

---

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme  
**d'Habilitation à Diriger des Recherches**

Spécialité: Astrophysique

Présenté par

**Fabien CASSE**

au sein du Laboratoire Astroparticule & Cosmologie (APC)

Université Paris Diderot (Paris 7)

---

---

CONTRIBUTIONS À L'ÉTUDE DES PLASMAS ASTROPHYSIQUES:  
DES ÉCOULEMENTS D'ACCRÉTION-ÉJECTION À  
L'ACCÉLÉRATION DE PARTICULES DANS LES CHOCS

---

---

Mémoire d'Habilitation soutenu le 27 novembre 2013

**JURY**

M. Michel TAGGER	Ing. Cherch. CEA(LPC2E)	Président
M. Gilles HENRI	Professeur (IPAG)	Rapporteur (externe)
M. Etienne PARIZOT	Professeur (APC)	Rapporteur (interne)
M. Christophe SAUTY	Professeur (LUTh)	Rapporteur (externe)
Mme Sylvie CABRIT	Astronome (LERMA)	Examinatrice
M. Martin LEMOINE	Dir. de Recherche (IAP)	Examineur



---

# Table des matières

<b>Table des figures</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>vii</b>
<b>I Etude de la physique du processus d'accrétion-éjection dans l'Univers</b>	<b>3</b>
<b>1 Une brève introduction sur le lien entre accrétion et éjection en astrophysique</b>	<b>5</b>
1 De la formation des étoiles jeunes aux noyaux actifs de galaxie . . . . .	5
1.1 Etoiles jeunes en formation . . . . .	5
1.2 Noyaux actifs de galaxie . . . . .	7
1.3 Systèmes binaires X . . . . .	8
2 Accrétion et Ejection : les bases du modèle . . . . .	9
2.1 Du disque "standard" aux structures d'accrétion-éjection . . . . .	9
2.2 Le modèle d'accrétion-éjection magnétisé . . . . .	11
<b>2 Structures d'accrétion-éjection stationnaires</b>	<b>13</b>
1 Paramètres physiques de l'écoulement et description numérique . . . . .	13
1.1 Disques magnétiques résistifs et visqueux versus jets collimatés laminaires . . . . .	13
1.2 Un modèle semi-analytique : solutions auto-similaires . . . . .	16
2 De l'influence de la turbulence du disque d'accrétion sur les jets . . . . .	17
2.1 Lancement du jet depuis un disque Képlérien turbulent . . . . .	17
2.2 Espace de paramètres de turbulence adéquats pour le lancement de jets . . . . .	18
3 De l'influence de la thermodynamique sur la structure des jets astrophysiques . . . . .	22
3.1 Chauffage coronal et lancement de jets . . . . .	22
3.2 Jets "froids" vs jets "chauds" . . . . .	24
3.3 Chauffage coronal et jets auto-similaires super-magnéto-soniques rapides . . . . .	25
4 A propos de la transition disque standard - disque émetteur de jet . . . . .	28
5 Confrontation avec les observations de jets d'étoiles jeunes . . . . .	31
5.1 Collimation du jet . . . . .	32
5.2 Cinématique du jet . . . . .	32
5.3 Rotation du jet . . . . .	33
5.4 Taux d'éjection de masse et jets moléculaires . . . . .	33
6 Conclusion . . . . .	34

<b>3</b>	<b>Simulations numériques MHD des systèmes d'accrétion-éjection</b>	<b>35</b>
1	Description numérique du processus d'accrétion-éjection . . . . .	35
2	Une illustration dynamique du processus d'accrétion-éjection . . . . .	38
3	Du bilan d'énergie des structures d'accrétion-éjection non-radiatives . . . . .	41
3.1	Bilan dynamique et thermique des SMAE radiativement inefficaces . . . . .	42
3.2	Bilan d'énergie des SMAE radiativement inefficaces . . . . .	47
4	Interaction Vent Stellaire - Vent de Disque . . . . .	51
4.1	Disque d'accrétion résistif et visqueux . . . . .	51
4.2	Interaction vent d'étoile - vent de disque . . . . .	53
4.2.1	Vent d'étoile de faible masse et jet de disque . . . . .	54
4.2.2	Vent d'étoiles massives et jet de disque . . . . .	57
5	Conclusion . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Quelques aspects d'instabilités dans les disques d'accrétion</b>	<b>59</b>
1	Vers une vue globale des instabilités dans les disques : la spectroscopie MHD . . . . .	59
1.1	Formalisme de la spectroscopie MHD . . . . .	60
1.2	Spectroscopie MHD des disques d'accrétion . . . . .	62
1.3	Conclusion . . . . .	64
2	Formation de vortex dans les disques d'accrétion . . . . .	65
2.1	L'intérêt des vortex dans les disques d'accrétion protoplanétaires . . . . .	65
2.2	L'instabilité par ondes de Rossby . . . . .	65
2.3	Perspectives . . . . .	69
<b>II</b>	<b>De la turbulence magnétique à l'accélération des rayons cosmiques</b>	<b>71</b>
<b>5</b>	<b>De la diffusion des rayons cosmiques dans une turbulence magnétique</b>	<b>73</b>
1	Un très bref aperçu des caractéristiques du rayonnement cosmique . . . . .	73
2	Accélération diffusive dans les environnements de chocs astrophysiques . . . . .	75
3	Transport des rayons cosmiques dans une turbulence magnétique . . . . .	79
3.1	Diffusion angulaire et diffusion spatiale . . . . .	79
3.2	Expérience numérique sur la diffusion spatiale . . . . .	81
3.2.1	Description des simulations . . . . .	82
3.2.2	Diffusions angulaire et parallèle . . . . .	83
3.2.3	Le problème de la diffusion transverse . . . . .	84
3.2.4	Application aux accélérateurs astrophysiques . . . . .	87
<b>6</b>	<b>Vers une description multi-échelles du transport des rayons cosmiques</b>	<b>91</b>
1	Résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck . . . . .	91
1.1	Equivalence en équation de Fokker-Planck et équations stochastiques différentielles . . . . .	91
1.2	Couplage entre ESD et description MHD . . . . .	93
1.2.1	Considérations générales et tests de base . . . . .	93
1.2.2	Tests de couplage ESD-MHD . . . . .	94
2	Modélisation multi-échelles de l'accélération de particules dans les jets extra-galactiques . . . . .	97
2.1	Accélération de particules dans les chocs internes de jets extra-galactiques . . . . .	97
2.2	Production d'astroparticules dans les 'hotspots' de jets FR2 . . . . .	99
2.2.1	Equation de transport des rayons cosmiques . . . . .	100
2.2.2	Simulations MHD de chocs terminaux de jets extra-galactiques . . . . .	101
2.2.3	Estimations analytiques des capacités d'accélération des hotspots . . . . .	102
2.2.4	Modélisation MHD-ESD des hotspots . . . . .	107
2.3	Conclusion . . . . .	110
3	Etude de la turbulence MHD dans le voisinage des chocs astrophysiques . . . . .	110
3.1	Etude de l'impact de la turbulence en aval des chocs de supernovas . . . . .	112
3.1.1	Simulation MHD-ESD des filaments X dominés par l'advection . . . . .	113
3.1.2	Etude des filaments X limités par la relaxation de la turbulence . . . . .	116
3.2	Etude de l'instabilité non-résonante dans les chocs ultra-relativistes . . . . .	121
3.2.1	Structure du précurseur d'un choc relativiste . . . . .	121

---

3.2.2	Analyse linéaire de l'instabilité non-résonante de 'streaming' relativiste . . .	124
3.2.3	Simulations numériques d'ondes magnéto-sonores dans le précurseur . . .	126
3.2.4	Conclusion . . . . .	130
<b>III</b>	<b>Synthèse</b>	<b>131</b>
<b>7</b>	<b>Un bilan et des perspectives</b>	<b>133</b>
1	Du lien entre accréation-éjection et turbulence magnétique . . . . .	133
2	De la nécessité d'une description multi-échelle des la turbulence magnétique dans les chocs astrophysiques . . . . .	135
<b>A</b>	<b>Le formalisme des équations stochastiques différentielles</b>	<b>139</b>
1	Lien entre ESD et l'équation de Fokker-Planck . . . . .	139
2	Calcul des intégrales stochastiques . . . . .	140
<b>B</b>	<b>La magnétohydrodynamique relativiste</b>	<b>143</b>
1	MHD en relativité restreinte . . . . .	143
2	Description numérique des écoulements relativistes . . . . .	145
<b>C</b>	<b>Curriculum-Vitae</b>	<b>147</b>
<b>D</b>	<b>Liste de publications dans des revues à comité de lectures</b>	<b>151</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>153</b>



---

# Table des figures

1.1	Images des jets d'étoiles jeunes HH111 et HH30 . . . . .	6
1.2	Corrélation entre luminosité du jet et du disque dans des TTauri . . . . .	6
1.3	Image radio de deux types de jets extragalactiques de types FRI et FRII . . . . .	7
1.4	Illustration du lien entre puissance de jets et luminosité de disque dans les AGN . . . . .	8
1.5	Illustration du lien entre puissance de jets et luminosité de disque dans le microquasar GRS1915 . . . . .	9
2.1	Solution de SMAE mixte. . . . .	19
2.2	Espace de paramètres de solutions de SMAE mixtes. . . . .	20
2.3	Même figure que la figure (2.2) mais pour une valeur plus faible de la résistivité. . . . .	21
2.4	Représentation 2D de SMAE. . . . .	22
2.5	Fraction de courant présent dans les jets. . . . .	23
2.6	Evolution du jet chaud en fonction du chauffage. . . . .	23
2.7	Caractéristiques physiques des deux solutions les plus extrêmes trouvées dans le cadre de cette étude. Figure tirée de <a href="#">Casse &amp; Ferreira (2000b)</a> . . . . .	24
2.8	Invariant de Bernoulli pour un jet froid et un jet chaud. . . . .	25
2.9	Représentation 2D de SMAE près d'un objet compact. . . . .	26
2.10	Surfaces critiques d'une SMAE. . . . .	26
2.11	Solution d'une SMAE chaude franchissant tous les points critiques. . . . .	27
2.12	Schéma de topologie magnétique de vents sphériques. . . . .	29
2.13	Comparaison de rayon d'un jet avec une solution auto-similaire. . . . .	32
2.14	Diagramme PV de DGTau. . . . .	32
2.15	Distribution radiale de la vitesse de rotation du jet vue dans plusieurs raies interdites de DGTau. Figure tirée de <a href="#">Pesenti et al. (2004)</a> . . . . .	33
3.1	Configuration des conditions initiales dans <a href="#">Casse &amp; Keppens (2002)</a> . . . . .	36
3.2	Lancement de jets par simulation MHD. . . . .	37
3.3	Zone de lancement disque-jet. . . . .	38
3.4	Zoom de la partie centrale du jet à la fin de la simulation. . . . .	39
3.5	Bilan des forces du disque. . . . .	40
3.6	Bilan de forces radiales. . . . .	41
3.7	Bilan vertical du moment cinétique. . . . .	42
3.8	Même figure que la figure 3.2 mais avec équation d'énergie. . . . .	43
3.9	Vue 3D d'une SMAE. . . . .	44
3.10	Forces projetées le long s'une surface magnétique. . . . .	45
3.11	Circuit électrique d'une SMAE. . . . .	46
3.12	Rapport entre taux d'éjection et d'accrétion. . . . .	47
3.13	Température et flux MHD dans une SMAE. . . . .	48
3.14	Evolution temporelle des puissances dans une SMAE. . . . .	49
3.15	Forces radiales dans le jet. . . . .	50

3.16	Jet émis depuis un disque résistif et visqueux et hébergeant un vent stellaire. . . . .	52
3.17	Flux de moment cinétique dans une SMAE. . . . .	53
3.18	Température d'une SMAE abritant un vent stellaire. . . . .	55
3.19	Zoom sur la partie centrale de la figure (3.16) . . . . .	56
3.20	Même figure que la figure (3.19) mais pour un vent stellaire plus fort. . . . .	57
4.1	Spectre complet en fréquence des perturbations axisymétriques pouvant affecter un disque d'accrétion faiblement magnétisé. . . . .	62
4.2	Spectre complet en fréquence des perturbations non-axisymétriques pouvant affecter un disque d'accrétion faiblement magnétisé. . . . .	63
4.3	Spectre complet en fréquence des perturbations non-axisymétriques pouvant affecter un disque d'accrétion à l'équipartition . . . . .	64
4.4	Conditions initiales d'une simulation 3D HD de disque déclenchant la RWI. . . . .	66
4.5	Représentation en dégradés de bleu de la densité du disque. . . . .	66
4.6	Isocontours de densité et lignes d'écoulement d'un disque abritant une RWI. . . . .	67
4.7	Evolution temporelle des vortex dans un disque 3D. . . . .	68
4.8	Lignes d'écoulement d'un tourbillon 3D généra par la RWI dans une disque d'accrétion. . . . .	69
4.9	Ligne d'écoulement traversant lin tourbillon 3D généré par la RWI. . . . .	70
5.1	Spectres en énergie et en masse des rayons cosmiques . . . . .	74
5.2	Schéma de principe de l'accélération de Fermi. . . . .	76
5.3	Fonction d'auto-corrélation de l'angle d'attaque et fréquence de diffusion angulaire . . . . .	83
5.4	Coefficients de diffusion parallèle et transverse au champ en fonction du temps et de la rigidité. . . . .	84
5.5	Coefficients de diffusion transverse au champ en fonction de la rigidité. . . . .	85
5.6	Caractérisation du chaos magnétique. . . . .	85
6.1	Test sur les ESD. . . . .	94
6.2	Simulation de jet extragalactique. . . . .	95
6.3	Fonction de distribution au choc d'électrons. . . . .	96
6.4	Même figure que 6.3 mais pour une accélération multi-choc. On retrouve le spectre en $p^{-3}$ attendu dans ce cas. . . . .	96
6.5	Spectre en énergie en fonction du niveau de turbulence. . . . .	97
6.6	Spectre en énergie d'électrons dans une zone multi-choc d'un jet. . . . .	98
6.7	Simulation MHD de jet extra-galactique. . . . .	101
6.8	Représentation 3D de la tête du jet se propageant dans le milieu extérieur. . . . .	103
6.9	Spectre en énergie des électrons dans 3C405A. . . . .	107
6.10	Spectre de rayons cosmiques dans 3C405 A. . . . .	108
6.11	Spectre en énergie des électrons dans 3C273A. . . . .	109
6.12	Spectre en énergie des rayons cosmiques dans 3C273A. . . . .	110
6.13	Simulation MHD-ESD de filaments X de SNR dominés par l'advection . . . . .	114
6.14	Simulation MHD-ESD de filaments $\gamma$ de SNR dominés par l'advection . . . . .	115
6.15	Simulation MHD-ESD d'une SNR de type Kepler dominé par la relaxation de la turbulence . . . . .	118
6.16	Carte synthétique des filaments X et $\gamma$ en provenance de la simulation de la figure (6.14) . . . . .	120
6.17	Grandeurs d'équilibre pour le précurseur d'un choc ultra-relativiste . . . . .	123
6.18	Instantanés d'une simulation RMHD d'onde magnétosonore dans le précurseur d'un choc . . . . .	127
6.19	Perturbation de la densité à la saturation et taux de croissance. . . . .	127
6.20	Taux de croissance de l'instabilité non-résonante en fonction du nombre d'onde. . . . .	128
6.21	Taux de croissance de l'instabilité non-résonante en fonction du facteur de Lorentz . . . . .	129

---

# Liste des tableaux

6.1	Tableau présentant les différentes caractéristiques de hotspots tiré de <a href="#">Mesenheimer et al. (1997)</a> ainsi que les estimations d'énergie maximale des rayons cosmiques accélérés au choc terminal dans une configuration de choc parallèle et pour un régime de turbulence de Kolmogorov et de Kraichnan. . . . .	104
6.2	Valeurs du niveau de turbulence déduites des caractéristiques observationnelles des hotspots dans le contexte d'un choc perpendiculaire . Seul un de ces hotspots, 3C273A, est susceptible d'avoir une telle configuration de choc car par définition on doit avoir $\eta_T \leq 1$ . . . . .	106
6.3	Valeurs de champ magnétique et de la coupure synchrotron comparée à la coupure observée. Pour les SNR jeunes (âge < 500 ans), la coupure calculée dans un régime de diffusion de Bohm est en bon accord avec les observations alors que pour les SNR plus anciennes, il semble que les pertes synchrotron ne soient pas le mécanisme contrôlant la taille du filament. . . . .	113
6.4	Tableau présentant les valeurs du champ magnétique déduits des observations en cas de filaments X dominés par la relaxation de la turbulence. Le champ magnétique marquant . . . . .	119



---

# Introduction générale

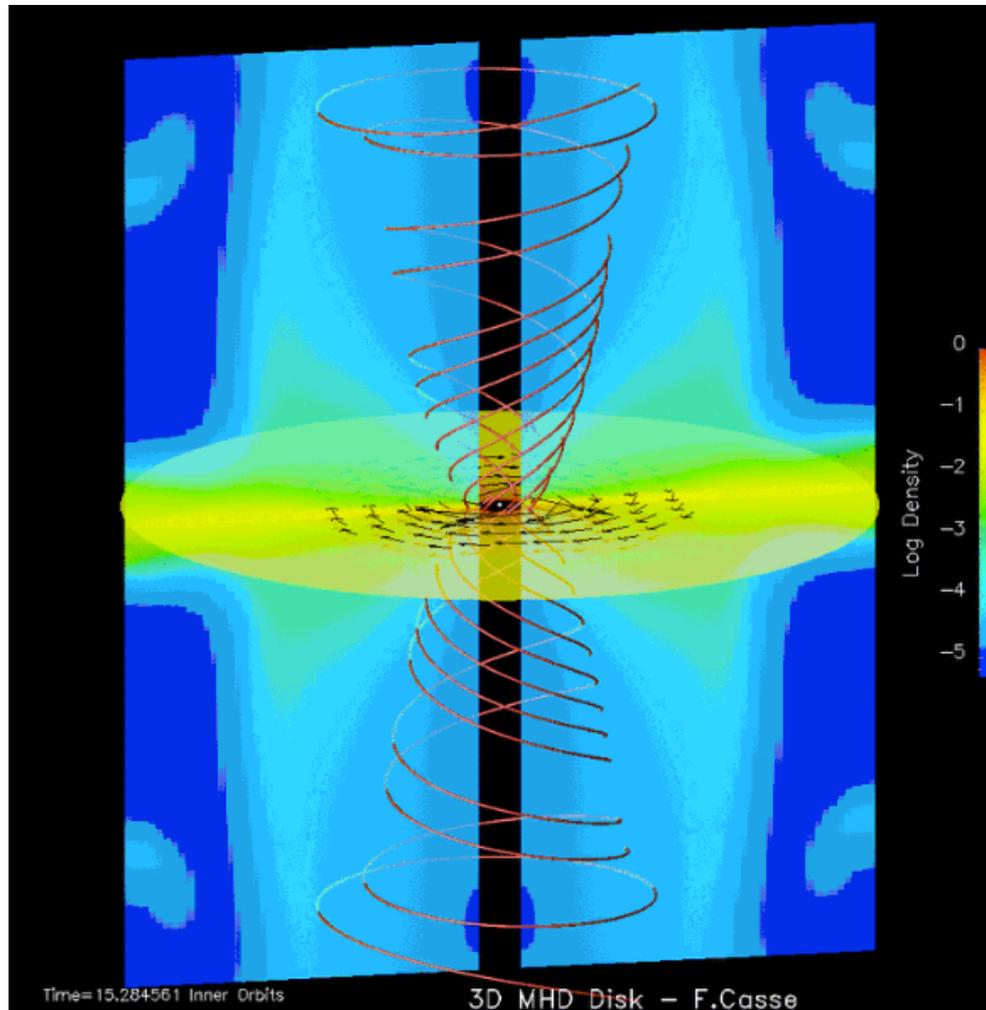
L'étude de la turbulence est un des domaines de la physique qui, bien que relativement courant dans notre expérience de tous les jours, reste encore très difficile à appréhender. Sa nature est intrinsèquement chaotique et ne peut donc être décrite en utilisant des outils mathématiques déterministes dont la physique est si friande. Ce champ d'étude est un point de convergence majeur entre mathématiques et physique, où la théorie des probabilités rencontre la mécanique des fluides et l'électromagnétisme. Ainsi, il n'est pas étonnant de constater que c'est un grand mathématicien, Andreï Kolmogorov, qui proposa en 1943 ce qui reste encore aujourd'hui une (sinon la plus) pertinente des descriptions physiques de la turbulence dans les fluides. La turbulence, en particulier magnétique, est omniprésente dans les plasmas astrophysiques. On la retrouve dans le milieu interstellaire, dans les étoiles et leurs environnements, dans les disques d'accrétion, dans le voisinage des chocs, etc... Sa fonction fondamentale est de permettre un transport de l'énergie au sein d'un plasma et ainsi de contribuer à structurer les diverses composantes de notre Univers. J'ai commencé ma thèse de doctorat en 1998 sur l'étude de ce phénomène dans deux applications particulières : les disques d'accrétion magnétisés et le transport de particules relativistes dans une turbulence magnétique. La première application de ma thèse, supervisée par J. Ferreira, était concentrée sur une étude semi-analytique des disques d'accrétion magnétisés en magnétohydrodynamique (MHD), en particulier ceux responsables du lancement de jets à grande échelle. Mon travail de thèse a permis d'obtenir une description dynamique complète des disques en incluant les deux phénomènes principaux de transport turbulent que sont la résistivité et la viscosité. J'ai de plus étendu le domaine des solutions de structures d'accrétion-éjection en incluant une équation d'énergie dans la dynamique et j'ai obtenu ce qui reste, encore à l'heure actuelle, les solutions les plus proches des contraintes apportées par l'observation des étoiles jeunes émettrices de jets. Un second aspect de mon travail de thèse, supervisé par G. Pelletier, m'a fait aborder l'étude de l'interaction d'un champ magnétique turbulent avec des particules relativistes. Au moyen de simulations numériques utilisant à la base un code de M. Lemoine, j'ai pu réaliser une expérience numérique qui a apporté un éclairage nouveau sur les régimes de diffusion spatiale des particules, en particulier sur un aspect important du chaos magnétique. Ces simulations, confirmées par des études ultérieures, ont été étendues à des domaines de validité plus larges grâce aux progrès des moyens de calcul.

C'est en 2001 que je suis parti à Utrecht (Pays-Bas) pour aller travailler en séjour post-doctoral dans l'équipe de R. Keppens et H. Goedbloed. Au cours de ce séjour, j'ai pu m'initier et me plonger complètement dans une discipline qui était alors en plein essor : la simulation numérique MHD. Grâce à des outils numériques très performants, à l'époque essentiellement dirigés vers les plasmas de laboratoire et solaire, je me suis attelé à la réalisation d'une modélisation complète des systèmes d'accrétion-éjection dans laquelle cohabitent un disque magnétisé turbulent et un jet MHD laminaire à grande vitesse. Ces simulations ont été les premières dans la littérature à montrer qu'un disque d'accrétion pouvait, de façon stationnaire, émettre des jets collimatés. Au cours de mon séjour aux Pays-Bas, j'ai, en parallèle à mon travail sur la modélisation des structures d'accrétion-éjection, développé une approche multi-échelles du transport des rayons cosmiques et des électrons relativistes. Cette approche originale consiste à coupler une simulation numérique MHD avec un code utilisant des équations stochastiques différentielles qui permettent de rendre compte de la trajectoire de particules non-thermiques dans l'espace des phases. Ce travail, réalisé avec A. Marcowith, a fait partie des prémices des simulations multi-échelles capables de décrire à la fois un objet à grande échelle

et de pouvoir calculer de façon cohérente les spectres d'émission de particules non-thermiques. En 2004, j'ai été recruté comme maître de conférences au sein de ce qui allait devenir le laboratoire AstroParticule & Cosmologie (APC) de l'université Paris Diderot. J'ai rejoint M. Tagger dans l'équipe ADAMIS pour développer la thématique de simulations numériques astrophysiques à l'APC. Suite au départ de Michel en 2007 pour prendre la direction du LPC2E d'Orléans et à l'arrivée de P. Varnière, l'équipe simulation du groupe ADAMIS s'est concentrée sur l'étude des systèmes accréant et sur la modélisation des environnements producteurs de rayonnements de haute énergie. Mon activité de recherche s'est ainsi ouverte à de nouveaux domaines de recherche comme l'étude d'instabilités dans les disques d'accrétion ainsi qu'à la MHD relativiste, outil indispensable pour modéliser les accélérateurs de particules relativistes tels que les sursauts  $\gamma$  ou les jets extra-galactiques.

J'ai participé durant mon parcours scientifique à plusieurs encadrements de thèses, de stages et autres postdoc. Ainsi dès mon postdoc, j'ai contribué à l'encadrement de plusieurs étudiants, en Master 2 (R. Archibald au sein du RTN Platon) et en thèse (C.Wang - thèse sur la modélisation des plasmas Laser-Wakefield) dont R.Keppens était le superviseur principal. A mon retour en France, j'ai co-encadré avec M. Tagger la thèse d'Héloïse Méheut (actuellement post-doctorante à AIM) qui a été soutenue en 2010. Je vais co-encadrer la thèse d'Ileyk El Mellah à partir de la rentrée 2013 (après avoir encadré son stage de Master 2). Au niveau post-doctoral, j'ai co-encadré le postdoc de Z. Meliani en 2005-2006 puis j'ai continué à interagir avec lui au cours de son séjour postdoctoral à Leuven avec R. Keppens. Il est à noter que Zakaria a été recruté comme astronome-adjoint en 2011 au sein du LUTh à Meudon. J'ai aussi, mais de façon plus ponctuelle, interagi avec C. Combet lors de son postdoc à l'IPAG (Grenoble) en 2010 sous la direction de J. Ferreira. Une partie importante de mon activité est, en tant que chercheur-enseignant, consacrée à l'enseignement. Depuis ma nomination en 2004, j'ai réalisé un service plein d'enseignement sans discontinuer dans les niveaux L1, L2 et M2. Sans faire la liste de tous les enseignements, je peux mentionner que je suis actuellement le responsable de l'enseignement de l'électromagnétisme en L2, ce qui représente une assemblée d'environ 120 étudiants. Mon activité d'enseignement est composée pour moitié de cours magistraux en amphi et de travaux dirigés. Je suis aussi responsable du cours sur la physique des particules de haute énergie au sein du Master 2R AAIS de Meudon depuis 2009. Un dernier aspect de mon activité a consisté à occuper une responsabilité administrative au sein de l'UFR de Physique. En effet j'ai été de 2008 à 2011 responsable de la répartition des enseignements de l'UFR de Physique en collaboration avec T. Beau. Ceci implique en pratique de s'occuper de la charge d'enseignements des quelques 150 chercheurs-enseignants titulaires auxquels s'ajoutent les 70 moniteurs et autres ATER ainsi que de la masse horaire des enseignements qui représente 28000 hTD.

Ce mémoire d'habilitation est organisé en deux grandes parties portant chacune sur un aspect de mon travail. La première partie est centrée sur la physique des systèmes accréant avec un accent particulier sur les structures d'accrétion-éjection magnétisées. Je présenterai tout d'abord mes travaux sur une modélisation stationnaire de ces structures en n'oubliant pas de comparer ces modèles aux observations faites en particulier dans les étoiles jeunes. Je passerai ensuite à l'exposé des simulations numériques MHD de ces systèmes qui présenteront des aspects plus poussés du simple paradigme accrétion-éjection comme par exemple la prise en compte d'une composante supplémentaire dans le jet émis par le disque. Je finirai cette première partie en présentant des travaux sur certaines instabilités dans les disques et leur intérêt en astrophysique. Dans la deuxième partie de ce mémoire, j'exposerai mes travaux sur l'évaluation, à travers des expériences numériques, des coefficients de diffusion spatiale des rayons cosmiques dans une turbulence magnétique avant de passer dans le chapitre suivant à une présentation des travaux que j'ai menés sur la description multi-échelles d'environnements comme les restes de supernova ou les différentes régions des jets extra-galactiques. Je conclurai ce mémoire en faisant un bilan de mes travaux et je présenterai quelques perspectives vers lesquelles mes futurs travaux m'entraîneront.



## Première partie

**Etude de la physique du processus  
d'accrétion-éjection dans l'Univers**



---

---

# Chapitre 1

---

## Une brève introduction sur le lien entre accrétion et éjection en astrophysique

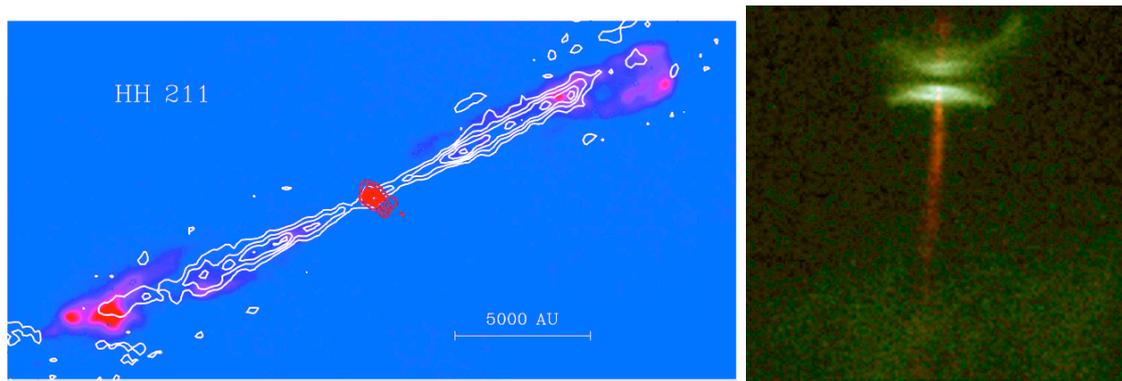
Dans ce chapitre, je vais très rapidement présenter la liste des différents systèmes astrophysiques dans lesquels on observe des jets, c'est-à-dire des flots de matière se propageant sous la forme d'écoulements cylindriques. Ce chapitre d'introduction n'a pas la prétention de faire une revue exhaustive des observations reliées à ces objets mais essaiera simplement de rappeler quelques caractéristiques de ces écoulements. Dans la première partie du chapitre, je présenterai les principaux systèmes hébergeant ces écoulements et leurs caractéristiques observationnelles puis, dans un deuxième temps, je présenterai le scénario actuellement le plus en vogue et qui permet d'expliquer la formation de ces jets à partir de l'interaction entre un disque d'accrétion et un champ magnétique à grande échelle.

### 1 De la formation des étoiles jeunes aux noyaux actifs de galaxie

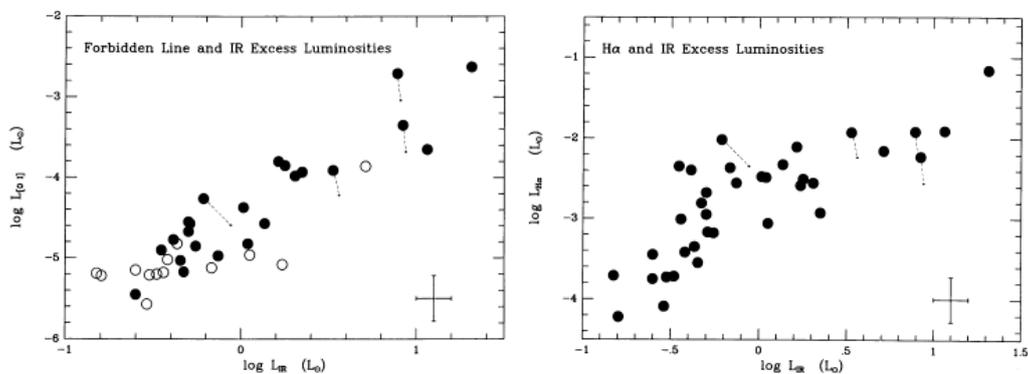
L'observation des jets astrophysiques a débuté il y a bientôt près d'un siècle et n'a cessé de s'enrichir depuis, découvrant toujours plus de systèmes astrophysiques présentant ces écoulements particuliers. Depuis H. Curtis, qui en 1918 a observé le jet émis par la galaxie M87, un grand nombre de systèmes hébergeant ces flots de matière collimatés ont été découverts. Parmi les systèmes présentant ces particularités, on peut citer trois groupes d'objets regroupant l'essentiel des systèmes émetteurs de jets.

#### 1.1 Étoiles jeunes en formation

La détection et l'identification des jets produits dans le voisinage d'étoiles en formation remonte à la fin des années 1970 grâce aux travaux pionniers de [Cudworth & Herbig \(1979\)](#); [Herbig & Jones \(1981\)](#) qui ont identifié des mouvements propres au sein d'objets observés depuis les années 1890 (baptisés depuis objets Herbig-Haro). Ces jets sont observés dans des pouponnières d'étoiles au sein de nuages interstellaires proches de la Terre dans notre galaxie. On les détecte principalement grâce à deux types d'émissions radiatives. Le premier type d'émission est associé à des flots dits moléculaires composés comme leur nom l'indique de gaz et de molécules. Leur détection se fait en radio grâce à des raies d'émission moléculaires comme, par exemple, une raie de la molécule CO, très courante dans ce type d'environnement. Sur la gauche de la figure (1.1) sont représentés les jets de l'objet HH211 qui se situe dans la nébuleuse d'Orion au sein d'un nuage moléculaire. Ces flots ne sont pas très bien collimatés et présentent des vitesses d'écoulement le long de l'axe de l'ordre de quelques km/s à quelques dizaines de km/s ([Reipurth & Bachiller, 1997](#)). L'enfouissement extrême de ces objets ainsi que la présence de molécules et de poussières près de l'étoile centrale laisse à penser que ces flots sont associés à des étoiles de la classe 0 ([André et al., 1993](#)), une étape primitive et assez courte de la formation stellaire suivant immédiatement l'effondrement du nuage moléculaire. On détecte aussi ces flots au début de l'étape suivante de formation stellaire (Classe I) mais on note que leur degré de collimation ainsi que leur flux de masse décroît au fur et à mesure que l'on avance dans la formation stellaire (voir néanmoins de nouvelles observations dans des étoiles de classe II



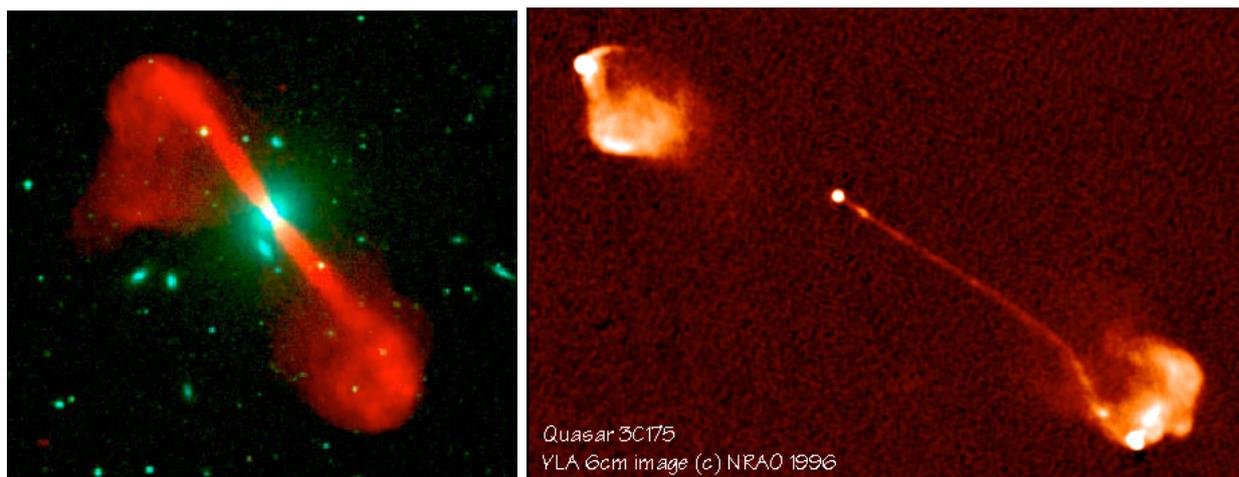
**Figure 1.1** – **Gauche** : Image des jets moléculaires de HH211. Les jets sont détectés grâce à l'émission de la molécule CO et d'émission  $H\alpha$  en provenance de la matière du jet (image de l'IRAM). **Droite** : Image en optique de l'objet HH30 où l'on voit deux jets partir de façon perpendiculaire à ce qui semble être le plan d'un disque au centre duquel une étoile jeune est enfouie (Image Hubble).



**Figure 1.2** – Diagramme montrant pour chaque TTauri d'un échantillon qu'une relation de proportionnalité semble exister entre la luminosité associée au jet et celle associée au disque d'accrétion sous-jacent (figure tirée de Cabrit et al. (1990)).

dans la section 5 du chapitre 2). Le deuxième type d'écoulements collimatés observés dans le voisinage des étoiles en formation est lui détecté dans la gamme visible et présente des caractéristiques plus proches de la forme d'un jet. L'archétype de ce type de structure a été détecté dans la constellation du Taureau (T Tauri) et a donné le nom générique de ces étoiles plus évoluées (Classe II et après) dont les jets présentent un très bon degré de collimation et de grandes vitesses le long du jet, typiquement entre 200 et 600 km/s. L'émission optique est principalement produite par des raies interdites issues de divers éléments chimiques composant le jet. La longueur des jets s'étend sur des distances de plusieurs milliers d'UA tandis que la zone d'émission du jet ne semble pas s'étendre au delà d'une distance de 2 à 3 UA de l'étoile. Pour plus de détails et de références sur les observations de ces systèmes je renvoie le lecteur vers les revues de Cabrit (2007); Ray et al. (2007).

La luminosité du jet mesurée dans ces objets présente une corrélation avec la luminosité associée au disque d'accrétion entourant l'étoile en formation. Cette corrélation a été mise en évidence et confirmée dans plusieurs études (Cabrit et al., 1990; Cabrit & André, 1991; Hartigan et al., 1995). Dans ces études, la luminosité du système en infra-rouge est associée à l'émission thermique du disque d'accrétion (en accord avec les températures prédites par des modèles de disques) alors que l'émission optique de raies interdites est reliée directement au jet. Pour un échantillon significatif d'objets, on observe une corrélation entre les deux luminosités où plus la luminosité du disque est importante et plus l'émission des raies interdites du jet est intense (de même pour l'émission  $H\alpha$ ) (voir figure 1.2). Cette corrélation suggère que l'énergie servant à créer le jet est issue de la puissance relâchée par l'accrétion de matière sur l'étoile. Un autre aspect important de la physique de ces jets est la détection, certes indirecte, de la présence d'un champ magnétique dans le jet et à proximité de l'étoile et du disque d'accrétion. L'ampleur de ce champ semble suggérer que son rôle dans la formation des jets est important (Ray, 2009).



**Figure 1.3** – Observations en radio de deux radio-galaxies émettant des jets de morphologies différentes. Le NAG à gauche émet un jet de type FRI relativement bien collimaté s'étendant sur quelques kpc de distance. Le NAG de droite donne naissance à des jets de type FR2, très bien collimatés, rapides et peu visibles par rapport aux 'hotspots' très brillants. La longueur de ces jets est de plus de 200 kpc. (images issues de [Laing et al. \(2006\)](#) et des archives NRAO).

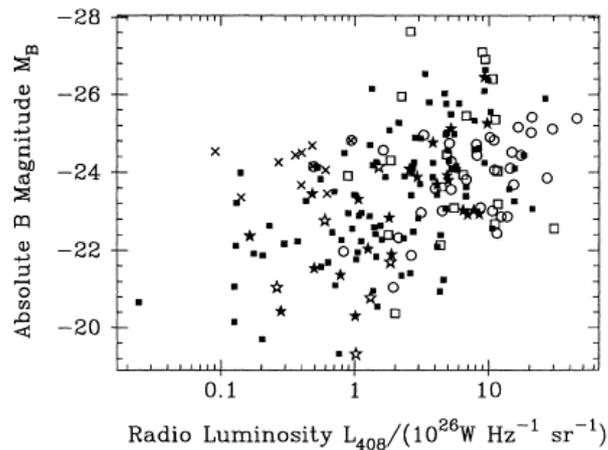
## 1.2 Noyaux actifs de galaxie

Des jets à grande échelle sont observés en provenance de radio-galaxies, une sous-catégorie des noyaux actifs de galaxies dont l'émission radio porte la signature de processus non-thermiques de forte luminosité ( $> 10^{43}$  erg/s). Les radio-galaxies représentent environ 10% des noyaux actifs de galaxie. Les jets de ces radio-galaxies sont facilement détectables grâce à leur puissante émission radio produite par un rayonnement synchrotron. Ces jets peuvent se diviser en deux catégories suivant leur puissance d'émission radio :

- NAG de type Fanaroff-Riley I (FRI) : dans ces noyaux actifs de galaxie, la puissance d'émission radio des jets est inférieure à  $10^{42}$  erg/s et on détecte très souvent une paire de jets partageant un même axe mais allant en direction opposée. Ces jets sont relativement bien collimatés et présentent des vitesses de l'ordre d'une fraction de la vitesse de la lumière.
- NAG de type FR II : ces sources exhibent des jets étant de forts émetteurs radio ( $> 10^{42}$  erg/s) et montrent une excellente collimation tout au long du jet. La luminosité principale du jet est en fait visible principalement au niveau des chocs terminaux de ces jets (appelés 'hotspots'). La vitesse des jets est proche de la vitesse de la lumière et le facteur de Lorentz d'ensemble est de l'ordre de quelques unités.

Pour plus de détails sur les particularités intrinsèques des noyaux actifs de galaxies et des jets associés, je renvoie le lecteur à la lecture, par exemple, de la revue faite par [Antonucci \(2012\)](#). J'ai représenté sur la figure (1.3), deux images faites en radio de deux NAG (l'un FRI et l'autre FR2) pour comparaison. On peut aisément constater que les morphologies des jets sont assez différentes. Les jets de gauche (FRI) sont relativement bien collimatés et possèdent une luminosité constante tout le long du jet. Le rapport entre le rayon du jet et sa longueur est de l'ordre de 10 avec une longueur de l'ordre de quelques kpc. Le NAG de droite (FRII) présentent deux jets extrêmement bien collimatés dont la luminosité est dominée par les 'hotspots'. Le rapport rayon de jet sur longueur est beaucoup plus petit que dans la première classe et la longueur du jet atteint 200 kpc. Une classe un peu à part de NAG émettant des jets est aussi observée. Cette classe regroupe des objets sous le nom générique de Blazars et sont interprétés comme des NAG émettant un jet puissant directement dans la ligne de visée de l'observateur. Dans cette classe, l'émission non-thermique s'étale de la radio jusqu'aux rayons  $\gamma$ . La nature de l'émission non-thermique fait encore aujourd'hui l'objet de débats entre tenants des mécanismes d'émission hadronique et les partisans des modèles leptoniques. Il semble néanmoins que les modèles leptoniques prennent le pas sur leurs concurrents au fur et à mesure de l'accumulation d'observations (voir par exemple la revue de [Sikora \(2011\)](#)).

