ratio in a standard diffusion model (Maurin et al. 2002) must be discarded as they produce a too large enhancement of fluxes when the gas hole is taken into account. It is reassuring since these small values for K_0 corresponded to quite large diffusion slopes, unsupported by theoretical considerations (too far from a Kolmogorov or a Kraichnan turbulence spectrum). However, a new study of B/C must be conducted taking into account the hole configuration to provide a quantitative result. Going one step further, one sees that the low energy secondary fluxes can be useful to determine K_0 . The secondaries better suit this estimation than primaries as, unlike the latter, they are not very sensitive to a source hole. This could provide another way, apart from using radioactive nuclei (Ptuskin & Soutoul 1998), to extract the diffusion coefficient without too much ambiguity. Note also that the heavier the nucleus, the more local it is, so that looking at different nuclei gives different sampling regions where the diffusion coefficient is averaged. Figure E.7 in the next section will provide a better understanding of how the effect of the hole is sometimes disconnected from the dependence on L and so in certain configuration why the flux at low energy only depends on K_0 (if the latter is not too large).

One can now come to the differences in derived source abundances. Cosmic ray fluxes are propagated to source by using leaky box (or equivalently a standard diffusion model) and hole models applied to real data.

E.3 Consequences for CR observations

UHCR abundance spectra have been obtained via spacecraft measurements since the 1970s, most notably by 6 (Fowler et al. 1987), $^{-3}$ (Binns et al. 1989), $^$ (Westphal et al. 1998) and the Ultra-Heavy Cosmic-Ray Experiment (or $^$; Donnelly et al., in preparation).

The data are scarce, especially in the actinide region, and only elemental abundances have been obtained. However, several important conclusions have already been drawn. They are related i) to nucleosynthetic aspects (see the introduction), ii) to the possible site of acceleration and iii) to the mechanisms leading to elemental segregation during acceleration.

The recent results of $^$ provide unprecedented statistics and will allow us to draw firmer conclusions. However, as emphasized throughout this paper, some aspects of the propagation still need to be clarified in order to fully interpret these data. In this last section, some questions and results about UHCRs are first reiterated,

before inspecting the propagation effects on these nuclei in different models. In particular, those species suffering from major propagation uncertainties (regardless of cross-sections, which is another issue) are indicated.

E.3.1 Introduction : UHCR data, their interpretation and general issues

The ultra-heavy ($Z > 70$) elemental abundance ratios most pertinent in determining cosmic ray origin are Pb-group/Pt-group, ${}_{92}\text{U}/{}_{90}\text{Th}$ and Actinides/Pt-group².

The first, Pb/Pt, provides clues as to biases in the CR-source abundances. Elements in the Pt-group are intermediate-FIP, refractory and r-process, while in the Pb-group low-FIP, volatile and primarily s-process elements predominate. Thus an anomalous GCR Pb/Pt ratio (relative to Solar values) would reveal any nucleosynthetic (s- or r-process) or atomic (FIP or volatility) bias in the source abundances. This ratio is more enlightening than (for example) the Pt/Fe or Pb/Fe ones, as the ratios of nuclei similar in mass are supposed to be relatively unaffected by interstellar propagation. This point is discussed in the next section. In common with other space-based measurements, the results (Donnelly et al., in preparation) demonstrate that the Pb/Pt abundance ratio is decidedly low in the GCRs (0.24 ± 0.03) compared to the best estimates from solar and meteoritic material (1.03 ± 0.12 ; Lodders (2003)). Even assuming a very severe propagation effect on this ratio ($\times 2.6$), the GCR value is a mere 0.63 ± 0.09 . This could indicate a volatility-based acceleration bias as Pb elements are relatively volatile (Ellison et al. 1997; Meyer et al. 1998).

The relative abundance of chronometric pairs such as ${}_{90}\text{Th}$ and ${}_{92}\text{U}$ can provide an estimate of the time elapsed since their nucleosynthesis. Most models of actinide decay indicate that ${}_{92}\text{U}/{}_{90}\text{Th}$ drops to unity about 1 Gyr after nucleosynthesis. However, only 44 actinides have been detected so far. 35 of these were detected by the and this experiment provides the only estimate yet of the ${}_{92}\text{U}/{}_{90}\text{Th}$ in the CRs. The 1σ upper limit is only ~ 1 , implying that significant ${}_{92}\text{U}$ decay has occurred and that the time elapsed since nucleosynthesis is relatively large. The transuranics can also be used as excellent cosmic ray 'clocks' since the relative abundances of ${}_{93}\text{Np}$, ${}_{94}\text{Pu}$ and ${}_{96}\text{Cm}$ fall drastically 107 yr after nucleosynthesis (Blake & Schramm 1974). Again, the best data available are from the , which detected one ${}_{96}\text{Cm}$ event. The longest-lived isotope of Cm has a half-life of only 16 Myr. This fact, combined with the ${}_{92}\text{U}/{}_{90}\text{Th}$ results from the same experiment suggests that the CR-source material is an admixture of old and freshly-nucleosynthesised matter, such as that found in superbubbles.