Des études similaires à celles faites dans les étoiles jeunes ont été menées pour explorer le lien éventuel pouvant exister entre la puissance liée à l'accrétion de masse sur le trou noir supermassif au centre du NAG et la luminosité des jets associés. Bien que les NAG soient parmi les jets les plus éloignés de nous, leur puissance d'émission alliée à leur gamme d'émission radio a permis d'obtenir des images de la zone



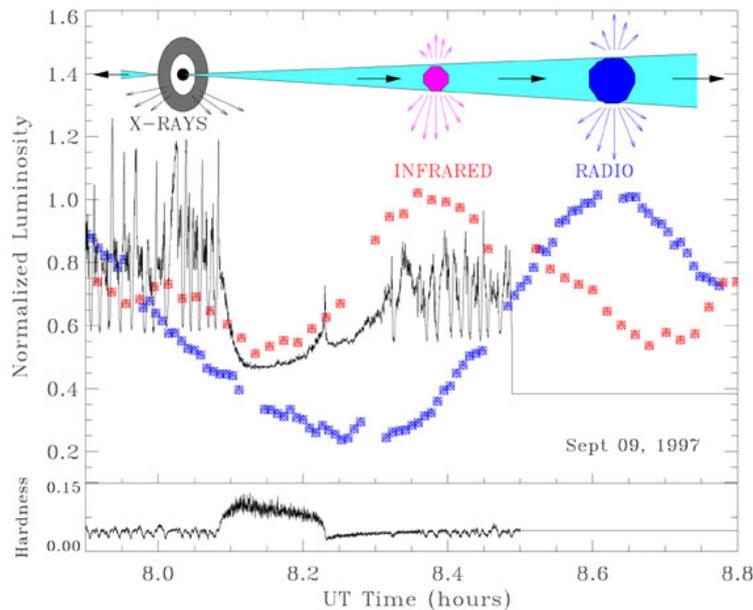
**Figure 1.4** – Diagramme de la luminosité associée aux jets versus la luminosité optique associée aux disques d'accrétion d'un échantillon de galaxies radio-loud (d'après [Serjeant et al. \(1998\)](#)).

d'émission de ces jets comme par exemple dans [Junor et al. \(1999\)](#) où les auteurs ont été capables de résoudre la zone d'émission des jets dans M87 jusqu'à 50 rayons de Schwarzschild du trou noir central. Dans [Serjeant et al. \(1998\)](#), par exemple, les auteurs ont rassemblé les mesures relatives à l'émission radio des jets extragalactiques et l'émission dans le visible associée à l'émission thermique du disque d'accrétion (figure 1.4). Une corrélation similaire à celle trouvée dans les étoiles jeunes est alors mise en lumière, montrant ici encore un probable lien direct entre la puissance des jets et la puissance libérée par l'accrétion de matière sur le trou noir central. On peut mentionner que des résultats similaires ont été trouvés dans la classe des blazars (voir par exemple [Du et al. \(2013\)](#)).

### 1.3 Systèmes binaires X

Sous la dénomination de binaires X se cache une zoologie d'objets galactiques partageant des propriétés communes comme celle d'émettre un rayonnement X ou encore d'être un système binaire composé d'une étoile compagnon et d'un objet compact. Parmi ces objets, certains émettent des jets dont la vitesse est proche de celle de la lumière. C'est au début des années 1990 que [Mirabel & Rodriguez \(1994\)](#) ont découvert un écoulement superluminaire en provenance du système binaire GRS1915+105. L'aberration apparente sur la vitesse trahit la présence d'un écoulement se déplaçant à une vitesse proche de celle de la lumière avec un facteur de Lorentz de l'ordre de quelques unités. La mesure simultanée de la vitesse apparente des deux jets se propageant en sens opposés a permis de déduire la distance entre la Terre et l'objet. Cette distance, de l'ordre d'une dizaine de kpc, prouve de manière irréfutable que cette source est dans notre galaxie et abrite probablement un trou noir stellaire d'environ une dizaine de masses solaires. Depuis, de nombreuses autres sources émettrices de jets ont été détectées (on pourra consulter la revue de [Corbel \(2011\)](#) pour plus d'informations). Les éjections de matière dans les microquasars n'est pas continue sur l'échelle de temps des observations. Il faut néanmoins garder à l'esprit que c'est dans les microquasars que la matière d'un disque d'accrétion possède la plus grande vitesse angulaire dans l'Univers au voisinage du trou noir. En effet, dans ces systèmes la période de rotation du disque interne est de l'ordre de la milliseconde, ce qui traduit, même pour une éjection se produisant sur quelques heures, un très grand nombre de rotations du disque interne.

Suite au travail pionnier d'observation réalisé par [Mirabel et al. \(1998\)](#), on a pu mettre en évidence que dans l'éjection de masse des microquasars, un lien entre l'accrétion de matière et la luminosité du jet existait (voir la figure 1.5). Dans ces observations multi-longueur d'onde allant de la radio aux rayons X, les auteurs ont montré que l'émission du jet apparaissait d'abord en optique/infra-rouge avant d'apparaître en radio, traduisant alors un refroidissement des particules non-thermiques contenues dans le jet. L'émission de jet est corrélée avec une forte émission en rayons X dont l'origine est probablement associée avec l'émission issue du disque dont la température est compatible avec une telle émission. On pourra aussi par exemple consulter la revue de [Markoff \(2010\)](#) pour une mise à jour des faits observationnels illustrant le lien entre accrétion et éjection de matière dans ces systèmes astrophysiques.



**Figure 1.5** – Diagramme montrant les observations en X, IR et radio du microquasar GRS1915 avec l'interprétation de l'origine de chaque composantes du rayonnement (figure tirée de [Mirabel et al. \(1998\)](#)).

## 2 Accrétion et Ejection : les bases du modèle

### 2.1 Du disque "standard" aux structures d'accrétion-éjection

Les disques d'accrétion jouent un rôle structurant fondamental dans l'Univers. Ils président à la formation des étoiles et des planètes et sont les partenaires indéfectibles des objets compacts rencontrés dans l'Univers. Le premier modèle d'écoulement s'apparentant à un disque d'accrétion a été proposé par P.S de Laplace à la fin du XVIIIème siècle. Ce n'est qu'au cours du XXème siècle que les instruments d'observation du ciel ont atteint un niveau suffisant de résolution spatiale pour permettre de détecter ces structures particulières. Un disque d'accrétion se forme à partir d'un nuage initial de gaz. Si ce dernier possède un moment cinétique propre alors la force de gravité, engendrée par une perturbation primordiale de densité, va avoir tendance à attirer la matière vers la surdensité. La gravité étant une force centrale, le moment cinétique total du nuage se conserve au cours de l'effondrement et une compétition se met alors en place entre la force de gravité et la force centrifuge issue du mouvement de rotation de la matière. Un équilibre ne peut être atteint qu'à proximité du plan défini par la position de la surdensité initiale et l'orientation transverse à l'axe de rotation portant le vecteur moment cinétique. En effet, en dehors de ce plan, la force centrifuge, qui ne dépend que de la distance à l'axe de rotation  $r$  en coordonnées cylindriques, est supérieure à la force de gravité qui dépend de la distance au centre  $(r^2 + z^2)^{1/2}$ . L'équilibre peut être atteint quand ces deux distances coïncident, c'est à dire dans le plan équatorial du système. C'est dans ce plan que la matière s'organise en rotation différentielle plus ou moins proche d'une vitesse dite képlérienne marquant l'exact équilibre entre force centrifuge et force de gravité  $\Omega_K = (GM_*/r^3)^{1/2}$ . Afin de permettre l'accrétion de matière vers le coeur du système, il apparaît comme fondamental de pouvoir transférer le moment cinétique de la matière du disque. Cette problématique est encore à l'heure actuelle un des principaux champs d'étude de l'astrophysique.

Afin d'expliquer les diverses observations portant sur des systèmes binaires hébergeant des trous noirs, [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#) ont proposé un modèle phénoménologique visant à expliquer le transfert de moment cinétique des parties internes du disque vers les parties externes. Le mécanisme permettant ce transport est basé sur une viscosité anormale (et probablement d'origine turbulente) engendrant une dissipation locale menant à un transfert de moment cinétique. Si l'on considère deux anneaux contigus quelconques dans le disque, l'anneau interne, tournant plus vite que l'anneau externe, entraîne l'anneau extérieur au prix d'une perte de son moment cinétique. Le transport du moment cinétique est décrit par la composante azimutale

de la conservation de la quantité de mouvement donnée par l'hydrodynamique

$$\partial_t(\rho\Omega r) + \nabla \cdot (\rho\Omega r^2 \mathbf{v} - \mathbf{T} \cdot \mathbf{e}_\theta) = 0 \quad (1.1)$$

où  $\rho$  est la densité du gaz,  $\mathbf{v}$  sa vitesse et  $\mathbf{T}$  est le tenseur des contraintes visqueuses. Quand on compare la durée durant laquelle on peut observer le lancement des jets dans les systèmes cités précédemment à la période de rotation des parties internes (i.e. proches de l'objet central), on trouve systématiquement que le lancement du jet se fait sur un très grand nombre de périodes du disque. Il semble alors naturel de considérer que le processus de lancement du jet soit stationnaire à l'échelle dynamique du disque. De plus étant donné la géométrie du système étoile/objet compact - disque, une autre hypothèse permet de simplifier l'étude : supposer que le système est axisymétrique par rapport à l'axe de rotation du disque et symétrique par rapport au plan équatorial du disque. Dans un cadre hydrodynamique, on voit alors que la viscosité est le seul moyen d'obtenir une structure de disque d'accrétion stationnaire ( $v_r < 0$  sur le plan du disque où  $v_z = 0$ ) car la conservation du moment cinétique s'écrira alors

$$\partial_r (\rho\Omega r^2 v_r - rT_{r\theta}) = 0 \quad (1.2)$$

Dans [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#), les auteurs ont présenté une loi phénoménologique donnant l'expression de la composante dominante du tenseur des contraintes visqueuses ( $\nu_v$  est la viscosité)  $T_{r\theta} = r\rho\nu_v\partial_r\Omega = \alpha P$  où  $\alpha$  est une constante inférieure à l'unité et  $P$  la pression thermique du gaz. On peut réécrire sous une autre forme cette relation en prenant en compte l'équilibre vertical du disque qui traduit une lutte permanente entre la gravité qui tend à comprimer le disque et le gradient de pression vertical qui l'en empêche. Cet équilibre nous indique alors que la vitesse du son du disque  $c_s$  est de l'ordre de grandeur de la vitesse  $\Omega_K h$  où  $h$  est l'épaisseur du disque. La prescription de la viscosité devient alors  $\nu_v = \alpha c_s h$ . Une origine turbulente de cette viscosité est plus que probable car l'amplitude nécessaire pour expliquer les mouvements d'accrétion détectés excède de très loin toutes les valeurs de viscosités mesurées dans les expériences de laboratoire.

Dans la foulée de ces premiers modèles de disques compatibles avec les observations, il a été proposé que les jets alors détectés dans les NAG soient produits par les disques d'accrétion via un mécanisme permettant de transférer une partie substantielle de l'énergie libérée par l'accrétion à la matière du jet. [Blandford & Rees \(1974\)](#) ont par exemple proposé une propulsion par pression de radiation de la matière du jet qui serait alors propulsée et guidée dans une tuyère formée par un disque d'accrétion épais autour du trou noir. Malheureusement ce modèle n'a pas permis de reproduire les caractéristiques des jets produits dans les NAG. Un autre mécanisme a été aussi proposé comme source de ce jet : la rotation du trou noir. En effet [Blandford & Znajek \(1977\)](#) ont montré qu'un trou noir en rotation provoquait un flux d'énergie électromagnétique le long des lignes de champ attachées à l'horizon du trou noir en tordant ces lignes de champ. Le résultat pourrait alors être un jet électrodynamique où un plasma de paires  $e^+ - e^-$  est propulsé le long des lignes de champ à des vitesses relativistes. Ce modèle bien que séduisant se heurte à des difficultés majeures comme le passage du plasma de paires à travers la photosphère très intense du disque d'accrétion qui, à cause de la diffusion Compton, refroidira systématiquement le plasma de paires. Un autre problème consiste en la relative faible puissance du jet attendu qui ne saurait excéder la puissance d'émission du disque d'accrétion. Enfin un troisième modèle a été proposé par [Blandford & Payne \(1982\)](#) qui cette fois-ci considère l'interaction entre un champ magnétique à grande échelle et un disque d'accrétion ionisé. Ce scénario présente plusieurs points forts. Le premier point fort consiste à ce que les ingrédients de ce modèle soient universels et se retrouvent dans les NAG, les disques d'objets compacts ainsi que dans les étoiles jeunes. Il apparaît alors très séduisant d'interpréter ces jets comme étant le produit d'un même mécanisme s'appliquant sur des échelles spatiales très variées. Le second point fort consiste à prendre en compte le champ magnétique dans la description du disque et ainsi à pouvoir naturellement expliquer les éventuelles émissions synchrotron détectées dans ces systèmes. Un troisième point fort du scénario est bien évidemment de pouvoir expliquer le lien entre puissance d'accrétion et luminosité du jet car le jet prend naissance directement dans le disque.

## 2.2 Le modèle d'accrétion-éjection magnétisé

La modélisation d'un tel scénario nécessite de décrire le disque dans le formalisme de la magnétohydrodynamique (MHD). Cette description regroupe les équations de Navier-Stokes avec celles de Maxwell. Le couplage entre ces deux jeux d'équations se fait en deux étapes. La première étape est de considérer la force magnétique appliquée sur le plasma dans la conservation de la quantité de mouvement

$$\partial_t(\rho\mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v}) = -\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho\nabla\Phi_G \quad (1.3)$$

où  $\mu_o\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}$  est la densité de courant et  $\mathbf{B}$  le champ magnétique. La seconde étape consiste à considérer la rétroaction du fluide sur le champ magnétique. Au niveau cinétique les électrons sont beaucoup plus réactifs à une perturbation électromagnétique en vertu de leur faible masse. On peut alors supposer que leur temps de réaction est très bref voire quasi instantané. Cette hypothèse qui fait partie des hypothèses de validité de la MHD, permet, en considérant toutes les forces s'exerçant sur les électrons, de montrer que le champ électrique ressenti par les électrons dans le plasma s'écrit  $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta_m\mathbf{J}$  où  $\eta_m$  est l'éventuelle résistivité du milieu. Ces considérations permettent alors d'obtenir l'équation d'induction du champ magnétique qui s'écrit

$$\partial_t\mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta_m\mathbf{J}) \quad (1.4)$$

En poursuivant, on forme un jeu d'équations MHD qui traduisent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie augmentées de l'équation d'induction du champ magnétique.

Dans le modèle proposé par [Blandford & Payne \(1982\)](#), un champ magnétique à grande échelle traverse le disque d'accrétion et interagit avec lui. Quelle conséquence cela a-t-il sur le disque ? La première conséquence apparaît sur le transfert de moment cinétique. En effet, si l'on réécrit la conservation du moment cinétique sur le plan du disque dans le formalisme MHD alors on obtient dans un cadre stationnaire et axisymétrique

$$\nabla \cdot \left( \rho\Omega r^2 v_r - \frac{rB_\theta B_z}{\mu_o} - rT_{r\theta} \right) = 0 \quad (1.5)$$

Il apparaît alors une nouvelle voie pour transférer le moment cinétique du disque par le biais d'un couple magnétique agissant sur le disque. La particularité de ce couple est de pouvoir transférer le moment cinétique le long des lignes de champ, c'est-à-dire verticalement. Ce flux d'énergie vertical est alors disponible pour accélérer la matière du jet : dans ce modèle, la présence de jets serait donc un moyen de prélever efficacement le moment cinétique du disque pour permettre une accrétion plus rapide. Le transfert de moment cinétique par le champ magnétique se produit lorsque le champ magnétique est tordu par la rotation du disque. Cette torsion, se traduisant par la présence d'une composante toroïdale du champ  $B_\theta$ , est synonyme de création de courant électrique qui va parcourir le jet et nourrir le processus d'éjection. Il est important de noter que si l'on reste dans un cadre stationnaire et axisymétrique, le disque devra nécessairement être résistif. En effet, si l'on regarde la composante toroïdale de la loi d'Ohm sur le plan du disque, on trouve  $E_\theta = -v_r B_z - \eta_m(\partial_z B_r - \partial_r B_z)$ . Le champ électromoteur  $E_\theta$  est nul dans un contexte stationnaire et axisymétrique donc on voit clairement que pour avoir un mouvement d'accrétion ( $v_r < 0$ ) dans le disque, on doit nécessairement avoir une résistivité non-nulle. La présence de résistivité est obligatoire pour permettre à la matière du disque de passer au travers des surfaces magnétiques. A l'extérieur du disque (i.e. dans le jet) la densité de matière est plus faible que dans le disque et le mouvement de rotation différentielle de la matière est atténué au profit d'une grande vitesse axiale. L'environnement composant le jet semble donc plus compatible avec un écoulement laminaire et dans le scénario proposé par [Blandford & Payne \(1982\)](#), on suppose que le jet est décrit par la MHD idéale où la résistivité s'annule. Cela entraîne alors dans le jet que les vecteurs vitesse et champ magnétique poloïdaux soient parallèles,  $\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}_p = \mathbf{0}$ . Les auteurs ont aussi dérivé un critère nécessaire pour l'accélération de la matière dans le jet. Ce critère traduit le fait que l'accélération se produisant dans le jet agit à la fois directement dans le plan poloidal mais aussi dans la direction azimutale où la vitesse de rotation est accrue de façon à augmenter la force centrifuge s'appliquant sur la matière du jet. Les auteurs ont montré aussi qu'en l'absence de gradient de pression thermique significatif, il fallait que les lignes de champ magnétique soient inclinées d'au moins  $30^\circ$  par rapport à la verticale pour que la force centrifuge puisse dépasser la force de gravité qui tend à retenir la matière du jet. Ce critère dit de 'Blandford & Payne' sera utilisé dans la suite de cet exposé. Nous verrons aussi dans les prochains chapitres comment cette accélération baptisée accélération 'magnéto-centrifuge' se traduit et se met en place à la fois dans des calculs analytiques et dans des simulations numériques à

grande échelle. Un dernier aspect de ce modèle consiste en la collimation magnétique des jets. Tous les jets astrophysiques présentent, à un degré ou à un autre, une collimation de l'écoulement lors de la propagation du jet. Cette collimation se produit alors que les jets se propagent dans des milieux très différents les uns des autres. Il semble donc logique de supposer que cette collimation est produite par un mécanisme interne au jet. Dans le modèle d'accrétion-éjection magnétisée, la collimation est engendrée par le champ magnétique qui dans une géométrie cylindrique aura tendance à 'pincer' le plasma de la même façon que le plasma est confiné par le champ magnétique dans les réacteurs à fusion de type Tokamak. On peut facilement voir cet effet en écrivant la composante radiale de la conservation de la quantité de mouvement dans le jet (où la gravité peut être négligée),

$$\rho\Omega r^2 - \partial_r P + \partial_r \frac{B_z^2 + B_\theta^2}{2\mu_0} - \frac{B_\theta^2}{\mu_0 r} = 0 \quad (1.6)$$

où le dernier terme est invariablement un terme de confinement du plasma. Cette collimation émergera naturellement dans les jets car la présence de courant électrique (proportionnel à  $B_\theta$ ) est la clé à la fois de l'accélération mais aussi l'indice de la présence d'une force de collimation. Ce mécanisme de collimation a été étudié et validé par plusieurs études (voir par exemple [Heyvaerts & Norman \(1989\)](#)) qui ont montré que les répartitions de courant dans les jets astrophysiques étaient compatibles avec l'obtention de jets cylindriques.

Le scénario d'accrétion-éjection magnétisée possède de nombreuses caractéristiques s'accordant bien avec les données observationnelles sur les systèmes présentant des jets mais il ne saurait à lui tout seul expliquer l'ensemble du phénomène d'éjection. En effet, il apparait clairement que des processus d'émissions non-thermiques sont à l'oeuvre dans ces flots ce qui trahit la présence de mécanismes d'accélération de particules autres que l'accélération magnéto-centrifuge. De plus, dans un certains nombres d'objets, on peut distinguer la présence simultanée d'au moins deux écoulements différents qui pourrait signifier qu'au moins deux mécanismes d'éjections différents seraient à l'oeuvre dans ces systèmes. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, la forme creuse des jets issus des disques d'accrétion permet l'existence d'un flot interne se propageant depuis l'objet central, que ce soit un vent d'étoile ou un flot de particules accélérées près d'un objet compact. On pourra se référer par exemple à la revue récente de [Pudritz et al. \(2012\)](#) sur les différents mécanismes d'éjection de matière dans les systèmes accrétants.

---

---

# Chapitre 2

---

## Structures d'accrétion-éjection stationnaires

Articles publiés en rapport avec ce chapitre : [Casse & Ferreira \(2000a,b\)](#); [Ferreira & Casse \(2004, 2013\)](#); [Panoglou et al. \(2012\)](#); [Pesenti et al. \(2004\)](#).

Ce chapitre aborde en détail la description stationnaire des écoulements d'accrétion-éjection dans le cadre des disques Képlériens. Ces disques représentent la grande majorité des disques d'accrétion présents dans l'Univers à la notable exception de l'environnement proche des trous noirs où le profil de rotation du disque peut être sensiblement différent. Dans la première partie, je décrirai l'arsenal de grandeurs physiques intéressantes pour la description du lien accrétion-éjection. Dans la seconde partie, je présenterai des solutions numériques stationnaires de ces structures obtenues dans un cadre auto-similaire qui bien que faisant de fortes hypothèses sur le système permettent d'en obtenir une image assez juste, tout du moins pour la jonction entre le disque et le jet. En particulier, ce formalisme nous permet d'avoir un accès sur la configuration de la turbulence dans les disques. Dans la troisième partie, je présenterai l'influence d'un chauffage coronal du disque sur les propriétés du jet et la grande variété de solutions que l'on peut obtenir. Dans la dernière partie, je discuterai de la cohabitation des structures magnétisées d'accrétion-éjection avec d'autres parties du disque d'accrétion, en particulier des parties assimilables à une structure de disque standard. En guise de conclusion, nous comparerons les diverses solutions disque-jet obtenues dans ces études avec des données observationnelles sur les jets émis depuis des étoiles jeunes en formation.

### 1 Paramètres physiques de l'écoulement et description numérique

#### 1.1 Disques magnétiques résistifs et visqueux versus jets collimatés laminares

L'observation des différents systèmes astrophysiques présentant des jets de matière à grande échelle montrent que bien que les écoulements observés ne soient pas parfaitement stationnaires, l'éjection de matière présente néanmoins une certaine stabilité dans le temps. En effet, il suffit simplement de comparer le temps nécessaire à l'émission des jets par rapport au temps de rotation de la matière à la base du jet pour voir que ce temps d'émission correspond au minimum à plusieurs milliers de rotations du disque dans ses parties internes. Il apparaît alors raisonnable de supposer en première approximation que la structure entière reliant le disque au jet soit stationnaire. Comme décrits dans le chapitre précédent, les jets astrophysiques provenant de systèmes accrétant sont émis de façon bipolaire vis-à-vis du plan du disque. Il est ainsi naturel de supposer que la structure entière est axisymétrique par rapport à l'axe de rotation du disque qui coïncide avec l'axe des jets.

Ces deux hypothèses, qui seront maintenues dans ce chapitre, nous permettent de définir un certain nombre de paramètres qui caractériseront la structure. L'axisymétrie de la structure nous pousse à décomposer toutes les grandeurs vectorielles en une composante poloidale (dans le plan  $(r, z)$ ) et une composante

toroïdale (composante selon  $\theta$ ). La vitesse du plasma sera ainsi écrite  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_p + \Omega r \mathbf{e}_\theta$  tout comme le champ magnétique  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_p + B_\theta \mathbf{e}_\theta$ . Les surfaces magnétiques traversant le disque et emportant de la matière tout au long du jet sont elles aussi axisymétriques et peuvent être simplement définies comme des surfaces où la quantité  $a = rA_\theta$  est constante ( $A_\theta$  étant la composante toroïdale du potentiel vecteur).

Les deux hypothèses de stationnarité et d'axisymétrie ont une implication directe sur l'écoulement de la matière dans le jet. En effet, les équations de Maxwell nous permettent d'écrire le champ électrique sous la forme  $\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ . Il apparaît alors évident que les deux hypothèses précédentes imposent que le champ électrique toroïdal soit uniformément nul partout dans le système disque-jet.

### Paramètres de la dynamique du jet

D'après la loi d'Ohm en régime de MHD idéale, i.e.  $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , la condition précédente impose que la vitesse poloidale du plasma et le champ magnétique poloidal soient strictement parallèles. Cette contrainte particulière, appelée contrainte du champ gelé, est à la base du mécanisme d'accélération magnéto-centrifuge que nous décrirons plus loin. En considérant les équations MHD idéale stationnaires décrivant le jet, nous pouvons faire apparaître des invariants le long des surfaces magnétiques, tels que l'emport de masse sur les surfaces magnétiques  $\eta(a)$ ,

$$\mathbf{v}_p = \frac{\eta(a)}{\mu_o \rho} \mathbf{B}_p \quad (2.1)$$

la quantité de moment cinétique présent dans le jet

$$\Omega_* r_A^2(a) = \Omega r^2 - \frac{r B_\theta}{\eta(a)} \quad (2.2)$$

la vitesse angulaire des surfaces magnétiques,

$$\Omega_*(a) = \Omega - \eta(a) \frac{B_\theta}{\mu_o \rho r} \quad (2.3)$$

et pour finir, la quantité d'énergie totale présente sur la surface magnétique (aussi appelé invariant de Bernoulli MHD)

$$E(a) = \frac{v^2}{2} + H + \Phi_G - \Omega_* \frac{r B_\theta}{\eta} = \mathcal{E}(a) + \Omega_*^2 r_A^2 \quad (2.4)$$

En terme de causalité, ces invariants sont fixés par les propriétés du plasma et du champ magnétique à la base du jet au moment où le fluide passe du mouvement d'accrétion en régime résistif au régime laminaire régi par la MHD idéale. En combinant ces invariants, on peut construire des paramètres qui permettront de décrire la nature du jet. En premier lieu, on peut définir  $\kappa$  qui mesure la quantité de masse emportée dans le jet par rapport à une unité de flux magnétique, i.e.

$$\kappa = \eta(a) \frac{\Omega_o r_o}{B_o} \quad (2.5)$$

où les grandeurs labellisées par un indice  $o$  sont mesurées à la base du jet. Plus ce paramètre est grand et plus le jet prend en charge une quantité importante de matière dans le jet. Un second paramètre appelé "bras de levier" magnétique  $\lambda$  mesure l'évasement du jet au moment où la matière atteint la vitesse d'Alfvén locale. Sa définition fait intervenir le second invariant MHD

$$\lambda = \frac{\Omega_* r_A^2}{\Omega_o r_o^2} \simeq \frac{r_A^2}{r_o^2} \quad (2.6)$$

où  $r_A$  est le rayon de la surface magnétique mesuré au point d'Alfvén de la surface considérée. Ce bras de levier magnétique peut être utilisé pour mesurer la vitesse poloidale maximale que peut atteindre le jet. Dans le cas où la rotation du disque est képlérienne, la vitesse de la matière à la base du jet est environ  $\Omega_o r_o$ , ce qui permet d'écrire l'invariant de Bernoulli comme  $E(a) \simeq \Omega_*^2 r_A^2 - 3\Omega_o^2 r_o^2/2$  et donc d'avoir une limite pour la vitesse maximale du jet  $v_{p,max} \simeq \Omega_o r_o (2\lambda - 3)^{1/2}$ .

Le dernier paramètre du jet est le paramètre de 'rapidité' du jet où sont mêlées la rotation du jet et la

vitesse d'Alfvén lorsque la matière traverse le point d'Alfvén

$$\omega_A = \frac{\Omega_* r_A}{V_{Ap,A}} \quad (2.7)$$

Ce paramètre caractérise la quantité de courant électrique restant encore dans le jet au moment où la matière franchit la surface d'Alfvén. Le courant électrique étant directement relié à la capacité du jet à maintenir une accélération magnéto-centrifuge efficace, il est évident que plus ce paramètre sera grand et plus le jet pourra accélérer la matière à de grandes vitesses. [Pelletier & Pudritz \(1992\)](#) ont par exemple montré qu'en l'absence de chauffage significatif à la base du jet, il fallait que ce paramètre  $\omega_A$  soit supérieur à l'unité pour que la matière du jet puisse devenir super-alfvénique.

### Paramètres du disque

L'hypothèse de stationnarité a aussi une importance capitale sur la nature de l'écoulement d'accrétion. En effet, dans le cadre de cette hypothèse, la structure magnétique stationnaire ne peut être maintenue simultanément avec un mouvement d'accrétion radial dans le disque que si une résistivité, probablement d'origine turbulente, est à l'oeuvre au sein du disque. Ce constat apparaît très clairement dans la version résistive de la loi d'Ohm qui stipule que  $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta_m \mathbf{J}$ . Sur le plan du disque, la vitesse (radiale) est perpendiculaire au champ magnétique (vertical) et il apparaît nécessaire qu'un terme résistif soit présent afin d'assurer la nullité du champ électrique toroïdal. Aux vues des derniers travaux portant sur la naissance de la turbulence dans les disques d'accrétion (voir par exemple [Lesur & Longaretti \(2009\)](#)), il nous faut donc considérer que le disque est pleinement turbulent avec simultanément des phénomènes de viscosité et de résistivité turbulentes.

En suivant les pas du modèle de disque standard, nous mesurons l'intensité de la viscosité et de la résistivité avec des paramètres  $\alpha$  tels que

$$\alpha_v = \left( \frac{\eta_v}{\Omega_K h} \right)_{z=0} \quad \text{et} \quad \alpha_m = \left( \frac{\eta_m^p}{\Omega_K h} \right)_{z=0} \quad (2.8)$$

et l'amplitude relative entre la viscosité et la résistivité poloidale avec le nombre de Prandtl magnétique  $\mathcal{P}_m = \eta_v / \eta_m^p$ . Il est à noter que le mouvement de la matière dans le disque est essentiellement azimutal, ce qui peut induire potentiellement une anisotropie de la résistivité dans le disque entre la direction toroïdale et poloidale. Cette anisotropie sera mesurée par le paramètre  $\chi_m = \eta_m^p / \eta_m^t$ .

Le disque d'accrétion est magnétisé et l'importance relative de la pression magnétique exercée sur le disque est indiquée par le paramètre  $\mu = B_o^2 / 2\mu_o P_o$  où  $P_o$  est la pression thermique sur le plan du disque alors que  $B_o$  est le champ magnétique mesuré au même endroit. Le mouvement de rotation couplé à une lente chute de la matière vers l'objet central entraîne une double déformation du champ magnétique. Dans un premier temps le mouvement d'accrétion tend à courber les surfaces magnétiques vers l'extérieur du disque. L'amplitude de la courbure peut être caractérisée par un nombre de Reynolds magnétique en utilisant la loi d'Ohm sur le plan du disque ( $z = 0$ ),

$$\eta_m^p \left( \frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z} \right)_{z=0} = v_{r,o} B_o \simeq -\eta_m^p \frac{B_r(z=h)}{h} \rightarrow \mathcal{R}_m = -\frac{v_{r,o} r}{\eta_m^p} \simeq \frac{r}{h} = \epsilon^{-1} \gg 1 \quad (2.9)$$

La dérivée verticale du champ magnétique radial domine l'autre dérivée à cause de la géométrie du disque qui impose  $h \ll r$  et le fait que pour réaliser une accélération magnéto-centrifuge, il est nécessaire d'avoir à la surface du disque  $B_r(z=h) \sim B_o$  ([Blandford & Payne, 1982](#)). Le mouvement Képlérien de rotation entraîne aussi une torsion azimutale du champ magnétique à travers l'apparition d'une composante toroïdale du champ magnétique. On peut mesurer l'amplitude de cette composante magnétique par un paramètre

$$q = -\frac{h}{B_o} \left( \frac{\partial B_\theta}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (2.10)$$

En faisant un raisonnement similaire au précédent, on arrive à estimer le champ magnétique toroïdal à la surface du disque comme  $B_\theta(z=h) \simeq -q B_o$ . Afin de parachever la description de la physique du disque, il ne nous reste plus qu'à avoir une mesure de la force relative des deux couples de freinage de la matière permettant de transférer le moment cinétique de la matière du disque pour permettre le mouvement

d'accrétion. Le rapport de ces deux couples sur le plan du disque,

$$\Lambda = \left| \frac{(\mathbf{J} \times \mathbf{B})_\theta}{(\nabla \cdot \mathbf{T})_\theta} \right|_{z=0} \quad (2.11)$$

permet d'exprimer la conservation du moment cinétique du disque par la simple relation  $\mathcal{P}_m(1 + \Lambda) = \mathcal{R}_m$ .

## 1.2 Un modèle semi-analytique : solutions auto-similaires

La description complète MHD du disque d'accrétion et des jets associés est très complexe de par la nécessité de considérer à la fois un disque d'accrétion dense, turbulent et donc résistif et des jets dilués obéissant au régime de la MHD idéale. Une façon de contourner la difficulté est d'effectuer un changement de variables permettant de réduire la complexité du système d'équations au prix d'hypothèses plus ou moins fortes. Le changement de variables le plus naturel est indiqué par la forme de la gravité dans le disque. En effet la force de gravité est la force dominante dans le disque et elle détermine le profil de rotation de la matière ainsi que la stratification de la matière sur l'épaisseur du disque. On choisit ainsi de supposer que toutes les variables dynamiques de la structure ont la même forme, c'est à dire

$$A(r, z) = A_o \left( \frac{r}{r_e} \right)^{\alpha_A} f_A(x) \quad (2.12)$$

où  $x = z/h(r)$  et  $h(r) = \epsilon r$ . L'épaisseur du disque est supposée proportionnelle au rayon tout en étant plus petite que ce dernier afin d'assurer que le profil du disque reste consistant avec un disque mince. L'intérêt de cette représentation est bien évidemment de se ramener à un problème numérique unidimensionnel en  $x$  plus facilement intégrable. Il est important d'insister sur le fait que la forme auto-similaire du disque est une configuration naturelle du moment où la zone d'émission du jet est étendue. Un certain nombre d'études ont été menées en employant ce formalisme sur diverses parties de la structure. On pourra mentionner trois catégories d'études, chacune avec un but différent. La première catégorie englobe les travaux pionniers dans la description du disque et de la base du jet (Königl, 1989; Wardle & Königl, 1993) et plus récemment les travaux comme Königl & Salmeron (2011) et les références mentionnées dans cet article. Ces études se sont concentrées sur le rôle de la diffusion ambipolaire dans les disques pour expliquer le lancement de jet. Ferreira & Pelletier (1993, 1995) ont eux aussi entrepris cette étude mais en supposant que l'origine des coefficients de transport provient d'une turbulence forte dans le disque. Cette seconde catégorie de travaux se place dans le prolongement de l'étude de Blandford & Payne (1982) où les jets seuls sont considérés dans l'étude depuis la base du jet jusqu'aux zones terminales (voir Contopoulos & Lovelace (1994); Li (1996); Sauty & Tsinganos (1994); Sauty et al. (2011, 1999, 2002)). Dans ces travaux, différentes décompositions auto-similaires ont été considérées afin de mieux rendre compte des différentes géométries d'écoulements. La troisième catégorie de travaux, dans laquelle s'inscrit la présente étude, considère à la fois le disque et le jet et ce jusqu'aux zones terminales des jets (Ferreira, 1997). Cette catégorie assez restreinte prend en compte tous les termes dynamiques des équations MHD pour une description au plus juste de la physique. Les variations associées aux lois de puissances radiales ( $\alpha_A$ ) sont déterminées de telle façon qu'elles s'éliminent dans les équations MHD du disque ainsi que du jet. Outre la force de gravité qui impose une variation radiale de la vitesse angulaire  $\Omega$  avec un indice en loi de puissance  $\alpha_\Omega = -3/2$ , le taux d'éjection de masse du disque est l'autre contrainte apportée par la connexion accrétion-éjection. En effet, la conservation de la masse dans le disque nous montre que  $\dot{M}_a(r) - 2\dot{M}_{\text{jet}} = \dot{M}_{ae}$  où  $\dot{M}_{ae}$  est le taux d'accrétion du disque au rayon externe  $r_e$  de la zone d'émission du jet. En choisissant une variation du taux d'accrétion de la forme

$$\dot{M}_a(r) = \dot{M}_{ae} \left( \frac{r}{r_e} \right)^\xi \quad (2.13)$$

on arrive alors à contraindre la valeur de tous les indices  $\alpha_A$  en fonction de ce paramètre d'éjection de masse  $\xi$ . Le système d'équations auto-similaires devient alors un système de sept équations différentielles

du premier ordre à une dimension. Ce système peut s'écrire sous une forme matricielle telle que

$$\begin{bmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & M & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cdot \\ \frac{df_A(x)}{dx} \\ \cdot \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cdot \\ P \\ \cdot \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

Ce système présente divers points critiques où le déterminant de la matrice  $M$  s'annule. Ces points correspondent à l'emplacement des surfaces critiques de l'écoulement, c'est à dire des surfaces où la vitesse auto-similaire projetée sur la direction de propagation des ondes correspond à la vitesse des ondes caractéristiques du milieu (onde sonore pour la MHD résistive et ondes magnétosonores et d'Alfvén pour la MHD idéale). La recherche d'une solution viable d'un écoulement d'accrétion-éjection nécessite de trouver une configuration où la matière traverse de manière régulière ces divers points critiques, c'est à dire une configuration où certains paramètres de la structure seront contraints par le passage des surfaces critiques. Dans la pratique le franchissement du premier point critique (magnétosonique lent) impose la valeur de la magnétisation du disque  $\mu$ . Une fois ce premier point franchi, il faut s'approcher du point d'Alfvén et en jouant sur la valeur du paramètre d'éjection  $\xi$ , on arrive alors à franchir cette surface. Les deux paramètres mentionnés ne sont donc pas libres et sont imposés par la physique de la structure.

## 2 De l'influence de la turbulence du disque d'accrétion sur les jets

Le lancement de jets astrophysiques depuis un disque d'accrétion képlérien nécessite de pouvoir réaliser certaines conditions :

- Obtenir un équilibre vertical du disque qui soit favorable à ce qu'une partie de la matière accrétée puisse être envoyée dans le jet.
- Avoir un couple magnétique qui freine la rotation de la matière dans le disque (en prélevant le moment cinétique du disque au passage) mais qui change de signe dans le jet pour pouvoir mettre en place une accélération magnéto-centrifuge.
- Réaliser une transition entre le disque turbulent et le jet régi par la MHD idéale.

La configuration de la turbulence et l'amplitude relative des coefficients de transport associés à cette turbulence jouent un rôle prépondérant dans l'accomplissement de ces conditions.

### 2.1 Lancement du jet depuis un disque Képlérien turbulent

La transition disque-jet est naturellement induite par les coefficients de transport qui apparaissent dans les équations MHD décrivant la structure. Ces derniers sont maximaux au sein du disque et doivent s'annuler à la surface du disque qui correspond à la zone de transition entre le disque et le jet. Comme nous l'avons déjà évoqué, le couple magnétique freine la matière dans le disque mais l'accélère une fois atteinte la zone du jet. Une contrainte logique apportée par cette condition est donc que le couple magnétique tende vers zéro sur une échelle de hauteur du disque. Le couple magnétique est majoritairement dominé par le courant radial présent dans le disque car on voit facilement que  $(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{e}_\theta = J_z B_r - J_r B_z$  avec  $J_r = -\partial B_\theta / \partial z \gg |J_z| = |\partial r B_\theta / r \partial r|$  en raison de la finesse du disque. Le changement de signe du couple magnétique vers la surface du disque dépend donc entièrement de la faculté du courant radial à tendre vers zéro à la surface. L'équation d'induction magnétique stationnaire dans le disque permet d'avoir une estimation du courant radial

$$\eta_m^t J_r(z) \simeq \eta_m^t(z=0) J_r(z=0) + \int_0^z \mathbf{B}_p \cdot \nabla \Omega dz \quad (2.15)$$

où des termes impliquant la vitesse verticale ont été négligés en raison de la petitesse de cette vitesse dans le disque. Il faut donc que pour  $z \simeq h$ , le terme associé à la rotation différentielle du disque compense le courant radial mesuré sur le plan du disque. Cette condition est réalisée si le rapport des couples mesuré sur le plan du disque est tel que (Casse & Ferreira, 2000a)

$$\Lambda = \frac{3\chi_m \mu}{\alpha_m \epsilon \mathcal{P}_m} \quad (2.16)$$

A ce stade, on peut déjà entrevoir le poids relatif de chacun des couples en prenant des valeurs standards des paramètres de la turbulence ( $\chi_m \sim 1$ ,  $\mathcal{P}_m \sim 1$ , Lesur & Longaretti (2009); Pouquet et al. (1976)), c'est-à-dire  $\Lambda \sim (\alpha_m^2 \epsilon)^{-1} \gg 1$ . Ainsi les disques d'accrétion minces présentant une turbulence isotrope donneront toujours naissance à un couple magnétique dominant et emportant la majorité du moment cinétique du disque afin d'entretenir les jets.

La connexion disque-jet dépend crucialement de la valeur des différentes grandeurs physiques car elles fixe les invariants MHD qui contrôleront le comportement du jet. Un premier constat peut être fait en regardant le rapport du flux d'énergie magnétique à la base du jet par rapport au flux d'énergie cinétique de la matière en partance dans le jet. Ce rapport  $\sigma$  peut être évalué en combinant l'équilibre azimuthal du disque et la conservation de la masse et vaut

$$\sigma(z \simeq h) = - \left. \frac{2\Omega_* r B_\theta B_p}{\mu_o \rho v^2 v_p} \right|_{z \simeq h} \simeq \frac{\Lambda}{\xi(1 + \Lambda)} \gg 1 \quad (2.17)$$

Un disque d'accrétion hébergeant un couple magnétique dominant donnera naissance à un jet où, à sa base, l'énergie stockée dans le champ magnétique dominera l'énergie cinétique du flot naissant. Ce réservoir d'énergie magnétique peut potentiellement être utilisé pour accélérer la matière dans le jet. Pour estimer ce potentiel d'accélération, on peut réécrire le bras de levier magnétique de telle façon que  $\lambda \simeq 1 + \sigma(z \simeq h)/2 \gg 1$ . On voit alors que la vitesse polôïdale terminale que peut atteindre le jet est bien supérieure à la vitesse de rotation képlérienne du disque situé à la base du jet. En combinant les autres équations MHD, on arrive à exprimer les autres paramètres de la dynamique du jet, c'est à dire

$$\kappa = \frac{q}{\lambda - 1} \quad \text{et} \quad \omega_A \simeq \frac{q \lambda^{3/2}}{\lambda - 1} = \kappa \lambda^{1/2}$$

Comme on peut le voir dans l'expression des deux derniers paramètres, la torsion des lignes de champ engendrée par la rotation du disque mesurée par  $q$  détermine la capacité du jet à emporter beaucoup de matière et à la propulser à de grandes vitesses. Cette torsion peut être exprimée en fonction des paramètres de turbulence du disque au travers de la conservation du moment cinétique

$$q \simeq \frac{\alpha_m}{2} \mathcal{R}_m \epsilon \frac{\Lambda}{(1 + \Lambda)} \quad (2.18)$$

En considérant un disque dominé par le couple magnétique, on voit que l'amplitude de la résistivité turbulente joue un rôle crucial dans les caractéristiques du jet car  $q \simeq \alpha_m/2$ . Une résistivité forte engendra ainsi une forte torsion des lignes de champ magnétique, ce qui permettra de produire un flux de Poynting MHD important dans le jet, ce qui lui permettra ainsi d'accélérer efficacement la matière.