Finally, anomalies in the Actinides/Pt ratio could indicate an unusual, possibly freshly-nucleosynthesised component in the cosmic ray source matter. Results from

all of the space-based measurements indicate a high value relative to solar system material, though the uncertainties on the latter are large. The 's Actinide/Pt ratio³ ($0.028^{+0.006}_{-0.005}$), in broad agreement with other observations, is higher than in the present interstellar medium (0.014 ± 0.002) and similar to that of the protosolar medium (~ 0.023) and the interior of superbubbles (0.029 ± 0.005). These observational values are unadjusted for propagation and so are therefore best considered as lower-limits.

There are large uncertainties on the effects of propagation on these ratios. For example, estimates of the effects of propagation on Pb/Pt vary from factors as low as $\times 1.3$ to as high as $\times 2.6$. Accurate estimates of propagation effects are therefore crucial to interpret the data.

E.3.2 UHCR abundances and the correction factor for the propagation

As emphasized above, in the context of UHCRs, one issue is the determination of relative source abundances of, for example, Actinides/Pt and Pb/Pt. To this end, in this subsection, it is verified that the choice of a more refined propagation model leaves the abundance ratio of close heavy nuclei (if considered as being pure primaries) almost unchanged. Figure E.7 shows that for any hole configuration and any propagation parameters, the maximum effect on the Actinides/Pt ratio (when both are considered as pure primaries) is at most 20% (as obtained in the source hole case). The effect is even smaller for the Pb/Pt ratio (also considered as pure primaries). However, Pt is a mixed species and is responsible for the uncertainties on these two ratios. Considering for example the ratio $\text{Pt}^{\text{sec}}/\text{Pb}^{\text{prim}}$, the difference in Pt production from Pb in the various hole models can be as large as a factor of 2. Hence, this hole must be taken into account using a complete propagation network to derive abundances in a model that is thought to be more realistic than the LB model.

Figure E.7 is also useful in understanding the propagation regimes of heavy nuclei. For very small diffusion coefficients (equivalent to low energies), the spallation length is much smaller than the halo size. In that case, the ratio of two close nuclei is independent of L but sensitive to any hole. Conversely, for large diffusion coefficients (equivalent to high energies), the spallation length is much larger than the hole size, thus, the ratio is only sensitive to L . Depending on the nucleus and energy under consideration, one can be in an intermediate regime where both the hole and halo influence the ratio.

E.3.3 Abundance normalization bias vs A

The 6 experiment (Fowler et al. 1987) measured the abundances of Fe-group elements so that they provided abundances normalized to Fe. One peculiar feature is the overabundance of the $44 \leq Z \leq 48$, $62 \leq Z \leq 69$ and $70 \leq Z \leq 74$ groups which are presumed to be

²Pt-group \equiv ($73.5 \leq Z \leq 80.5$), Pb-group \equiv ($80.5 \leq Z \leq 83.5$) and Actinides are $Z \geq 88$.

³i.e. ($Z \geq 88$)/(75 $\leq Z \leq$ 79).

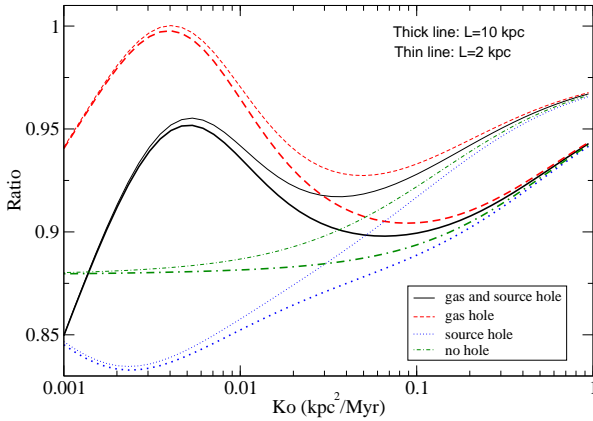


Figure E.7 – $\{\text{Actinides/Pt}\}_{\text{propag.}}/\{\text{Actinides/Pt}\}_{\text{source}}$ ratio (all species considered as pure primaries). For large diffusion coefficients, the effect of the hole (any configuration) is negligible and only depends on the halo size L : the curves with the same L tend to the same values – upper (resp. lower) group of curves: $L = 2$ kpc (resp. $L = 10$ kpc). On the other hand, for low diffusion coefficients, the ratio is completely insensitive to L . See text for details.

predominantly secondary in origin. Actinides were also found to be overabundant in this experiment. Later, in Binns et al. (1989), CR abundances (from $A = 3$) were propagated back using an LB model. This study rises the possibility that a bias occurs during the process because the propagation correction factor in an LB model may be incorrect.

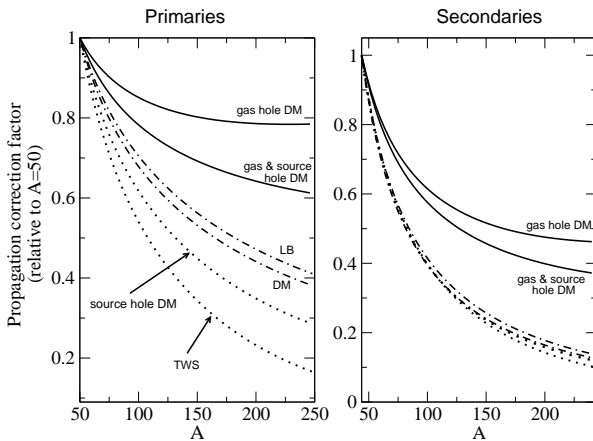


Figure E.8 – Propagation correction factor for a given A relative to the nucleus $A = 50$. From the curves, one directly gets $q_0^{\text{Model 1}}/q_0^{\text{Model 2}} = \text{Corr.Factor}^{\text{Model 2}}/\text{Corr.Factor}^{\text{Model 1}}$ which is the relative CR abundance obtained using different propagation models. The standard DM and the LB model (2 dash-dotted lines) are equivalent. The source hole DM and the TWS (2 dotted lines) which predict a smaller primary density than the LB are also equivalent. Left panel is for primaries, right panel for secondaries (it is assumed for simplicity that these secondaries come from the parent $A_{\text{prim}} = A_{\text{sec}} + 6$). See text for discussion.

the propagation scheme used. As before, for primaries, it corresponds to the flux divided by the source term whereas for secondaries, it corresponds to the flux divided by the production cross section. All the results are normalized to the iron group ($A \sim 50$). For the diffusion models (without a hole and with different hole configurations), the median set of parameters is used ($K_0 = 0.0112 \text{ kpc}^2 \text{ Myr}^{-1}$). We also plotted the results of a LB model and for a truncated weighted slab (TWS). The densities in the TWS are calculated using the escape mean free path and path length distribution (PLD) from Clinton & Waddington (1993) – details can be found in Appendix E.5.2. The truncation was taken to be 1 g cm^{-2} : Waddington (1996) showed that such a truncation combined with a pure r -source better fitted the UHCR abundances.

There is a general trend showing that the propagation in an LB model (or as well as in a standard diffusion model) predicts larger fragmentation of nuclei than a diffusion model with a gas hole, especially for high A . For a larger diffusion coefficient, this effect would be weaker. Note that the effect is stronger for secondaries (right panel) than for primaries (left panel), as already discussed. Furthermore, both the TWS model and the source hole diffusion model give lower primary densities than a LB or a standard DM model. This is consistent with the study of Lezniak & Webber (1979) who showed that a truncation of the short path lengths was equivalent to the removal of the nearby sources in a DM. As an illustration (not displayed here), we find that to obtain the same curve with the source hole diffusion model or with the WS model truncated at $x_0 = 1 \text{ g cm}^{-2}$, the size of the hole has to be set around 180 pc (when using the median diffusion coefficient).

As the energy of the events measured in the detectors are not well known, the propagation correction cannot be easily performed. As explained in the caption of the figure, these curves give rough corrections to transform LB-derived source abundances to the “more realistic” ones in hole models. For illustrative purposes, we apply this correction to the LB abundances obtained by Binns et al. (1989). Figure E.9 shows that for the specific CR abundances obtained by these authors, the LB-propagated abundances (open triangles) display a discrepancy compared to the SS ones above $Z = 60$, namely they are twice as large. Previously, a possible enhancement in the r -process contribution in this charge range was suggested. Applying the approximate correction due to a gas sub-density in our diffusion model, a better agreement with SS abundances is obtained (filled triangles) for heavier species while lighter species are less affected. One must bear in mind that this is a very rough estimation.