## 2.2 Espace de paramètres de turbulence adéquats pour le lancement de jets

L'exploration de l'espace des paramètres de la turbulence d'un disque képlérien viable pour l'émission stationnaire de jets astrophysiques ne peut se faire que de façon numérique étant donnée la complexité du système d'équations mis en jeu. J'ai développé en collaboration avec J. Ferreira un programme complet permettant de résoudre les équations MHD du disque et du jet en utilisant le formalisme auto-similaire présenté dans la section précédente. Dans ce formalisme on se retrouve à intégrer un jeu d'équations différentielles du premier ordre en  $x = z/\epsilon r$ . En partant du plan du disque ( $x = 0$ ) où les conditions physiques sont imposées via le choix de la valeur de différents paramètres, il ne reste qu'à propager la solution. La plus importante difficulté réside dans l'existence des points critiques où le système n'est pas défini mathématiquement parlant. Il s'avère que le passage au travers de ces points se fait en réglant la valeur de plusieurs paramètres comme la magnétisation di disque  $\mu$  pour le passage du point magnétosonique lent et l'indice d'éjection  $\xi$  pour le franchissement du point d'Alfvén. Ces passages s'obtiennent en faisant une dichotomie par méthode d'essais-erreurs du code. Le franchissement du dernier point critique (magnétosonique rapide) est impossible dans le cadre auto-similaire pour les jets ne présentant pas de chauffage coronal (Ferreira, 1997). Cette impossibilité n'a rien de physique mais provient exclusivement de l'auto-similarité choisie et des contraintes qu'elle impose à la forme des surfaces critiques. Cela doit nous alerter sur le fait que les solutions auto-similaires présentées ici sont bien adaptées à l'étude de la transition disque -jet et à la ré-

gion sub-alfvéniqne mais ne peut rendre compte de la forme globale du jet, en particulier dans les parties terminales.

Au final, en prenant en compte l'ensemble des relations physiques ainsi que les contraintes apportées par le franchissement des points critiques, il ne reste que quatre paramètres libres pour décrire l'intégralité de la structure. Ces paramètres sont ceux décrivant la configuration de la turbulence ainsi que l'épaisseur du disque  $\epsilon$ . Ce dernier paramètre pourrait en toute généralité être contraint mais il faudrait pour cela résoudre une équation d'énergie très complexe faisant intervenir le chauffage issu de la turbulence ainsi que le transfert de rayonnement au travers de l'épaisseur du disque. Jusqu'à la publication des travaux présentés ici, seules les solutions présentées par [Ferreira \(1997\)](#) montraient une structure de disque turbulent lançant des jets super-alfvéniqnes. Ces solutions n'incluaient pas la viscosité du disque et donc ne correspondaient qu'à des disques où le couple magnétique est seul. La première interrogation qui vient alors est la suivante : des disques d'accrétion képlériens magnétisés peuvent-ils donner naissance à des jets astrophysiques tout en ayant un couple visqueux de même intensité que le couple magnétique, voire même dominant ce couple magnétique ?

Outre la question de pure physique que cela pose, cette question possède un intérêt observationnel indéniable. En effet, le bilan d'énergie stationnaire du disque porteur de jets peut s'écrire sous la forme

$$P_{\text{lib}} = 2P_{\text{jet}} + P_{\text{rad}} = \frac{GM_* \dot{M}_{ae}}{2r_i} \quad (2.19)$$

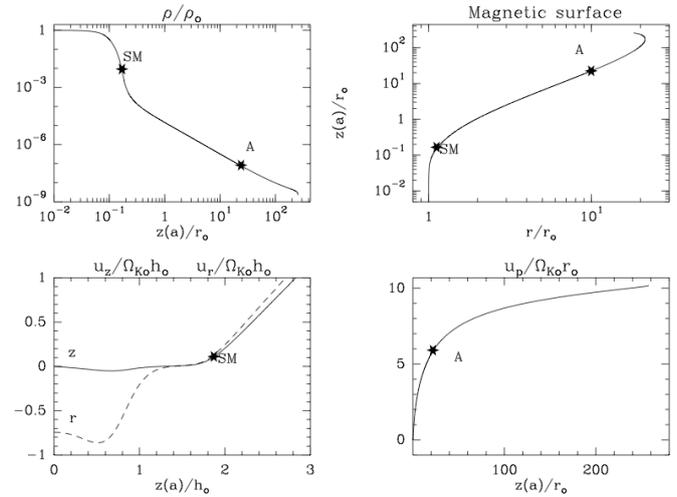
où la puissance libérée par l'accrétion de matière  $P_{\text{lib}}$  se répartit entre la puissance envoyée dans les jets  $2P_{\text{jet}}$  et la puissance dégagée sous forme de rayonnement par le disque. L'amplitude relative de chacune de ces contributions peut s'écrire

$$P_{\text{jet}} = \frac{\Lambda}{1 + \Lambda} P_{\text{lib}} \quad \text{et} \quad P_{\text{rad}} = \frac{1}{1 + \Lambda} P_{\text{lib}} \quad (2.20)$$

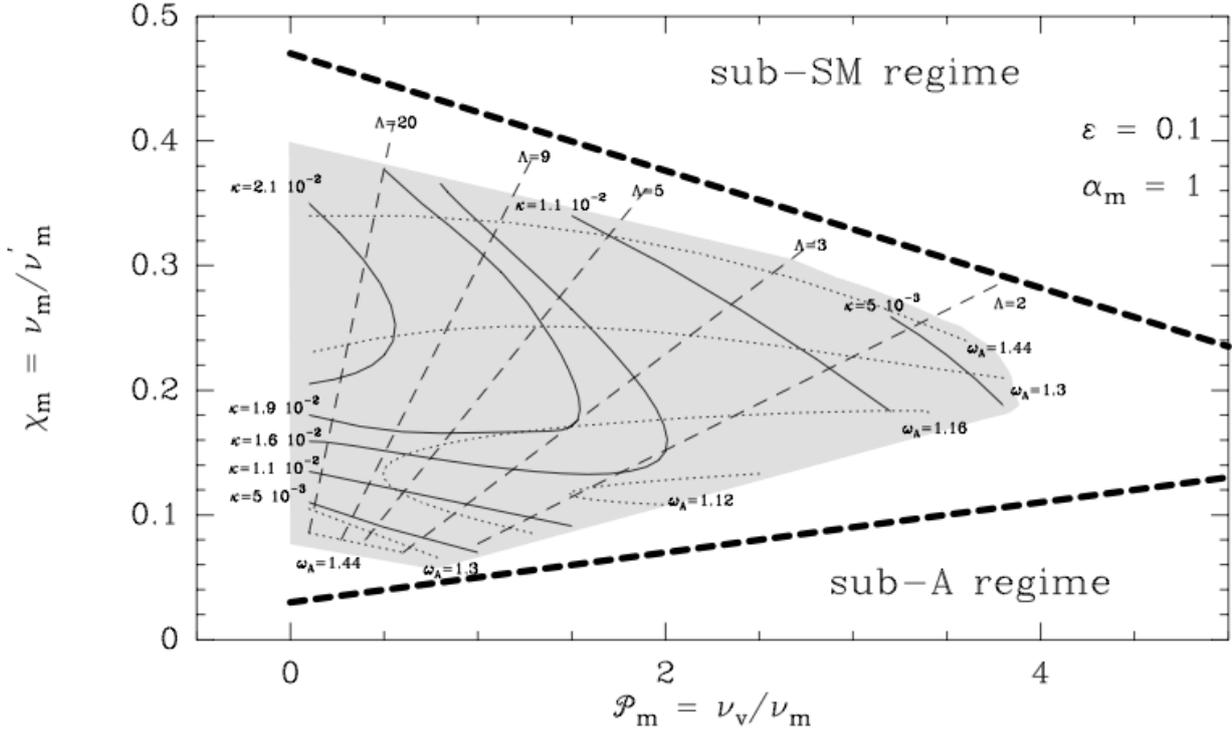
Un disque où le couple visqueux n'est pas dominé par le couple magnétique sera alors en mesure de rayonner une partie significative de l'énergie libérée par l'accrétion de matière. Dans le cas inverse, il apparaît alors vraisemblable que le disque sera invisible ou tout du moins totalement dominé par l'émission en provenance du jet. Il est important de noter à ce point qu'aucun apport d'énergie en provenance de l'extérieur du système n'est pris en compte. On caractérise alors les jets obtenus dans ce cadre comme des jets "froids".

Un exemple de disque "mixte" est présenté sur la figure (2.1). Dans ce disque, les paramètres de turbulence sont réglés afin que le rapport des couples soit le plus faible tout en conservant la capacité du disque à pouvoir donner naissance à des jets puissants, c'est à dire des jets capables d'éjecter une fraction du taux d'accrétion et d'accélérer cette matière jusqu'à des vitesses supérieures à la vitesse de rotation képlérienne

de la base du jet. Dans l'exemple de solution mixte présentée ici, le rapport des couples de freinage sur le plan du disque est de  $\Lambda = 2.43$  et les paramètres de turbulences sont  $(\alpha_m, \mathcal{P}_m, \chi_m, \epsilon) = (1, 3.2, 0.259, 0.1)$ . Dans cette solution, près de 29% de l'énergie libérée par l'accrétion est rayonnée par le disque. D'un autre côté, la structure d'éjection est bien établie puisque le jet atteint une vitesse terminale proche d'une dizaine de fois la vitesse de rotation képlérienne de la base du jet. Cette vitesse est cohérente avec la limite maximale faite par la relation (2.6), prouvant au passage que l'essentiel de l'énergie disponible dans le jet a été convertie en énergie cinétique de la matière. Comment arriver à maintenir la production de tels jets malgré



**Figure 2.1** – Solution auto-similaire d'un disque d'accrétion képlérien visqueux et résistif donne naissance à un jet astrophysique. Le rapport des couples de freinage du disque est  $\Lambda = 2.43$ , permettant au disque de rayonner une fraction significative de la puissance d'accrétion tout en maintenant des jets astrophysiques puissants. Figure tirée de [Casse & Ferreira \(2000a\)](#)



**Figure 2.2** – Sous-espace de paramètres  $(\chi_m, \mathcal{P}_m)$  donnant naissance à des jets super-alfvéniqes pour  $\alpha_m = 1$  et  $\epsilon = 0.1$ . Les lignes épaisses en tiret représentent les deux limites dynamiques imposées par la structure à la création de jets. Alors que l'étendue des valeurs de  $\chi_m$  viables pour la création de jets est assez restreinte, la plage de valeurs de  $\mathcal{P}_m$  est plus étendue puisque des solutions ont été trouvées pour un nombre de Prandtl allant de  $10^{-2}$  à 4. Deux contraintes liées à l'équilibre du disque et à la quantité nécessaire pour générer un jet super-alfvéniq encadre cet espace de paramètres. Figure tirée de [Casse & Ferreira \(2000a\)](#)

que près d'un tiers de l'énergie soit évacuée sous forme de rayonnement via la viscosité? La réponse est assez simple puis qu'en regardant l'indice d'éjection de cette solution on a  $\xi \simeq 0.5\%$  ce qui correspond à un flux de masse faible envoyé dans le jet. La densité du jet étant faible, il est plus aisé pour le jet d'accélérer la matière, même si la puissance de ce dernier est amputée par la présence de viscosité dans le disque. Un autre aspect de cette solution mixte typique est intéressant : la présence d'anisotropie dans la résistivité ainsi qu'une non-équivalence entre résistivité et viscosité. Bien que notre connaissance des coefficients de transport macroscopiques générés par une turbulence pleinement développée ne soit que très partielle, il semble difficile de concevoir des mécanismes capables de produire de tels phénomènes.

Dans un cadre plus général, la figure (2.2) présente un sous-espace de paramètres de la turbulence où des solutions de jets super-alfvéniqes ont été trouvées. Sur cette figure, l'amplitude de la résistivité poloïdale a été fixée à  $\alpha_m = 1$  et l'épaisseur du disque à  $\epsilon = 0.1$ . L'espace propice aux jets super-alfvéniqes s'étale sur une plage plutôt restreinte de valeurs de l'anisotropie de résistivité ( $0.1 \leq \chi_m \leq 0.4$ ) alors que le nombre de Prandtl va de  $10^{-2}$  à 4. Ce sous-espace est limité par deux conditions nécessaires à l'obtention d'un écoulement de jet super-alfvéniq. La première contrainte provient du fait que pour propulser un jet, il faut tout d'abord que l'équilibre vertical du disque autorise la matière présente à la surface du disque à pouvoir s'élever afin d'atteindre la zone marquant le début du jet. La contrainte traduisant ce fait est simplement que la compression magnétique engendrée par l'inclinaison du champ magnétique dans le disque doit être contre-balançée par le gradient de pression thermique qui est la seule force à pouvoir s'opposer à une compression du disque, quelle soit d'origine magnétique ou gravitationnelle. En considérant l'équilibre vertical du disque, on peut facilement voir que cette condition se traduit par

$$h \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{B_r^2}{2\mu_o} \right) < P_o \rightarrow \chi_m < \frac{\alpha_m^2}{3} (\sqrt{2} - \mathcal{P}_m \epsilon) \quad (2.21)$$

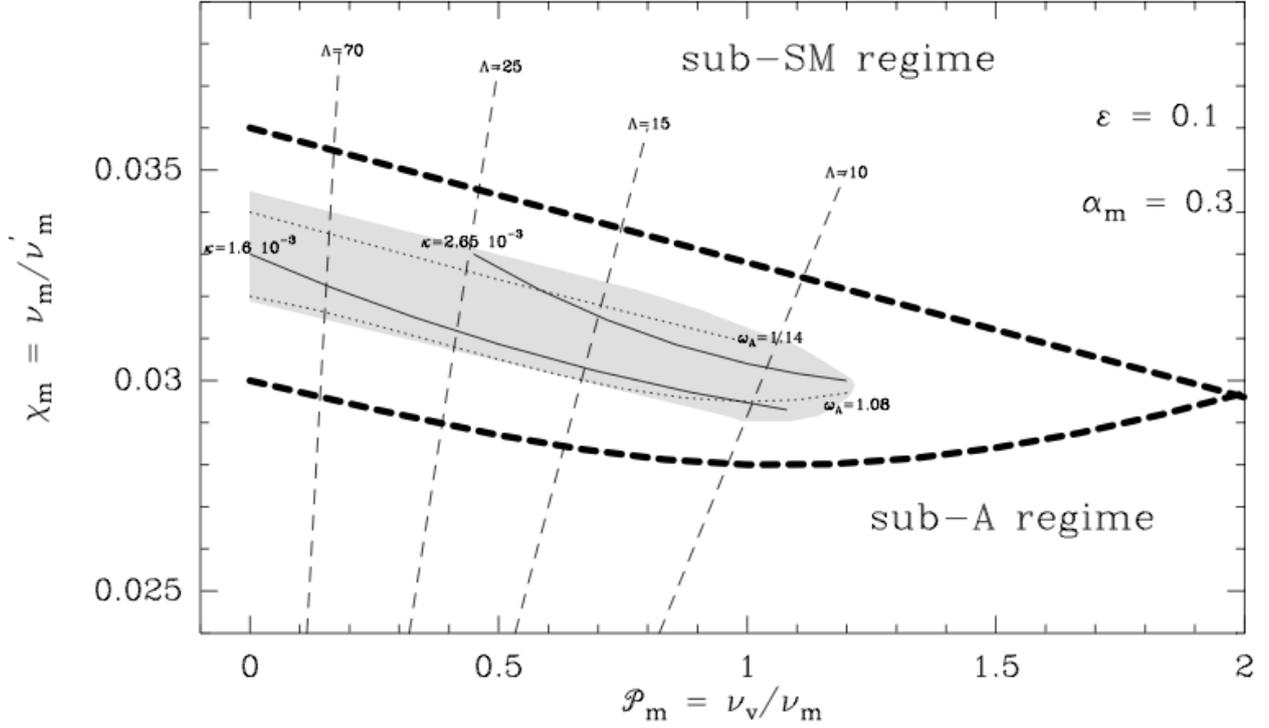


Figure 2.3 – Même figure que la figure (2.2) mais pour une valeur plus faible de la résistivité.

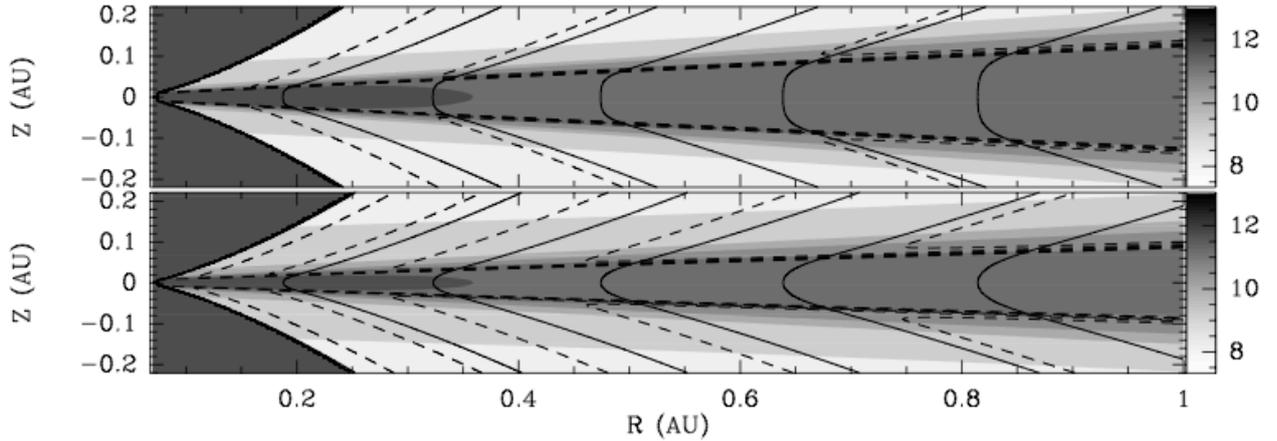
où  $P_o$  est la pression thermique mesurée sur le plan du disque. Une contrainte plus rigoureuse peut être dérivée en incluant la compression magnétique due à la torsion des lignes de champ.

La seconde contrainte provient du fait que pour qu'un jet devienne super-alfvénique, il faut qu'il dispose de suffisamment d'énergie pour propulser la matière. Cela se traduit par une condition simple : que le jet soit un rotateur magnétique rapide, c'est à dire que  $\omega_A > 1$ . Cela se traduit en termes de paramètres de turbulence par la relation suivante

$$\chi_m(\chi_m^2 - \frac{8\xi\mu}{9}\alpha_m^2) > \frac{8\alpha_m^4\xi\mu\epsilon}{27}P_m \quad (2.22)$$

Les deux contraintes sont reportées sur la figure (2.2) et encadre plutôt bien l'espace de paramètres trouvé par les simulations auto-similaires. A titre d'illustration, la figure (2.3) représente le même type de sous-espace de paramètres mais pour une valeur plus faible de la résistivité poloidale. On voit immédiatement que ce sous-espace est beaucoup plus restreint que le précédent. De plus les solutions de jets obtenus présentent une forte anisotropie de la résistivité. Enfin l'ensemble des solutions trouvées ne présente qu'une puissance de jet assez modeste.

L'investigation portant sur les conditions nécessaires à la création de jets astrophysiques depuis des disques képlériens résistifs et visqueux amène plusieurs conclusions. La première d'entre elles est que des jets peuvent être émis depuis des disques d'accrétion où un couple visqueux est de force comparable au couple magnétique. Ces disques auront la particularité de pouvoir rayonner une partie significative de la puissance libérée par l'accrétion. Le coût engendré par cette perte d'énergie pour le jet est d'imposer une configuration assez particulière à la turbulence présente dans le disque. Cette dernière devra alors présenter une forte anisotropie de la résistivité et un nombre de Prandtl supérieure à l'unité. Ces conditions, en l'état actuel de nos connaissances sur la turbulence, semblent assez difficiles à réaliser. Enfin, cette étude montre que pour obtenir des jets puissants, il est nécessaire que la résistivité soit importante  $\alpha_m \sim 1$  ainsi que la magnétisation du disque (on trouve dans toutes les solutions  $\mu \sim 1$ ). Ce cadre d'existence des solutions est évidemment beaucoup dépendant de notre hypothèse de jets "froids" car sans apport d'énergie extérieur, l'intégralité de l'énergie du jet doit être puisée dans le disque. Il est important de noter



**Figure 2.4** – Représentation 2D de deux solutions auto-similaires dimensionnées autour d'une étoile jeune en formation d'une masse solaire (le dégradé de gris représente les niveaux de densité). La solution du dessus représente un disque mixte où  $\Lambda = 1.95$  alors que celle du dessous possède un rapport de couple  $\Lambda = 11$ . Outre la différence entre les niveaux de rayonnement du disque, on peut voir en traits pleins la géométrie des surfaces magnétiques différer dans le disque. La solution mixte présente des lignes de champ raides alors que la solution dominée magnétiquement présente une courbure plus forte du champ dans le disque. Figure tirée de [Casse & Ferreira \(2000a\)](#)

qu'aucune solution où le couple visqueux est dominant par rapport au couple magnétique n'a été trouvée en raison des contraintes énergétiques pour la création d'un jet.

### 3 De l'influence de la thermodynamique sur la structure des jets astrophysiques

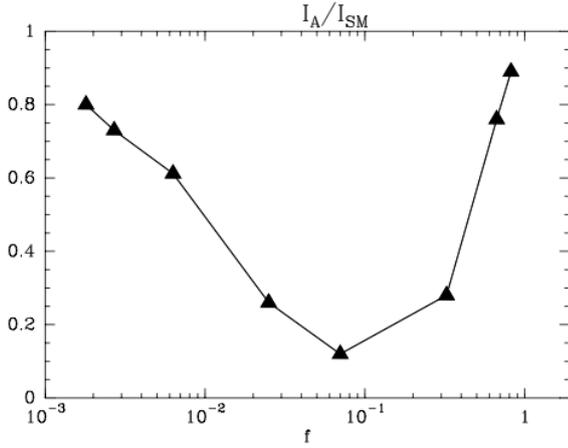
Afin d'explorer plus avant l'influence de la thermodynamique du plasma sur la structure des jets astrophysiques, je me suis appliqué à passer outre l'hypothèse de jet "froid" utilisée dans toutes les études auto-similaires réalisées précédemment. L'hypothèse de jet froid est simplement l'hypothèse qu'un équilibre entre processus de chauffage et de refroidissement est réalisé localement. Cette hypothèse est raisonnable dans les zones du jet assez éloignées du disque car l'épaisseur optique du jet est faible. Dans la zone de transition entre le jet et le disque d'accrétion par contre, la présence de matière plus dense peut sensiblement altérer cette hypothèse. En effet, dans ces régions turbulentes, le chauffage produit par les chauffages ohmique et visqueux ne sont pas immédiatement évacués par rayonnement. Ainsi on peut considérer qu'une partie de cette énergie de chauffage est transportée et redistribuée dans la couronne du disque.

#### 3.1 Chauffage coronal et lancement de jets

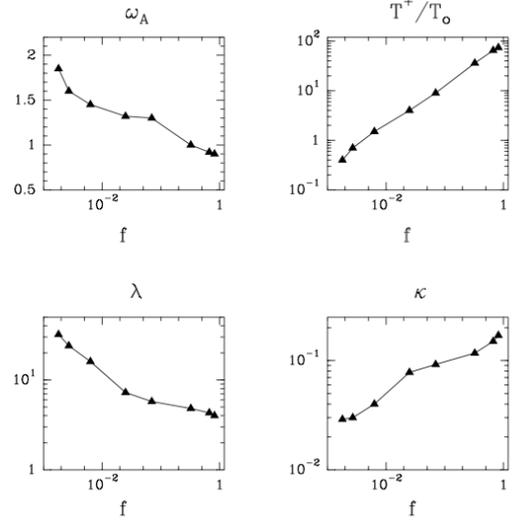
L'apport d'énergie à la structure se traduit alors par la présence d'un terme de chauffage dans l'équation d'énergie. Jusqu'à présent l'équation d'énergie était restreinte à l'utilisation d'une prescription polytropique adiabatique le long des lignes de champ magnétique. Si l'on considère maintenant la présence d'un chauffage local dans la structure, l'équation d'énergie à considérer est alors

$$\rho T \frac{dS}{dt} = Q = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{k_B}{m_p} \rho \mathbf{v}_p \cdot \nabla T - \mathbf{v}_p \cdot \nabla P \quad (2.23)$$

où  $Q$  représente l'écart entre l'énergie perdue par les divers mécanismes de refroidissement et les sources de chauffage potentielles. Dans le cadre de cette étude, il est hors de portée de réaliser un transfert radiatif complet permettant de calculer les divers termes de cette équation. A la place nous nous bornerons à prescrire la forme de la fonction  $Q$  et à quantifier les effets apportés par cette équation d'énergie. Le disque d'accrétion étant optiquement épais, au moins dans le cas des étoiles jeunes ([Ferreira & Pelletier, 1995](#)), nous limiterons la fonction  $Q$  à être non-nulle uniquement à la surface du disque et jusqu'à quelques épaisseurs de disque dans le jet. L'amplitude du chauffage apporté sera Eée via un paramètre  $f$  défini



**Figure 2.5** – Fraction de courant encore disponible au passage de la surface d'Alfvén en fonction de l'intensité du chauffage coronal du disque. Les solutions présentées sont les mêmes que celle de la figure (2.6). Deux régimes apparaissent clairement. Le premier correspond aux jets "froids" présentés dans la section précédente (pour  $f < 10\%$ ) alors que le second correspond à des jets "chauds" où l'énergie thermique remplace l'énergie magnétique pour l'accélération de la matière dans la région sub-alfvéenique. Figure tirée de [Casse & Ferreira \(2000b\)](#)



**Figure 2.6** – Paramètres de jets issus d'un même disque d'accrétion mais ayant des amplitudes de chauffage coronal croissant. La configuration de turbulence est  $(\alpha_m, \chi_m, \mathcal{P}_m, \epsilon) = (0.8, 1.5, 1, 0.1)$ . On peut voir que plus le chauffage est important et plus le flux de masse envoyé dans le jet est grand. De même la température coronale croît avec le chauffage au contraire du bras de levier magnétique qui, lui, décroît à cause de l'empot de masse de plus en plus important. Figure tirée de [Casse & Ferreira \(2000b\)](#)

comme

$$f = \frac{\iiint Q dV}{P_{\text{diss}}} \quad (2.24)$$

où  $P_{\text{diss}}$  est la puissance dissipée par chauffage ohmique et visqueux. En l'absence de chauffage provenant de l'extérieur du système, ce paramètre  $f$  est borné sur l'intervalle  $[0, 1]$ . La création d'entropie dans la couronne du disque modifie certaines caractéristiques du jet à commencer par l'invariant de Bernoulli  $E(a)$ . En effet, la présence de chauffage fait que cette grandeur n'est plus un invariant car la conservation globale d'énergie de la structure n'est plus assurée. On peut estimer la quantité d'énergie présente dans le jet en estimant la fonction de Bernoulli à la surface du disque comme

$$E(z \simeq h) \simeq \Omega_o^2 r_o^2 \left( \lambda - \frac{3}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{T(z \simeq h)}{T_o} \epsilon^2 \right) \quad (2.25)$$

Le chauffage coronal du disque doit être efficace afin d'élever la température de la couronne pour qu'un apport significatif d'énergie soit réalisé dans le jet. Le bilan d'énergie globale du système est lui aussi modifié par la présence de ce chauffage. Le bilan d'énergie s'écrit alors  $P_{\text{lib}} = 2P_{\text{jet}} + P_{\text{rad}}$  où les deux contributions sont

$$P_{\text{jet}} \simeq P_{\text{lib}} \left( \frac{\Lambda}{\Lambda + 1} + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{T(z \simeq h)}{T_o} \xi \epsilon^2 - \xi \right) \quad \text{et} \quad P_{\text{rad}} = (1 - f)P_{\text{diss}} \quad (2.26)$$

Dans notre cadre d'étude, on peut ainsi réaliser des conditions physiques similaires à un ADAF ([Narayan & Yi, 1994](#)) à la différence notable que l'énergie de rayonnement tronquée n'est plus advectée vers l'objet central mais envoyée dans le jet. La création d'entropie à la base du jet a donc pour influence principale de redériver une partie de l'énergie de rayonnement en une énergie potentiellement disponible pour l'accélération de la matière dans le jet.

Pour illustrer l'action du chauffage coronal sur le lancement du jet, on peut commencer par prendre une solution vérifiant les conditions physiques relatives à l'hypothèse de jet "froid" puis monter graduellement l'amplitude du terme de chauffage (via le paramètre  $f$ ). Sur la figure (2.6) sont représen-

tés les différents paramètres de jet issus d'une même configuration de turbulence  $(\alpha_m, \chi_m, \mathcal{P}_m, \epsilon) = (0.8, 1.5, 1, 0.1)$ . En faisant varier le chauffage de  $10^{-3}$  à l'unité, on voit clairement l'effet de la présence d'énergie thermique sur le jet produit. En effet, comme attendu, la température coronale augmente avec  $f$  pour atteindre  $10^2$  fois la température du disque. L'emport de masse dans le jet (au travers de  $\kappa$ ) suit le même comportement traduisant une capacité croissante du disque à éjecter de la matière. D'un autre côté, le bras de levier magnétique  $\lambda$  diminue avec le chauffage coronal principalement à cause de l'emport de masse croissant qui nécessite de plus en plus d'énergie pour être accélérée. De même, on voit le paramètre  $\omega_A$  diminuer, principalement à cause de la baisse du bras de levier magnétique. Il est à noter que cette étude est la première à montrer des solutions de disque-jet étant des rotateurs magnétiques lents  $\omega_A < 1$  mais néanmoins viables grâce à la présence d'énergie thermique. Une façon de voir plus clairement le rôle de cette énergie thermique est de mesurer la quantité de courant présent par exemple à la surface d'Alfvén par rapport à la quantité initialement présente de courant à la base du jet. En effet, en appliquant l'équation de Maxwell-Ampère sur une section circulaire de rayon  $r$  du jet, on voit que le courant traversant cette section est  $I = 2\pi r B_\theta / \mu_o < 0$ , ce qui permet de réécrire la conservation du moment cinétique comme

$$\Omega_* r_A^2 = \Omega r^2 - \frac{\mu_o I}{2\pi\eta(a)} \quad (2.27)$$

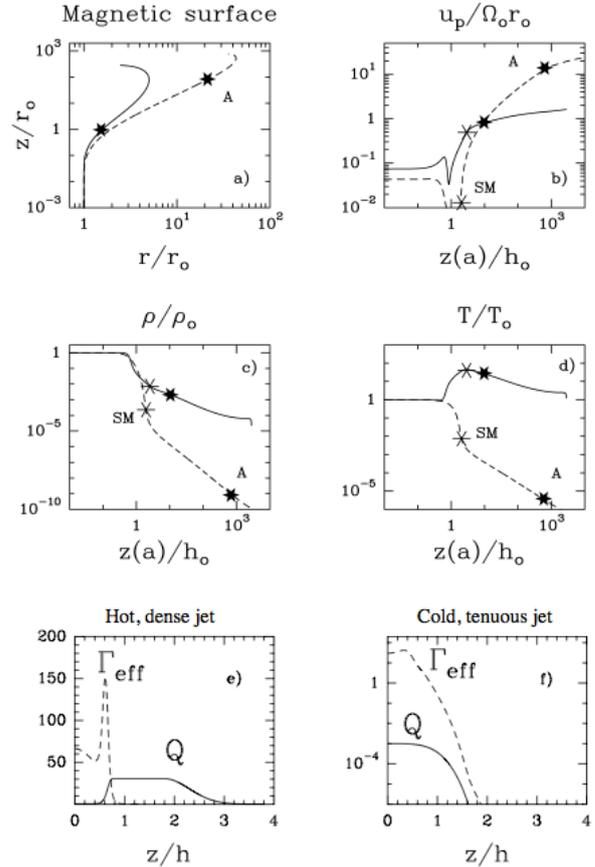
ainsi que la fonction de Bernoulli (qui est invariante le long de la surface magnétique en l'absence d'un chauffage local extérieur)

$$E = \frac{v^2}{2} + H + \Phi_G - \Omega_* \frac{\mu_o I}{2\pi\eta(a)} \quad (2.28)$$

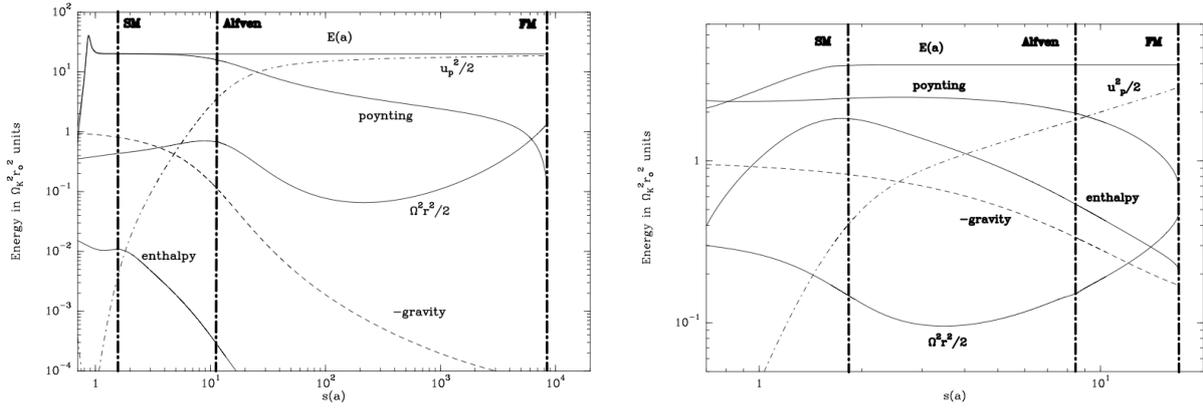
Le courant porté par la surface magnétique en un point donné de l'écoulement est donc une indication directe de la quantité d'énergie magnétique qui a été convertie en énergie cinétique de la matière ( $H$  et  $\Phi_G$  tendant alors vers 0 lors de l'évasement du jet). Sur la figure (2.5) est représenté le rapport du courant présent au point d'Alfvén sur le courant à la base du jet (au point magnéto-sonique lent). Sur cette figure on voit clairement deux régimes se dessiner. Le premier régime correspond au régime de jets "froids" pour les chauffages coronaux les plus faibles ( $f < 10\%$ ). La décroissance du courant disponible est induite dans ce cas par la hausse du flux de masse éjectée car la quantité d'énergie à utiliser pour l'accélération augmente. Dans ce régime, le chauffage coronal a surtout un impact sur la pression thermique à l'interface disque-jet, éjectant plus de matière, mais ne fournit pas encore de réservoir thermique pour l'accélération. Dans le second régime, le jet commence à bénéficier de l'apport additionnel de l'énergie thermique et cette énergie est consommée pour fournir l'accélération de la matière. Ainsi, le moment cinétique stocké dans le champ magnétique est épargné et pourra être utilisé au-delà de la surface d'Alfvén.

### 3.2 Jets "froids" vs jets "chauds"

A titre d'illustration, j'ai représenté sur la figure (2.8) l'invariant de Bernoulli de deux jets extrêmes, c'est à dire un jet "froid" où le très faible chauffage ( $f = 0.2\%$ ) n'autorise qu'un faible flux de masse éjectée et un jet "chaud" où le chauffage ( $f = 82\%$ ) permet à la fois d'éjecter un flux de masse dix fois



**Figure 2.7** – Caractéristiques physiques des deux solutions les plus extrêmes trouvées dans le cadre de cette étude. Figure tirée de Casse & Ferreira (2000b)



**Figure 2.8** – *Gauche* : Invariant de Bernoulli et ses diverses composantes d'un jet "froid" ( $f = 0.2\%$ ) portant un flux de masse très faible où toute l'accélération de la matière est d'origine magnétique. *Droite* : Même figure mais pour un jet "chaud" ( $f = 82\%$ ) où l'enthalpie présente dans le jet contribue fortement à l'accélération sub-alfvénique de la matière. La vitesse terminale de ces jets n'est pas identique à cause du flux de masse (faible pour le froid et élevé pour le chaud). Figure tirée de [Casse & Ferreira \(2000b\)](#)

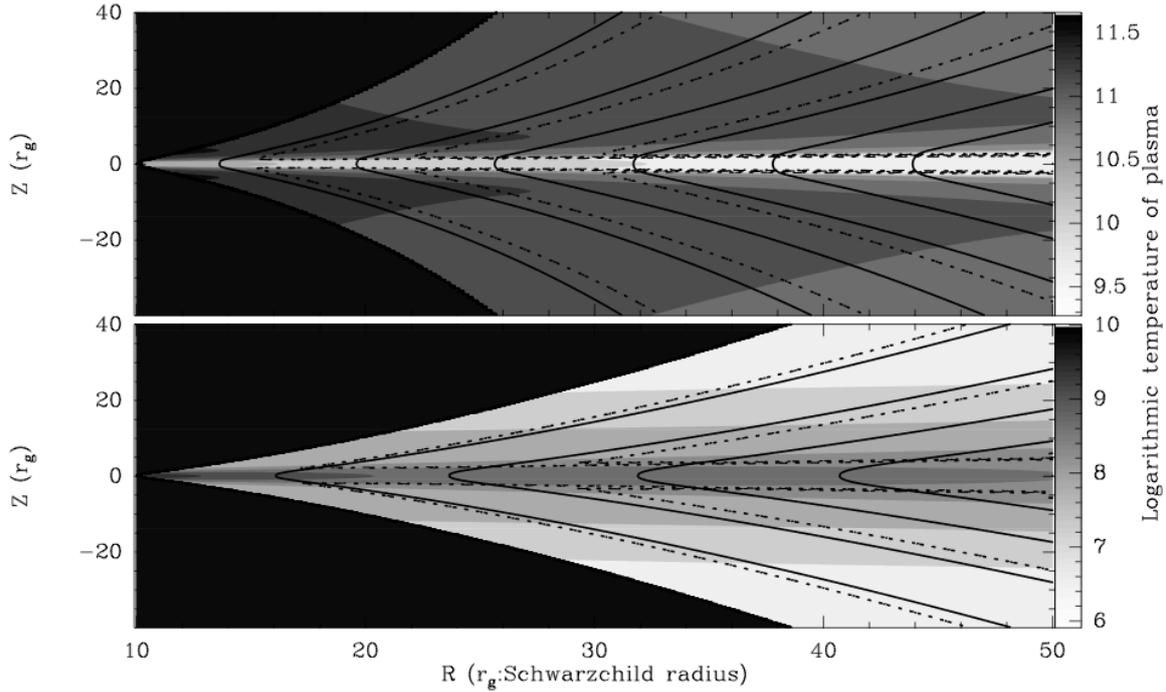
plus fort mais aussi de disposer d'énergie thermique pour suppléer le réservoir d'énergie magnétique du jet. En comparant les diverses composantes de cet invariant traduisant la quantité totale d'énergie du jet, on voit, tout d'abord, que la quantité d'enthalpie n'est pas du tout la même : pour le jet froid, sa présence est négligeable alors que pour le jet chaud, elle est une des contributions énergétiques les plus significatives à la base du jet. Sa décroissance brutale dans la région sub-alfvénique traduit son utilisation dans l'accélération poloidale de la matière du jet. La vitesse terminale du jet chaud est inférieure à celle du jet froid mais il faut garder à l'esprit que la quantité de masse dans le jet chaud est dix fois supérieure à celle de l'autre jet, ce qui traduit en fait une quantité d'énergie totale beaucoup plus importante dans le jet chaud que dans le jet froid.

Parmi toutes les solutions auto-similaires trouvées dans cette étude, on peut finir cette présentation en montrant deux solutions extrêmes opposées qui illustrent l'étendue des types de jets qui peuvent être obtenus depuis un disque képlérien. Ces deux solutions ont été obtenues avec des paramètres de turbulence différents. La première solution est une solution froide ( $f = 5.10^{-5}$ ) où grâce à un minuscule chauffage coronal, il a été possible d'obtenir un équilibre vertical du disque si proche d'un équilibre magnétohydrostatique qu'un flux de masse minuscule ( $\xi = 10^{-3}$ ) est envoyé dans le jet. Bien que le flux d'énergie nourrissant le jet ne soit pas parmi les plus puissants trouvés, la vitesse terminale du jet est la plus grande, près de 23 fois la vitesse képlérienne à la base du jet. L'autre solution est une solution chaude bénéficiant d'un chauffage coronal intense ( $f = 1$ ) permettant d'obtenir un jet super-alfvénique emportant une quantité considérable de matière ( $\xi = 0.456$ ).

Sur la figure (2.7), les différentes caractéristiques dynamiques de chacune des solutions sont représentées. Tout d'abord la forme des surfaces magnétiques, beaucoup plus évasée pour la solution froide, principalement à cause de la différence de bras de levier magnétique ( $\lambda = 440$  contre 1.9 pour la solution chaude). L'accélération poloidale de la matière du jet est elle aussi très contrastée comme nous le voyons sur la vitesse terminale du jet ( $23\Omega_o r_o$  contre  $1.5\Omega_o r_o$ ). La température coronale, comme on pouvait le prévoir, est très grande pour la solution chaude (100 fois la température du disque contre mille fois plus petite pour la solution froide). Enfin, le profil de densité exhibe lui aussi un grand contraste dans la région coronale car la solution chaude y possède une densité de masse près de mille fois supérieure à celle de la solution froide. On peut voir sur la figure (2.10) une représentation bidimensionnelle de ces deux solutions où sont représentées les lignes de champ magnétiques, certaines lignes d'écoulement de la matière ainsi que des niveaux de densité (en dégradés de gris). Les solutions auto-similaires sont appliquées dans cette figure à l'environnement d'un objet compact de  $1.4M_\odot$  nourri par un taux d'accrétion de  $10^{-12}M_\odot/yr$ .

### 3.3 Chauffage coronal et jets auto-similaires super-magnéto-soniques rapides

Le franchissement des trois points critiques de l'écoulement MHD idéal dans le jet a toujours été difficile à cause d'un biais induit par l'utilisation du formalisme auto-similaire. En effet, ce formalisme rend



**Figure 2.9** — Représentation 2D des deux solutions extrêmes présentées dans la figure (2.7). Les dégradés de gris représentent les niveaux de densités alors que les lignes pleines représentent les lignes de champ magnétiques (les lignes en tirets sont des lignes d'écoulement de la matière). Les niveaux de densité sont calculés en supposant que l'objet central est un objet compact de  $1.4M_{\odot}$  nourri par un taux d'accrétion de  $10^{-12}M_{\odot}/yr$ . Figure tirée de Casse & Ferreira (2000b)

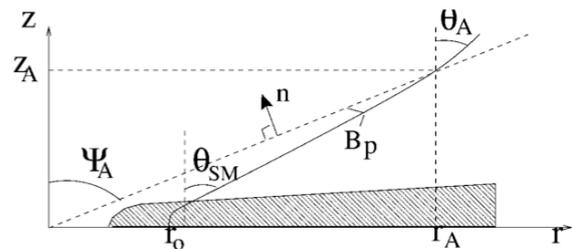
compte de la présence de points critiques dans l'écoulement mais la vitesse caractéristique du fluide définie comme  $V = v_p \cdot n$ , ne rend pas compte de la vitesse authentique de la matière dans le jet (le vecteur  $n$  est un vecteur unitaire orienté selon la direction définie par l'angle  $\theta$  tel que  $\tan \theta = z/r$ ). Dans tous les types de jets froids trouvés, aucune solution n'était en mesure de franchir le dernier point critique de l'écoulement car dans les zones terminales du jet, la vitesse est essentiellement verticale et  $n$  est orienté selon  $-e_r$ . La vitesse caractéristique  $V$  ne peut donc jamais atteindre la vitesse magnéto-sonique rapide sauf en cas de recollimation du jet. Vlahakis et al. (2000) ont néanmoins présenté pour la première fois une solution de jet franchissant les trois points critiques au prix d'une intégration numérique partant de la surface d'Alfvén. Cette solution n'est pas connectée au disque et donc ne peut apporter d'information sur le disque sous-jacent.