E.4 Conclusion

The propagation of heavy to UHCRs was considered in a two zone diffusion model with various assumptions about the local gas density and source distribution.

Figure E.8 gives the correction factor according to

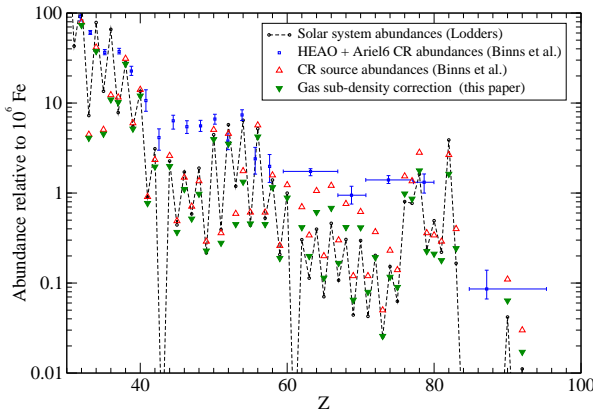


Fig. E.9 – Circles : Solar System abundances (Lodders 2003). Squares : Measured CR abundances combining HEAO and Ariel data (Binns et al. 1989). The open up triangles represent the CR source abundances using a Leaky Box model from the above data. Filled down triangles are these values corrected by the factor between the LB model to a diffusion model with a hole in gas. These factors are taken from Fig. E.8, and correspond to the median propagation set. For the ranges $44 \leq Z \leq 48$, $62 \leq Z \leq 69$, $72 \leq Z \leq 74$, the nuclei were considered to be pure secondaries.

The propagation parameters used here were previously shown to be compatible with B/C and antiproton data, which allows a coherent treatment of both heavy and lighter species. Moreover, a previous analogous study for radioactive species has validated the relevance of modelling the observed local sub-density as a circular hole of ~ 100 pc in the Galactic disk, increasing confidence in the model used here.

It is well known that for light nuclei, Leaky Box and diffusion models are equivalent, which is not the case for the radioactive species. Using propagation parameters matching the B/C ratio in an LB model and a DM, we explicitly checked that the same equivalence exists for the heavy nuclei. However, this equivalence does not hold when a local sub-density in gas and/or sources is taken into account. These new models can be understood as physical configurations that change the path length distribution. They are equivalent to truncation – whose importance has previously been underlined for the propagation of heavy nuclei – for the case of a source hole. To our knowledge, there is no well-known modified PLD corresponding to the case of a hole in gas.

It was found that for nuclei in the same mass range, these models have a weak impact on estimates of CR abundances as long as one deals only with pure primaries and pure secondaries. However, the determination of mixed species abundances, e.g. Pt, is very sensitive to the presence of a local gas sub-density. The strength of this effect depends strongly on the diffusion coefficient value (and hence on the energy of the CRs).

While this effect is small for propagated nuclei of similar masses, it becomes important when considering the whole range of nuclei from iron to the actinides. For a typical diffusion coefficient, it is found that the CR

abundances derived in a gas hole model are lessened by a factor of 2 compared to those evaluated in an LB model. In this case, the discrepancy with solar abundances for $Z > 60$ nuclei is smaller. This could have important consequences on the of r-process contribution needed to explain the measured data. Note that all these results were derived independently of the value of the production cross sections.

Further work – using a full propagation network for nuclei – is required to obtain more quantitative results. Before this work can be completed, a similar study must first be conducted for nuclei that are unstable to electronic capture : these are known to affect source abundances (see e.g., Table I in Letaw et al. (1985)) and the local sub-density is likely to have an effect (slightly different to the one observed for β -unstable nuclei) on their propagation.

Acknowledgments This work has been funded by the French-Irish programme, PAI Ulysses, EGIDE / Enterprise Ireland. We thank Dr. Waddington for suggesting the comparison to the truncated weighted slab model.