Dans Ferreira & Casse (2004), nous avons présenté la première solution complète de disque émettant un jet franchissant tous les points critiques en considérant un chauffage coronal au-dessus du disque. En effet, le seul moyen de faire passer la solution auto-similaire au travers du dernier point critique est d'avoir une solution telle que ce point soit rencontré dans une zone où les surfaces magnétiques sont encore en phase de forte expansion et assez proches de la surface du disque afin que le vecteur  $n$  ait une composante significative dans la direction verticale.

Une telle configuration magnétique peut se rencontrer dans le cas d'un jet chaud car le chauffage sub-alfvénique maintient l'ouverture des lignes de champ magnétique grâce à l'effet du gradient de pression thermique. La forme des surfaces magnétiques est régie par l'équation de Grad-Shafranov qui s'écrit

$$(1 - m^2)J_{\theta} = J_{\lambda} + J_{\kappa} + J_{\beta} \quad (2.29)$$

où  $m = v_p/V_{A,p}$  est le nombre de Mach alfvén-



**Figure 2.10** — Géométrie des surfaces critiques dans le formalisme auto-similaire (ici la surface d'Alfvén et les angles d'inclinaison de la surface  $\phi_A$  et de franchissement de la matière  $\theta_A$ ).

nique poloïdal et  $J_\theta$  est la composante toroïdale de la densité volumique de courant. Les termes sources du membre de droite font intervenir les dérivées des invariants MHD tels que

$$\begin{aligned} J_\lambda &= \rho r \left[ \frac{d\mathcal{E}}{da} + (1-g)\Omega_* r^2 \frac{d\Omega_*}{da} + g\Omega_* \frac{d\Omega_* r_A^2}{da} \right] \\ J_\kappa &= r \frac{B_\theta^2 - m^2 B_p^2}{2\mu_o} \frac{d \ln \rho_A}{da} + m^2 \frac{\nabla a}{\mu_o r} \cdot \nabla \ln \rho \\ J_\beta &= \frac{\rho}{B_p} (\nabla F - \mathbf{q}) \cdot \mathbf{e}_\perp \end{aligned} \quad (2.30)$$

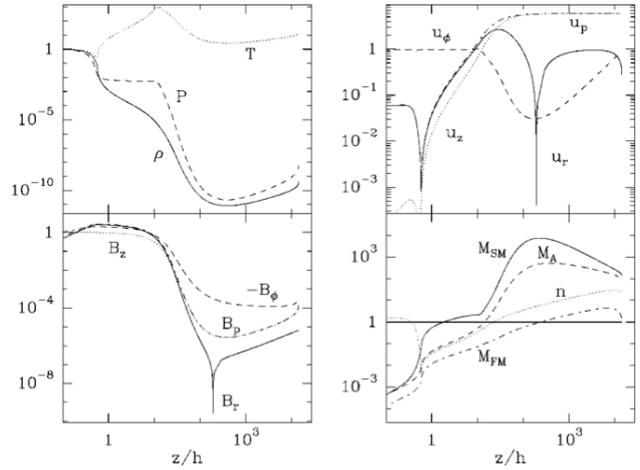
Le terme  $\mathcal{E}$  est relié à l'invariant de Bernoulli et  $F$  représente l'intégrale curviligne le long de la ligne de champ du terme de chauffage, i.e.  $F(s) = \int_0^s \mathbf{q} \cdot \mathbf{e}_\parallel ds'$ . Les vecteurs  $\mathbf{e}_\parallel$  et  $\mathbf{e}_\perp$  sont respectivement les vecteurs unitaires localement parallèle à la ligne de champ et perpendiculaire à la surface magnétique. Enfin la fonction  $g$  représente la différence de vitesse angulaire entre la surface magnétique et la matière dans le jet,  $\Omega = \Omega_*(1-g)$ .

Dans le contexte des études auto-similaires, les surfaces critiques sont des cônes dont le sommet est à l'origine et d'angle a priori inconnu. En considérant la surface d'Alfvén dans le jet, on peut réécrire l'équation de Grad-Shafranov sous la forme  $\cos \theta_A = R(\theta_A, \psi_A) + R_\beta(\theta_A, \psi_A)$  où le dernier terme regroupe toutes les contributions relatives au chauffage coronal du disque. Ce terme s'écrit

$$\begin{aligned} R_\beta(\theta_A, \psi_A) &= -\frac{g_A \beta_A}{4} \left[ \frac{2}{g_A} \cos \theta_A + \frac{\sin \psi_A}{\sin(\psi_A - \theta_A)} \right. \\ &\quad \times \left( \frac{F_A}{C_{S,A}^2} - \frac{2}{g_A} - \frac{d \ln \rho_A}{d \ln r_o} - \frac{1}{\gamma - 1} \right) \\ &\quad \left. - \frac{\cos(\psi_A - \theta_A)}{\sin \psi_A} \left( \frac{r_A \mathbf{q}_A \cdot \mathbf{e}_{\parallel,A}}{C_{S,A}^2 \cos \theta_A} + \left( \frac{\partial \ln C_S^2}{\partial x} \right)_A \right) \right] \end{aligned} \quad (2.31)$$

où  $\beta_A$  est le rapport de la pression thermique à la pression magnétique poloïdale mesuré à la surface d'Alfvén. Dans le cas d'un jet froid, ce rapport tend vers zéro et  $R_\beta$  est négligeable. Afin d'influencer l'inclinaison de la surface magnétique d'Alfvén, on voit que deux conditions doivent être vérifiées simultanément : que le rapport  $\beta_A$  ne soit pas très petit et que le terme  $R_\beta$  soit négatif, cela provoquant des valeurs de  $\theta_A$  plus grandes ainsi que pour  $\psi_A > \theta_A$ . La première condition sera d'autant plus facilement vérifiée que la température du plasma à la surface d'Alfvén sera bien supérieure à celle du disque. La seconde condition nous apporte quelques contraintes sur la nature du chauffage coronal nécessaire. En effet, pour réaliser cette seconde condition, il faut que le rapport  $F_A/C_{S,A}^2$  soit supérieur à l'unité mais aussi que le terme de chauffage  $\mathbf{q}$  soit nul à la surface d'Alfvén et que la température commence à décroître. Ces conditions favorisent donc un chauffage proche de la surface du disque et ne s'étendant pas beaucoup verticalement.

Sur la figure (2.11), une solution auto-similaire



**Figure 2.11** – Structure d'une solution auto-similaire traversant les trois surfaces critiques de l'écoulement MHD idéal du jet. On peut noter qu'un très fort chauffage sub-alfvénique fait monter la température du plasma dans la couronne pour permettre un évasement des surfaces magnétiques propice au franchissement du dernier point critique. La figure en bas à droite représente les différents nombre de Mach de l'écoulement. Figure tirée de [Ferreira & Casse \(2004\)](#)

franchissant tous les points critiques est présente. Ce franchissement est rendu possible par la présence d'un chauffage coronal fort permettant à la température du plasma dans le jet d'être très supérieure à celle du disque. Ce chauffage permet aux surfaces magnétiques de s'évaser suffisamment pour permettre au jet de devenir super-magnéto-sonique rapide au sens auto-similaire du terme.

## 4 A propos de la transition disque standard - disque émetteur de jet

Les différentes observations de disques émettant les jets dans l'Univers montrent toutes que les jets sont produits depuis les parties les plus centrales du disque d'accrétion (voir par exemple [Junor et al. \(1999\)](#) pour les NAG ou encore [Hartigan et al. \(2004\)](#) pour les étoiles jeunes). Les parties centrales responsables de l'émission de jet sont très probablement sujettes à des champs magnétiques proches de l'équipartition avec la pression thermique ([Casse & Ferreira, 2000a](#); [Casse & Keppens, 2002](#); [Tzeferacos et al., 2009](#)). À l'opposé le modèle de disque standard ne considère que des disques très peu magnétisés où le champ magnétique à grande échelle ne joue pas de rôle dynamique significatif (au contraire du champ magnétique à petite échelle responsable du transport turbulent via l'instabilité magnéto-rotationnelle [Balbus & Hawley \(1991\)](#)). Comment réconcilier les deux descriptions et les faire cohabiter au sein d'un même disque ? Les disques standards sont caractérisés par un nombre Reynolds turbulent de l'ordre de l'unité  $\mathcal{R}_e = ru_o/\nu_v$  où  $u_o$  est la valeur absolue de la vitesse radiale d'accrétion. L'hypothèse la plus répandue pour l'aspect magnétique de ces disques est de supposer un nombre de Reynolds magnétique similaire au nombre de Reynolds visqueux ([Heyvaerts et al., 1996](#); [Lesur & Longaretti, 2009](#); [Lubow et al., 1994](#)), c'est-à-dire un nombre de Reynolds magnétique lui aussi proche de l'unité. En écrivant l'équation d'induction sur le plan équatorial du disque d'accrétion standard, on obtient

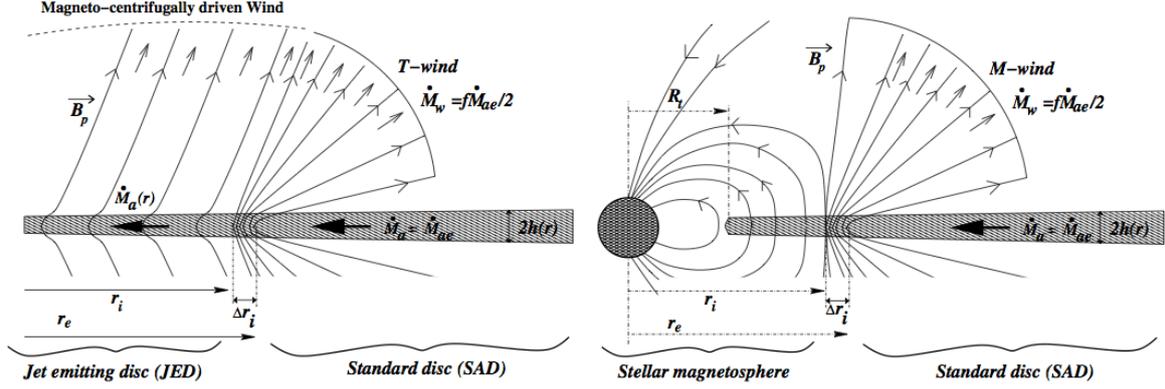
$$\nu_m \left( \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) = u_r B_z \simeq \nu_m \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (2.32)$$

ce qui donne comme solution un champ magnétique qui varie comme  $B_z \propto r^{-\mathcal{R}_m}$  ([Ferreira et al., 2006a](#)). Le disque d'accrétion standard a ainsi une propension naturelle à être plus fortement magnétisé dans ses parties internes que vers l'extérieur du disque. On peut imaginer que si la magnétisation atteint la valeur critique de l'unité, alors un nouveau régime d'écoulement se mettra en place : un disque où le champ magnétique à grande échelle jouera un rôle prépondérant en permettant la création d'un jet de matière. La zone de transition entre le disque standard (à l'extérieur) et le disque émetteur de jet (à l'intérieur) doit être capable de relier le disque standard où aucune ligne de champ magnétique à grande échelle ne traverse le disque à la zone émettrice du jet où le champ magnétique vertical est prépondérant. On peut imaginer alors une configuration similaire à certains vents magnétosphériques où justement un disque standard rejoint la magnétosphère d'une étoile (voir par exemple le vent X, [Shu et al. \(1994\)](#)) et où la magnétisation du disque devient importante. On peut voir ces deux configurations sur la figure (2.12) où la taille de la zone de transition donnant naissance à ces vents  $\Delta r_i$  est du même ordre de grandeur que l'épaisseur du disque. Cette transition permet ainsi aux surfaces magnétiques attachées à cette zone de s'évaser de façon sphérique pour occuper tout l'espace au dessus du disque standard. Afin de caractériser convenablement la zone de transition, nous avons défini un paramètre  $f$  représentant le rapport du taux d'éjection de masse associé à ces vents sphériques au taux d'accrétion mesuré en  $r_e = r_i + \Delta r_i$  qui représente le rayon interne du disque standard,  $f = 2\dot{M}_w/\dot{M}_{a,e}$ . L'évaluation des capacités d'éjection de ce genre de vent peut se faire relativement simplement en estimant chaque contribution au bilan d'énergie du disque. En supposant que le disque est stationnaire et en rotation quasi-képlérienne, on peut écrire la conservation de l'énergie totale comme

$$\nabla \cdot \left( \rho \mathbf{v}_p \left[ \frac{v^2}{2} + \Phi_G \right] + \mathbf{S}_{\text{MHD}} + \mathbf{S}_{\text{RAD}} - \mathbf{v} \cdot \mathbf{T} \right) = 0 \quad (2.33)$$

En intégrant sur le volume de la partie de disque responsable de l'émission du vent sphérique, on peut réécrire la conservation d'énergie comme

$$P_{\text{acc}} + P_{\text{vis}} = 2P_{\text{wind}} + 2P_{\text{rad}} \quad (2.34)$$



**Figure 2.12 – Gauche :** Schéma d'un vent "terminal" (*T-wind*) servant de jonction entre une partie du disque émettrice du jet et un disque standard. **Droite :** Schéma d'un vent magnétosphérique (*M-wind*) séparant la magnétosphère de l'étoile d'un disque d'accrétion standard. Les deux types de structures partagent des propriétés commune comme celle d'avoir une magnétisation qui passe d'une valeur proche de l'unité en  $r = r_i$  à une valeur très petite par rapport à l'unité en  $r = r_i + \Delta r_i$ . La zone de transition possède une taille  $\Delta r_i$  de l'ordre de l'épaisseur du disque afin de donner naissance à des surfaces magnétiques qui s'évasent de façon sphérique (figure tirée de [Ferreira & Casse \(2013\)](#)).

où les deux termes du membre de gauche sont l'énergie mécanique associée à l'accrétion de matière et l'énergie liée à l'action de la viscosité dans le disque respectivement. Les termes de droite représentent les puissances associées au vent et au rayonnement du disque. L'estimation de chacune des composantes est assez simple et donne

$$P_{\text{acc}} = \frac{GM_* \dot{M}_{a,e}}{2r_i} \left( \frac{\Delta r_i}{r_i} - f \right) \quad (2.35)$$

A ce stade nous pouvons faire une constatation : si le flux de masse envoyé dans le vent est tel que  $f > \Delta r_i/r_i$  alors la puissance d'accrétion devient négative et ainsi le mouvement d'accrétion ne peut plus fournir l'énergie nécessaire à la création du vent. Il faut donc que cette structure possède une autre source d'énergie. La seule source disponible pour ce genre de structure provient évidemment de la viscosité dont la puissance relâchée dans le disque s'écrit comme

$$P_{\text{vis}} \simeq \frac{3GM_* \dot{M}_{a,e}}{2\mathcal{R}_{e,e} r_i} \left( \mathcal{D} + \frac{\Delta r_i}{r_i} \right) \quad (2.36)$$

où le facteur  $\mathcal{D}$  peut s'écrire comme  $\mathcal{D} = (1 - f)\mathcal{R}_{e,e}/\mathcal{R}_{e,i} - 1$ . Afin de pouvoir libérer de l'énergie dans le disque, la viscosité doit être plus élevée en  $r_i$  qu'en  $r_e$ , ce qui implique sans doute un changement de régime de turbulence pour pouvoir expliquer une telle variation sur une si petite échelle  $\Delta r_i$ .

La puissance associée au rayonnement du disque provient, dans l'hypothèse où le disque est optiquement mince, des différentes contributions au chauffage du disque que sont le chauffage visqueux et le chauffage ohmique. Ces contributions peuvent être évaluées en supposant que le chauffage visqueux turbulent s'écrit sous une forme standard ([Landau & Lifchitz, 1954](#)) et on trouve que la contribution visqueuse au chauffage est toujours dominante dans un disque képlérien par rapport au chauffage ohmique (d'un facteur  $r/h$  au maximum). L'expression de la puissance de chauffage visqueux s'écrit alors

$$\frac{2P_{\text{rad}}}{P_{\text{vis}}} \simeq \frac{3}{2} \frac{\Delta r_i}{r_i} \frac{1 + \mathcal{D}}{\mathcal{D} + \Delta r_i/r_i} \ll 1 \quad (2.37)$$

et montre que les pertes énergétiques dues au rayonnement peuvent être négligées dans notre cas de figure. On peut voir au passage qu'en l'absence de vent ( $f = 0 = P_{\text{wind}}$ ), le bilan d'énergie s'écrit  $P_{\text{acc}} + P_{\text{vis}} = 2P_{\text{rad}}$ , ce qui impose une valeur de  $\mathcal{D} = 0$ , soit un nombre de Reynolds visqueux constant. La dernière contribution à la conservation de l'énergie est associée au vent émis depuis le disque et comporte deux composantes, la première étant l'énergie mécanique de l'écoulement alors que la seconde correspond

à l'énergie magnétique envoyée dans le vent. Ces deux composantes s'écrivent

$$\begin{aligned} P_{\text{cin}} &\simeq -f \frac{GM_* \dot{M}_{a,e}}{4r_i} \\ P_{\text{MHD}} &\simeq \frac{GM_* \dot{M}_{a,e}}{4r_i} (1-f) \left( \frac{2q\mu}{m_s} \right)_{r=r_i} \frac{\Delta r_i}{r_i} \end{aligned} \quad (2.38)$$

où  $m_s = u_o/\Omega_K h$  est le nombre de Mach sonique de la matière dans le disque. Ce nombre de Mach est directement relié à l'existence des couples de freinage présents dans le disque. En manipulant les diverses relations caractérisant la structure on arrive à une expression de ce nombre de Mach telle que

$$m_{s,i} \simeq \frac{1-f}{f\bar{\beta}^2} \mu_i \frac{\Delta r_i^2}{r_i^2} \quad (2.39)$$

où le paramètre  $\bar{\beta}$  est une mesure du flux magnétique présent dans le vent sphérique tel que  $\bar{\beta} = 2\pi B_X r_i^2 / \Phi$  ( $B_X$  étant une valeur typique de champ magnétique défini comme  $(\mu_o \Omega_K \dot{M}_w / 2\pi r_i)^{1/2}$  et  $\Phi$  le flux magnétique du vent sphérique). La puissance portée par le vent s'écrit alors

$$2P_{\text{wind}} \simeq f \frac{GM_* \dot{M}_{a,e}}{2r_i} \left( 2q\bar{\beta}^2 \frac{r_i}{\Delta r_i} - 1 \right) \quad (2.40)$$

En reconsidérant la conservation de l'énergie, on arrive facilement à voir que cette conservation sera effective si et seulement si  $q\bar{\beta}^2 f \simeq \mathcal{D} \Delta r_i / r_i$ , ce qui nous donne comme puissance associée au vent

$$2P_{\text{wind}} \simeq \frac{GM_* \dot{M}_{a,e}}{2r_i} (2\mathcal{D} - f) \quad (2.41)$$

L'existence d'un vent dépend crucialement de la valeur de  $\mathcal{D}$  qui se doit d'être positif. A ce stade, il nous faut considérer les différents types de vents pouvant avoir ce type de géométrie magnétique :

- **Vent de type *T-wind*** : La jonction avec le disque émetteur de jet impose la valeur du nombre de Reynolds en  $r = r_i$  car ce dernier est égal à  $1/\mathcal{P}_m \epsilon$ . Cela correspond à une valeur du facteur  $\mathcal{D} \sim \epsilon(1-f)\mathcal{P}_m - 1$  qui dans le cas d'une turbulence isotrope où le nombre de Prandtl est proche de l'unité donne  $\mathcal{D} \sim -1$ . Cela est incompatible avec l'existence d'un vent à moins que le nombre de Prandtl dans la partie du disque émettrice du jet soit supérieur à  $\epsilon^{-1}$ . Une telle configuration est compatible avec une SMAE où les couples visqueux et magnétique sont comparables dans le disque. En effet, avoir un couple visqueux capable de convoier une partie significative du moment cinétique de la matière du disque vers l'extérieur (i.e. vers le T-wind) permet de nourrir le vent terminal avec un flux d'énergie d'origine visqueuse non négligeable. Néanmoins, en considérant les puissances associées à ce vent terminal et avec la partie émettrice du jet, on voit que la première est très largement dominée par la seconde ce qui implique qu'elle ne jouera pas de rôle dynamique important. Maintenir un nombre de Prandtl si élevé dans le disque émettant le jet est un challenge car étant données les conditions nécessaires pour l'existence du jet, cela implique d'avoir des coefficients de transport tels que  $\alpha_{m,i} \sim \alpha_{m'} \sim 1$  et  $\alpha_{v,i} \sim \epsilon^{-1} \gg 1$ . Cette configuration, qui en l'état de nos connaissances sur la turbulence semble difficile à obtenir, est sans doute le signe que certaines de nos hypothèses de travail ne sont pas valides, en particulier celle instaurant la stationnarité de l'écoulement associé au vent terminal. Ainsi il semble probable que ce type d'écoulement soit responsable d'une certaine variabilité de l'écoulement. L'autre hypothèse, celle de la géométrie sphérique des lignes de champ magnétique, pourrait aussi être sujet à caution si bien que la transition entre les deux régions de disque pourrait se produire sur une distance de l'ordre de  $r_i$ , éliminant alors la géométrie sphérique de ces vents.
- **Vents de type *M-wind*** : Dans ce cas de figure nous avons à considérer trois régimes distincts de vents magnétosphériques suivant la position du rayon de corotation associé à l'objet central  $R_{CO}$ .
  - $R_{CO} < r_i$ . Dans ce contexte, l'étoile freine la matière qui se trouve en deçà du rayon de corotation de la même manière que le ferait le couple magnétique issu de la présence d'un jet. La magnétosphère de l'étoile devient dans ces régions si forte qu'elle tronque le disque d'accrétion

à un certain rayon (plus petit que  $R_{CO}$ ) et établit un régime d'accrétion en forme d'entonnoir selon les lignes de champ magnétique. Diverses simulations ont modélisé ce mécanisme (Bessolaz et al., 2008; Romanova et al., 2002, 2009; Zanni & Ferreira, 2009) et ont trouvé que l'écoulement d'accrétion dans ces zones partage la même configuration de turbulence que les disques émetteurs de jets à grande échelle. Les conclusions en rapport avec ce type de vent magnétosphérique sont ainsi identiques à celles associées aux *T-winds*.

- $R_{CO} > r_i$ . Pour cette configuration, aucune colonne d'accrétion ne peut se former car la matière du disque en  $r_i$  tourne plus lentement que l'étoile. L'étoile transmet donc son moment cinétique au disque réalisant par là même un couple visqueux qui accélère la matière du disque. La présence d'un vent magnétosphérique permet justement de prélever le moment cinétique en provenance de l'étoile et ainsi permet à la matière de conserver sa rotation képlérienne. Si aucune colonne d'accrétion ne peut se former, l'accrétion est stoppée au niveau de  $r_i$  car en deçà de ce point, la magnétosphère de l'étoile est trop puissante et repousse la matière du disque. Si l'on veut conserver un disque en régime stationnaire, il faut donc que l'intégralité de la matière tombant sur  $r_i$  soit emportée dans le vent afin qu'elle ne s'accumule pas. Cette matière doit de plus être défléchie tout en ayant une vitesse d'accrétion de l'ordre de la vitesse du son à cause de la conservation de la masse qui indique que  $2\rho^+ u_z^+ \Delta r_i \sim \rho_o h u_{r,e}$  où  $\Delta r_i \sim h$  ce qui implique que la vitesse au rayon extérieur  $r_e$  est de l'ordre de grandeur de la vitesse de la matière à la surface du disque  $u_z^+ \sim C_s$ . L'imposition de telles contraintes sur la structure conduit à des coefficients de transport assez drastiques puisque nous obtenons  $\alpha_v \sim \epsilon^{-1}$ ,  $\alpha'_m \ll \epsilon$  et  $\alpha_m = \alpha_v \mathcal{P}_m^{-1}$ . Ces valeurs ne correspondent pas du tout à ce que l'on pourrait attendre d'une turbulence pleinement développée et ne semblent donc pas réalistes.
- $r_i = R_{CO}$  : C'est le cas d'école désigné par le modèle du vent X (Shu et al., 1994). Dans ce modèle, l'accrétion d'une partie de la matière tombant sur le point X peut être accrétée vers l'étoile tandis que l'autre partie de cette masse est envoyée dans le vent. Pour coller aux différentes observations de jets d'étoiles jeunes, les solutions de vent X présentées dans la littérature possèdent un taux d'éjection  $f \sim 1/3$  (Cai et al., 2008). Les vents X ne sont donc pas propulsés par l'énergie libérée par l'accrétion mais bien par l'énergie visqueuse arrivant depuis l'étoile sous forme de moment cinétique. Afin d'assurer la stationnarité de la structure, le vent X doit ainsi prélever ce moment cinétique additionnel, ce qui impose des valeurs aux paramètres  $\mathcal{D} \sim 1$  et  $q \sim \Delta r_i / r_i$ . Il est à noter que ces valeurs correspondent exactement aux paramètres employés dans les simulations de vent X publiées. En prenant en compte les diverses relations dérivées jusque là, nous trouvons alors que les coefficients de transport nécessaires à ce genre de structure sont  $\alpha_v \sim \epsilon$ ,  $\alpha'_m \sim \epsilon^{-1}$  et  $\alpha_m \sim \epsilon^2$ . Maintenir une telle anisotropie de la résistivité représente un challenge énorme pour toute théorie de transport turbulent et apparait jusqu'à présent assez improbable à réaliser. La résistivité toroïdale énorme nécessaire à ces structures provient du fait que pour prélever tout le moment angulaire apportée par l'étoile, le champ magnétique devrait présenter une torsion magnétique gigantesque qui écraserait le disque en empêchant la matière de quitter le disque. Cette résistivité permet de maintenir le champ magnétique toroïdal à une valeur faible à la surface du disque et ainsi permet de donner naissance au vent.

Pour conclure, toutes les configurations de vent sphérique issus de disque d'accrétion képlérien semblent présenter des conditions de turbulence assez drastiques qui semblent assez peu réalistes. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que d'importantes hypothèses ont été considérées dans cette étude, en particulier l'hypothèse de stationnarité de l'écoulement ainsi que le fait que la zone de lancement de ces vents est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur du disque. Si la seconde est nécessaire à l'établissement de vents à dilution sphérique, la première permettrait peut être de lever certaines contraintes pour arriver à une description plus juste du système.

## 5 Confrontation avec les observations de jets d'étoiles jeunes

J'ai rappelé dans le premier chapitre de ce mémoire les principales caractéristiques des jets observés dans l'Univers. Parmi tous les systèmes, les jets issus des systèmes stellaires en formation sont de loin les mieux documentés en vertu de leur plus grande proximité et de la meilleure résolution angulaire de ces écoulements. Nous pouvons regrouper quatre caractéristiques principales qu'un modèle candidat à leur

description se doit de pouvoir reproduire. On pourra trouver dans Cabrit (2007) une revue des forces et faiblesses de chaque modèle prétendant à la modélisation de ces écoulements.

### 5.1 Collimation du jet

Les jets issus des disques d'accrétion entourant des étoiles jeunes possèdent une très bonne collimation asymptotique au delà de 50 UA où l'angle d'ouverture est alors inférieur à quelques degrés. Dans les parties plus proches du disque, l'angle d'ouverture des jets est d'environ 20° à 30° jusqu'à 10 à 20 UA (Hartigan et al., 2004). Des solutions auto-similaires de disque-jet ont été utilisées dans Dougados et al. (2004); Ray et al. (2007) pour calculer le profil et la collimation des jets avec une comparaison directe aux données observationnelles. Cette comparaison est représentée sur la figure (2.13). En considérant plusieurs solutions auto-similaires avec différents bras de levier magnétique  $\lambda$  (et donc différents taux d'éjection de masse et vitesses terminales), on peut voir que le profil de collimation des jets observés autour d'étoiles jeunes peuvent être globalement reproduit par ces solutions auto-similaires.

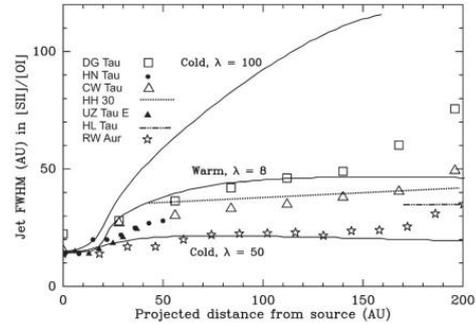


Figure 2.13 – Comparaison entre largeur observée du jet en raies interdites et largeur donnée par des solutions auto-similaires calculées par Casse & Ferreira (2000b); Ferreira (1997). L'éventail de solutions obtenues permet de couvrir tous les profils observés de jets autour des étoiles jeunes. Figure tirée de Ray et al. (2007).

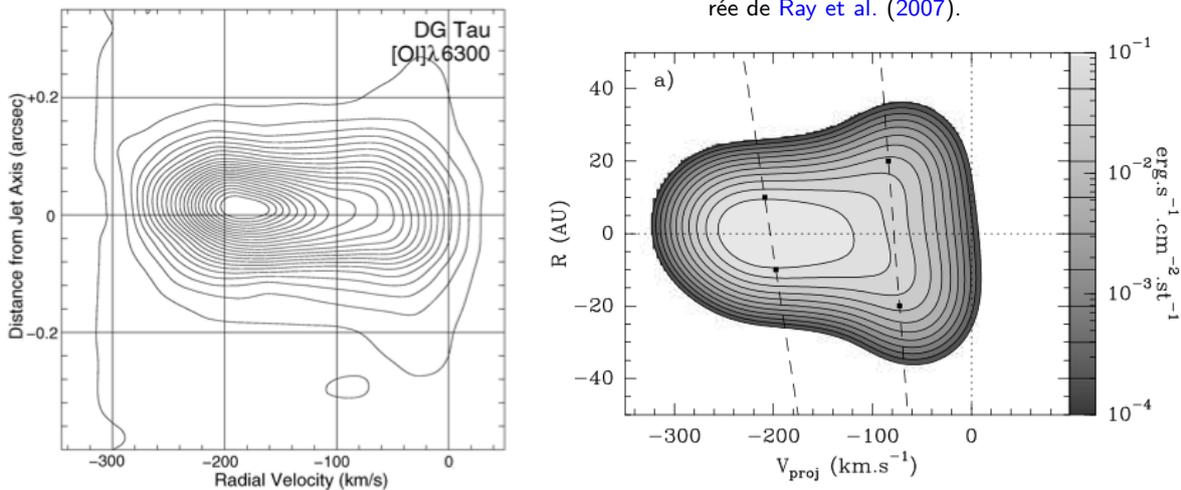


Figure 2.14 – Gauche : Diagramme position-vitesse issu d'observation du jet associé à l'étoile DGTau (Coffey et al., 2007). Droite : Diagramme position-vitesse synthétique issu d'une solution auto-similaire de disque-jet (Pesenti et al., 2004). L'accord entre les deux diagrammes suggère que les solutions auto-similaires sont capables de reproduire le champ de vitesse poloïdal des jets d'étoiles jeunes.

### 5.2 Cinématique du jet

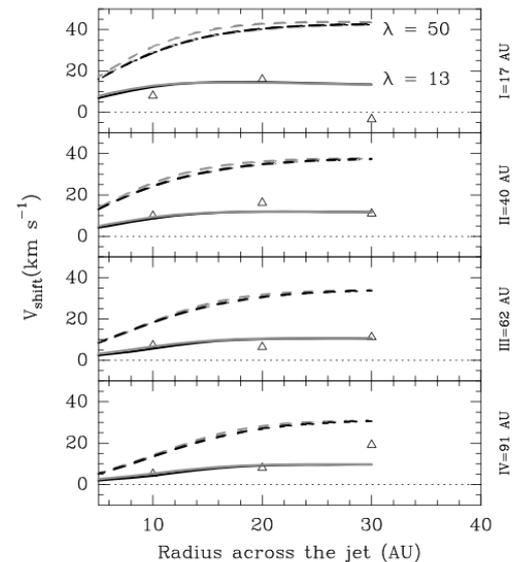
La vitesse asymptotique typique des jets observés autour des étoiles jeunes est de l'ordre de quelques centaines de km/s et est atteinte après une propagation de l'ordre de 15 UA depuis la source émettrice (Bacciotti et al., 2000). Une comparaison du champ de vitesse poloïdal synthétique issu d'une solution auto-similaire avec des mesures observationnelles est très utile pour contraindre le type de solution.

Dans Pesenti et al. (2004), une des solutions calculées dans Casse & Ferreira (2000b) a été utilisée pour produire un diagramme position-vitesse représentant le champ de vitesse associé à la solution. Dans Coffey et al. (2007), le même type de diagramme a été obtenu à partir d'observations du jet situé dans l'environnement

de l'étoile DG Tau (figure 2.14). La ressemblance entre les deux diagrammes est assez flagrante et montre que le champ de vitesse observé dans ce jet correspond assez bien au champ de vitesse proposé par la solution auto-similaire choisie. La solution sélectionnée est une solution possédant un chauffage coronal et ayant un bras de levier magnétique magnétique  $\lambda = 13$ , ce qui correspond à une vitesse terminale du jet  $v_{p,ter} = \sqrt{2\lambda - 3}\Omega_K r_o \simeq 4.8 \times \Omega_K r_o$ . Pour s'ajuster aux données, il a été estimé que le rayon interne de la zone émettrice du jet depuis le disque se situe vers 0.07 UA alors que le rayon externe de cette zone semble se situer autour de 1 à 3 UA de l'objet central. Il semble donc que les solutions auto-similaires froides ne puissent pas reproduire les distributions en vitesse poloïdale des jets observés jusqu'à présent (Pyo et al., 2006).

### 5.3 Rotation du jet

Durant la dernière décennie, une nouvelle caractéristique des jets émis autour des étoiles jeunes a été mise en lumière : la détection d'une composante de vitesse toroïdale dans le jet (Bacciotti et al., 2002). Cette importante nouvelle caractéristique est une clé pour identifier les différents paramètres du jet car la connaissance simultanée des champs de vitesse poloïdal et toroïdal amène alors une estimation du rayon de lancement du jet ainsi qu'une limite minimale du bras de levier magnétique du jet (Anderson et al., 2003). Dans l'étude menée par Pesenti et al. (2004), la solution avec chauffage coronale évoquée dans le précédent paragraphe a été comparée avec succès aux mesures de rotation effectuées dans DGTau. Sur la figure (2.15) sont représentés simultanément les courbes de distribution radiale de vitesse de rotation de deux solutions auto-similaires assez dissemblables (l'une froide avec un grand bras de levier magnétique, l'autre chaude avec un plus petit bras de levier magnétique) ainsi que les mesures de vitesses de rotation mesurées dans plusieurs raies interdites émises depuis le jet. Il apparaît alors assez clairement que la solution chaude est la plus à même à expliquer les courbes de rotation observées dans le jet. Des observations plus récentes ont semé le doute quant à la possibilité que certaines parties du jet puissent tourner en sens inverse à celui du disque (Coffey et al., 2012). On pourra mentionner qu'une telle inversion de rotation n'a pas été obtenue dans toutes les simulations trouvées dans Casse & Ferreira (2000a,b).



**Figure 2.15** – Distribution radiale de la vitesse de rotation du jet vue dans plusieurs raies interdites de DGTau. Figure tirée de Pesenti et al. (2004).

### 5.4 Taux d'éjection de masse et jets moléculaires

Le rapport entre taux d'éjection de masse et taux d'accrétion dans les étoiles jeunes qui ont été étudiées jusqu'à présent montre une relativement bonne uniformité autour des valeurs 0.1 – 0.2 (Ferreira et al., 2006a). En prenant en compte les contraintes apportées par les observations du champ de vitesse des jets, cités précédemment, on connaît les limites de la zone d'émission du jet pour la solution considérée. Ceci donne alors un accès directement, via la valeur du bras de levier magnétique, au rapport du taux d'éjection sur taux d'accrétion qui donne alors une valeur de 0.15 – 0.2 qui est en accord avec les mesures précédentes. C'est le troisième point de convergence entre les observations de jets d'étoiles jeunes et les modèles de vent de disques auto-similaires.

Un dernier point de comparaison peut être fait en ce qui concerne l'existence de jets moléculaires cohabitant avec les jets atomiques émetteur des raies interdites. Les jets moléculaires ne sont pas sensibles directement à l'action du champ magnétique en raison de leur neutralité électrique. On peut donc s'interroger sur le mécanisme à l'origine de leur formation. Jusqu'à récemment, ces flots moléculaires n'étaient détectés que dans les étoiles les plus primitives (Classe 0) mais de nouvelles observations ont montré que des jets moléculaires pouvaient être détectés dans des systèmes plus évolués (étoiles de classe I et II). Ces jets possèdent des vitesses beaucoup plus grandes  $\sim 150$  km/s que dans les classes 0 où ces dernières sont de l'ordre de ( $\leq 20$  km/s). Leur forme est aussi différente des flots moléculaires de la classe 0 car elle très similaire à celle des jets atomiques (bonne collimation sur une distance supérieure à un millier d'UA). On

pourra se référer à [Cabrit et al. \(2007\)](#) et aux références qu'il contient pour une description des propriétés de ces flots moléculaires. Les flots moléculaires des étoiles de la classe I et II sont probablement formés dans la même région et par le même mécanisme que les jets atomiques étudiés dans les SMAE. Un premier élément de réponse a été apporté par [Panoglou et al. \(2012\)](#) qui s'est attaché à étudier la dynamique ainsi que la thermodynamique des flots moléculaires dans le cadre de la solution auto-similaire déjà utilisée dans [Pesenti et al. \(2004\)](#). Les résultats de cette étude montrent que les jets moléculaires peuvent être créés par le jet atomique car ce dernier est suffisamment ionisé pour entraîner les molécules et ce sur une zone de lancement allant jusqu'à au moins 9 UA. En prenant en compte les différents termes de chauffage (chauffage ambipolaire, émission de la couronne, etc..) ainsi que les différents processus de refroidissement et d'écrantage, cette étude montre que bien que les molécules soient entraînées par la matière monoatomique, elles restent sous une forme moléculaire sans être dissociée. Le flot moléculaire ainsi produit est accéléré dans le jet jusqu'à une vitesse d'environ 100 km/s, ce qui est compatible avec les vitesses observées dans ce genre d'écoulement.

## 6 Conclusion

Les modèles auto-similaires représentent un outil puissant pour étudier les flots d'accrétion-éjection observés dans l'Univers. Dans un cadre stationnaire et axisymétrique, cet outil a permis de dégager les grandes lignes de la physique s'appliquant sur ce genre d'écoulement. Le domaine de validité des solutions repose sur la géométrie des surfaces magnétiques traversant le disque qui, si la zone d'émission du jet est suffisamment étendue, se distribuent naturellement selon une configuration auto-similaire en raison de la gravité générée par l'objet central. Il est donc probable que la description du disque et de sa jonction avec le jet soit relativement réaliste dans ces solutions. Parmi les principaux résultats apportés par ces études on peut citer :

- L'intégralité des solutions trouvées ne peut lancer de façon stable des jets que si le disque est proche de l'équipartition entre énergie magnétique et pression thermique.
- L'équipartition dans le disque permet d'assurer une très bonne collimation du jet grâce à la tension magnétique générée par la présence de champ toroïdal (et donc de courant) et ceci indépendamment de l'environnement immédiat du jet.
- La configuration des coefficients de transport turbulent (résistivité(s) et viscosité) sont les éléments clés déterminant la structure du jet associé au disque. Une résistivité anisotrope peut donner naissance à des jets mais les conditions les plus favorables pour obtenir des jets puissants semblent être en accord avec une turbulence isotrope telle que les coefficients de transport sont tous du même ordre de grandeur.
- L'analyse des espaces de paramètre explorés montrent que les jets ne peuvent se former que si la résistivité est suffisamment forte, c'est à dire avec une amplitude relative telle que  $\nu_m/\Omega_K h$  est proche de l'unité.
- La comparaison des solutions stationnaires auto-similaires aux données observationnelles sur les jets émis depuis des étoiles jeunes en formation montre qu'il est plus que probable que ces jets soient affectés par un chauffage coronal assez important permettant au jet d'emporter beaucoup de matière tout en accélérant cette matière dans le jet.

---

---

# Chapitre 3

---

## Simulations numériques MHD des systèmes d'accrétion-éjection

Les articles publiés en rapport avec ce chapitre sont [Casse & Keppens \(2002, 2004\)](#) ainsi que [Meliani et al. \(2006\)](#).

Le formalisme auto-similaire employé dans les études semi-analytiques permet d'appréhender le processus d'accrétion-éjection dans un cadre simplifié mais néanmoins pertinent. Afin d'aller plus avant dans l'étude de ces structures, il a fallu s'attaquer aux hypothèses simplificatrices qui permettent l'emploi de l'auto-similarité. La première d'entre elles est l'hypothèse de stationnarité de la structure qui bien que judicieuse pour l'évolution à long terme de la structure ne permet pas d'explorer la mise en place de l'écoulement d'accrétion-éjection ainsi que les fluctuations associées. Dans ce chapitre, je vais présenter les premières simulations numériques MHD 2.5D décrivant le lancement de jet depuis un disque d'accrétion képlérien magnétisé et turbulent. Ces simulations ont été le premier point de convergence entre études semi-analytiques et simulations à grande échelle. Dans la première partie du chapitre, je présenterai l'outil numérique utilisé, le code *VAC*, ainsi que la mise en place des simulations et la première description dynamique dépendante du temps faite dans la littérature du processus d'accrétion-éjection **stable**. Dans la seconde partie nous nous intéresserons au bilan d'énergie de ces structures et dans la dernière partie j'évoquerai quelques applications numériques ayant pour but de compléter le scénario d'accrétion-éjection en prenant en compte des éléments du disque voisins de la SMAE tels que la présence d'un vent stellaire.

### 1 Description numérique du processus d'accrétion-éjection

La description numérique axisymétrique des structures d'accrétion-éjection est un challenge pour tout code MHD car c'est probablement l'une des simulations les plus exigeantes en terme de contraste et de physique de la MHD. En effet, comme nous l'avons déjà évoqué dans les parties précédentes, la seule façon d'obtenir l'émission stationnaire d'un jet depuis un disque d'accrétion est que ce dernier soit résistif alors que l'écoulement du jet, beaucoup plus dilué, est lui décrit par la MHD idéale. De plus, le contraste de densité trouvé dans le cadre auto-similaire, montre qu'il peut atteindre jusqu'à six décades entre le jet et le disque. Toutes ces contraintes sont à prendre en compte pour espérer pouvoir rendre compte fidèlement du processus d'accrétion-éjection.

Le code utilisé dans [Casse & Keppens \(2002, 2004\)](#) est le code *VAC* (Versatile Advection Code) qui permet de résoudre les équations MHD en géométrie cartésienne, cylindrique ou sphérique sur des grilles non-uniformes statiques ([Toth, 1996](#)). Ce code MHD à volumes finis peut employer un grand nombre de solveurs de Riemann approchés tel que le schéma TVD Lax-Friedrichs ([Toth & Odstrcil, 1996](#)) allié à un limiteur de pente de type *minmod*. Cette combinaison solveur/limiteur de pente est très stable et résiste très bien aux éventuelles instabilités d'origine numérique que l'on peut rencontrer. Enfin, la condition de

divergence nulle du champ magnétique est assurée par l'emploi d'un algorithme de projection (Brackbill & Barnes, 1980) qui résout un problème de Poisson sur le potentiel vecteur afin d'assurer la nullité de la divergence du champ magnétique.

Afin de tester si les solutions auto-similaires ont une structure adéquate pour la production stable d'un jet astrophysique, il nous faut partir d'une configuration initiale de disque d'accrétion magnétisé mais en l'absence de tout mouvement associé à un jet. Nous pouvons ainsi permettre à la structure de trouver son propre équilibre et ne pas influencer la forme de la jonction disque-jet. En premier lieu, il convient de créer un domaine de simulation adéquat pour modéliser ce type d'écoulement. Le premier problème à considérer est celui des conditions aux limites et de la gestion de la gravité. En effet, quand on considère une simulation axisymétrique présentant aussi une symétrie par rapport au plan du disque, il est naturel de prendre comme domaine de simulation une boîte rectangulaire partant de l'axe de symétrie jusqu'au rayon extérieur et du plan du disque jusqu'à une altitude maximale beaucoup plus grande que l'épaisseur du disque. On bénéficie ainsi de conditions aux limites naturelles (symétrie pour les bord  $r = 0$  et  $z = 0$ ) et l'on peut simplement imposer des limites continues sur les autres bords. Un problème arrive évidemment avec ce genre de boîte car la gravité diverge à l'origine. Il faut créer une sorte d'évier autour de l'origine où le code ne résoudra pas les équations MHD mais utilisera des conditions pré-définies. Sur la figure (3.1) est représenté l'espace de simulation considéré pour les simulations présentées ici (la zone évier y est labellisée par un 2). Pour compléter le design de l'espace de simulation, il nous faut enfin nous arranger pour que le disque soit nourri par un taux d'accrétion constant au niveau du rayon extérieur (zone 4 sur la figure).

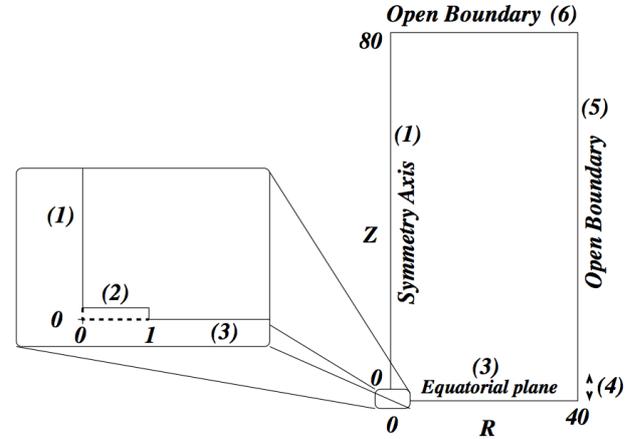
Au sein de l'espace de simulation, nous avons considéré les conditions initiales suivantes pour la densité

$$\rho(r, z, t = 0) = \frac{r_o^{3/2}}{(r_o^2 + r^2)^{3/4}} \times \max \left( 10^{-6}, \left\{ 1 - \frac{(\gamma - 1)z^2}{2h^2} \right\} \right)^{1/(\gamma-1)} \quad (3.1)$$

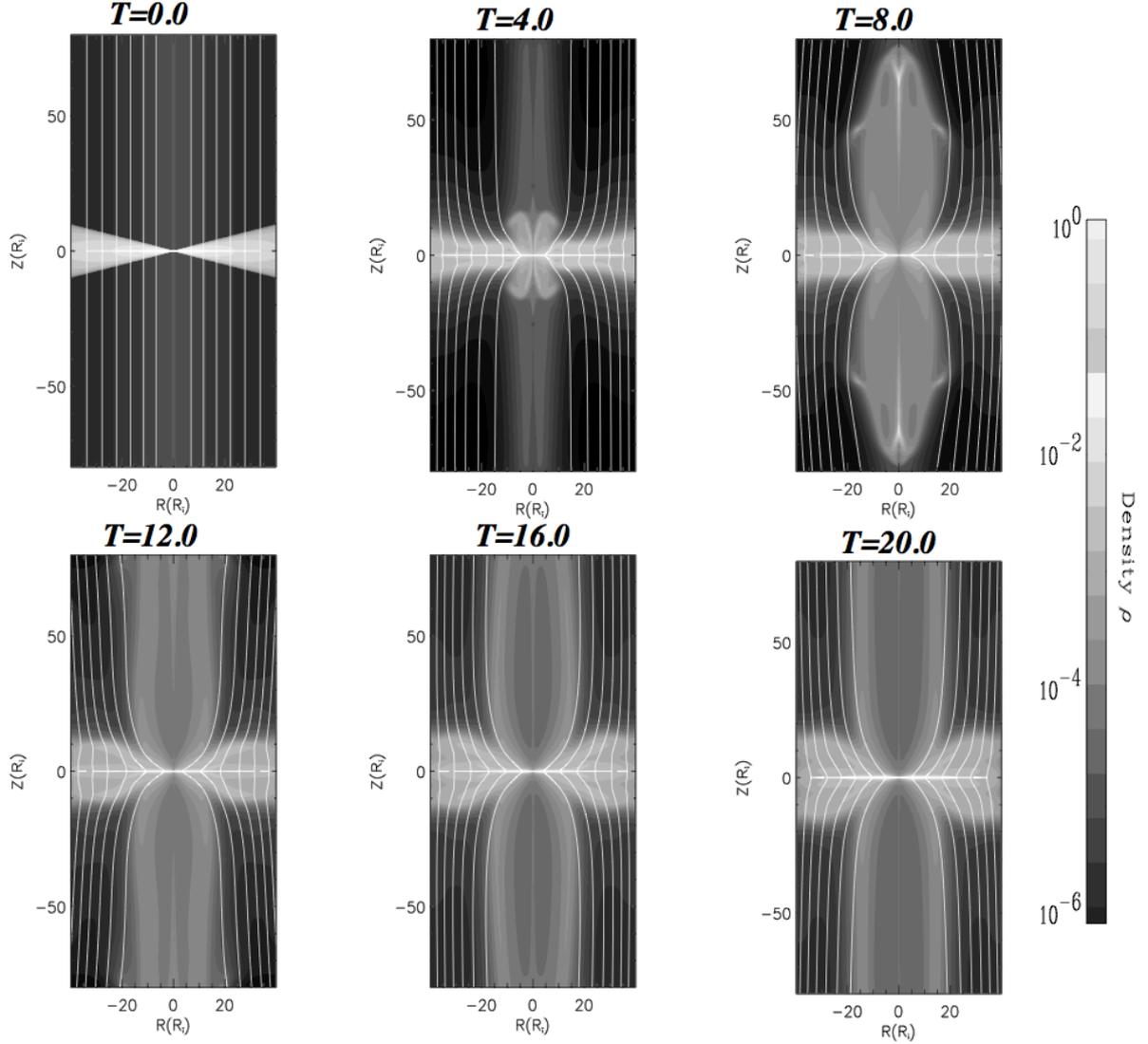
où  $\gamma = 5/3$  est l'indice polytropique du plasma,  $r_o = 4r_i$  est une constante ( $r_i$  est le rayon de référence marquant la taille de la zone évier) et  $h = 0.1r$  est l'épaisseur du disque. Le profil vertical de densité est celui de l'équilibre hydrostatique alors que le profil radial est inspiré par le modèle auto-similaire. Le champ de vitesse est celui d'un disque en rotation quasi-képlérienne avec un mouvement poloïdal de pure accrétion :

$$\begin{aligned} \Omega(r, z, t = 0)r &= (1 - \epsilon^2) \frac{r_o^{1/2}}{\epsilon(r_o^2 + r^2)^{1/4}} \exp \left( -2 \frac{z^2}{h^2} \right) \\ v_r(r, z, t = 0) &= -M_s \frac{r_o^{1/2}}{(r_o^2 + r^2)^{1/4}} \exp \left( -2 \frac{z^2}{h^2} \right) \\ v_z(r, z, t = 0) &= v_r(r, z, t = 0) \frac{z}{r} \end{aligned} \quad (3.2)$$

où  $\epsilon = h/r = 0.1$  et  $M_s < 1$  est le nombre de Mach sonique de l'écoulement radial. En effet, toutes les vitesses présentées ici sont normalisées par rapport à la vitesse du son dans le disque  $\Omega_K h$ . Afin de pouvoir



**Figure 3.1** – Espace de simulation créé pour modéliser les écoulements d'accrétion-éjection. Outre les conditions aux limites symétriques en  $r = 0$  et  $z = 0$  et les conditions continues ailleurs, on a créé une zone 'évier' à l'origine pour éviter de faire diverger la gravité et ne pas avoir à considérer la physique de l'objet central. La matière ne peut que sortir du domaine de simulation au niveau de cet évier. Figure tirée de Casse & Keppens (2002).



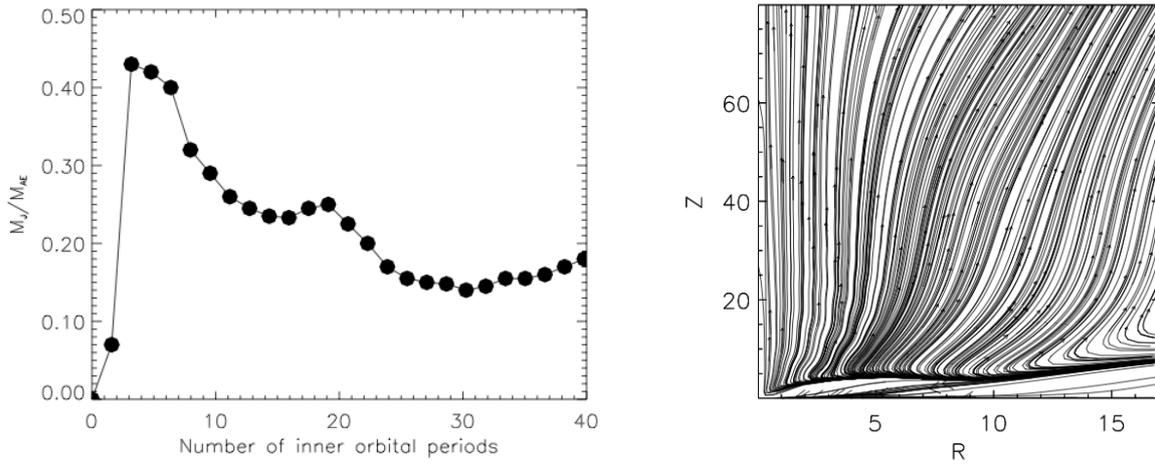
**Figure 3.2** – Série d'instantanés de la simulation présentée dans la Sect.(1). Les dégradés de gris représentent les niveaux de densités alors que les lignes pleines représentent les lignes de champ poloïdales. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2002\)](#).

comparer les simulations MHD aux solutions de jets froids auto-similaires, nous avons choisi d'utiliser une équation polytropique pour déterminer la pression thermique  $P = c_o \rho^\gamma$ . Le champ magnétique initial est pris par simplicité complètement vertical et construit de telle façon que le rapport  $\mu = B_z^2 / 2\mu_o P$  reste constant et proche de l'unité dans tout le disque. Cette condition est l'une des trois conditions nécessaires pour avoir l'émission d'un jet stationnaire. On a ainsi

$$B_z(r, z, t = 0) = \frac{r_o^{5/2}}{(r_o^2 + r^2)^{5/4}} \sqrt{\mu} ; B(r, z, t = 0) = B_\theta(r, z, t = 0) = 0 \quad (3.3)$$

La seconde condition concerne la configuration de la turbulence qui doit vérifier la relation (2.16). La façon la plus simple de vérifier cette condition est de négliger la viscosité turbulente dans le disque au profit de la résistivité ce qui donnera un nombre de Prandtl nul et donc un rapport des couples infini. La résistivité est définie dans la simulation comme

$$\eta_m(r, z, t = 0) = \alpha_m V_A|_{z=0} h \exp\left(-2\frac{z^2}{h^2}\right) \quad (3.4)$$



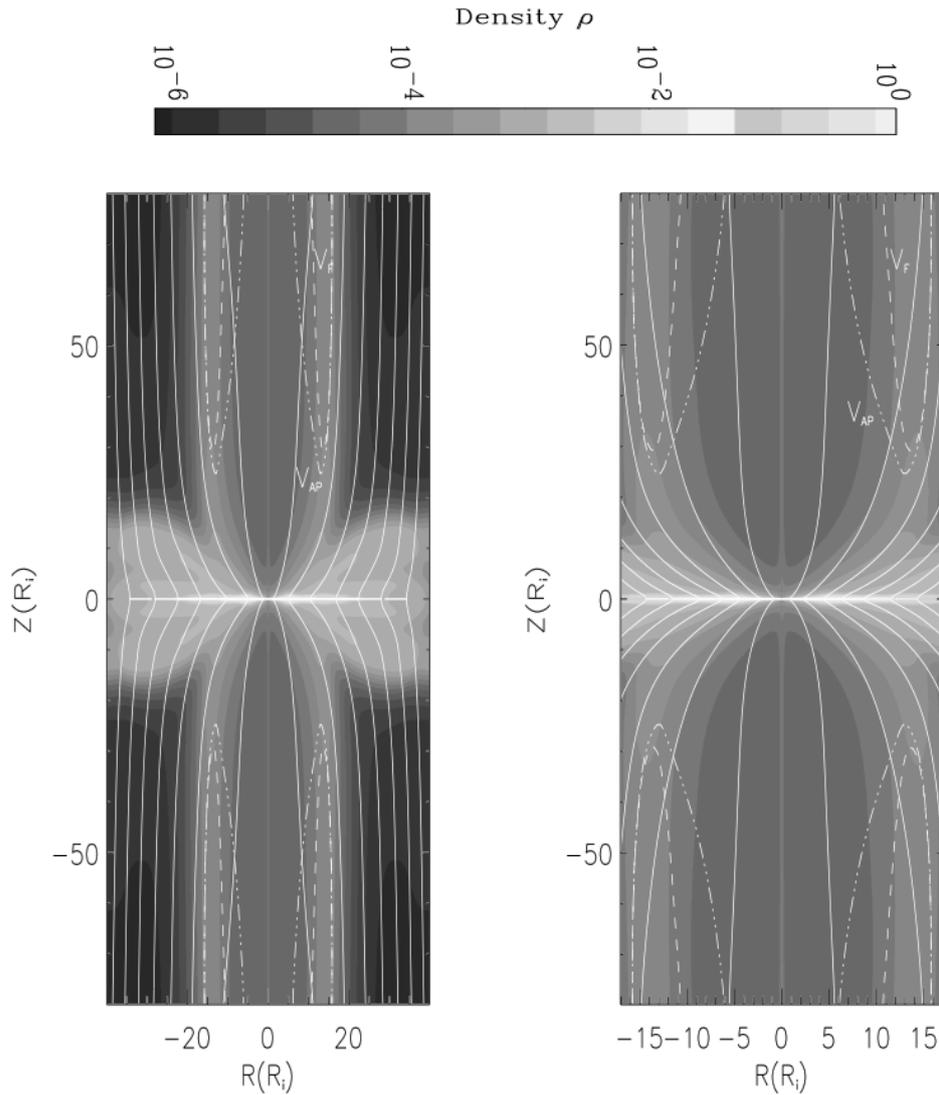
**Figure 3.3** – **Gauche** : Rapport du taux d'éjection de masse sur le taux d'accrétion du disque. La structure semble converger vers un état d'équilibre où le rapport des deux taux est d'environ 15%. **Droite** : Lignes d'écoulement poloidale de la partie interne du disque où l'on peut voir les deux régimes d'écoulement avec un pur régime d'accrétion et une zone de transition à la surface du disque où la matière du disque est envoyée dans le jet. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2002\)](#).

où  $\alpha_m$  est un coefficient constant inférieur à l'unité (0.1 dans la simulation). Cette définition de la résistivité concorde avec un type de prescription  $\alpha$  utilisée, entre autres, par les solutions auto-similaires. On peut voir que cette résistivité tend rapidement vers zéro au dessus du disque afin de laisser place à un régime de MHD idéale.

## 2 Une illustration dynamique du processus d'accrétion-éjection

Le résultat de la simulation est montré sur la figure (3.2) où sont représentés en dégradés de gris les niveaux de densité alors que les lignes pleines représentent les lignes du champ magnétique poloidal. Cette série d'instantanés de la simulation nous permet de voir l'évolution de la structure à différents instants en partant des conditions initiales jusqu'à la fin de la simulation où l'on voit deux jets bipolaires partir du disque pour sortir de la boîte de simulation. La collimation du jet est bonne et à l'instant de l'arrêt de la simulation, le rayon interne du disque a réalisé 40 rotations complètes. La structure semble alors avoir trouvé un équilibre entre l'accrétion et l'éjection de matière. En regardant la figure (3.3) qui représente la variation en fonction du temps du rapport entre le taux d'éjection de masse et le taux d'accrétion, on voit ce rapport tendre un plateau où une éjection continue de masse est telle que  $\dot{M}_j/\dot{M}_a \sim 15\%$ . La simulation est arrêtée après 40 rotations du disque simplement par épuisement du temps de calcul et parce que la structure a atteint un état d'équilibre. Sur la figure (3.4) on peut voir un zoom sur la base du jet avec les surfaces critiques de l'écoulement. La matière du jet dépasse ainsi la vitesse magnéto-sonore rapide avant de sortir de l'espace de simulation. On peut remarquer sur la figure (3.4) une caractéristique commune à tous les jets émis depuis un disque d'accrétion : leur structure en densité est creuse, c'est à dire que la densité de masse le long de l'axe de symétrie est inférieure à la densité maximale du jet. Cette forme particulière est engendrée par l'accélération magnéto-centrifuge qui a besoin que les lignes du champ magnétique poloidal soient inclinées par rapport à la verticale pour être efficace. Etant donné qu'un disque d'accrétion possède toujours un rayon interne en deçà duquel aucune éjection ne peut avoir lieu, on se retrouve alors inexorablement avec une structure de jet creux. Cette particularité est très intéressante car elle laisse la possibilité à un autre écoulement en provenance de l'objet central de pouvoir être canalisé par le jet émis depuis le disque.

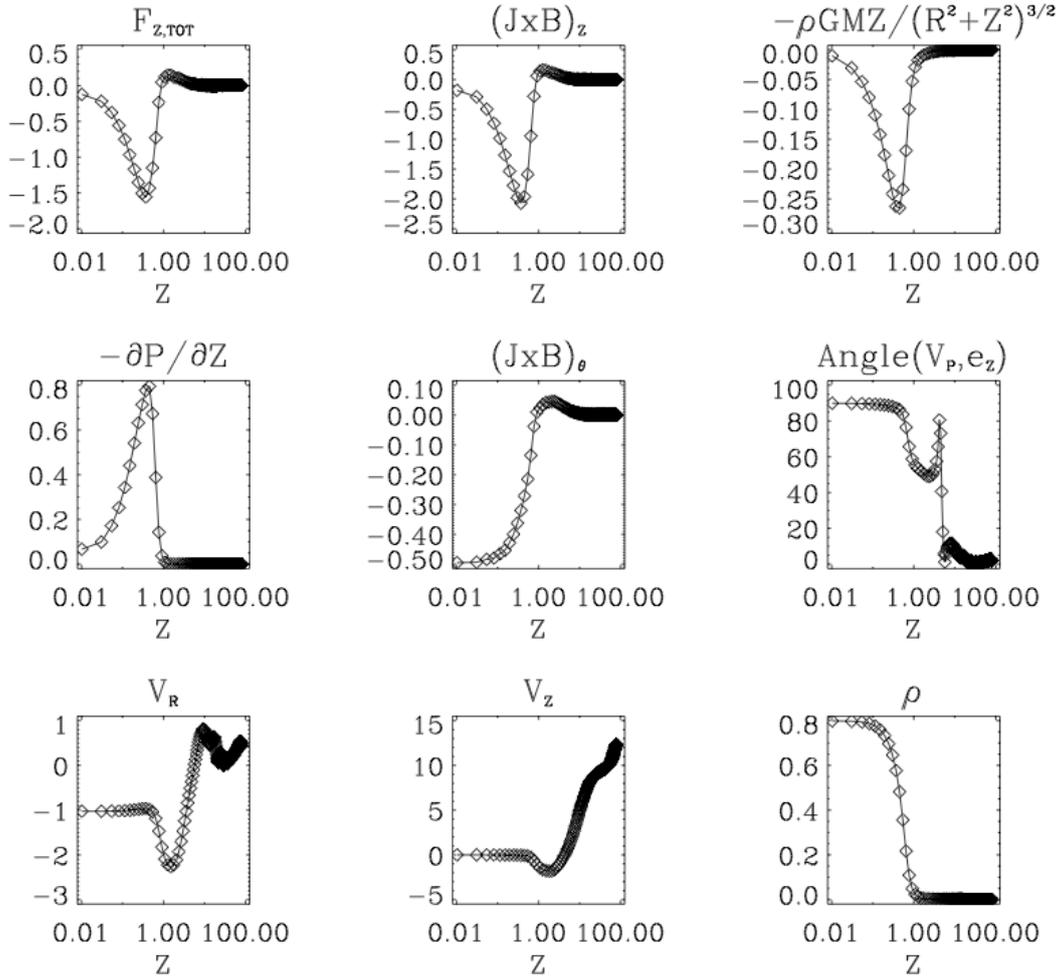
La dynamique du processus d'accrétion est illustrée par la figure (3.5) où sont représentées l'ensemble des forces verticales s'appliquant sur le plasma ainsi que les composantes de la vitesse poloidale ou encore l'angle de collimation du jet ou la densité. Pour bien comprendre la mise en place du processus, on doit tout d'abord regarder la composante verticale de la somme des forces : cette composante est négative



**Figure 3.4** – Zoom de la partie centrale du jet à la fin de la simulation. Les surfaces critiques de l'écoulement sont représentées, montrant ainsi que la matière du jet dépasse la vitesse magnéto-sonore rapide. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2002\)](#).

dans le disque et positive au dessus de ce dernier. Cela assure que la matière contenue à l'intérieur du disque reste dans un mouvement d'accrétion. La composante verticale de la somme des forces devient positive principalement grâce à la force magnétique verticale qui change de signe à la transition disque-jet. Comme nous pouvons le constater, ce changement de signe correspond au changement de signe du couple magnétique, comme attendu dans l'accélération magnéto-centrifuge. L'accélération verticale de la matière apparaît aussi au dessus du disque sous l'impulsion de la force magnétique verticale. A l'opposé, nous pouvons voir qu'à l'intérieur du disque la force gravitationnelle et la force magnétique compriment le disque alors que le gradient de pression thermique s'oppose à cette compression, réalisant alors un équilibre magnétohydro-statique. Pour finir nous pouvons constater que l'angle d'ouverture du jet tend vers zéro à mesure que la matière s'éloigne du disque (en réalité l'angle d'ouverture du jet est inférieur à  $1^\circ$  au sommet de l'espace de simulation). En considérant l'équilibre radial du jet comme présenté sur la figure (3.6), nous voyons clairement que le jet est sujet à un quasi-équilibre entre la force centrifuge associée à la rotation de la matière et la force de tension magnétique générée par la présence de champ magnétique toroïdal dans le jet.

Un dernier aspect de la dynamique réside dans le transfert de moment cinétique au sein de la structure.

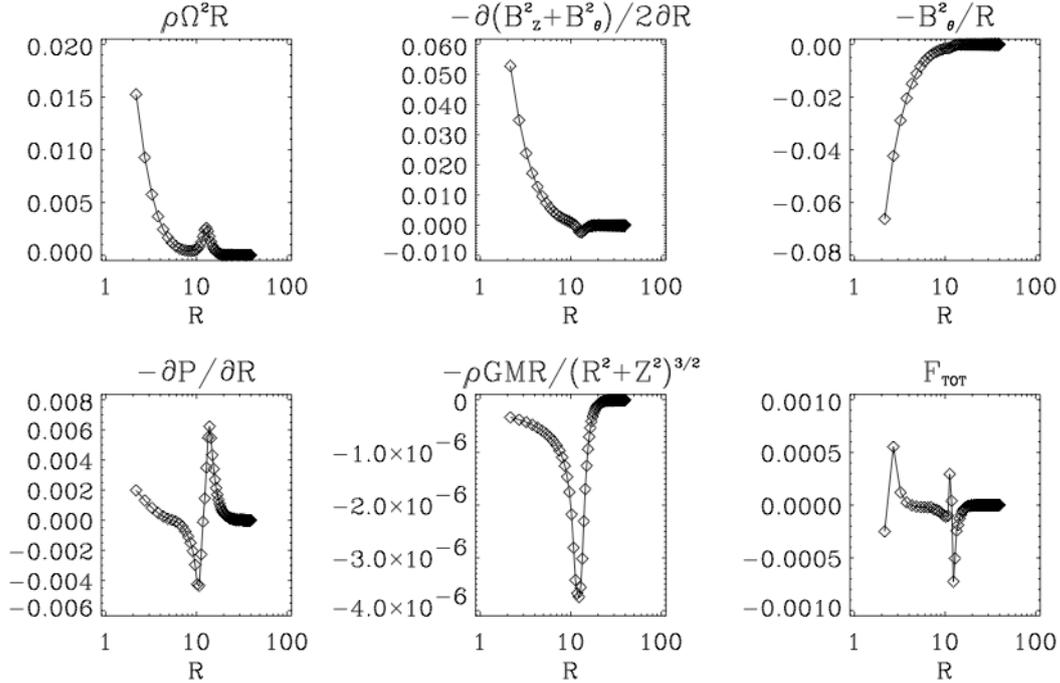


**Figure 3.5** – Coupe à un rayon donné de la structure représentée dans la figure (3.4). Les différentes forces agissant sur le plasma sont montrées ainsi que les composantes de la vitesse, l'angle d'ouverture du jet ou le profil de densité. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2002\)](#)

L'écoulement du jet se nourrit du moment cinétique porté par la matière du disque et permet à cette dernière de tomber vers l'objet central. Le jet réalise ainsi une évacuation efficace du moment cinétique en le convertissant en énergie cinétique (et en chauffage local qui s'évacuera sous forme de rayonnement). La conservation du moment cinétique spécifique en l'absence de viscosité est triviale car elle se réduit à

$$\frac{\partial \Omega r^2}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \Omega r^2 v_p - \frac{r B_\theta}{\mu_0} \mathbf{B}_p \right) = 0 \quad (3.5)$$

où le flux de moment cinétique spécifique est réparti entre le flux porté par la matière et le flux stocké dans le champ magnétique via la création de champ magnétique toroïdal. Sur la gauche de la figure (3.7), nous pouvons voir représentées à gauche les diverses composantes du flux de moment cinétique spécifique sur une coupe verticale. Sur la partie droite de la figure on peut voir le champ de vecteurs associés au flux de moment cinétique, les lignes de champ magnétique poloidal (en lignes pleines) ainsi que, en dégradés de gris, des isocontours de l'amplitude du champ toroïdal. Comme attendu dans le modèle d'accrétion-éjection, une partie du moment cinétique de la matière du disque est prélevée en donnant naissance à une composante toroïdale du champ magnétique (augmentation de  $B_\theta$  vers la surface du disque), puis au fur et à mesure que l'on s'élève au dessus du disque, le champ magnétique toroïdal diminue alors que le moment angulaire de la matière du jet augmente. Cette augmentation permet au passage d'amplifier l'accélération magnéto-centrifuge en accroissant la force centrifuge que la matière applique sur la surface magnétique,



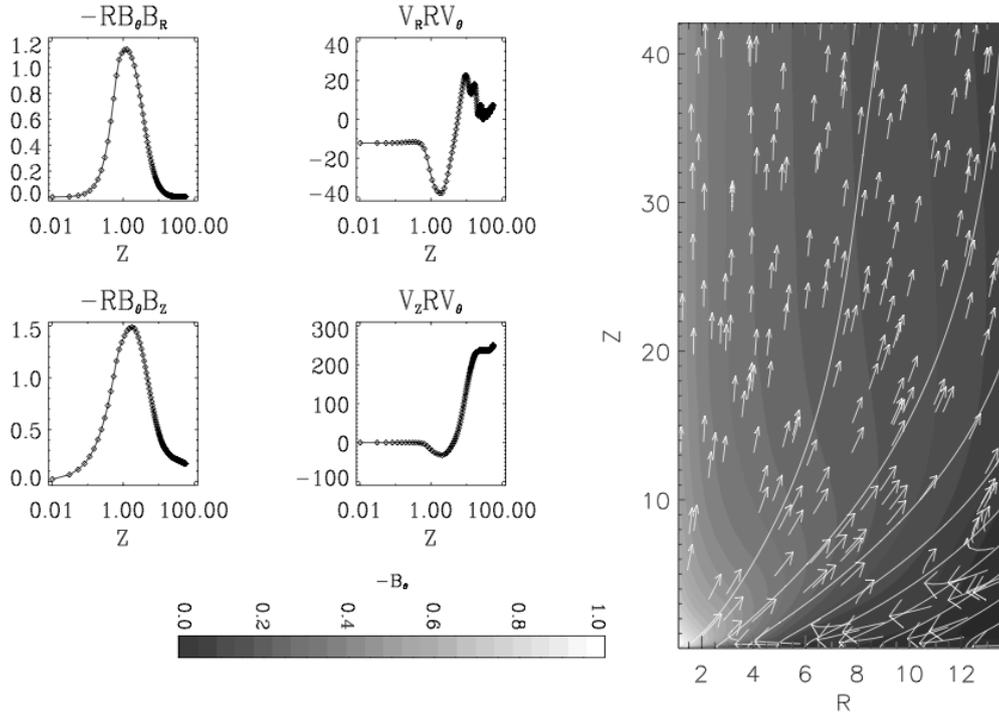
**Figure 3.6** — Coupe radiale dans le jet représenté dans la figure (3.4). Les différentes forces agissant sur le plasma sont représentées : le jet a atteint un quasi-équilibre radial lui permettant d'être parfaitement collimaté (angle d'ouverture inférieur à un degré). Figure tirée de [Casse & Keppens \(2002\)](#)

cette dernière s'évasant en permettant alors à la vitesse poloïdale d'augmenter elle-aussi.

### 3 Du bilan d'énergie des structures d'accrétion-éjection non-radiatives

Les différents systèmes astrophysiques présentant des vents collimatés en conjonction avec des disques d'accrétion présentent fréquemment un déficit de luminosité par rapport à ce que l'on pourrait attendre de l'émission radiative en provenance de disques standards ([Shakura & Sunyaev, 1973](#)). Ainsi, par exemple, nombre de noyaux actifs de galaxies présentent des disques d'accrétion bien moins lumineux que leurs jets ([Hlavecěk & Fabian, 2011](#)). Un des exemples les plus frappants nous est donné par M87 ([DiMatteo et al., 2003](#)) où la luminosité du disque est très inférieure à la prédiction du disque standard. De même, dans les systèmes binaires, on observe systématiquement un défaut d'émission du disque ([Fender et al., 2003](#); [Rutten et al., 1992](#)). Les microquasars n'échappent pas à la règle ([Mirabel et al., 1998](#)) mais ont, en plus de leur disque sous-lumineux, une variabilité temporelle assez forte traduisant que de nombreux phénomènes dynamiques peuvent être à l'oeuvre au sein de ces systèmes ([Remillar & McClintock, 2006](#)).

Afin d'expliquer ce défaut d'émission, il a été proposé que le plasma composant ces disques soient radiativement inefficaces. Sous des conditions physiques particulières, la chaleur dégagée par les divers processus de chauffage (viscosité, résistivité, compression..) resterait piégée dans le disque pour être advectée vers l'objet central. La dénomination générique de ce genre d'écoulement est un ADAF (Advection Dominated Accretion Flow) ([Lasota, 1996](#)) et regroupe deux types de disques. Le premier type de disque considère des disques très dilués où le temps de rayonnement est très grand par rapport au temps d'accrétion ([Abramowicz et al, 1995](#); [Narayan & Yi, 1994, 1995](#)). La seconde catégorie regroupe des disques très denses, si denses que le temps de diffusion de la lumière pour sortir du disque est très grand par rapport au temps d'accrétion ([Abramowicz et al, 1988](#)). Une variante de ce type d'écoulement a été proposé par [Blandford & Begelman \(1999\)](#) en incluant l'effet d'un vent thermique dans le disque qui contribue au prélèvement de l'énergie de radiation (modèle ADIOS). Ces modèles hydrodynamiques ont été reproduits par des simulations numériques où différents comportements ont été observés comme par exemple des mouvements de convection dans le disque ([Igumenshchev et al., 2000](#)). Plus tardivement le champ magnétique a été inclus



**Figure 3.7** – **Gauche** : Coupe verticale des différentes composantes du flux de moment cinétique transporté par la matière et le champ magnétique. **Droite** : Représentation vectorielle du flux de moment cinétique avec en lignes pleines les surface magnétiques et en dégradés de gris les niveaux de champ magnétique toroïdal. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2002\)](#)

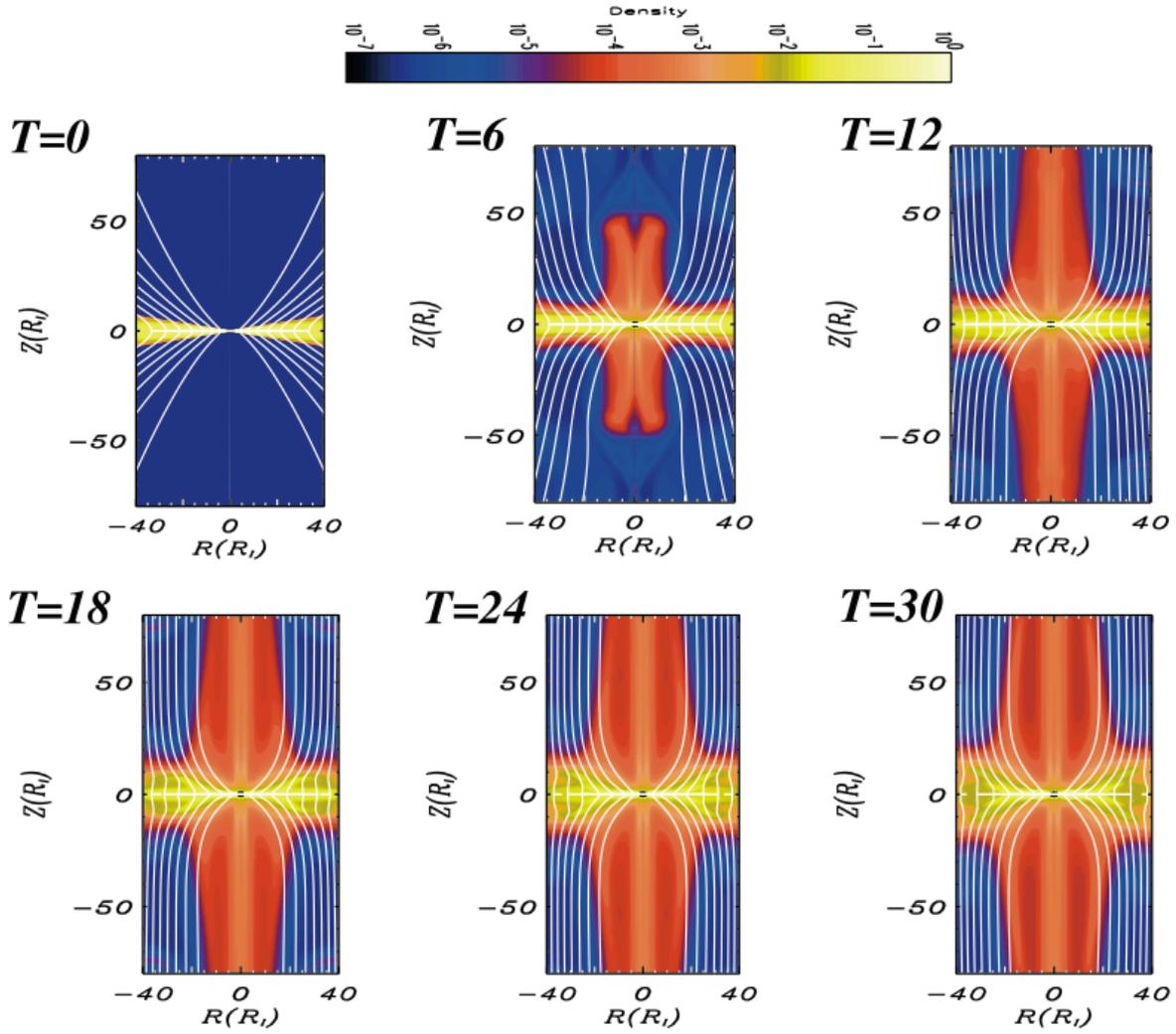
dans les simulations avec différentes configurations de flots d'accrétion (sphériques, de type Bondi, etc...). Dans toutes les simulations publiées, aucun disque dominé par l'advection n'a été en mesure de produire un écoulement de jet collimaté et à grande vitesse comme observé dans l'Univers. On pourra trouver une revue complète des diverses études menées sur les systèmes de type ADAF dans [Narayan & McClintock \(2008\)](#).

### 3.1 Bilan dynamique et thermique des SMAE radiativement inefficaces

Les premières simulations de disque d'accrétion lançant de façon stable des jets astrophysiques à grande échelle présentées dans [Casse & Keppens \(2002\)](#) ne peuvent être comparées aux études citées précédemment sur les ADAF et autres écoulements. En effet, dans cette première série de simulations, l'équation d'énergie de la structure a été remplacée par une simple relation d'état polytropique permettant par là même de contrôler la pression thermique en évitant qu'elle ne devienne négative pour des valeurs trop petites de la densité. Dans [Casse & Keppens \(2004\)](#), j'ai présenté des simulations similaires mais incluant cette fois-ci une équation de conservation de l'énergie en me plaçant dans le cadre d'étude des ADAF, c'est à dire en négligeant tous les termes de refroidissement associés au rayonnement. En définissant l'énergie globale  $e$  comme  $e = \rho \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{P}{\gamma-1} + \Phi_G$ , on peut écrire la conservation de l'énergie globale comme

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \mathbf{v} \left\{ e + P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right\} - \mathbf{B} \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} \right) = \eta J^2 - \mathbf{B} \cdot \nabla \times (\eta \mathbf{J}) \quad (3.6)$$

Le design de l'espace de simulation est identique à celui de [Casse & Keppens \(2002\)](#) ainsi que les conditions initiales à part pour le champ magnétique poloidal. En effet, dans la première étude, le champ magnétique avait été choisi purement vertical et traversant le disque. Ce choix peut être porteur de biais en imposant de façon péremptoire une collimation du futur écoulement de jet. Pour enlever ces doutes, le champ magnétique initial a été choisi pour être incliné (composante radiale du champ magnétique non nulle) de



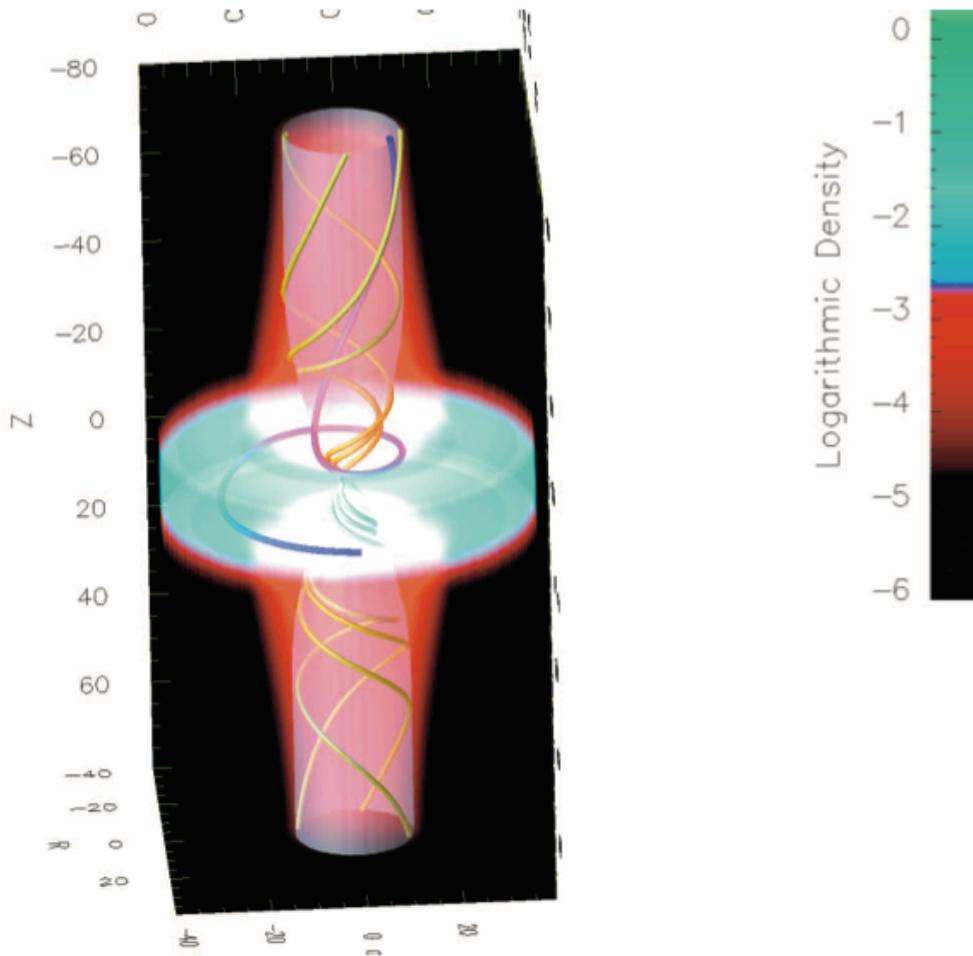
**Figure 3.8** – Même figure que la figure 3.2 mais pour une simulation prenant en compte la conservation de l'énergie ainsi qu'une configuration magnétique initiale différente pour ne pas influencer la collimation du jet. On obtient bien une structure de disque lançant des jets rapides et bien collimatés. Le temps est exprimé en nombre de rotations du rayon interne du disque. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2004\)](#)

telle façon que  $B$  peut s'écrire comme

$$B_p = \frac{\nabla A(r, z) \times e_\theta}{r}$$

$$\text{avec } A(r, z) = \beta_P^{1/2} \frac{r_o^{5/4} r^2}{(r_o^2 + r^2)^{5/8}} \frac{1}{1 + \zeta z^2 / h^2} \quad (3.7)$$