E.5 Appendices

E.5.1 Derivation in cylindrical geometry

The calculation leading to the solutions for the two zone model in cylindrical geometry without energy losses is presented and follows Donato et al. (2002). The diffusion equation describing the evolution of the nucleus density $N(r, z)$, including spallation and convection due to the galactic wind reads :

$$-K\Delta N(r, z) + V_c \frac{\partial N}{\partial z} + 2h\Gamma\delta(z)N(r, z) = q(r, z)$$

where $q(r, z) = q(r) \times 2h\delta(z)$ is the source distribution, K is the diffusion coefficient, V_c is the velocity of the galactic convection wind, h is the thickness of the disk, and $\Gamma = n\sigma v$ is the spallation reaction rate. The Dirac distribution is needed as the spallation and sources are only present in the disk. Considering a local density with a radius a , the density is then given by $n = n_{ISM}\Theta(r - a)$, where $\Theta(r - a)$ is the Heavyside function. The space of the Bessel functions is well adapted to this geometry and we use the following decompositions, with ζ_i , the i -th zero of the Bessel function J_0 :

$$N(r, z) = \sum_i N_i(z) J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right) \quad (\text{E.2})$$

$$q(r) = \sum_i q_i J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right)$$

$$\Theta(r - a)N(r, z) = \sum_i \Omega_i J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right)$$

with Ω_i following

$$\Omega_i = \frac{2}{J_1^2(\zeta_i)} \int_{a/R}^1 \rho N(\rho, 0) \Theta\left(\rho - \frac{a}{R}\right) J_0(\zeta_i \rho) d\rho .$$

In the space of Bessel functions, the diffusion equation becomes

$$\frac{\partial^2 N_i}{\partial z^2} - \frac{V_c}{K} \frac{\partial N_i}{\partial z} - \frac{\zeta_i^2}{R^2} N_i - \frac{2h\Gamma}{K} \delta(z) \Omega_i = -2h \frac{q_i}{K} \delta(z) . \quad (\text{E.3})$$

Using the property of the Bessel functions

$$\int \rho J_0(\zeta_j \rho) J_0(\zeta_i \rho) d\rho = \begin{cases} \frac{1}{\zeta_j^2 - \zeta_i^2} [-\zeta_i \rho J_0(\zeta_j \rho) J_1(\zeta_i \rho) + \zeta_j \rho J_1(\zeta_j \rho) J_0(\zeta_i \rho)] & \text{for } i \neq j \\ \frac{1}{2} \rho^2 [J_0^2(\zeta_i \rho) + J_1^2(\zeta_i \rho)] & \text{for } i = j \end{cases}$$

Ω_i reads,

$$\Omega_i = \begin{cases} \frac{2}{J_1^2(\zeta_i)} \frac{a}{R} \sum_{j \neq i} M_{ij} N_j & \text{for } i \neq j \\ B_i N_i & \text{for } i = j \end{cases} \quad (\text{E.4})$$

with B_i and M_{ij} being respectively

$$B_i = 1 - \frac{a^2}{R^2} \frac{1}{J_1^2(\zeta_i)} \left(J_0^2\left(\zeta_i \frac{a}{R}\right) + J_1^2\left(\zeta_i \frac{a}{R}\right) \right) ,$$

$$M_{ij} = \frac{1}{\zeta_j^2 - \zeta_i^2} \left[\zeta_i J_0\left(\zeta_j \frac{a}{R}\right) J_1\left(\zeta_i \frac{a}{R}\right) - \zeta_j J_1\left(\zeta_j \frac{a}{R}\right) J_0\left(\zeta_i \frac{a}{R}\right) \right] .$$

Inserting Eq. (E.4) in the diffusion equation, Eq. (E.3) becomes

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 N_i}{\partial z^2} - \frac{V_c}{K} \frac{\partial N_i}{\partial z} - \frac{\zeta_i^2}{R^2} N_i &= -2h \frac{q_i}{K} \delta(z) \\ + \frac{1}{K} \left(2h\Gamma B_i N_i(0) + 4h\Gamma \frac{a}{R} \frac{2}{J_1^2(\zeta_i)} \sum_{j \neq i} M_{ij} N_j(0) \right) &\delta(z) . \end{aligned} \quad (\text{E.5})$$

In the halo, the RHS term of Eq. (E.5) is not present. Considering the boundary condition $N_i(z = L) = 0$, the solution in the halo is given by

$$N_i^{\text{halo}}(z) = \exp\left(\frac{V_c z}{2K}\right) N_i(0) \frac{\sinh\left(S_i \frac{L-z}{2}\right)}{\sinh\left(\frac{S_i L}{2}\right)}, \quad (\text{E.6})$$

where S_i is a constant defined as

$$S_i = \left(\frac{V_c^2}{K^2} + 4\frac{\zeta_i^2}{R^2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

The solution in the thin disk, $N_i(0)$, is obtained by integration Eq. (E.5) across the disk between $z = -h$ and $z = +h$ with $h \rightarrow 0$. Eq. (E.5) becomes

$$\begin{aligned} 2N_i'(0) - 2\frac{V_c}{K}N_i(0) + 2h\frac{q_i}{K} - \frac{1}{K}2h\Gamma B_i N_i(0) \\ - \frac{1}{K}4h\Gamma\frac{a}{R}\frac{2}{J_1^2(\zeta_i)} \sum_{j \neq i} M_{ij} N_j(0) = 0. \end{aligned} \quad (\text{E.7})$$

The continuity between the halo and the disk is established by inserting the halo solution (Eq. (E.6)) in Eq. (E.7). Defining A_i as

$$A_i = V_c + KS_i \coth\left(\frac{S_i L}{2}\right) + 2h\Gamma B_i \quad (\text{E.8})$$

one finds

$$N_i(0) = \frac{q_i}{A_i} 2h \left(1 - \frac{4\Gamma a}{q_i R J_1^2(\zeta_i)} \sum_{j \neq i} M_{ij} N_j(0)\right). \quad (\text{E.9})$$

It appears that to calculate $N_i(0)$, one needs to know the values for all the other orders of the Bessel decomposition. We use a perturbative method to compute these quantities. At the zero-*th* order, we have $N_i^{(0)}(0) = 2hq_i/A_i$, and calculate recursively the $(n + 1)$ -th order as

$$N_i^{(n+1)}(0) = \frac{q_i}{A_i} 2h \left(1 - \frac{4\Gamma a}{q_i R J_1^2(\zeta_i)} \sum_{j \neq i} M_{ij} N_j^{(n)}(0)\right) \quad (\text{E.10})$$

until the convergence is reached. In practice, the convergence is reached quite rapidly, after 5 iterations. Using Eq. (E.2), the density of nuclei in the physical space is then given by

$$N(r, z) = e^{\left(\frac{V_c z}{2K}\right)} \sum_{i=0}^{+\infty} N_i(0) \frac{\sinh\left(S_i \frac{L-z}{2}\right)}{\sinh\left(\frac{S_i L}{2}\right)} J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right). \quad (\text{E.11})$$

E.5.1.1 Primaries and secondaries

The previous derivation is valid for any source term $q(r)$. For the primaries, we consider the two situations where there are sources in the hole or not, but in each case, we assume a constant source distribution q_0 with r . In that case, there are analytical expressions for the components of $q(r)$ in Bessel space, namely

$$\begin{aligned} q(r) = 1 & \quad \rightarrow \quad q_i = \frac{2}{\zeta_i J_1(\zeta_i)} \\ q(r) = \Theta(r - b) & \quad \rightarrow \quad q_i = \frac{2\left(J_1(\zeta_i) - \frac{b}{R} J_1\left(\zeta_i \frac{b}{R}\right)\right)}{\zeta_i J_1^2(\zeta_i)} \end{aligned}$$

The secondaries are only produced by spallation of the primary nuclei on the ISM, so their source term is $q(r) = \Gamma_{ps} N^p(r)$, where Γ_{ps} is the production reaction of the secondaries and $N^p(r)$ is the density of primary nuclei. As a consequence, for the secondaries we compute Eq. (E.9) simply using $q_i = \Gamma_{ps} N_i^p$ where N_i^p , referring to the primaries, have been previously determined.

E.5.2 The Truncated Weighted Slab

In this work, we use the truncated weighted slab (TWS) approach as described in Clinton & Waddington (1993). The escape mean free path and path length distribution are defined respectively as,

$$\lambda_{esc} = \begin{cases} 5.5 \text{ g cm}^{-2} & \text{for } R \leq 7.6 \text{ GV} \\ 5.5 \times \left(\frac{R}{7.6 \text{ GV}}\right)^{-0.4} & \text{for } R > 7.6 \text{ GV} \end{cases}$$

and,

$$\mathcal{P}(x) = \begin{cases} \frac{1}{\lambda_{esc}} \exp\left[-\frac{x_0 - x}{x}\right] & \text{for } x \geq x_0 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

where R is the rigidity and x_0 the truncation of the shortest path lengths ($x_0=1 \text{ g cm}^{-2}$ in this work). When neglecting the energy losses and assuming only one primary parent p for a secondary s , one finds the truncated weighted slab densities of primaries and secondaries to be

$$N_p = \frac{\lambda_p}{\lambda_{esc} + \lambda_p} q_p e^{-x_0/\lambda_p}$$

$$N_s = \frac{\lambda_s \lambda_{\odot} P}{(\lambda_p - \lambda_s) \lambda_{ps}} q_p \left[\frac{\lambda_p}{(\lambda_{esc} + \lambda_p)} e^{-x_0/\lambda_p} - \frac{\lambda_s}{(\lambda_{esc} + \lambda_s)} e^{-x_0/\lambda_s} \right]$$

where λ_p (resp. λ_s) corresponds to the mean free path of a primary (resp. secondary) with respect to its total destruction cross section and where λ_{ps} is the mean free path of a primary relative to the secondary production cross section.