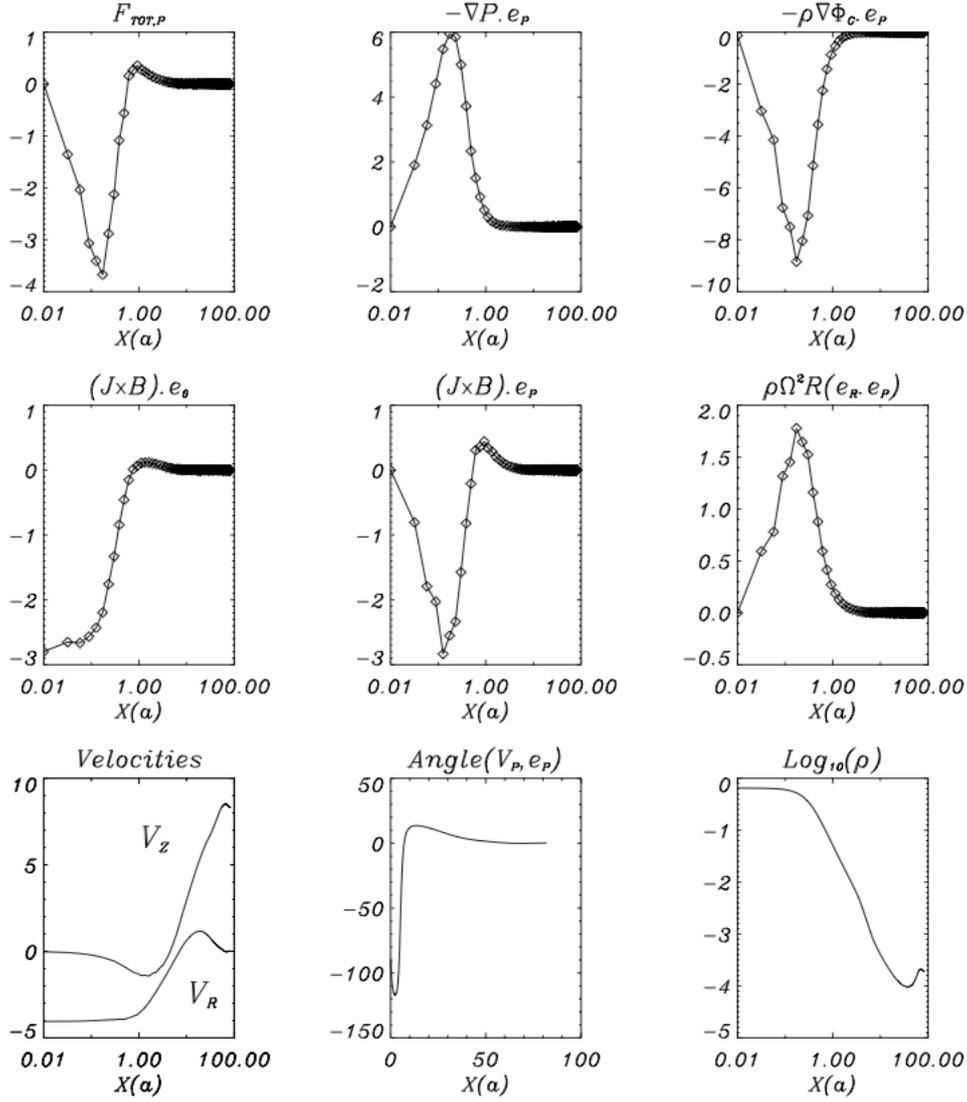
Ce champ magnétique est proche de l'équipartition dans le disque ( $\beta_P = 0.6$ ) pour permettre le lancement du jet alors que  $r_o = 4$  et que le paramètre  $\zeta$  contrôle l'inclinaison des lignes de champ. Comme on peut le voir sur la figure (3.8), la simulation amène à un résultat similaire à [Casse & Keppens \(2002\)](#) avec la formation d'un jet collimaté, super magnésonique rapide et avec un contraste de densité similaire aux simulations précédentes. La forme initiale des surfaces magnétiques n'a apparemment pas d'influence sur le mécanisme de formation du jet. A la fin de la simulation, la structure a atteint un état d'équilibre où la présence du jet permet de prélever le moment cinétique de la matière du disque en permettant l'accrétion de cette dernière. Une visualisation tri-dimensionnelle a été réalisée sur la figure (3.9) où est représentée en niveaux de couleur la densité du plasma, en lignes pleines jaunes quelques lignes de champ



**Figure 3.9** – Représentation tri-dimensionnelle du disque d'accrétion lançant le jet correspondant au dernier instantané de la figure 3.8. le rendu de couleur correspond à la densité du plasma alors que les lignes pleines jaunes représentent des lignes de champ magnétique alors que la ligne bleue symbolise une ligne d'écoulement de la matière initialement dans le disque qui est envoyée dans le jet par effet magnéto-centrifuge. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2004\)](#).

magnétique ancrées vers le rayon interne du disque alors que la ligne bleue représente une ligne d'écoulement du flot passant du disque vers le jet, illustration même du processus d'accrétion-éjection. Pour finir la comparaison avec les simulations précédentes, on peut s'intéresser à l'équilibre des forces dans la structure. En particulier, en regardant toutes les forces projetées le long d'une surface magnétique, on peut avoir en cette simple figure toute la quintessence du processus d'accrétion-éjection. Les forces agissant sur le plasma sont évidemment la force de gravité, la force de Lorentz, le gradient de pression thermique ainsi que la force centrifuge. Comme dans les simulations précédentes, l'équilibre du disque résulte d'une compétition entre d'un côté le gradient de pression thermique qui tend à augmenter l'épaisseur du disque et de l'autre côté les compressions magnétique et gravitationnelle qui contrecarrent cet effet. A la surface du disque, le mécanisme d'accélération magnéto-centrifuge se met en action grâce au changement de signe du couple magnétique (freinage dans le disque puis accélération dans le jet). Ce changement de signe du couple magnétique est la pierre angulaire de l'accélération magnéto-centrifuge car l'on peut voir que la force magnétique poloidale projetée le long de la surface magnétique passe alors, elle aussi, au même moment d'une force de compression à une force d'accélération, tendant à augmenter la vitesse poloidale de la matière du jet. Ce changement de signe simultané s'explique facilement en considérant que  $(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{B} = 0$ , ce qui implique

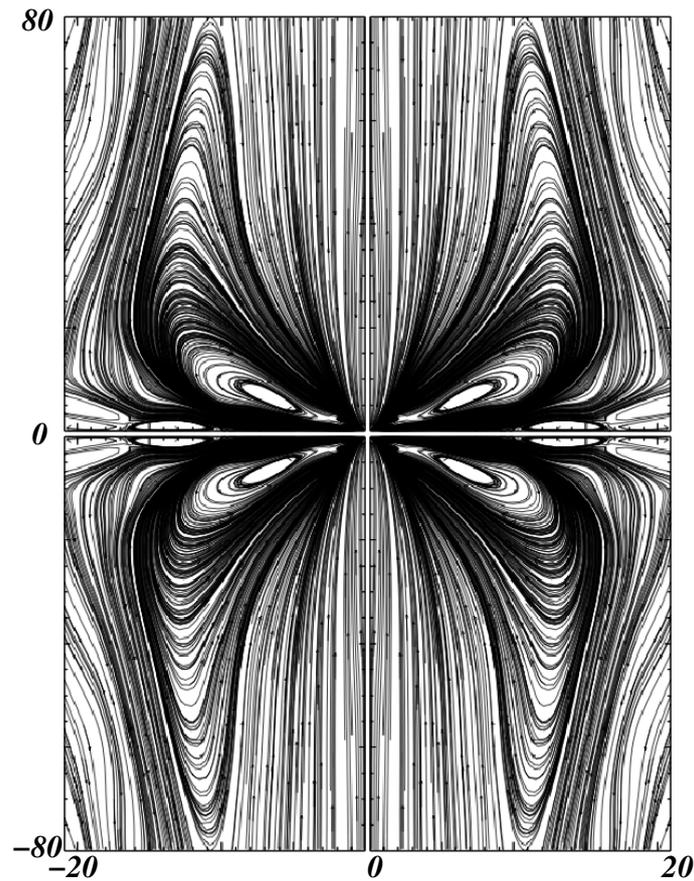
$$(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{B}_\theta = -(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{B}_p \quad (3.8)$$



**Figure 3.10** – Représentation des différentes forces s'appliquant sur le plasma projetées le long des surfaces magnétiques. Le changement de signe du couple magnétique à la surface du disque entraîne automatiquement un changement de signe de la force magnétique poloidale qui a pour résultat de changer le signe de la force totale le long des surfaces magnétiques. Cette transition est la frontière entre le régime d'accrétion et d'éjection. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2004\)](#).

Le membre de gauche est proportionnel au couple magnétique (mais de signe opposé car  $B_\theta < 0$ ) alors que le membre de droite est l'opposé de la projection de la force de Lorentz sur la surface magnétique. Comme on peut le voir sur la figure (3.10), ceci est bien vérifié car les deux composantes de la force de Lorentz changent simultanément de signe vers la surface du disque. Plus que tout autre, c'est là la frontière entre les deux régimes d'écoulement, accrétion d'un côté et éjection de l'autre. Le couple magnétique dans le jet maintient une accélération azimutale de la matière dans le jet, ce qui donne une projection de la force centrifuge sur la surface magnétique positive. Ainsi l'accélération poloidale de la matière du jet est assurée conjointement par la force centrifuge et la force magnétique poloidale. Ce mécanisme peut aussi être illustré par une organisation particulière des lignes d'écoulement associées au courant électrique porté par le jet. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, le courant porté par une surface magnétique s'écrit  $I \propto 2\pi r B_\theta$  et est directement impliqué dans l'expression de la force de Lorentz projetée sur la surface magnétique,

$$(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\mathbf{B}_p}{B_p} = -\frac{B_\theta \nabla I}{2\pi r} \cdot \frac{\mathbf{B}_p}{B_p} \quad (3.9)$$

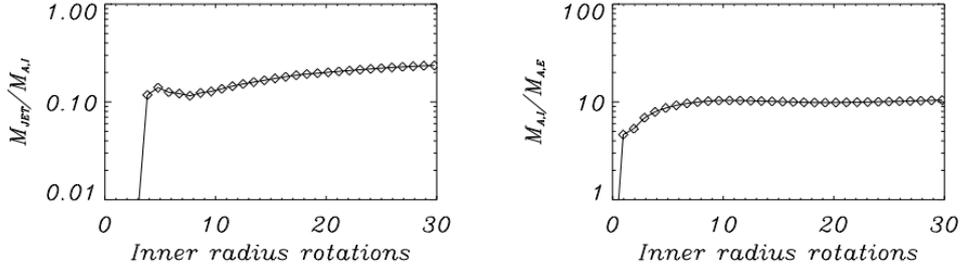


**Figure 3.11** – Isocontours du courant électrique  $I \propto rB_\theta$  porté par la structure. La force magnétique est directement proportionnelle au gradient de ce courant, ce qui explique la forme en boucle fermée des isocontours. L'amplitude du courant augmente au fur et à mesure que l'on s'élève dans le disque, traduisant l'évacuation du moment cinétique du disque, puis l'amplitude de ce courant diminue lentement dans le jet car il est consommé par l'accélération magnéto-centrifuge de la matière. La signature caractéristique sur le circuit électrique d'une structure d'accrétion-éjection consiste en une forme d'ailes de "papillon" du circuit (Ferreira, 1997). Figure tirée de Casse & Keppens (2004).

Le changement de signe du couple magnétique et de la projection de la force de Lorentz sur la surface magnétique vers la surface du disque se traduit alors par une augmentation du courant dans le disque puis une diminution du courant dans le jet. Ce schéma directeur se retrouve sur les isocontours du courant représentés dans la figure (3.14) où l'augmentation suivi d'une diminution du courant donne naissance à des isocontours refermés en forme de boucle. Cette organisation du courant est alors symptomatique de la présence du processus d'accrétion-éjection où la transition entre les deux régimes apparaît au niveau du centre des boucles de courant. Le circuit électrique montre alors une forme en "ailes de papillon" caractéristique d'une structure d'accrétion-éjection (Ferreira, 1997).

Dans le contexte de cette simulation radiativement inefficace, le taux d'éjection de masse est du même ordre de grandeur que dans les simulations précédentes (voir figure 3.12). On peut toutefois noter que le rapport du taux d'éjection de masse sur le taux d'accrétion est plus stable dans cette simulation et tend vers une valeur d'environ 20%. Le rapport entre les taux d'accrétion aux rayons interne et externe est instructif car ce rapport, proche de l'unité au début de la simulation tend rapidement vers une valeur de l'ordre de la dizaine, montrant alors que le taux d'accrétion au rayon interne est beaucoup plus grand qu'un rayon externe. Cela peut se comprendre par le fait que le couple magnétique est à l'oeuvre dans les parties internes du disque et augmente le taux d'accrétion local. Cette constatation doit aussi nous faire prendre conscience que notre simulation de disque-jet ne sera pas pleinement en équilibre sur une longue intégration temporelle car le réservoir de matière se vide et à terme un autre état d'équilibre sera trouvé où l'ajustement entre les deux taux d'accrétion et le taux d'éjection sera effectif. Cet effet est purement artificiel car il émane de l'imposition arbitraire du taux d'accrétion extérieur.

Une des nouveautés majeures de ces simulations radiativement inefficaces réside dans le champ de tempé-



**Figure 3.12** – **Gauche** : Rapport du taux d'éjection de masse par rapport au taux d'accrétion de masse mesuré au rayon interne du disque. Ce rapport se stabilise au cours de la simulation vers une valeur d'environ 20%. **Droite** : Rapport entre les taux d'accrétion de masse aux rayons interne et externe. Ce dernier étant fixé durant la simulation, on voit que la présence du jet augmente les capacités d'accrétion de la matière grâce à la présence du couple magnétique car ce rapport, initialement égal à l'unité, tend vers une valeur de 10 durant la simulation. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2004\)](#).

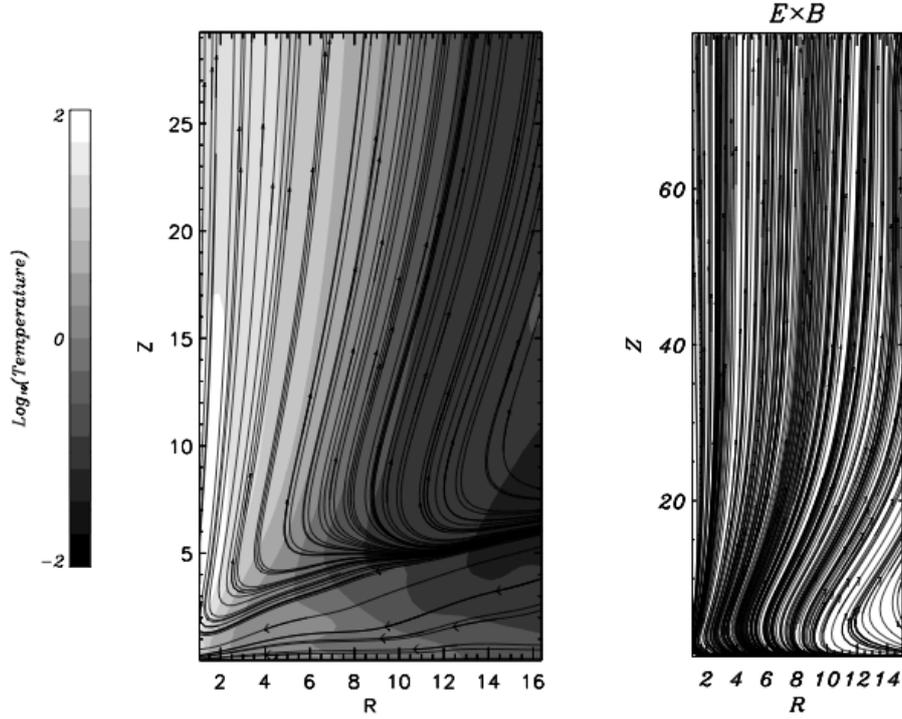
rature du plasma que l'on peut observer sur la figure (3.13). En effet, les simulations de [Casse & Keppens \(2002\)](#) ne considéraient qu'une simple relation polytropique de la forme  $P = C\rho^\gamma$  où  $C$  est une constante reliée à la vitesse du son  $C = c_s^2\rho^{1-\gamma}$  (dans le disque on a  $c_s \simeq \Omega_K h$ ). On se retrouvait alors systématiquement avec des températures inférieures à l'unité (en température normalisée à la température au bord interne du disque). Cet état de fait n'est plus vrai et le contraste de température s'étale sur 4 décades avec les parties les plus chaudes situées près du rayon interne du disque. La figure montre que la matière du disque s'échauffe au cours de son mouvement d'avection vers l'objet central. Ceci peut se comprendre en réécrivant la conservation totale de l'énergie et en faisant disparaître l'énergie cinétique et magnétique grâce à des manipulations algébriques avec les autres équations MHD. On se retrouve alors sur une équation d'évolution de la température telle que

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = (\gamma - 1) \left( \frac{\eta J^2}{\rho} - T \nabla \cdot \mathbf{v} \right) \quad (3.10)$$

Dans le disque, la divergence de la vitesse est négative et le chauffage ohmique positif. Ces deux contributions provoquent donc naturellement un échauffement du plasma au cours du mouvement d'accrétion. De même, on peut voir sur la figure (3.13) que la matière passant du flot d'accrétion vers le jet subit une brusque élévation de température au moment de la transition. Cela provient du fait qu'au point de retournement d'une ligne d'écoulement, la divergence de la vitesse est très négative ce qui provoque un chauffage du plasma par effet de compression. Une fois le retournement fait, les lignes d'écoulement deviennent presque des isothermes à cause de la collimation qui se met en place (dans le jet, il n'y a plus de chauffage ohmique et plus de compression du plasma). Nous avons réalisé un test pour mesurer l'importance du chauffage ohmique en le désactivant au sein de l'équation d'énergie. La simulation correspondante montre alors une structure assez similaire avec un jet dont la température est du même ordre de grandeur que le disque, ce dernier étant un peu moins chaud que dans les simulations incluant le chauffage ohmique. Ceci s'explique par la relativement faible amplitude de la résistivité ( $\alpha_m = 0.1$ ). Sur la figure (3.13) sont également représentées les lignes d'écoulement associé au flux de Poynting MHD de la structure. Comme on peut le voir, l'essentiel des lignes d'écoulement du flux de Poynting MHD prennent naissance dans le disque pour ensuite passer dans le jet. C'est encore une fois l'illustration du rôle du jet ainsi qu'une démonstration supplémentaire de la source d'énergie permettant de réaliser l'établissement de la structure d'accrétion-éjection.

### 3.2 Bilan d'énergie des SMAE radiativement inefficaces

L'utilisation de l'équation de conservation de l'énergie nous permet d'avoir accès au bilan global du disque considéré. En nous affranchissant du carcan de la MHD qui remplace l'expression du champ électrique  $\mathbf{E}$  via la loi d'Ohm, nous pouvons réécrire la conservation de l'énergie (3.6) d'une façon beaucoup plus



**Figure 3.13** – **Gauche** : Niveaux de température du plasma en dégradés de gris avec des lignes d'écoulement de la matière **Droite** : Lignes d'écoulement du flux de Poynting MHD. Figure tirée de [Casse & Keppens \(2004\)](#).

lisible, c'est-à-dire

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \mathbf{v} \left\{ \frac{v^2}{2} + \frac{P}{(\gamma-1)\rho} + \Phi_G \right\} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right) = 0 \quad (3.11)$$

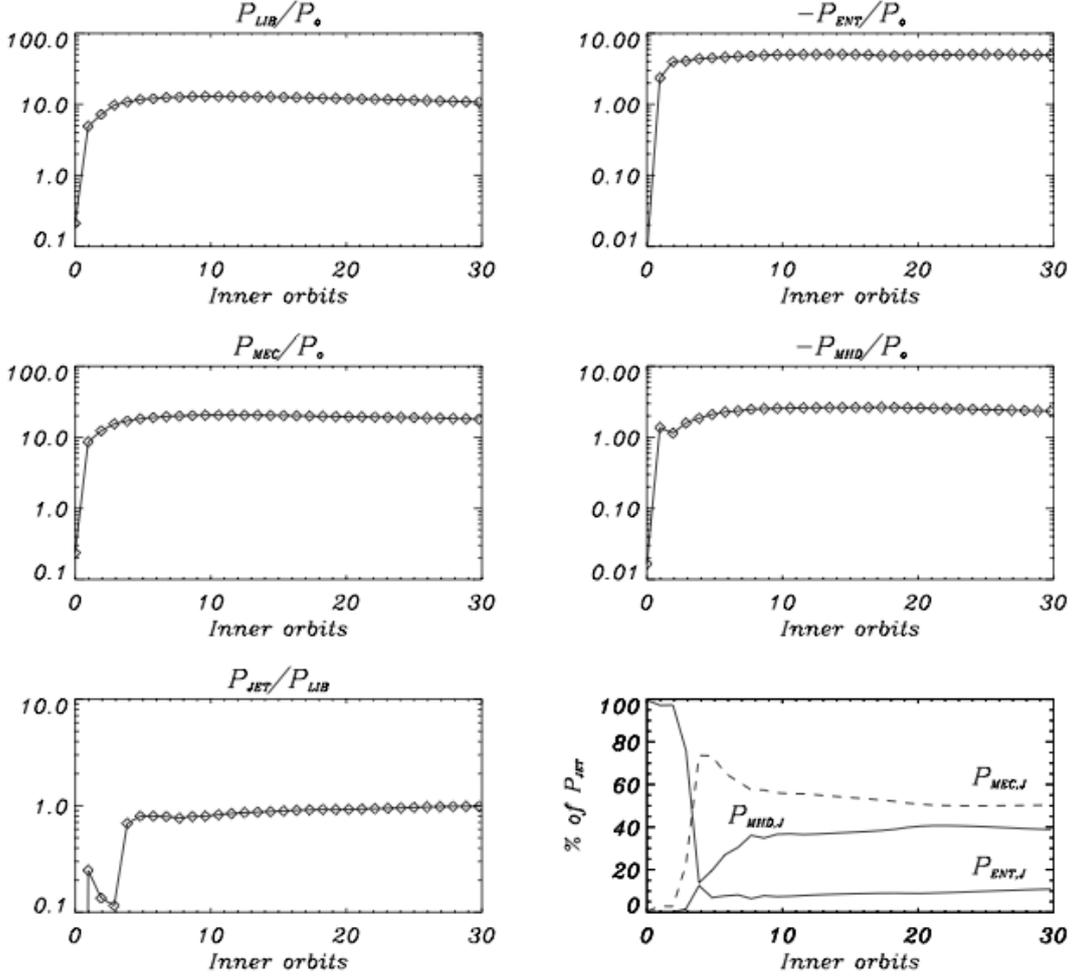
En intégrant l'équation précédente sur le volume du disque (entre  $r_i$  et  $r_e$  pour le rayon et entre  $-h$  et  $h$  pour  $z$ ), on peut réécrire la conservation de l'énergie comme

$$\frac{\partial E_{\text{disk}}}{\partial t} = P_{\text{LIB}} + P_{\text{JET}} \quad (3.12)$$

où  $E_{\text{disk}}$  est l'énergie totale du disque présent dans la simulation (en omettant l'énergie de masse). La puissance libérée par le mouvement d'accrétion sera la différence entre les flux d'énergie à travers les rayons  $r_i$  et  $r_e$  du disque alors que la puissance associée au jet sera simplement le flux d'énergie passant à travers la surface du disque. Chacune de ces deux contributions est composée de plusieurs composantes que l'on peut détailler comme  $P_{\text{LIB}} = P_{\text{MEC}} + P_{\text{ENT}} + P_{\text{MHD}}$  où

$$\begin{aligned} P_{\text{MEC}} &= - \iint_{S_i} \rho \mathbf{v} \left( \frac{v^2}{2} + \Phi_G \right) \cdot d\mathbf{S}_i - \iint_{S_e} \rho \mathbf{v} \left( \frac{v^2}{2} + \Phi_G \right) \cdot d\mathbf{S}_e \\ P_{\text{ENT}} &= - \iint_{S_i} \mathbf{v} \frac{P}{(\gamma-1)} \cdot d\mathbf{S}_i - \iint_{S_e} \mathbf{v} \frac{P}{(\gamma-1)} \cdot d\mathbf{S}_e \\ P_{\text{MHD}} &= - \iint_{S_i} \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \cdot d\mathbf{S}_i - \iint_{S_e} \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \cdot d\mathbf{S}_e \end{aligned} \quad (3.13)$$

Les éléments infinitésimaux de surface sont définis comme  $d\mathbf{S}_i = -2\pi r_i dz \mathbf{e}_r$  et  $d\mathbf{S}_e = 2\pi r_e dz \mathbf{e}_r$  pour  $z$  variant de 0 à  $h(r_i)$ . Dans le contexte d'un ADAF, il n'y a pas de pertes d'énergie par la surface du disque donc la seule façon d'obtenir une structure stationnaire est de convertir l'énergie mécanique libérée par l'accrétion de matière en enthalpie de telle façon que  $P_{\text{MEC}} = -P_{\text{ENT}}$  et  $P_{\text{MHD}} = 0$ . On voit clairement ici que la pression et donc la température du plasma doivent être grandes pour pouvoir convoyer autant



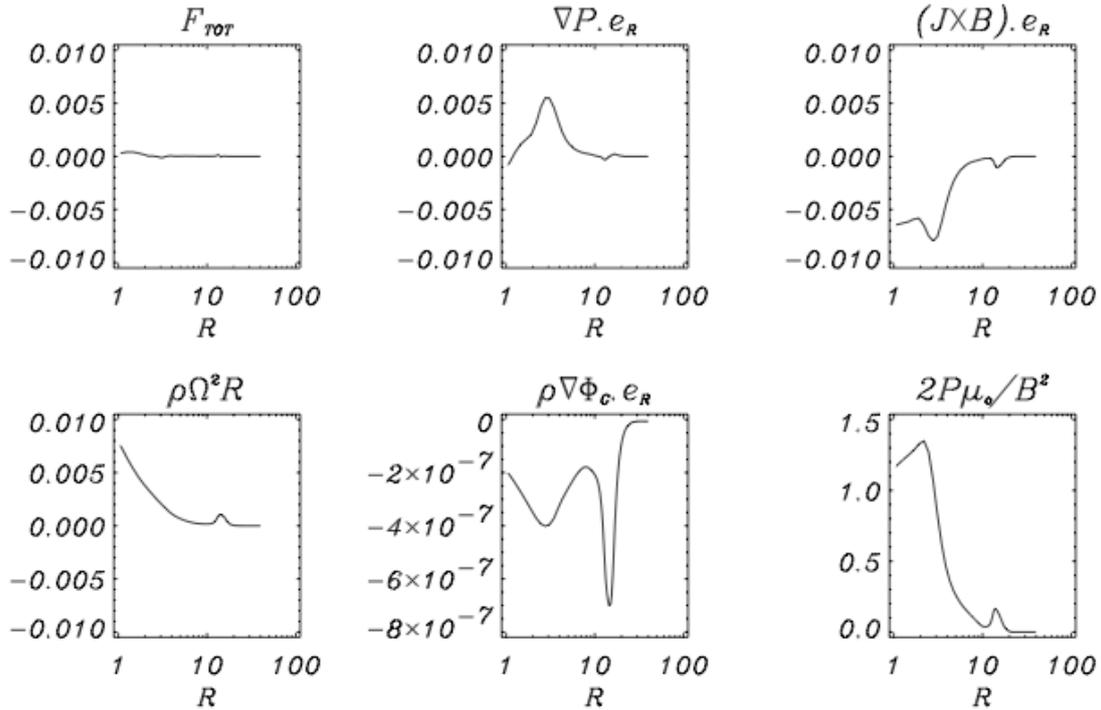
**Figure 3.14** – Représentation en fonction du temps de l'évolution des différentes puissances définies dans le bilan d'énergie du disque (3.12). La puissance envoyée dans le jet correspond à la puissance libérée par l'accrétion ce qui est symptomatique d'un disque stationnaire. On peut noter que l'énergie du jet est composée approximativement pour moitié d'énergie mécanique et pour l'autre moitié d'énergie magnétique. Ce réservoir d'énergie magnétique sera utilisé dans le jet pour réaliser l'accélération magnéto-centrifuge. Figure tirée de Casse & Keppens (2004).

d'énergie vers l'objet central, ce qui mène invariablement à des disques épais où  $h \sim r$ .

La puissance emmenée par le jet est aussi composée de plusieurs contributions  $P_{JET} = P_{MEC,J} + P_{ENT,J} + P_{MHD,J}$  qui s'expriment comme

$$\begin{aligned}
 P_{MEC,J} &= \iint_{S_{\text{surf}}} \rho v \left( \frac{v^2}{2} + \Phi_G \right) \cdot d\mathbf{S}_{\text{surf}} \\
 P_{ENT,J} &= \iint_{S_{\text{surf}}} v \frac{P}{(\gamma - 1)} \cdot d\mathbf{S}_{\text{surf}} \\
 P_{MHD,J} &= \iint_{S_{\text{surf}}} \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_o} \cdot d\mathbf{S}_{\text{surf}}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

où l'élément de surface  $d\mathbf{S}_{\text{surf}} = 2\pi r dr e_z$ . La première contribution est négative ( $\Phi_G \sim -v_\theta^2$ ) alors que les deux autres sont positives et représentent l'emport d'enthalpie dans le jet ainsi que la puissance MHD cédée par le disque pour propulser le jet. La figure (3.14) montre l'évolution temporelle de ces différentes puissances normalisées par rapport à la puissance mécanique libérée par le disque au début de la simulation. Cette puissance notée  $P_o$  s'exprime comme  $P_o = GM_* \dot{M}_{a,i0} / 2r_i$  (on peut négliger la contribution au rayon



**Figure 3.15** – Forces radiales s'appliquant sur le plasma du jet à une altitude donnée  $z = 60$ . L'équilibre du jet est réalisé grâce à une action combinée des forces magnétiques, centrifuge ainsi que du gradient de pression thermique. Cette structure est différente de celle obtenue dans [Casse & Keppens \(2002\)](#) car le gradient de pression thermique n'y jouait pas de rôle important dans la collimation du jet. L'équipartition entre pression thermique et pression magnétique dans le jet est la signature d'un jet "chaud". Figure tirée de [Casse & Keppens \(2004\)](#).

extérieur car  $r_e \gg r_i$  et  $\dot{M}_{a,i0} = \dot{M}_{a,e0}$ ). La puissance libérée par l'accrétion  $P_{LIB}$  se stabilise au cours de l'évolution de la structure vers une valeur de  $10P_o$ , ce qui est en accord avec la valeur du taux d'accrétion mesurée au rayon interne du disque (figure 3.12). La puissance libérée par l'accrétion est dominée par l'énergie mécanique libérée alors que les deux autres contributions sont telles que  $-P_{ENT} \simeq 0.27P_{MEC}$  et  $-P_{MHD} \simeq 0.1P_{MEC}$ . De l'autre côté, il est très intéressant de constater que l'énergie envoyée dans le jet  $P_{JET}$  est très proche de  $P_{LIB}$ , ce qui est compatible avec un disque proche d'un équilibre stationnaire. La puissance du jet est ainsi composée de trois contributions dont deux sont approximativement de même amplitude  $P_{MEC,J} \simeq 55\%P_{JET}$  et  $P_{MHD,J} \simeq 40\%P_{JET}$ . Cette importante quantité d'énergie magnétique envoyée dans le jet correspond au réservoir d'énergie disponible pour l'accélération de la matière par le mécanisme magnéto-centrifuge. La puissance associée à l'enthalpie est beaucoup plus petite mais néanmoins significative, ce qui est compatible avec une structure de jet "chaud". Au passage on pourra mentionner que le rapport de la pression thermique sur la pression magnétique dans le jet est de l'ordre de l'unité, tout comme dans le disque (voir figure 3.15). Le bilan énergétique global du disque MHD non-radiatif émettant le jet diffère de celui des disques de type ADAF par le fait que le champ magnétique est capable de donner naissance à des jets collimatés emportant l'essentiel de l'énergie libérée par l'accrétion. Cette canalisation de l'énergie du disque par le jet permet au disque de ne pas accumuler d'enthalpie en son sein comme un ADAF et ainsi de préserver son aspect de disque fin. La simulation présentée ici remplit parfaitement tous les critères requis pour entrer dans la catégorie des ADIOS ([Blandford & Belgelman, 1999](#)) où il avait été pressenti qu'un vent de disque pouvait remplacer l'enthalpie pour stocker l'énergie d'accrétion. Il est à noter que la structure du jet est telle que l'hypothèse non-radiative ne sera plus vérifiée (milieu dilué et magnétisé). Il est donc probable que ce type d'écoulement soit compatible avec des jets brillants lancés depuis un disque sous-lumineux comme par exemple dans M87 ([DiMatteo et al., 2003](#)).

## 4 Interaction Vent Stellaire - Vent de Disque

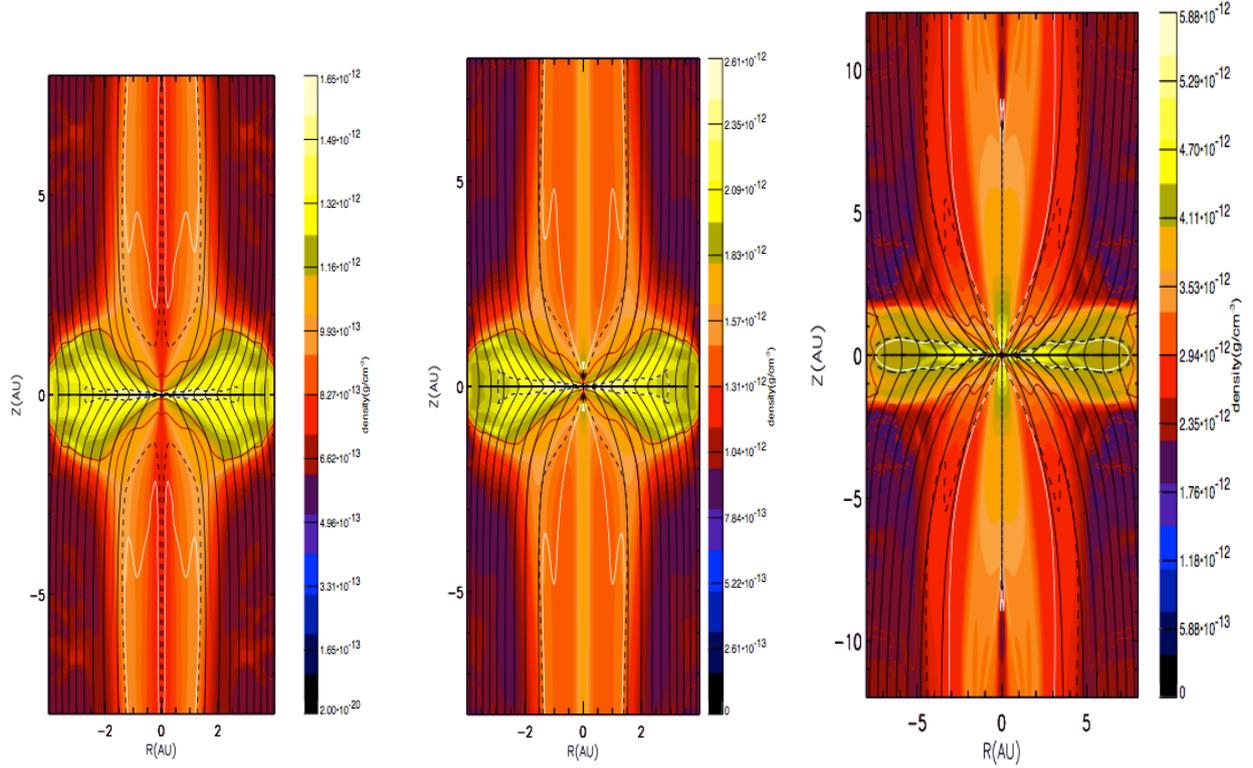
Les structures des différents jets astrophysiques observés dans l'Univers présentent des points communs comme celui d'être émis depuis les parties centrales du disque d'accrétion (étoiles jeunes [Burrows et al. \(1996\)](#), microquasars [Fender et al. \(1997\)](#); [Mirabel \(2003\)](#) ou NAG [Junor et al. \(1999\)](#)). La proximité du jet avec l'objet central est de plus corroborée par la concordance entre la vitesse terminale des jets avec la profondeur du puits gravitationnel engendré par l'objet central ([Livio, 1999](#); [Mirabel et al., 1999](#); [Pringle, 1993](#)). La structure creuse des jets engendrés par les disques d'accrétion permet le passage d'un écoulement intérieur en provenance de l'objet central ou tout du moins de son environnement très proche. Dans le cas des jets issus d'étoiles jeunes, il a été détecté au sein des jets une partie centrale beaucoup plus chaude que l'enveloppe du jet ([Dupree et al., 2005](#)). Dans les jets associés aux noyaux actifs de galaxies, une large gamme d'émissions radiatives a été observée de la radio jusqu'aux rayons  $\gamma$ . Une très grande variabilité temporelle est ainsi observée dans ce type de jet, en particulier dans la classe des Blazars ([Donnarumma et al., 2012](#); [Sol et al., 2012](#)). L'origine des processus émetteurs dans ces jets est sans nul doute différente (émission en raies interdites pour les YSOs, émission non-thermique pour les AGN) mais justifie néanmoins que l'on considère que le jet ne peut être uniquement constitué d'un vent de disque. Dans cette section, nous nous intéresserons à la modélisation d'un double écoulement dans les jets d'étoiles jeunes uniquement, car les deux peuvent être décrits dans le même cadre, c'est à dire celui de la MHD. Pour les jets à deux écoulements dans les AGN et les microquasars, on pourra se référer à [Ferreira et al. \(2006b\)](#); [Henri & Pelletier \(1991\)](#); [Sol et al. \(1989\)](#). Dans les systèmes en accrétion abritant un trou noir central, l'origine physique de la composante à très haute énergie (rayons  $\gamma$ ) fait encore l'objet d'un débat, bien que les modèles leptoniques semblent prendre le dessus ([Sikora, 2011](#)). Le débat s'oriente principalement sur une confrontation entre modèles leptoniques, où un plasma de paires  $e^+ - e^-$  émet un rayonnement synchro-Compton intense, et modèles hadroniques où le rayonnement  $\gamma$  est produit par l'interaction entre des rayons cosmiques ultra-relativistes et l'environnement du jet (collisions avec la matière ou photo-désintégration). Dans tous les cas, ce rayonnement non-thermique nécessite une description cinétique. Nous renvoyons le lecteur à la seconde partie de ce mémoire pour quelques études faites en ce sens où un couplage entre MHD et physique cinétique est abordé pour estimer le rayonnement attendu de certaines structures astrophysiques. Dans le contexte des étoiles jeunes, il a été proposé que la composante chaude centrale dans le jet soit associée au vent issu de la couronne de l'étoile en formation ([Matt & Pudritz, 2005](#)). Dans ce scénario, l'intérêt principal de double écoulement est de proposer un moyen d'extraire le moment cinétique de l'étoile en formation. En effet, au cours de sa formation, l'étoile emmagasine le moment cinétique de la matière en accrétion, ce qui l'amènera à atteindre une vitesse de rotation tellement grande qu'elle dépassera la force de gravité maintenant la structure de l'étoile en place (vitesse de 'break-up'). [Hartmann & Stauffer \(1989\)](#) ont montré que la présence d'un vent stellaire magnétisé pourrait être capable de prélever le moment cinétique de l'étoile si le rayon d'Alfvén du vent est beaucoup plus grand que le rayon de l'étoile et/ou si le vent est massif. L'intérêt de l'étude présentée ici est de savoir si un jet issu d'un disque d'accrétion est capable de collimater le vent stellaire et ce quelque soit le flux de masse stellaire. Dans un second temps, on s'intéressera à savoir si la présence de ces deux écoulements permet de rendre compte des deux régimes de température du jet.

### 4.1 Disque d'accrétion résistif et visqueux

Avant de pouvoir modéliser l'interaction entre un vent stellaire et un vent de disque, nous nous sommes intéressés dans [Meliani et al. \(2006\)](#) à améliorer dans un premier temps la description physique du disque d'accrétion au sein de la simulation en incorporant les effets de la viscosité. Jusqu'à cette étude, aucune simulation n'avait été entreprise en incluant à la fois une résistivité et une viscosité turbulente dans le but d'obtenir un jet collimaté à grande échelle. La prise en compte de la viscosité entraîne deux modifications dans le jeu d'équations MHD décrivant le disque : l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrira alors

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{\mu_o} + \left[ \frac{B^2}{2\mu_o} + P \right] \mathbf{I}_3 - \mathbf{T} \right) + \rho \nabla \Phi_G = 0 \quad (3.15)$$

où  $\mathbf{I}_3$  est la matrice identité et où  $\mathbf{T}$  est le tenseur des contraintes engendré par la présence de viscosité dans le disque. En s'inspirant de [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#), nous pouvons identifier l'élément du tenseur de contrainte dominant en vertu des contrastes de vitesse dans le disque. En effet, si l'on suppose que



**Figure 3.16** – **Gauche** : Simulation d'un disque magnétisé proche de l'équipartition en proie à une résistivité et une viscosité turbulentes. La structure du jet obtenu est très proche des jets obtenus dans [Casse & Keppens \(2004\)](#) où la viscosité du disque était négligée. Le taux d'accrétion au rayon extérieur est imposé à  $\dot{M}_{a,e} = 10^{-7} M_{\odot}/yr$ . **Centre** : Même simulation que celle de gauche mais avec un vent stellaire émis au centre avec un taux d'éjection de masse stellaire de  $\dot{M}_{*} = 10^{-9} M_{\odot}/yr$  compatible avec un vent d'étoile de faible masse. On peut voir la partie central du jet être plus dense que dans la simulation de gauche. **Droite** : Même simulation qu'au centre mais avec taux d'éjection de masse stellaire de  $\dot{M}_{*} = 10^{-7} M_{\odot}/yr$  en accord avec des étoiles massive de type O ou B. Le jet est alors beaucoup plus large que dans les deux cas précédent ainsi que le taux d'éjection de masse par le jet issu du disque. Figure tirée de [Meliani et al. \(2006\)](#).

les éléments du tenseur peuvent s'écrire sous la forme  $\mathbf{T} = -\eta_v \left\{ (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) + \frac{2}{3} \mathbf{I}_3 \nabla \cdot \mathbf{v} \right\}$  ([Landau & Lifchitz, 1954](#)), il apparaît alors que l'élément  $T_{r,\theta}$  sera le plus significatif car dans le disque nous avons  $|v_z| \ll |v_r| \ll v_{\theta}$ . Dans les simulations présentées ici, tous les éléments du tenseur seront inclus dans la simulation. La prescription de la viscosité turbulente suivra la même règle que pour la résistivité, i.e. une prescription  $\alpha$  standard telle que  $\eta_v = \alpha_v \Omega_K h^2 \exp(-2z^2/h^2)$ . La valeur du coefficient  $\alpha_v$  est libre et nous avons choisi de la fixer à la même valeur que la résistivité anormale  $\alpha_m = 0.1$ . Ceci impose donc un nombre de Prandtl magnétique  $\mathcal{P}_m$  uniforme dans le disque et égal à l'unité, ce qui est en accord avec différentes approches de la turbulence réalisées jusqu'à présent ([Kitchatinov & Pipin, 1994](#); [Lesur & Longaretti, 2009](#); [Pouquet et al., 1976](#)). L'équation de conservation de l'énergie doit aussi inclure le chauffage visqueux dans le disque

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \mathbf{v} \left[ e + P + \frac{B^2}{2\mu_o} \right] - \mathbf{B} \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \mathbf{T} \right) = \eta_m J^2 - \mathbf{B} \cdot (\nabla \times (\eta_m \mathbf{J})) \quad (3.16)$$

Tous les éléments du tenseur des contraintes visqueuses sont ici pris en compte dans les simulations. Les conditions initiales ainsi que le domaine de simulation sont identiques aux simulations présentées dans [Casse & Keppens \(2004\)](#). Le résultat de la simulation peut être trouvé dans l'image de gauche de la figure (3.16). Cette représentation en densité de la simulation est très proche des simulations obtenues dans [Casse & Keppens \(2004\)](#), autant pour la densité que pour le champ de vitesse ou le champ magnétique. Ce constat nous amène à penser que l'effet de la viscosité dans le disque est marginal. Pour jauger l'importance de cet effet, il nous faut considérer le bilan du moment cinétique. Dans ce bilan, il nous faut maintenant prendre

en compte la présence du couple visqueux dans le disque. L'intégration de la conservation du moment cinétique dans le disque mène à une relation

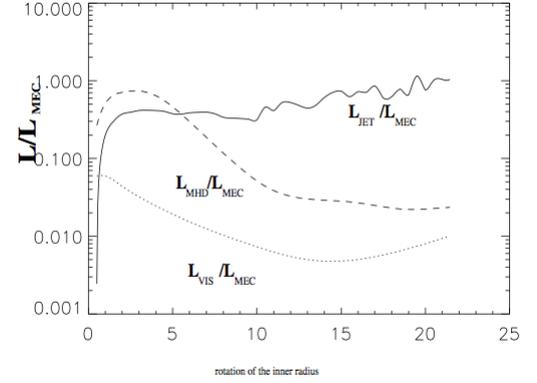
$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} = L_{\text{LIB}} + L_{\text{JET}} \quad (3.17)$$

où  $\mathcal{L}$  est le moment cinétique du disque et  $L_{\text{LIB}}$  et  $L_{\text{JET}}$  sont le flux de moment cinétique à travers les rayons interne et externe et le flux de moment cinétique à travers la surface du disque. Ainsi, puisque la viscosité s'annule à la surface du disque, la seule nouvelle contribution est incluse dans le flux de moment cinétique prélevé par l'accrétion  $L_{\text{LIB}}$  qui est la somme de trois termes  $L_{\text{LIB}} = L_{\text{MEC}} + L_{\text{VIS}} + L_{\text{MHD}}$ . La définition de chaque composante est

$$\begin{aligned} L_{\text{MEC}} &= - \iint_{S_i} \rho \Omega r v_p \cdot d\mathbf{S}_i - \iint_{S_e} \rho \Omega r v_p \cdot d\mathbf{S}_e \\ L_{\text{VIS}} &= - \iint_{S_i} \rho \eta v_r T_{r,\theta} \mathbf{e}_r \cdot d\mathbf{S}_i - \iint_{S_e} \rho \eta v_r T_{r,\theta} \mathbf{e}_r \cdot d\mathbf{S}_e \\ L_{\text{MHD}} &= - \iint_{S_i} \frac{r B_\theta \mathbf{B}_p}{\mu_o} \cdot d\mathbf{S}_i - \iint_{S_e} \frac{r B_\theta \mathbf{B}_p}{\mu_o} \cdot d\mathbf{S}_e \end{aligned} \quad (3.18)$$

où les surfaces élémentaires sont définies de la même façon que pour la conservation de l'énergie.