Bibliographie

- Benítez, N., Maíz-Apellániz, J., & Canelles, M. 2002, *Physical Review Letters*, 88, 081101
- Berghöfer, T. W. & Breitschwerdt, D. 2002, *A&A*, 390, 299
- Binns, W. R., Fickle, R. K., Waddington, C. J., et al. 1981, *ApJ*, 247, L115
- Binns, W. R., Garrard, T. L., Gibner, P. S., et al. 1989, *ApJ*, 346, 997
- Blake, J. B. & Schramm, D. N. 1974, *Ap&SS*, 30, 275
- Breitschwerdt, B. & Cox. 2004, *Proceedings of the Conference "How the Galaxy Works - Galactic Tertulia : A Tribute to Don Cox and Ron Reynolds"*, Granada (Spain), 23-27 June 2003, Kluwer (in press), eds. E.J Alfaro, E. Perez, J. Francoastroph
- Brewster, N. R., Freier, P.-S., & Waddington, C. J. 1983, *ApJ*, 264, 324
- Clinton, R. R. & Waddington, C. J. 1993, *ApJ*, 403, 644
- Cowan, J. J. & Sneden, C. 2004, in *Origin and Evolution of the Elements*, 27–+
- Donato, F., Maurin, D., Salati, P., et al. 2001, *ApJ*, 563, 172
- Donato, F., Maurin, D., & Taillet, R. 2002, *A&A*, 381, 539
- Ellison, D. C., Drury, L. O., & Meyer, J. 1997, *ApJ*, 487, 197
- Fowler, P. H., Walker, R. N. F., Masheder, M. R. W., et al. 1987, *ApJ*, 314, 739
- Goriely, S. 1999, *A&A*, 342, 881
- Kaiser, T. B., Wayland, J. R., & Gloeckler, G. 1972, *Phys. Rev. D*, 5, 307
- Lallement, R., Welsh, B. Y., Vergely, J. L., Crifo, F., & Sfeir, D. 2003, *A&A*, 411, 447

- Letaw, J. R., Adams, J. H., Silberberg, R., & Tsao, C. H. 1985, *Ap&SS*, 114, 365
- Letaw, J. R., Silberberg, R., & Tsao, C. H. 1983, *ApJS*, 51, 271
- Letaw, J. R., Silberberg, R., & Tsao, C. H. 1984, *ApJS*, 56, 369
- Lezniak, J. A. & Webber, W. R. 1979, *Ap&SS*, 63, 35
- Lodders, K. 2003, *ApJ*, 591, 1220
- Maíz-Apellániz, J. 2001, *ApJ*, 560, L83
- Mannheim, K. & Schlickeiser, R. 1994, *A&A*, 286, 983
- Maurin, D., Donato, F., Taillet, R., & Salati, P. 2001, *ApJ*, 555, 585
- Maurin, D., Taillet, R., & Donato, F. 2002, *A&A*, 394, 1039
- Meyer, B. S. 1994, *ARA&A*, 32, 153
- Meyer, J., O'C. Drury, L., & Ellison, D. C. 1998, *Space Science Reviews*, 86, 179
- Ptuskin, V. S. & Soutoul, A. 1998, *A&A*, 337, 859
- Strong, A. W. & Moskalenko, I. V. 1998, *ApJ*, 509, 212
- Taillet, R. & Maurin, D. 2003, *A&A*, 402, 971
- Taillet, R., Salati, P., Maurin, D., Vangioni-Flam, E., & Cassé, M. 2004, *ApJ*, 609, 173
- Thielemann, F.-K., Hauser, P., Kolbe, E., et al. 2002, *Space Science Reviews*, 100, 277
- Waddington, C. J. 1996, *ApJ*, 470, 1218
- Webber, W. R. 1993, *ApJ*, 402, 185
- Westphal, A. J., Price, P. B., Weaver, B. A., & Afanasiev, V. G. 1998, *Nature*, 396, 50

Ce travail de thèse, s'intéresse dans deux parties distinctes à deux thématiques astrophysiques indépendantes : i) certains aspects de la formation stellaire sont traités dans une première partie, alors que la seconde, plus modeste, s'intéresse au rayonnement cosmique.