L'amplitude relative de chaque composante est représentée sur la figure (3.17). Sur cette figure, on peut voir que le moment cinétique libéré par l'accrétion, est principalement transporté par le jet. La quantité de moment cinétique évacué par la viscosité est environ cent fois moins importante. Ce bilan confirme ce que nous pressentions, c'est-à-dire que la viscosité a une action minimale dans le transport du moment cinétique d'un disque mince magnétisé comme prédit en premier par Pudritz & Norman (1986). Cela n'est évidemment pas une surprise car la formation d'un jet stable depuis un disque impose un rapport des couples qui avait déjà été estimé dans Casse & Ferreira (2000a). En effet, nous avons montré que le lancement stationnaire d'un jet à grande échelle ne pouvait être réalisé que si le rapport des couples était égal à  $3\chi_m \mu / \alpha_m \mathcal{P}_m \epsilon$ . Dans la présente simulation, le disque possède une résistivité isotrope ( $\alpha_m = 0.1$ ), un nombre de Prandtl magnétique égal à l'unité, une magnétisation  $\mu \simeq 0.6$  et un rapport d'aspect  $\epsilon = 0.1$ . Cela conduit alors à un rapport des couples de l'ordre de 180, ce qui est compatible avec le bilan d'énergie de la structure. On confirme donc bien la validité de cette relation dans des simulations multidimensionnelles. Enfin, pour les mêmes raisons que précédemment, on pourra mentionner que le chauffage visqueux est lui aussi négligeable dans le disque.



**Figure 3.17** – Evolution temporelle des différents flux de moment cinétique composant  $L_{\text{LIB}}$ . On peut voir que le moment cinétique prélevé sur la matière du disque par le couple magnétique du jet est dominant d'un facteur  $\simeq 100$  sur le moment cinétique transporté par la viscosité. Le couple magnétique est ici beaucoup plus efficace pour transporter le moment cinétique du disque. Figure tirée de Meliani et al. (2006)

## 4.2 Interaction vent d'étoile - vent de disque

La dynamique d'un vent stellaire présente quelques différences avec celle d'un jet créé à partir d'un disque d'accrétion. L'une des différences majeures concerne la courbe de rotation du vent qui est sujet à une rotation solide de même vitesse angulaire que celle de l'étoile. De plus, le vent stellaire que nous allons considérer se propage dans la zone polaire de l'étoile, là où la vitesse de rotation de la matière est faible. Le mécanisme d'accélération magnétocentrifuge ne peut à lui seul propulser la matière depuis la couronne stellaire. De plus, le potentiel de gravité au niveau de la couronne est important et nécessite qu'un processus additionnel soit présent pour pousser la matière. Ce mécanisme est probablement d'origine thermodynamique car la température du plasma est très importante dans la couronne et induit donc un fort

gradient de pression thermique via la présence d'une turbulence magnétique. Cette turbulence peut avoir une origine purement stellaire tout comme elle peut être reliée au processus d'accrétion. La présence de la turbulence magnétique a été évoquée par analogie avec les modèles et les observations de vent solaire où la turbulence prend naissance dans la couronne du Soleil. On pourra se référer à [Cranmer \(2004\)](#); [Goldstein et al. \(1995\)](#) pour des revues sur les différents modèles existant dans la littérature.

Nous avons adapté les conditions initiales de la simulation pour tenir compte de la présence du vent stellaire. Nous avons toujours un 'évier' autour de l'origine du domaine de simulation. Cette configuration nous permet de ne pas décrire l'objet central lui-même ainsi que l'interaction disque magnétosphère ou encore la couronne stellaire. L'évier a un aspect carré dont nous avons fixé l'arête à 0.1 UA, ce qui correspond à environ 20 fois le rayon de l'étoile. Des lignes de champ magnétique sortent de cette zone et sont supposées être ancrées à l'étoile. Pour rendre compte de ce lien, nous imposons à la matière une vitesse angulaire constante correspondant à la vitesse angulaire de la matière du disque au rayon interne. Cette période correspond à la période de rotation d'étoiles jeunes ([Gullbring et al., 1998](#))

$$P_{\text{rot}} = 11.57 \text{ days} \left( \frac{r_i}{0.1 \text{ UA}} \right)^{3/2} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-1/2} \quad (3.19)$$

La valeur du champ magnétique sur la face supérieure de l'évier est fixée pour être en accord avec les valeurs de champ magnétique mesurées à la surface des étoiles jeunes, de l'ordre de 2 kG ([Johns-Krull et al., 2001](#)). Dès le début de la simulation, la matière est injectée à la surface supérieure de l'évier avec une vitesse suffisante pour que la matière puisse échapper de l'attraction de l'étoile mais suffisamment faible pour être inférieure à la vitesse magnétosonique lente. Pour obtenir cela, nous fixons arbitrairement la vitesse d'entrée de la matière à 1% de la vitesse d'Alfvén locale. La densité du vent stellaire est fixée de façon à ce que le flux de masse corresponde soit à un vent stellaire d'une étoile de type solaire avec  $\dot{M}_w = 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$  soit à une étoile massive de type O ou B où  $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot/\text{yr}$ . Le taux d'accrétion initial du disque est fixé quant à lui à une valeur standard mesurée dans les étoiles jeunes soit  $\dot{M}_{a,e} = 10^{-7} M_\odot/\text{yr}$  ([Hartigan et al., 1995](#)). Les deux valeurs de flux de masse du vent stellaire sont choisies pour couvrir le spectre complet des étoiles jeunes ([Hartigan et al., 1995](#)) et pouvoir observer les différences de configuration du jet global.

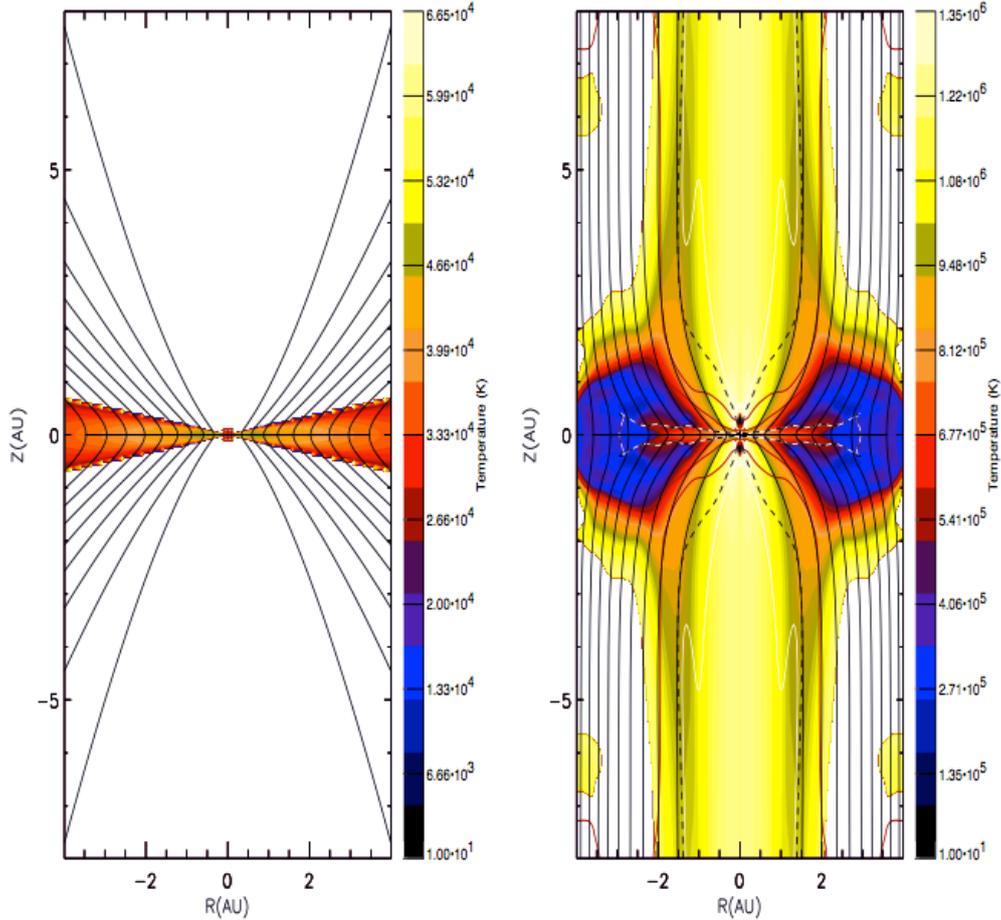
Le vent étant supposé être en proie à une turbulence, nous avons choisi d'imposer une résistivité turbulente dans ce vent. La résistivité globale de la simulation peut ainsi s'écrire

$$\eta_m = \alpha_m \Omega_K h \exp\left(-2 \frac{z^2}{h^2}\right) + \alpha_w V_A \exp\left(-2 \frac{r^2}{h_w^2}\right) \quad (3.20)$$

où  $h_w(z)$  est l'extension radiale du vent depuis l'axe de rotation jusqu'à l'emplacement du premier minimum de la vitesse d'Alfvén à une altitude donnée. Le coefficient  $\alpha_w$  est libre mais il semble raisonnable de supposer qu'il soit inférieur à celui décrivant la résistivité dans le disque  $\alpha_m$  car la densité de matière dans le disque est bien supérieure à celle du vent. Ce dernier étant fixé à 0.1, nous avons choisi de fixer  $\alpha_w = 10^{-2}$ . Afin de prendre en compte le couplage suggéré par les observations entre puissance d'accrétion et température du vent stellaire, nous avons choisi de fixer l'énergie  $e$  sur la partie supérieure de l'évier de telle façon qu'elle est la somme de l'énergie des cellules situées juste au dessus de l'évier plus une petite fraction  $\delta_e$  de l'énergie totale située au rayon interne du disque d'accrétion. Nous prendrons tout d'abord dans les simulations une valeur  $\delta_e$  très faible  $10^{-5}$  afin que la source principale de chauffage du vent provienne du chauffage ohmique total. Nous présenterons ensuite des simulations sans résistivité mais avec une valeur plus élevée de  $\delta_e$ .

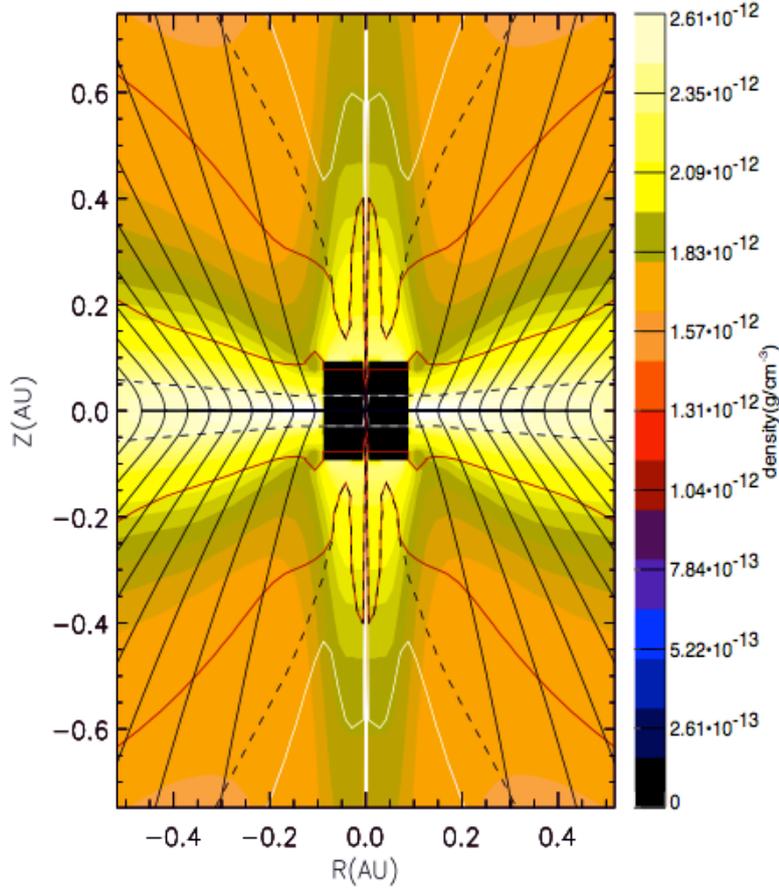
### 4.2.1 Vent d'étoile de faible masse et jet de disque

Dans une première simulation, nous avons considéré la présence d'un vent stellaire dont le taux d'éjection masse est de  $10^{-9} M_\odot/\text{yr}$  avec le disque d'accrétion ayant un taux d'accrétion de masse cent fois supérieur initialement. Le résultat final de la simulation peut être vu sur la partie centrale de la figure (3.16). Cette représentation en couleur des niveaux de densité est très similaire à celle correspondant à la simulation de disque sans vent stellaire, mis à part la partie centrale du jet qui montre une densité plus élevée que l'enveloppe extérieure du jet. Le jet dans son ensemble est très bien collimaté. Au début de la simulation, le vent stellaire se propage en forme de cône, compressant au passage les lignes de champ ancrées dans



**Figure 3.18** – Niveaux de température du plasma représentés en couleur. Les lignes de champ magnétique sont représentées en lignes pleines. A gauche les conditions initiales et à droite la structure dans l'état final de la simulation. On voit apparaître un jet dont la structure interne est très chaude et son enveloppe plus froide. Il est à noter que les zones de la simulation où la densité atteint sa valeur minimale ne sont pas caractérisées par une couleur car correspondant à des zones de vide. Figure tirée de [Meliani et al. \(2006\)](#).

le disque. Cette compression engendre alors un couple dans le disque qui initie le mécanisme d'accrétion-éjection qui une fois mis en place donne naissance à un jet qui recollimate le vent stellaire. Il est à noter que l'ensemble du jet devient super magnéto-sonique rapide mais que deux régions distinctes peuvent être vues en température sur la figure (3.18) : la partie central est chaude ( $T > 10^6 K$ ) alors que l'enveloppe du jet est plus froide ( $T < 10^6 K$ ). L'estimation des différents flux de masse de la structure nous indique que le rapport des différents flux de masse devient approximativement constant et suit l'ordre suivant  $\dot{M}_{a,i} \simeq 10 \dot{M}_{\text{jet}} \simeq 10^3 \dot{M}_w$ . Le vent stellaire contribue peu au flux total de perte de masse (jet de disque pour 98% et vent stellaire pour 2%) mais sa présence modifie la distribution de température du jet. On peut remarquer dans la figure (3.19) que le vent stellaire ne s'étend pas dans l'espace comme escompté dans le modèle proposé par [Matt & Pudritz \(2005\)](#) où une expansion dipolaire du vent stellaire était attendue. La propulsion de ce vent est réalisée dans notre simulation par l'action de la résistivité qui en déposant localement de la chaleur permet d'entretenir une poussée thermique qui agit de concert avec l'accélération magnéto-centrifuge. En intégrant sur tout le volume du vent le chauffage ohmique déposé par la résistivité turbulente, nous avons constaté que ce chauffage correspond à 35% de la puissance libérée par l'accrétion. La vitesse terminale du vent stellaire est du même ordre de grandeur que celle du jet issu du disque et le bras de levier magnétique du jet est compris entre 9 et 25, une valeur compatible avec la vitesse terminale du jet. Le bras de levier magnétique associé au vent stellaire est plus délicat à estimer car le point d'ancrage des lignes de champ magnétique est en dehors de l'espace de simulation. Néanmoins, si on suppose que ces lignes de champ sont connectées à la surface de l'étoile alors on arrive à une valeur typique du bras de



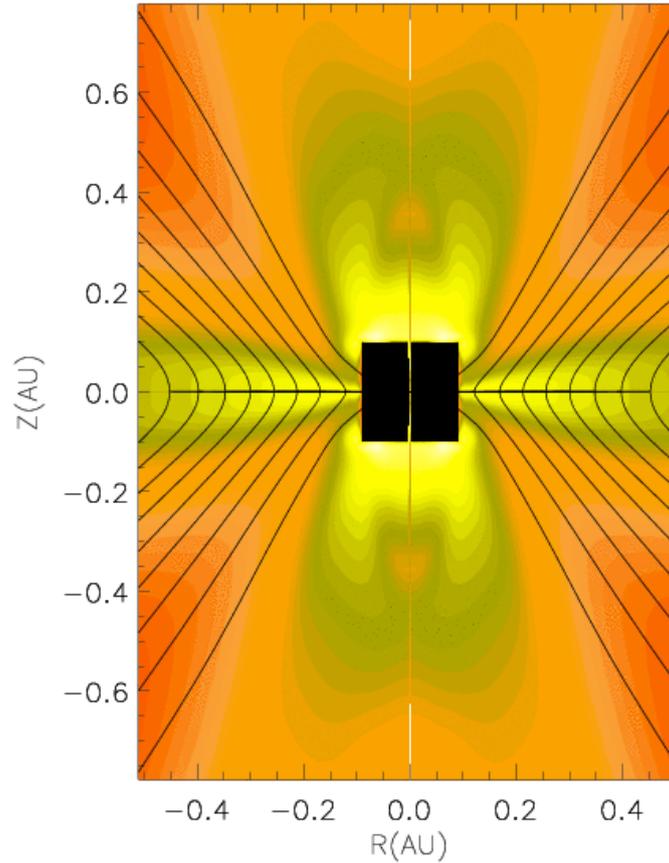
**Figure 3.19** – Même figure que la partie centrale de la figure (3.16) mais pour une extension spatiale plus réduite. On voit clairement sur les niveaux de densité que la présence du vent stellaire remplit l'intérieur du jet. Les trois surfaces critiques de l'écoulement sont aussi représentées et permettent un accès au bras de levier magnétique du vent stellaire. Figure tirée de [Meliani et al. \(2006\)](#).

levier de plusieurs dizaines. [Hartmann & Stauffer \(1989\)](#) ont montré que le vent stellaire d'une étoile peut efficacement prélever le moment cinétique d'une étoile si le bras de levier de ce vent est grand. La vitesse de rotation de l'étoile peut alors s'écrire

$$\frac{\Omega_{\text{étoile}}}{\Omega_{\text{break-up}}} \sim 0.1 \left( \frac{r_A}{15r_*} \right)^{-2} \left( \frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{a,i}} \right)^{-1} \quad (3.21)$$

On peut voir qu'étant donné le rapport des taux d'accrétion et des taux d'éjection stellaire, il semble peu probable que le vent soit capable à lui seul de pouvoir freiner l'étoile. Il semble alors raisonnable de supposer que d'autres mécanismes sont à l'oeuvre pour le freinage de l'étoile ([Ferreira et al., 2006a](#)).

Nous avons aussi réalisé d'autres simulations reprenant les mêmes conditions initiales sauf pour  $\alpha_w = 0$  ce qui éteint tout processus de chauffage turbulent dans le vent stellaire. Nous avons alors graduellement augmenté la valeur de l'énergie déposée à la base du jet  $\delta_e$ . Nous avons constaté que la valeur maximale de ce paramètre est de  $10^{-3}$ . Au-delà de cette valeur, la pression thermique à la base du jet est si grande qu'elle altère le disque d'accrétion adjacent, empêchant alors l'accrétion de la matière. Bien que la valeur de ce paramètre soit faible, il faut garder à l'esprit qu'à cause de la dilution sphérique entre la surface de l'étoile et le bord de l'évier, l'énergie thermique déposée à la base du vent correspond en fait à une fraction  $\delta_e (r_i/r_*)^2$  de l'énergie d'accrétion, ce qui dans notre contexte correspond à une fraction de l'ordre de 40%. A ce niveau de dépôt d'énergie thermique, nous retrouvons une structure vent stellaire-jet très similaire à la simulation avec chauffage turbulent dans le vent stellaire mis à part une vitesse terminale du vent légèrement inférieure. Un dépôt continu de l'énergie thermique via un chauffage turbulent semble alors



**Figure 3.20** – Même figure que la figure (3.19) mais pour un vent stellaire beaucoup plus massif ( $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot / \text{yr}$ ). La structure est différente des simulations précédentes car le vent stellaire génère une pression sur les surfaces magnétiques ancrées dans le disque de telle façon que l'éjection de masse depuis le disque augmente ainsi que l'efficacité du couple magnétique. Le jet global atteint une bonne collimation mais possède un rayon deux fois supérieur à celui des autres simulations. Figure tirée de [Meliani et al. \(2006\)](#).

plus efficace pour accélérer la matière du vent.

#### 4.2.2 Vent d'étoiles massives et jet de disque

Nous avons aussi réalisé une simulation prenant en compte un vent stellaire issu d'une étoile massive de type O ou B dont le taux d'éjection de masse est grand et de l'ordre de  $10^{-7} M_\odot / \text{yr}$  tout les autres paramètres étant égaux par ailleurs (le chauffage turbulent du vent est pris en compte). Le résultat de la simulation est visible sur la partie de droite de la figure (3.16). Le jet obtenu dans cette simulation est deux fois plus large que dans les simulations avec vent stellaire faible (ou même pas de vent). En regardant la figure (3.20) qui représente un zoom sur la partie centrale de la simulation, nous voyons alors que les surfaces magnétiques sont beaucoup plus inclinées que dans les simulations précédentes. En effet, la présence du vent stellaire massif donne naissance à un fort gradient de pression thermique radial qui incline les surfaces magnétiques beaucoup plus fortement que précédemment. L'augmentation de l'angle d'ouverture des surfaces magnétiques a un impact direct sur l'accrétion de matière dans le disque car cela augmente naturellement le courant azimuthal dans le disque sachant que  $J_\theta \propto \partial B_r / \partial z$ . L'augmentation de ce courant entraîne alors une augmentation du couple de freinage magnétique dans le disque et donc une augmentation de la vitesse radiale d'accrétion en vertu de la loi d'Ohm  $\eta_m J_\theta \simeq -u_r B_z$ . Le couple magnétique étant plus grand, on se retrouve alors avec une accélération magnéto-centrifuge beaucoup plus efficace.

En mesurant les divers flux de masse de la structure, nous obtenons confirmation de cet effet car bien

que le taux d'accrétion au rayon interne du disque soit de  $\dot{M}_{a,i} \simeq 10^{-6} M_{\odot}/yr$  (similaire aux simulations précédentes), le taux d'éjection de masse dans le jet issu du disque atteint 50% de  $\dot{M}_{a,i}$ . Le vent stellaire représente lui 20% de l'ensemble de la masse éjectée du système. Ainsi, bien que le taux d'accrétion reste approximativement constant au bord interne du disque, beaucoup plus de masse est envoyée dans le jet ce qui traduit un prélèvement du moment cinétique du disque par le couple magnétique beaucoup plus efficace. Il est intéressant de remarquer que bien que le vent central soit très massif, le jet lancé depuis le disque d'accrétion s'est adapté en augmentant son action sur le disque (et en augmentant son flux de masse) et en étant capable de collimater le vent central massif. Il semble alors assez général d'attendre que quelque soit le flot central dans le jet, le jet s'adapte à sa présence car l'action de l'écoulement central entraîne une augmentation de l'efficacité du processus d'accrétion-éjection, ce qui permet de créer des jets plus puissants, plus massifs et ayant un pouvoir de collimation plus grand.

## 5 Conclusion

Les différentes simulations MHD présentées dans ce chapitre ont permis de confirmer et d'illustrer en dehors de tout formalisme restrictif, le détail de la dynamique du processus d'accrétion-éjection dans les disques képlériens. En s'appuyant sur la compréhension physique apportée par les études semi-analytiques présentées dans le chapitre précédent, mes collaborateurs et moi-même avons été capables de présenter les premières simulations MHD dépendantes du temps où l'on peut contempler dans son intégralité la mise en place du processus d'accrétion-éjection dans un disque képlérien. Nous avons montré que cette émission de jet est stable sur plusieurs dizaines de rotations du disque et que les jets obtenus sont collimatés par le champ magnétique porté par le plasma du jet. Ces simulations ont ouvert la voie à de nombreuses autres simulations qui ont encore amélioré la description numérique des ces écoulements (meilleure résolution, utilisation de grille adaptative, ajout d'ingrédients physiques). Les simulations numériques obtenues ont aussi permis de décrire plus physiquement les SMAE en permettant la prise en compte d'une équation d'énergie. Dans le contexte d'une structure non-radiative, nous avons montré qu'un jet émis depuis un disque peut prélever l'intégralité de l'énergie libérée par l'accrétion en laissant le disque mince contrairement aux solutions d'ADAF. Enfin nous avons aussi montré que les jets issus de disques d'accrétion képlériens sont capables de collimater des écoulements en provenance de l'objet central grâce à une efficacité accrue du mécanisme d'accrétion-éjection qui s'adapte à la présence d'un flot massif en son centre.

---

---

## Chapitre 4

---

# Quelques aspects d'instabilités dans les disques d'accrétion

Articles en relation avec ce chapitre : [Keppens, Casse & Goedbloed \(2002\)](#); [Méheut et al. \(2010, 2012a\)](#)

Je présenterai dans ce chapitre quelques travaux entrepris au cours de mes recherches sur les instabilités inhérentes aux disques d'accrétion képlériens magnétisés. Depuis la mise en place des premiers modèles de disque d'accrétion, il apparaît évident qu'une turbulence doit être active au sein du disque pour expliquer les mouvements de matière détectés dans les différents disques d'accrétion observés dans l'Univers. La description du processus d'accrétion-éjection a, quant à lui, suggéré la nécessité que le disque soit magnétisé afin d'expliquer les caractéristiques des jets. Depuis le début des années 1990, un renouveau important est venu réactiver l'intérêt des instabilités MHD dans les disques. [Balbus & Hawley \(1991\)](#) ont redécouvert l'instabilité magnétorotationnelle (MRI) connue depuis [Chandrasekhar \(1961\)](#); [Velikov \(1958\)](#) mais dont l'intérêt pour le transport dans les disques d'accrétion n'avait pas été exploité jusque là. Le domaine d'existence de cette instabilité génératrice de turbulence est vaste car il concerne tous les disques d'accrétion en rotation différentielle ayant une magnétisation faible et semble très prometteuse pour décrire la majorité d'un disque d'accrétion où les conditions précédentes sont rencontrées. Néanmoins, bien que le domaine d'application de cette instabilité soit étendu, il existe des régimes de disque où cette instabilité est inhibée. En particulier, on pourra citer les disques à l'équipartition (responsables de la création des jets) ou les zones de disque où le degré d'ionisation n'est pas assez élevé (zones mortes, [Gammie \(1996\)](#)). D'autres instabilités sont alors à considérer pour compléter la description des mécanismes générateurs de turbulence dans les disques. Parmi celles-ci, on peut citer deux catégories d'instabilités : celles actives pour des disques à forte magnétisation et les simulations hydrodynamiques. Dans la première catégorie, on peut mentionner l'instabilité d'accrétion-éjection et l'instabilité par ondes de Rossby MHD ([Tagger & Pellat, 1999](#)) ou encore l'instabilité de [Terquem & Papaloizou \(1996\)](#). En ce qui concerne les instabilités hydrodynamiques permettant de générer du transport dans les zones mortes du disque, il y a l'instabilité de Rossby HD ([Lovelace et al., 1999](#); [Tagger, 2001](#)), l'instabilité de [Papaloizou & Pringle \(1984\)](#), etc... Ce chapitre n'a pas vocation à être une revue exhaustive de toutes les instabilités hydrodynamiques ou MHD applicables aux disques d'accrétion. Le lecteur pourra se référer à [Balbus \(2003\)](#) pour une revue globale des instabilités dans les disques d'accrétion magnétisés et à [Balbus \(2011\)](#) pour une revue plus spécialisée sur l'instabilité magnéto-rotationnelle.

### 1 Vers une vue globale des instabilités dans les disques : la spectroscopie MHD

Durant mon post-doctorat à l'Institut de Physique des Plasmas "Rijnhuizen" d'Utrecht, j'ai eu la chance d'être au contact de physiciens des plasmas dont la spécialité porte sur les plasmas de fusion. Ainsi, j'ai pu avoir accès à de nouvelles techniques de travail. L'une d'elle se nomme la spectroscopie MHD. Cette

technique développée en partie par H. Goedbloed (qui en a inventé le nom) se base sur une description lagrangienne des mouvements perturbant le plasma pour dériver un système global d'équations permettant de décrire à la fois les ondes présentes dans le plasma ainsi que les éventuelles instabilités.

### 1.1 Formalisme de la spectroscopie MHD

Le système d'équation découle du formalisme de [Frieman & Rotenberg \(1960\)](#) qui permet d'écrire le déplacement lagrangien du plasma grâce à l'équation

$$\rho \partial_t^2 \boldsymbol{\xi} + 2\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \partial_t \boldsymbol{\xi} + \nabla \Pi - \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{Q} - \mathbf{Q} \cdot \nabla \mathbf{B} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{\xi}) \mathbf{g} - \nabla \cdot [\rho \boldsymbol{\xi} (\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\xi})] = 0 \quad (4.1)$$

où la dérivée par rapport au temps du déplacement  $\partial_t \boldsymbol{\xi} \equiv \delta \mathbf{v}$  est équivalente à la perturbation de vitesse du plasma. Dans cette relation, le champ magnétique  $\mathbf{B}$  possède une géométrie quelconque et  $\mathbf{g}$  est l'accélération de la gravité. Le terme  $\Pi = -\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla P - \gamma P \nabla \cdot \boldsymbol{\xi} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{Q}$  mesure la perturbation eulérienne de la pression totale alors que  $\mathbf{Q} = \nabla \times (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{B})$  est la perturbation eulérienne au champ magnétique. Cette équation générale s'applique sur un plasma en état d'équilibre stationnaire pour en tester les éventuels modes de déplacement instables. Dans le cas d'un disque d'accrétion en rotation différentielle, l'équilibre le plus simple consiste à opposer l'action de la pression totale à la force de tension magnétique ainsi qu'à la différence entre force de gravité et force centrifuge,

$$\partial_r \left( P + \frac{B_\theta^2 + B_z^2}{2\mu_0} \right) = \rho \left( \frac{v_\theta^2}{r} - g \right) - \frac{B_\theta^2}{r} \quad (4.2)$$

où la gravité est celle engendrée par l'objet central situé au centre du disque, soit  $\mathbf{g}(r) = -G_c M_* / r^2 \mathbf{e}_r$ . Cette configuration suppose que la matière est en rotation uniquement et qu'aucun mouvement poloïdal n'est présent (ainsi qu'un champ magnétique radial). La symétrie axiale de cet équilibre permet de décomposer la perturbation de mouvement en modes normaux tels que  $\boldsymbol{\xi}(r, \theta, z, t) = [\xi_r(r), \xi_\theta(r), \xi_z(r)] \exp i(m\theta + kz - \omega t)$ . Dans le cadre d'un équilibre à symétrie axiale, il est utile d'employer un changement de variables tel que  $\chi = r\xi_r$ ,  $\eta = ir(\mathbf{B}/B \times \mathbf{e}_r) \cdot \boldsymbol{\xi}$  et  $\zeta = ir\mathbf{B}/B \cdot \boldsymbol{\xi}$ . Les nouvelles variables sont donc le déplacement radial, les projections transverse et parallèle du déplacement sur le champ magnétique moyen. L'équation de Frieman-Rotenberg (4.1) peut alors s'écrire comme

$$\left\{ \begin{array}{ccc} r \partial_r \frac{\gamma P + B^2/\mu_0}{r} \partial_r - F^2 - r \partial_r \left( \frac{B_\theta^2}{r} \right) & r \partial_r \frac{\gamma P + B^2/\mu_0}{r} \frac{G}{B} - 2k \frac{B_\theta B}{\mu_0 r} & r \partial_r \frac{\gamma P F}{r B} \\ -\frac{G}{B} (\gamma P + B^2/\mu_0) \partial_r - 2k \frac{B_\theta B}{\mu_0 r} & -(\gamma P + B^2/\mu_0) \frac{G^2}{B^2} - F^2 & -\gamma P \frac{G F}{B^2} \\ -\gamma P \frac{F}{B} \partial_r & -\gamma P \frac{G F}{B^2} & -\gamma P \frac{F^2}{B^2} \end{array} \right\} + \quad (4.3)$$

$$\left\{ \begin{array}{ccc} 3\rho \frac{G_c M_*}{r^2} & -\rho V_g \frac{G}{B} & -\rho V_g \frac{F}{B} \\ -\rho V_g \frac{G}{B} & 0 & 0 \\ -\rho V_g \frac{F}{B} & 0 & 0 \end{array} \right\} + 2\rho \frac{v_\theta \tilde{\omega}}{r} \left\{ \begin{array}{ccc} 0 & -\frac{B_z}{B} & -\frac{B_\theta}{B} \\ -\frac{B_z}{B} & 0 & 0 \\ -\frac{B_\theta}{B} & 0 & 0 \end{array} \right\} + \rho \tilde{\omega}^2 \mathcal{J}_3 \left\{ \begin{array}{c} \chi \\ \eta \\ \zeta \end{array} \right\} = 0$$

où  $\mathcal{J}_3$  est la matrice identité,  $F \equiv -i\mathbf{B} \cdot \nabla = mB_\theta/r + kB_z$  est le gradient parallèle au champ magnétique et  $G \equiv mB_z/r + kB_\theta$  est relié au rotationnel de la perturbation. La définition de  $V_g = v_\theta^2/r - G_c M_* / r^2$  permet de mesurer la déviation à une stricte rotation képlérienne. La pulsation  $\tilde{\omega} = \omega - mv_\theta/r - kv_z$  représente la pulsation des perturbations affectées par l'effet Doppler. L'écriture de ce système d'équations en quatre matrices permet d'isoler les différents ingrédients de la dynamique. La première matrice est reliée aux effets de pression totale, la seconde aux effets de la gravité alors que la troisième est directement couplée à l'effet de Coriolis. Ce système d'équations contient les ondes caractéristiques du milieu que l'on peut obtenir facilement en supposant que le milieu est soumis à un équilibre à grande échelle par rapport à leur longueur d'onde. Cette hypothèse permet de ne considérer que les seules variations radiales de  $(\chi, \eta, \zeta)$  et de négliger tous les autres termes. Le jeu d'équations se résume alors à  $A\eta = 0$  et  $S\zeta = 0$  où

$A = (\rho\tilde{\omega}^2 - F^2)$  et  $S = (\rho\tilde{\omega}^2(\gamma P + B^2/\mu_o) - \gamma PF^2)$ . On retrouve alors les relations de dispersion des ondes d'Alfvén et magnétosonore lente. Complétées par les ondes magnétosonores rapides, ces continuum de fréquences réelles constituent la structure des ondes caractéristiques des milieux régis par la MHD idéale. D'autres fréquences peuvent être solutions du système d'équations (4.3) mais celles-ci dépendront des ingrédients physiques présents dans l'équilibre du disque. Dans le cas où l'on trouve des fréquences complexes, celles-ci caractériseront alors le taux de croissance d'instabilités inhérentes à la structure. La généralité du système permet de retrouver diverses relations de dispersion caractérisant des instabilités de disques déjà évoquées dans la littérature. A titre d'exemple, on peut aisément retrouver la relation de dispersion donnée par [Balbus & Hawley \(1998\)](#) dans le cas de perturbation à l'équilibre du disque ayant un vecteur d'onde  $\mathbf{k} = k e_z$ . Dans leur analyse, le champ magnétique est faible et permet de considérer un équilibre tel que  $V_g = 0$ . De plus, en se concentrant sur des perturbations à courtes longueurs d'onde, on peut poser  $\partial_r = 0$  et négliger les termes de courbure proportionnels à  $B_\theta$ . Le développement du système engendre une relation de dispersion pour les modes axisymétrique ( $m = 0$ )

$$A \left[ \tilde{\omega}^4 - k^2 \tilde{\omega}^2 \left( c_s^2 + \frac{B^2}{\mu_o \rho} \right) + \frac{F^2 k^2 c_s^2}{\rho} \right] - \left\{ \kappa^2 \tilde{\omega}^4 - \tilde{\omega}^2 \left[ k^2 \kappa^2 \left( c_s^2 + \frac{B_\theta^2}{\mu_o \rho} \right) - 3 \frac{G_c M_* F^2}{r^3 \rho} \right] \right\} + 3 \frac{G_c M_* F^2}{r^3 \rho} k^2 c_s^2 = 0 \quad (4.4)$$

où  $\kappa^2 \equiv 2v_\theta \partial_r (rv_\theta)/r^2 = G_c M_*/r^3$  est la fréquence epicyclique et  $c_s^2 = \gamma P/\rho$  le carré de la vitesse du son. Cette relation est identique à celle donnée par [Balbus & Hawley \(1998\)](#) et suggère une stabilité marginale pour  $F^2/\rho = 3G_c M_*/r^3$ . Le système général (4.3) peut se réduire en un système plus compact en utilisant les variables  $(\chi, \Pi)$ . Le système devient alors

$$\frac{AS}{r} \partial_r \begin{pmatrix} \chi \\ \Pi \end{pmatrix} + \begin{vmatrix} C & D \\ E & -C \end{vmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \Pi \end{pmatrix} = 0 \quad (4.5)$$

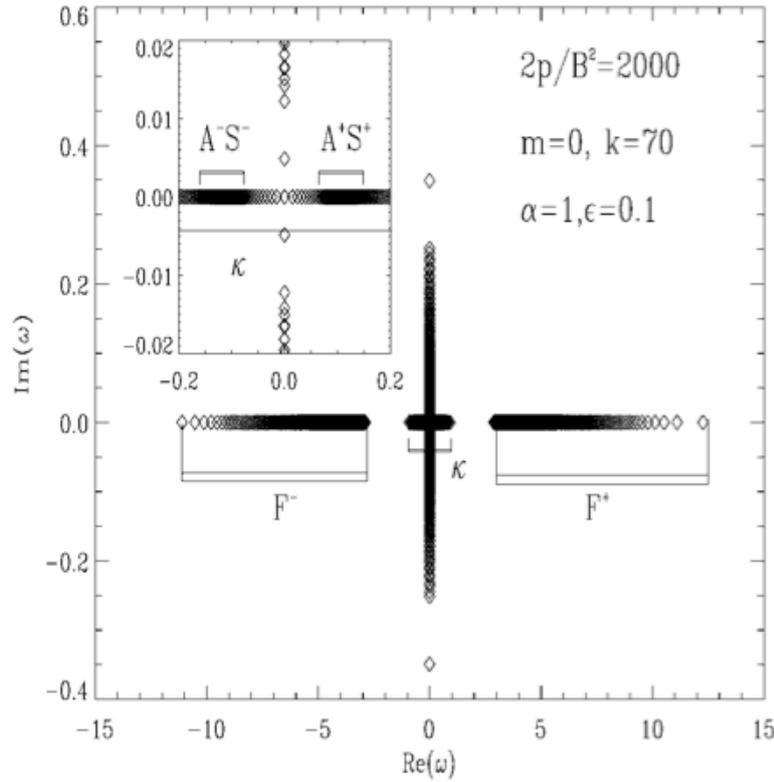
et les termes composant la matrice s'écrivent

$$\begin{aligned}
 C &= \frac{\rho}{r} V_g \tilde{\omega}^2 A + \frac{2m}{r^3} (B_\theta F + \rho v_\theta \tilde{\omega}) S - 2 \frac{\rho^2 \tilde{\omega}^3 B_\theta}{r^2} (B_\theta \tilde{\omega} + v_\theta F), \\
 D &= \rho^2 \tilde{\omega}^4 - \left( \frac{m^2}{r^2} + k^2 \right) S, \\
 E &= \frac{AS}{r} \left[ -\frac{A}{r} - \partial_r \left( \frac{B_\theta^2}{r^2} \right) + \frac{\rho}{r} \kappa^2 + \frac{\partial_r \rho}{r} V_g - \frac{\rho^2 V_g^2 A}{rS} + 4\rho^2 \tilde{\omega} \frac{B_\theta V_g}{r^2} \frac{B_\theta \tilde{\omega} + v_\theta F}{S} \right] \\
 &\quad - \frac{4}{r^4} \left( \rho^2 \tilde{\omega}^2 B_\theta^2 (B_\theta \tilde{\omega} + v_\theta F)^2 - \left\{ (B_\theta^2 + \rho v_\theta^2) F + 2\rho \tilde{\omega} v_\theta B_\theta \right\} FS \right)
 \end{aligned} \quad (4.6)$$

L'intérêt de cette formulation est de réduire le nombre de variables du système mais aussi de rendre l'analyse harmonique de la structure plus directe. En effet, si l'on considère les variations radiales des perturbations comme proportionnelles à  $\exp ik_r r$ , alors le déterminant du système précédent donne une relation de dispersion

$$k_r^2 \frac{A^2 S^2}{r^2} + C^2 + DE = 0 \quad (4.7)$$

On peut montrer avec un peu d'algèbre que  $C^2 + DE \propto AS$  ce qui fait naturellement apparaître les continuum de solutions réelles associées aux spectres magnétosonore lent et d'Alfvén. Dans le même régime d'approximation que précédemment, on retrouve à partir de la relation (4.7) la relation de dispersion (4.4). La relation de dispersion que nous obtenons recouvre d'autres résultats comme par exemple le critère de stabilité donné par [Terquem & Papaloizou \(1996\)](#) qui considère des disques magnétisés stratifiés radialement et verticalement mais avec un champ magnétique purement toroïdal pour des perturbations axisymétriques. On retrouve également les résultats de l'analyse de [Kim & Ostriker \(2000\)](#) qui ont considéré des disques magnétisés froids ( $P = 0$ ) et stratifiés radialement. Enfin, dans la limite de l'hydrodynamique ( $B \rightarrow 0$ ), le système précédent permet de retrouver le critère d'instabilité de [Rayleigh \(1916\)](#) pour des perturbations



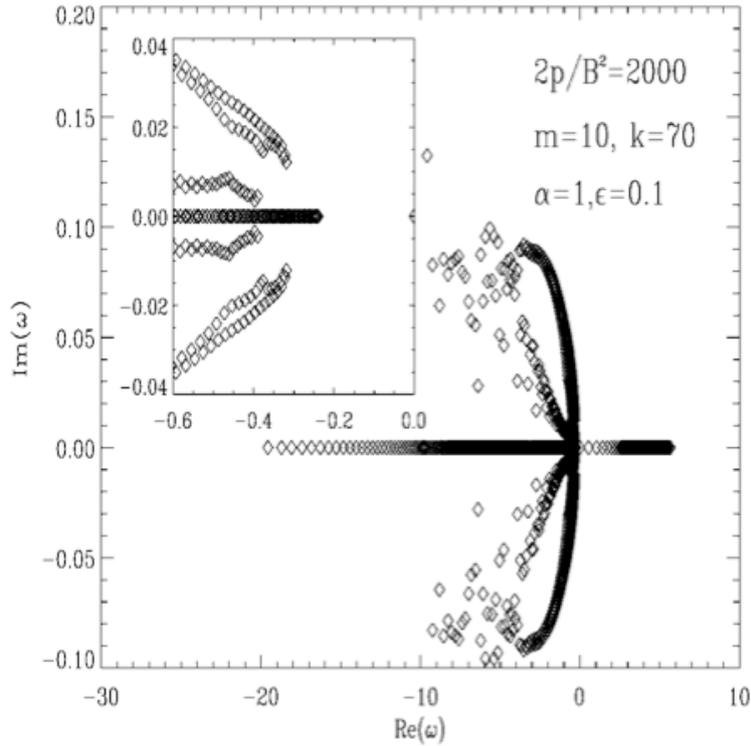
**Figure 4.1** – Spectre en fréquence des perturbations axisymétriques pouvant affecter un disque d'accrétion mince en rotation différentielle et hébergeant un champ magnétique faible. On retrouve sur l'axe réel les trois continuum MHD correspondant aux ondes magnétosoniques et d'Alfvén (notés S, A et F) ainsi que la fréquence épicyclique. Des modes sont présents sur l'axe imaginaire et correspondent aux modes instables de l'instabilité magnéto-rotationnelle. Figure tirée de [Keppens, Casse & Goedbloed \(2002\)](#).

axisymétriques ou le critère de [Papaloizou & Pringle \(1984\)](#) pour les modes  $m \neq 0$ .