Lorsqu'une étoile se forme, alors que l'accrétion sur l'objet central se poursuit, de gigantesques éjections de matière se produisent sous forme de jets et flots moléculaires bipolaires. Après une introduction donnant une vision globale de tous les éléments impliqués dans la formation stellaire, nous présentons les modèles « standards » pour les flots moléculaires. Dans un troisième temps, nous construisons un modèle alternatif et complémentaire aux approches standards : le modèle de transit. Il s'agit d'un modèle MHD, autosimilaire et qui considère le renversement d'une partie de l'écoulement lorsque le gaz en chute approche de l'objet central. Les résultats montrent notamment que le modèle permet de rendre compte des taux de masses observés lors de la formation des étoiles massives, taux que les modèles standards atteignent difficilement. Le modèle est étudié de façon extensive grâce à une exploration Monte Carlo de l'espace des paramètres et la mise en évidence de deux grandes familles de solutions. Le modèle de transit donne une description à grande échelle de l'environnement proto-stellaire et montre une forte structuration du milieu autant en densité qu'en vitesse. C'est dans un tel milieu que le jet issu du disque d'accrétion se propage, et une étude numérique préliminaire de cette propagation montre que la morphologie et la cinématique du jet est fortement affectée par le milieu ambiant. Nous en déduisons l'importance d'avoir une bonne description de ce dernier et la nécessité de ne pas se contenter des milieux « uniformes et au repos » généralement considérés.

La seconde partie est consacrée à la partie nucléaire du rayonnement cosmique Galactique. Ce « rayonnement » est constitué de noyaux qui se sont propagés dans la Galaxie et son halo diffusif, après avoir été accélérés dans les chocs de supernovae. Certains de ces noyaux atteignent la Terre où ils sont détectés. Comprendre la propagation de ces noyaux est essentiel pour remonter, à partir des mesures, aux abondances des noyaux dans les sources. Dans ce travail, nous nous intéressons spécifiquement au cas des noyaux lourds, en connexion avec l'expérience UHCRE, et regardons comment la structure locale de la Galaxie, la « bulle locale », affecte la propagation des lourds. Nous trouvons que la sous-densité locale du voisinage solaire joue effectivement un rôle dans la détermination des abondances sources et que l'effet tend à réduire les différences entre les abondances sources et les abondances solaires des noyaux. Nous donnons enfin dans un dernier chapitre quelques perspectives pour la poursuite de cette étude.

This thesis is built in two distinct parts, treating of two different astrophysical topics : i) in the first (and main) part, work related to star formation is presented whereas ii) the second part deals with cosmic rays.

When a star forms, huge bipolar ejections of material, under the form of jets and molecular outflows, are observed as accretion proceeds onto the central object. After an introduction giving a large overview of the star formation process, we focus on the different “standard” approaches used to model molecular outflows. An alternative and complementary model is then built : the transit model. It is a self-similar MHD model where part of the infalling material is being diverted into an outflow when approaching the central object. It is shown that the transit allows to reach the huge mass rates observed in massive star formation, in opposition to the “standard” approaches. The model is thoughtfully studied with a Monte Carlo exploration of the parameter space and two families of solutions are put to the fore. The transit model gives a large-scale description of the protostellar environment, showing both density and velocity structures. It is in such a medium that a jet launched from the accretion disk will propagate and a preliminary numerical study of this propagation shows that the morphology and kinematics of the jet is strongly affected by the ambient medium. We conclude in the importance of a good description of the latter and the urge of leaving the “uniform and motionless medium” usually used in such simulations.

The second part focuses on the nuclear component of the Galactic cosmic rays. After being accelerated in supernova remnants, these nuclei propagate through the Galaxy and its halo. Eventually, some of them reach the Earth where they are detected. A good understanding of the propagation processes is compulsory in order to derive the source abundances from the measured ones. In this work, we focus on ultra-heavy nuclei, in connexion with the UHCR Experiment, and study how the local structure of the Galaxy, the so-called “local bubble”, affects the propagation. We find that the local sub-density surrounding the Solar neighbourhood does play an important role in the determination of the source abundances and that the effect tends towards a better agreement between the source abundances and the solar abundances for these heavy nuclei. Some very crude approximations have been used in this preliminary study and we give, in a final chapter, some future developments that should be implemented.