## 1.2 Spectroscopie MHD des disques d'accrétion

Le but de ce travail, outre le fait de synthétiser une vue d'ensemble des instabilités présentes dans les disques d'accrétion, est d'analyser le spectre complet de perturbations actives dans un disque d'accrétion satisfaisant la condition d'équilibre (4.2). Pour définir complètement cet équilibre radial (valide surtout dans les régions proches du plan du disque), il nous faut définir quelques paramètres comme la magnétisation du disque  $\beta = 2\mu_0 P/B^2$ , l'hélicité du champ  $\alpha = -B_\theta/B_z$  ou l'épaisseur du disque  $\epsilon = h/r$ . Ce dernier paramètre est fixé par un équilibre vertical du disque que nous ne considérons pas ici explicitement. Néanmoins, comme cela a été montré par [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#), l'épaisseur du disque est relié à l'intensité de la pression thermique du disque par  $c_s^2 = \Omega_K^2 h^2$  et elle contrôle donc l'amplitude relative entre force de gravité et gradient de pression thermique. Armés de ces trois paramètres, nous définissons complètement l'équilibre radial du disque en prenant en compte le fait que le disque est mince  $\epsilon \ll 1$ . L'équilibre est défini de telle manière que les paramètres cités précédemment soit indépendants du rayon  $r$  ce qui entraîne que  $\rho = r^{-3/2}$ ,  $P = \epsilon^2 r^{-5/2}$  et  $B_z = \epsilon \sqrt{2} r^{-5/4} / (\beta(1 + \alpha^2))^{1/2}$ .

Nous avons utilisé le code LEDAFLOW développé à l'Institut de Physique des Plasmas "Rijnhuizen" pour résoudre l'équation de Frieman-Rosenbluth (Nijboer et al., 1997). Ce code résout cette équation en discrétisant radialement le système et en utilisant des éléments finis de Hermite cubiques et quadratiques. Le domaine de simulation est fixé à  $[1, 10]$  et pour chaque calcul, il nous faut spécifier les trois paramètres de l'équilibre ainsi que les composantes du vecteur d'onde de la perturbation considérée ( $m, k$ ). Le code calcule alors l'ensemble du spectre en fréquence  $\tilde{\omega}$  et le représente dans le plan complexe.



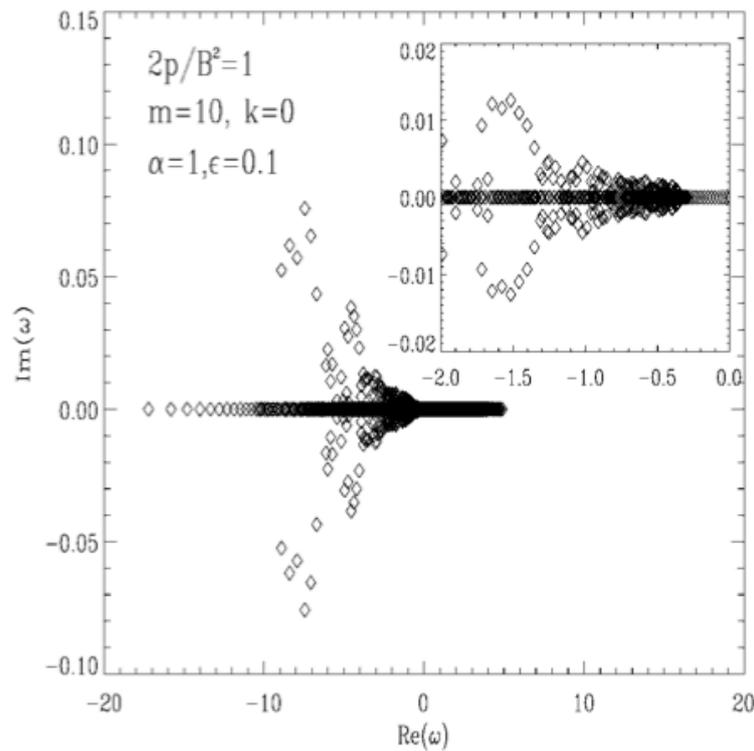
**Figure 4.2** – Même figure que la figure (4.1) mais pour une perturbation non-axisymétrique. Des modes instables sont toujours présents dans le spectre qui est déformé par l'effet Doppler sachant que  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \neq 0$ . Figure tirée de [Keppens, Casse & Goedbloed \(2002\)](#).

- **Disques faiblement magnétisés** : C'est le cadre d'application de l'instabilité magnétorotationnelle. Nous avons procédé à une première simulation pour une perturbation axisymétrique telle que  $\mathbf{k} = 2\pi/h\mathbf{e}_z$ . En effet, la longueur d'onde maximale d'une telle perturbation ne saurait être plus grande que l'épaisseur du disque. La valeur choisie de  $k$  correspond donc à la valeur minimale possible. L'axisymétrie impose  $m = 0$  et nous avons fixé  $\beta = 2 \times 10^3$  et  $\alpha = 1$ . Le spectre correspondant à ce calcul est représenté sur la figure (4.1). Nous avons les trois continuum caractéristiques de la MHD idéale (ondes magnéto-sonores et d'Alfvén) dont deux sont quasiment confondus en vertu de la petitesse du champ magnétique (S et A). Nous avons en plus de ces trois continuum, l'existence d'oscillations associées à la fréquence épicyclique qui recouvre les continuum alfvéniques et magnéto-sonore lent. Des modes purement imaginaires et donc instables apparaissent aussi sur le spectre : ils correspondent aux modes axisymétriques de l'instabilité magnéto-rotationnelle. Cette branche instable s'obtient aisément en considérant des perturbations à très petite fréquence, ce qui permet de ne conserver que les termes d'ordre 0 et 2 en  $\tilde{\omega}$  dans la relation de dispersion (4.4)

$$\tilde{\omega}^2 \left( \frac{F^2 k^2 c_s^2}{\rho} + k^2 \kappa^2 \left( c_s^2 + \frac{B_\theta^2}{\mu_0 \rho} \right) - \frac{3G_c M_* F^2}{r^3 \rho} \right) = -\frac{3G_c M_* F^2}{r^3 \rho} k^2 c_s^2 \quad (4.8)$$

Il apparaît alors pour un champ magnétique faible que la solution est  $\tilde{\omega} \simeq \pm i\sqrt{3}F/\sqrt{\rho}$ , ce qui correspond aux modes instables trouvés.

Nous avons aussi réalisé une simulation conservant le même contexte mais prenant en compte une perturbation non-axisymétrique telle que  $m = 10$  et  $k = 70$ . Le résultat de cette simulation est montré dans la figure (4.2). L'identification des différents continuum réels est plus ardue à cause de l'effet Doppler qui les décale de telle façon qu'ils se superposent. On peut aussi constater que des branches instables sont toujours présentes mais elles-aussi sont déformées par l'effet Doppler. La branche



**Figure 4.3** – Même figure que la figure (4.1) mais pour une perturbation non-axisymétrique dans un disque à l'équipartition. Figure tirée de [Keppens, Casse & Goedbloed \(2002\)](#).

instable située la plus à droite correspond aux modes axisymétriques déjà détectés précédemment alors que la seconde branche est induite par la composante toroïdale de la perturbation.

- **Disques à l'équipartition** : Nous avons réalisé plusieurs simulations avec des disques à l'équipartition. Avec l'équilibre considéré ici, nous n'avons pas détecté de modes instables pour des perturbations purement axisymétriques. En revanche nous avons constaté que des modes instables sont présents dès que  $m \neq 0$ . Nous avons aussi constaté que le taux de croissance de ces modes augmentait avec l'amplitude de  $m$ . A titre d'exemple, on peut voir le spectre d'un disque à l'équipartition pour une perturbation  $m = 10$  et  $k = 70$ . On voit alors beaucoup de modes instables apparaissent et qui ne semblent pas reliés à l'instabilité magnéto-rotationnelle. Il est très difficile de nous appuyer sur une comparaison analytique car alors dans l'équation (4.3) tous les termes sont du même ordre de grandeur, rendant sa résolution analytique impossible.

### 1.3 Conclusion

Ce travail d'application de la spectroscopie MHD appliquée aux disques d'accrétion magnétisé a eu pour but d'illustrer le très riche potentiel d'instabilités MHD pouvant affecter les disques. En particulier, les disques d'accrétion proches de l'équipartition sont des objets d'un intérêt particulier en raison de leur aptitude à pouvoir lancer des jets à grande échelle. Ces disques devant être sujets à de la turbulence pour pouvoir expliquer les mouvements d'accrétion (et d'éjection), il apparait comme primordial de comprendre les mécanismes à l'origine de la naissance de la turbulence. Malheureusement, cette configuration de disque est très complexe à étudier en raison du manque d'approximations réalistes. Une des candidates potentielles pour la naissance de la turbulence dans les disques à l'équipartition est l'instabilité d'accrétion-éjection ([Tagger & Pellat, 1999](#)) et sa cousine l'instabilité par ondes de Rossby. Ces deux instabilités fonctionnent en régime équipartition et excitent des modes  $m \neq 0$ .

## 2 Formation de vortex dans les disques d'accrétion

Au cours de la thèse d'Héloïse Méheut que j'ai co-encadrée avec Michel Tagger, nous avons pour objectif d'avancer dans la compréhension des instabilités actives dans les disques à l'équipartition. L'une d'elles, l'instabilité par ondes de Rossby, présente la particularité d'exister à la fois dans le régime hydrodynamique et dans le régime MHD. La première étape naturelle consiste alors à entreprendre la modélisation de cette instabilité hydrodynamique dans un modèle tri-dimensionnel réaliste de disque, ce qui n'avait jamais été fait jusque là.

### 2.1 L'intérêt des vortex dans les disques d'accrétion protoplanétaires

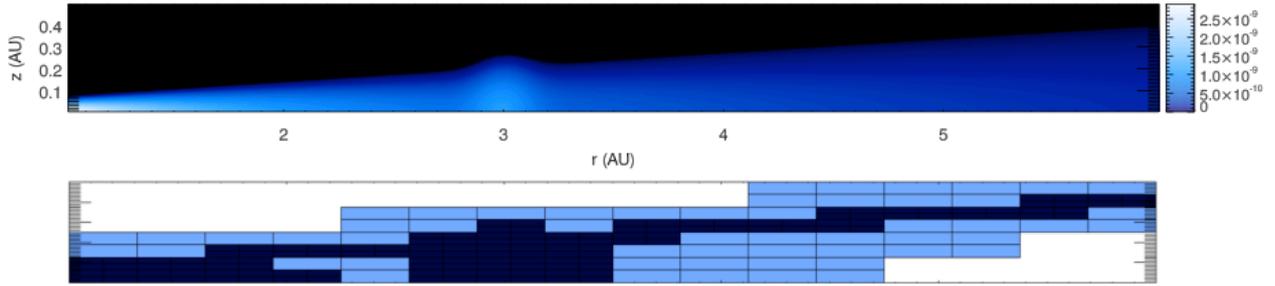
L'instabilité par ondes de Rossby a déjà été étudiée d'un point de vue linéaire dans les disques d'accrétion galactique (Lovelace & Hohlfeld, 1978) ou autres disques d'accrétion hydrodynamique (Lovelace et al., 1999; Papaloizou & Pringle, 1985; Varniere & Tagger, 2006). Cette instabilité, que l'on retrouve aussi dans les atmosphères planétaires, a la particularité de générer des tourbillons ou vortex dans le disque. Ces tourbillons sont d'un intérêt particulier pour la formation planétaire. En effet, il apparaît maintenant assez clair que la formation des planètes se produit dans les disques entourant les étoiles jeunes en formation à partir des micro-poussières présentes dans le milieu interstellaire. Ces poussières croissent en taille jusqu'à une taille typique du centimètre par des processus de coagulation (Dominik, 2009). Pour des objets de tailles supérieures au mètre, l'agglomération gravitationnelle permet de maintenir la croissance des corps. Un problème subsiste néanmoins pour faire passer la taille des poussières du centimètre vers le mètre (Benz, 2000). Ce problème, appelé "barrière du mètre", provient principalement du fait qu'à cette taille critique, les corps ne sont plus assez couplés au gaz et expérimentent ainsi une perte de moment cinétique qui les conduit inéluctablement à une chute rapide vers l'étoile sur un temps caractéristique d'une centaine d'années (Weidenschilling, 1977). Ce temps de chute est très inférieur au temps nécessaire pour que ces corps continuent à s'agglomérer et devrait donc inhiber la formation des planètes.

Il a été proposé que la présence de vortex anti-cycloniques tournant dans le sens opposé au sens de rotation du disque puisse offrir à ces corps de taille intermédiaire des conditions propices pour qu'ils ne perdent pas de moment cinétique en étant abrités au centre des vortex où la vitesse du gaz est faible (Barge & Sommeria, 1995). De plus, il a été suggéré que ces vortex pourraient aussi être importants pour localement augmenter le rapport poussière sur gaz afin de pouvoir déclencher d'autres instabilités comme l'instabilité d'écoulement (Johansen et al., 2009). Il nous faut mentionner que d'autres instabilités peuvent être responsables de la création de tourbillons dans les disques comme l'instabilité baroclinique (Klahr & Bodenheimer, 2003; Lesur & Papaloizou, 2010; Lyra & Klahr, 2011) ou potentiellement l'instabilité magnéto-rotationnelle (Fromang & Nelson, 2005).

La version hydrodynamique de l'instabilité par ondes de Rossby trouve un intérêt dans les disques protoplanétaires bien que ceux-ci soient magnétisés sur une grande partie de leur étendue. En effet, Gammie (1996) a montré qu'un disque protoplanétaire pouvait présenter des zones où le degré d'ionisation de la matière du disque est nul. Ces zones, appelées "zones mortes", apparaissent par exemple quand une région est d'un côté suffisamment éloignée de l'étoile pour que son rayonnement ne puisse plus ioniser la matière en profondeur et d'un autre côté encore suffisamment dense pour ne pas permettre aux rayons cosmiques de pénétrer le disque. Ces régions du disque deviennent ainsi insensibles à la présence d'un champ magnétique et une description hydrodynamique du phénomène d'instabilité est justifiée. Deux autres scénarios ont été évoqués pour justifier les conditions nécessaires au déclenchement de cette instabilité. Le premier provient de la présence d'une ligne des glaces dans le disque marquant la séparation entre une zone du disque chauffée par l'étoile évaporant les corps gelés et une zone froide plus lointaine où les corps gelés restent sous forme solide. Cette transition peut être responsable de la création d'une surdensité (Kretke & Lin, 2007). L'autre scénario correspond à la présence de trous dans le disque provoqués par des corps massifs déjà formés et vidant sur leur orbite le disque : cette configuration provoquera elle aussi une surdensité. (Lin & Papaloizou, 2011).

### 2.2 L'instabilité par ondes de Rossby

Le mécanisme de l'instabilité par ondes de Rossby dans les disques protoplanétaires hydrodynamiques a été étudié par différents auteurs (Lovelace et al., 1999; Papaloizou & Pringle, 1985) et peut être vu comme une variante de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz appliquée aux fluides en rotation différentielle. Li



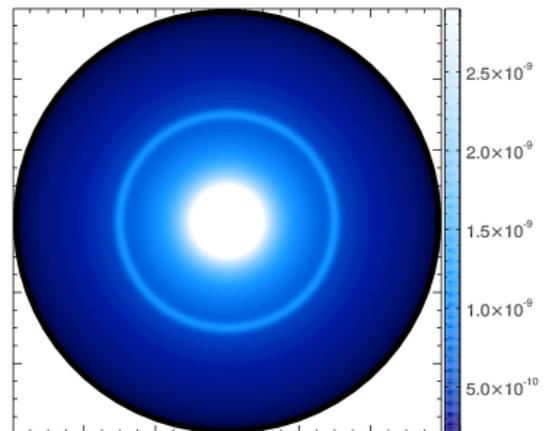
**Figure 4.4** – Haut : Représentation en dégradés de bleu de la densité initiale dans le plan poloidal. On peut voir la présence de la surdensité en  $r = 3$  UA qui déclenchera l'instabilité par ondes de Rossby. Bas : Représentation de la structure de la grille adaptative dans le même plan. Le maximum de résolution est placé sur les zone de plus forte variation de la densité soit à la surface du disque et au niveau de la surdensité. Figure tirée de Méheut et al. (2012a).

et al. (2000) ont montré que le critère 2D de déclenchement de l'instabilité était réalisé quand la vortensité  $\mathcal{L}$  rencontrait un extremum. La vortensité est une grandeur reliée directement à la vorticité du champ de vitesse et à la densité du disque

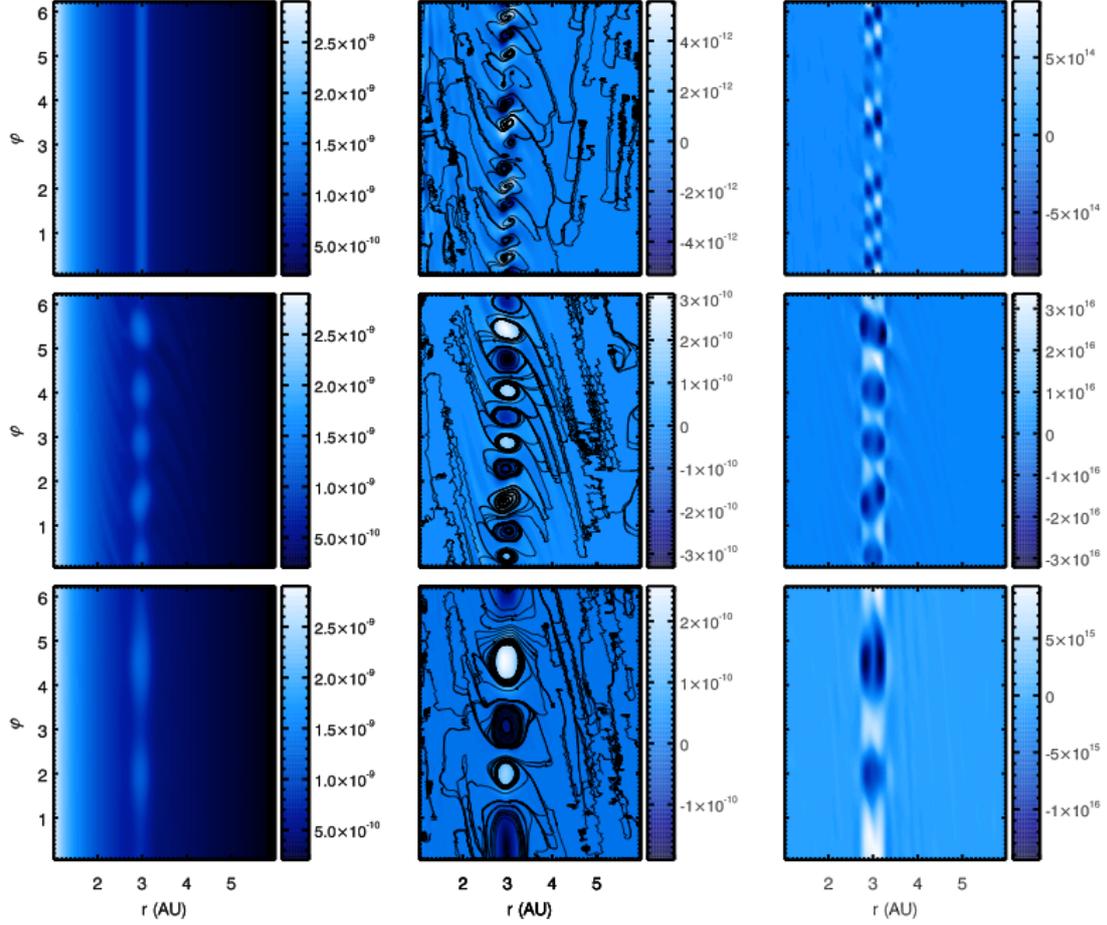
$$\mathcal{L} = \frac{\Sigma}{2(\nabla \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{e}_z} (P\Sigma^{-\gamma})^{2/\gamma} \quad (4.9)$$

où  $\Sigma = \int_{-h}^h \rho dz$  est la densité de surface du disque,  $\mathbf{v}$  la vitesse du fluide et  $P$  la pression thermique ( $\gamma$  est l'indice polytropique). Dans le cas d'un disque mince, le champ de vitesse est dominé par la vitesse de rotation, ce qui permet de relier directement la vorticité du fluide à la fréquence épicyclique  $(\nabla \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{e}_z = \kappa^2/2\Omega$  où  $\kappa^2 = 4\Omega^2 + 2r\Omega\partial_r\Omega$ . Pour que la vortensité ait un extremum il faut soit que la densité du disque passe par un extremum, soit que le champ de vitesse passe par un extremum. Le premier cas semble le plus facile à réaliser dans un disque képlérien, spécialement à la frontière extérieure d'une zone morte. (Lyra & MacLow, 2012; Varniere & Tagger, 2006). En effet, à cet endroit, le disque d'accrétion ionisé situé en un rayon supérieur à celui de la zone morte est probablement sujet à l'instabilité magnéto-rotationnelle qui engendre un flux de matière accrétée vers la zone morte. Au sein de la zone morte, l'instabilité magnéto-rotationnelle étant inopérante, l'accrétion de matière est probablement plus lente voire même inexistante. Une accumulation de matière se produira alors à la frontière et les conditions de déclenchement de l'instabilité seront réunies.

Afin de simuler la naissance et le développement de l'instabilité par ondes de Rossby, il nous faut décrire dans un contexte pleinement tridimensionnel un disque d'accrétion axisymétrique présentant un extremum de la vortensité  $\mathcal{L}$  en son sein. Dans Méheut et al. (2012a), nous avons prolongé le travail entrepris dans Méheut et al. (2010) en utilisant le code AMRVAC développé par R. Keppens et Z. Meliani (Keppens et al., 2012). Ce code possède de nombreux modules physiques dont un module hydrodynamique disposant de la technique de grille adaptative permettant ainsi d'obtenir une très bonne résolution pour un coût numérique raisonnable. La parallélisation massive en librairie MPI du code améliore d'autant plus l'efficacité du code, spécialement dans le contexte de simulations tridimensionnelles très gourmande en mémoire et en puissance de calcul. Les simulations présentées ici ont été réalisées en utilisant un solveur de type TVD Lax-Friedrich du second ordre (Toth, 1996) couplé à un l'imitateur de pente du troisième ordre de type Koren



**Figure 4.5** – Représentation en dégradés de bleu de la densité du disque dans le plan défini par  $z = 0$ . Figure tirée de Méheut et al. (2012a).



**Figure 4.6** – Gauche : Isocontours de densité du disque. Milieu : Lignes d'écoulement de la matière et perturbations de densité. Droite : Isocontours de la perturbation de vortensité  $(\nabla \times \mathbf{v})_z / \rho$ . Les trois séries de figures correspondent aux temps (de haut en bas)  $t = 100$  ans, 300 ans et 800 ans. Figure tirée de Méheut et al. (2012a).

(Koren, 1993). Le module hydrodynamique utilisé ici se sert d'une équation d'état polytropique afin de simplifier la description de l'équilibre du disque. Les équations régissant la structure sont

$$\begin{aligned} \partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \partial_t \rho \mathbf{v} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \rho \mathbf{v} + P \mathbf{J}_3) &= -\rho \nabla \Phi_G \\ P &= S \rho^\gamma \end{aligned} \quad (4.10)$$

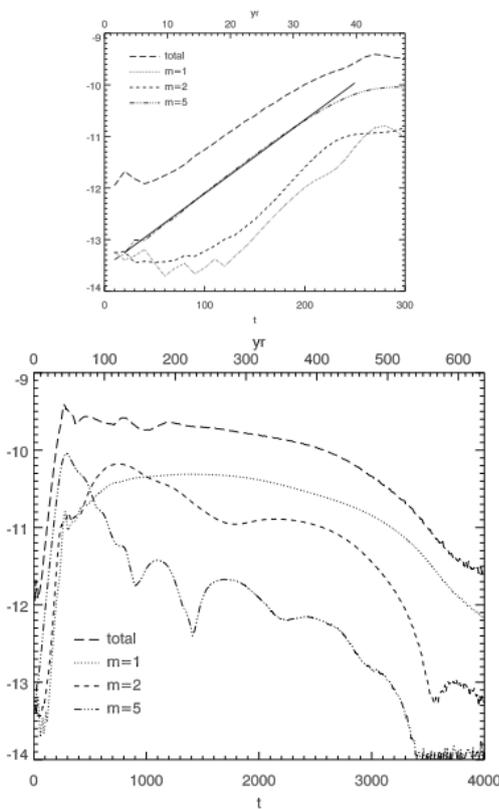
La constante  $S$  est reliée à l'entropie (sa valeur fixée à  $10^{-3}$ ) et  $\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques égal à  $5/3$ .  $\Phi_G = GM_*/(r^2 + z^2)^{1/2}$  est le potentiel de gravité engendré par la présence de l'étoile de masse  $M_*$ .

Les conditions initiales de la simulation sont données par la densité

$$\rho(r, z = 0, \phi) = \rho_o r^\alpha \left( 1 + \exp \left( - \left( \frac{r - r_B}{\sigma \sqrt{2}} \right)^2 \right) \right) \quad (4.11)$$

où les constantes  $\rho_o = 3.10^{-9} g/cm^{-3}$  est la densité du disque à une unité astronomique de l'étoile,  $\sigma = 0.1$  UA et l'indice  $\alpha = -3/2$ . Cette prescription de densité est similaire à celle d'un disque standard à part pour la surdensité localisée en  $r = r_B = 3$  UA. Le profil vertical du disque est calculé de telle façon que le disque est dans un parfait équilibre hydrostatique où le gradient de pression thermique contrebalance la compression gravitationnelle. Le champ de vitesse du disque est purement azimutal ( $v_r = v_z = 0$ ) et calculé de façon à ce que le disque soit aussi dans un parfait équilibre ra-

dial où la force centrifuge et le gradient de pression thermique s'opposent à l'attraction gravitationnelle.



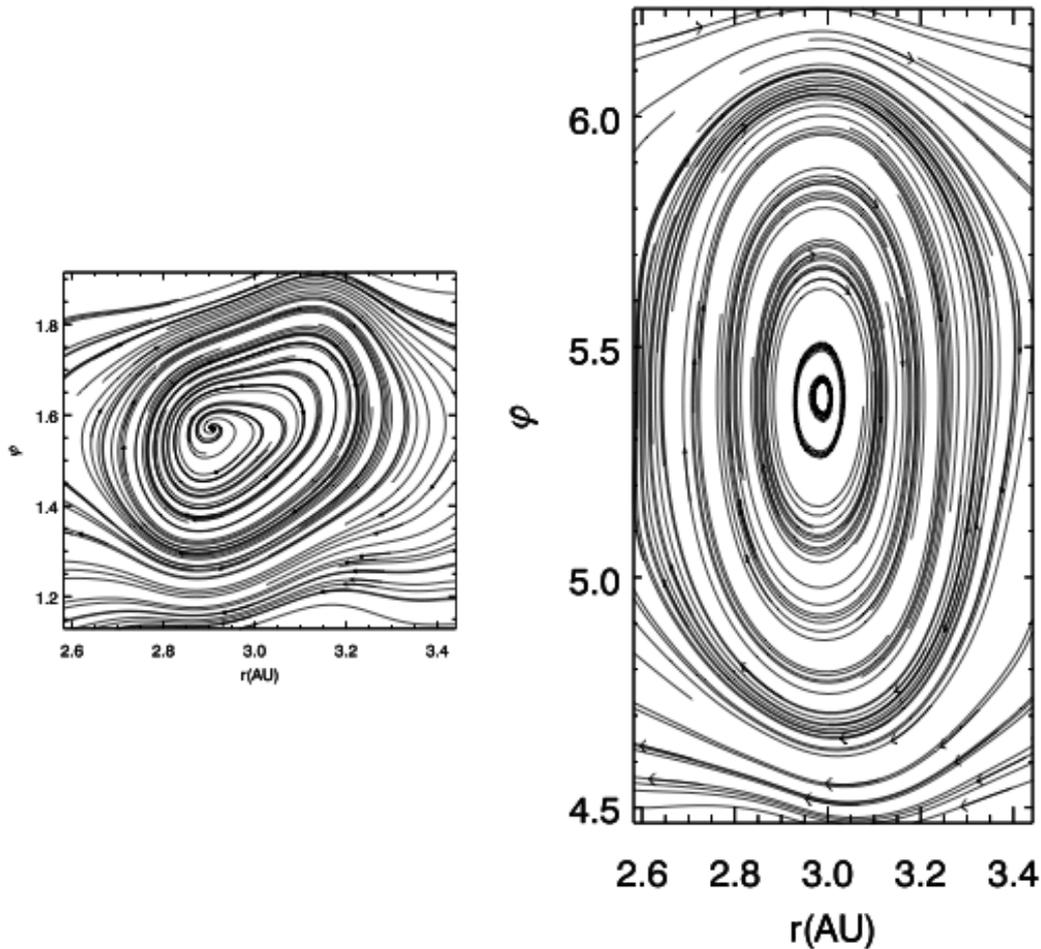
**Figure 4.7** – Evolution temporelle des perturbations de densité exprimées sur un axe logarithmique en  $g/cm^{-3}$ . Le mode azimuthal dominant change au cours du temps pour d'abord être le mode  $m = 5$  puis les vortex fusionnent pour ensuite donner un mode  $m = 2$  dominant et pour finir le mode  $m = 1$ . Le graphique du dessus est un zoom du début de l'évolution de l'instabilité où l'on retrouve une croissance exponentielle compatible avec la croissance linéaire de l'instabilité. Figure tirée de Méheut et al. (2012a).

de Fourier des perturbations de densité par exemple. Sur la figure (4.7), le mode dominant est représenté en fonction du temps. On peut voir qu'après une croissance linéaire de l'instabilité du mode  $m = 5$  initialement dominant, un régime transitoire de mode  $m = 2$  se met en route pour ensuite céder la place au mode  $m = 1$ . Comme on l'a vu sur la figure (4.6), les nombreux vortex ont tendance à disparaître pour à la fin de la simulation ne laisser aucun vortex. En mesurant le taux d'accrétion au sein des vortex, on constate que dans les premiers temps de la simulation, le taux d'accrétion peut atteindre localement  $\pm 10^{-4} M_{\odot}/yr$  suivant le côté où l'on se place par rapport au centre du vortex. Après plusieurs centaines d'années, ce flux de masse s'amenuise pour tendre vers zéro au fur et à mesure que le vortex se diffuse. Sur la figure (4.8), on peut voir les lignes d'écoulement de la matière du vortex représentées dans le plan du disque  $z = 0$  à deux époques différentes de la simulation. Dans le schéma de gauche, le vortex vient de se former et son extension radiale chevauche la position de la sur-densité initiale ( $t = 300$  ans). Dans la figure de droite, le vortex s'est étendu dans la direction azimuthale tout en conservant son extension radiale qui chevauche toujours la position de la sur-densité initiale. La forme du vortex évolue donc au cours de la simulation : au début le vortex nouvellement formé possède une forme circulaire alors qu'au cours du temps sa forme tend vers une forme elliptique (d'excentricité 6 à la fin de la simulation).

L'équilibre de densité initial est représenté sur les figures (4.6) et (4.4). L'espace de simulation possède une taille physique donnée par  $r \in [1, 6]$  UA,  $z \in [0, 0.5]$  UA et  $\phi \in [0, 2\pi]$ . La résolution du niveau de base de la grille est de  $(64, 32, 32)$  et le code possède jusqu'à trois niveaux de raffinement permettant un accès à une résolution locale de  $(256, 128, 128)$ . Au cours de la simulation, le pourcentage du volume décrit par le niveau de raffinement le plus fin va passer de 26% à 70% sous l'effet de la croissance de l'instabilité. Pour finir la présentation des simulations, on pourra mentionner que les conditions aux limites sont continues dans la direction radiale, symétriques en  $z = 0$  et continues au sommet de la boîte alors que les conditions aux limites dans la direction azimuthale sont périodiques.

Nous avons superposé à l'équilibre décrit ici des perturbations de densité de forme aléatoire qui ont pour fonction d'exciter les modes de croissance de l'instabilité. On peut voir le résultat de la simulation sur la figure (4.6) où sont représentées la densité, les lignes d'écoulement et la vorticité de l'écoulement pour trois périodes de la simulation. Sur cette figure apparaît l'évolution de la surdensité pour trois temps donnés (100, 300 et 800 ans). Le plus frappant est évidemment l'apparition dans la représentation de la densité et des lignes d'écoulement de la matière des vortex au niveau de la surdensité. Dans la première série de représentation correspondant à  $t = 100$  ans, on peut compter l'apparition de 5 paires de vortex cycloniques-anticycloniques correspondant à un mode  $m = 5$  dominant, puis au fur et à mesure du temps on peut constater que le nombre de vortex diminue pour finalement passer à trois puis à deux. En fin de simulation, on arrive à un mode  $m = 1$  dominant. On peut constater aussi que la perturbation de vortensité suit très bien cette évolution avec en particulier une alternance de minima et de maxima correspondant à des vortex cycloniques et anti-cycloniques respectivement. Finalement, la surdensité initialement présente et bien marquée tend à se réduire et à se concentrer au niveau des vortex.

Une analyse plus fine de la prédominance des différents modes de l'instabilité peut s'obtenir en faisant une analyse

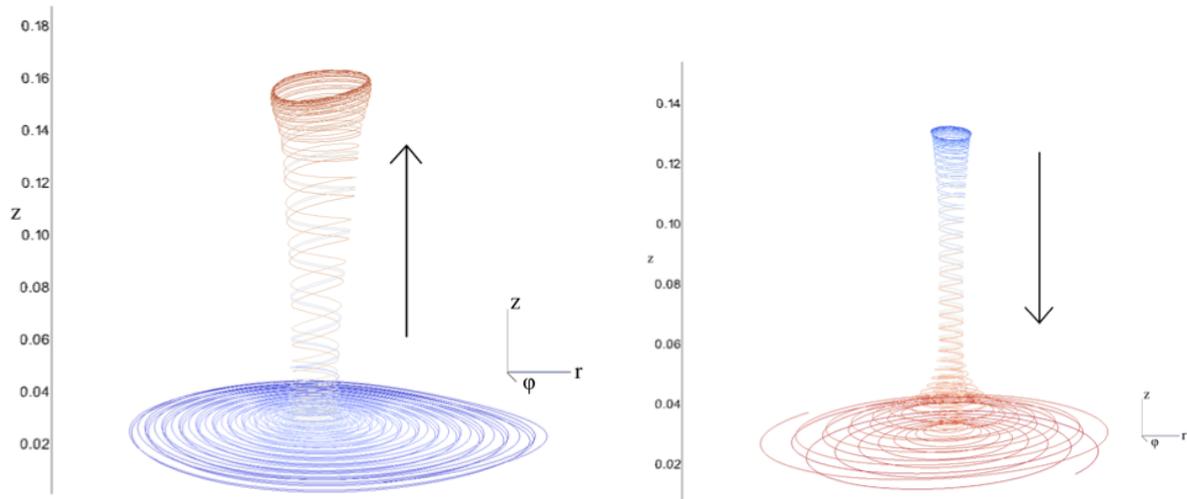


**Figure 4.8** – Lignes d'écoulement du même tourbillon à deux époques différentes 300 et 1000 ans. L'extension azimuthale du tourbillon s'étend pour donner naissance à des lignes d'écoulement de forme elliptique. Figure tirée de [Méheut et al. \(2012a\)](#).

Nos simulations tendent à prouver que le mode le plus instable de l'instabilité par ondes de Rossby est le mode  $m = 5$  qui apparaît en premier dans la simulation. Dans la suite de la simulation qui a été poursuivie jusqu'à  $t = 4000$  ans, le nombre de vortex diminue pour finalement ne plus avoir de vortex dans la simulation. Nous avons identifié deux raisons possibles à cette diminution du nombre de vortex. La première raison vient du fait qu'au cours de l'avènement des vortex, une accrétion locale se produit dans le disque qui a tendance à éroder la surdensité initiale. La surdensité diminuant, le critère de l'instabilité par ondes de Rossby est de moins en moins vérifié. Ainsi le mécanisme de l'instabilité est de moins en moins capable de soutenir l'existence des vortex qui vont avoir une tendance naturelle à se dissiper. La seconde raison peut provenir de l'existence d'une instabilité qui peut potentiellement détruire les vortex dans le disque : l'instabilité elliptique ([Kerswell, 2002](#); [Lesur & Papaloizou, 2009](#)). Cette instabilité provient d'une résonance entre la fréquence de retournement des vortex et une fréquence d'onde inertielle. Il a été montré que les vortex tridimensionnels dont la forme est elliptique sont vulnérables à cette instabilité. Néanmoins, nos simulations montrent que cette instabilité n'empêche pas l'émergence des vortex mais peut précipiter leur disparition une fois que leur forme a évolué vers une forme elliptique.

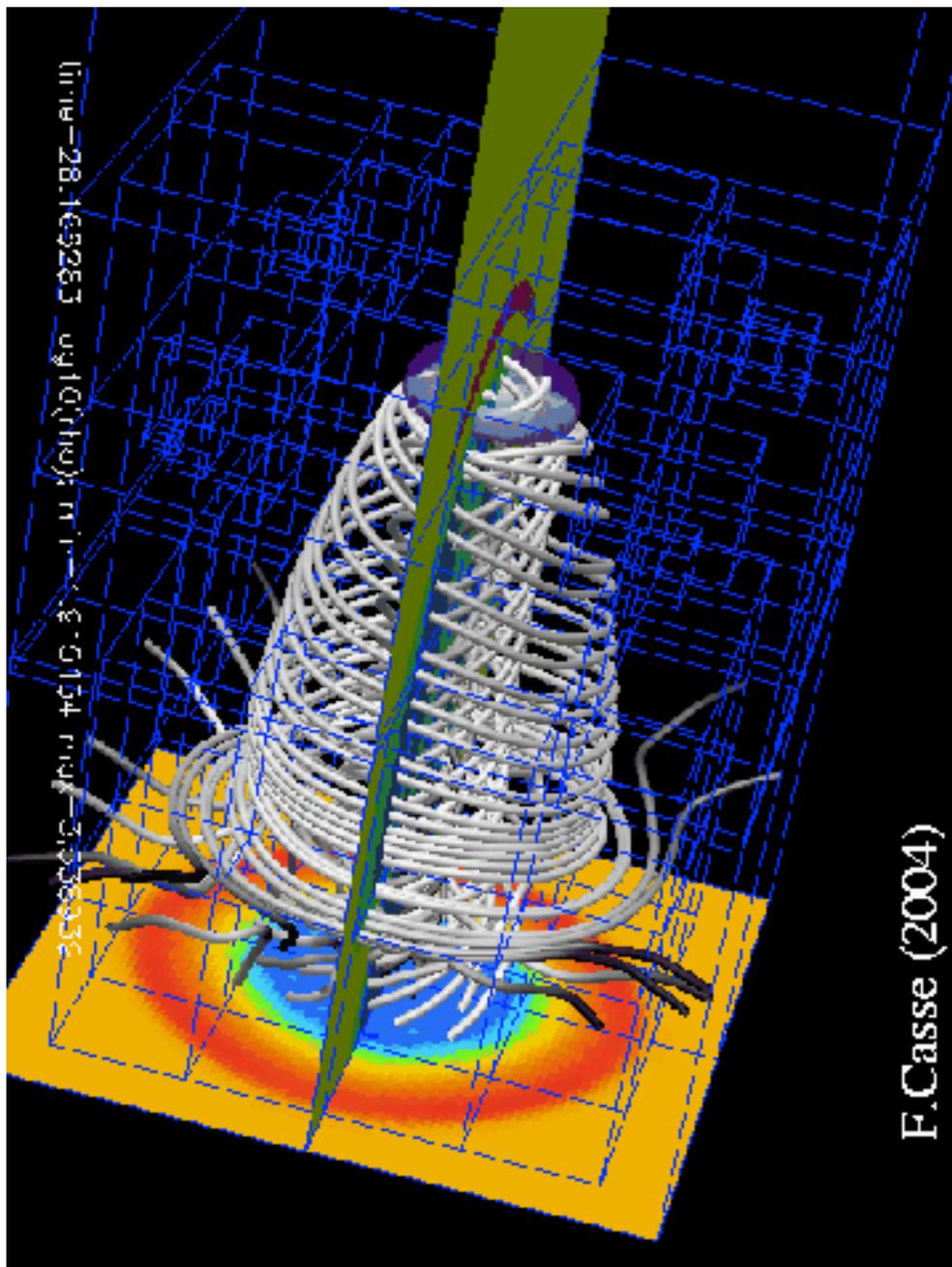
### 2.3 Perspectives

Un dernier aspect des vortex que nous avons obtenus dans les simulations est l'existence d'une composante de vitesse verticale non négligeable au sein de ces vortex. Comme on peut le constater sur la figure



**Figure 4.9 – Gauche :** Représentation d'une ligne d'écoulement passant à proximité de l'oeil d'un vortex anti-cyclonique (la ligne d'écoulement est colorée par rapport au sens, la matière allant du bleu vers le rouge). On peut constater un important mouvement ascendant de la matière. **Droite :** Même représentation mais pour un vortex cyclonique où le mouvement vertical est descendant. Ce type de vortex peut être primordial car le mouvement descendant de matière encourage l'agglomération des poussières au sein du tourbillon. Figure tirée de Méheut et al. (2012a).

(4.9), les vortex anticycloniques observés dans nos simulations présentent une structure de vitesse montrant un mouvement vertical descendant. Ce mouvement est extrêmement intéressant pour les processus de formation planétaire car il augmente la rapidité avec laquelle des poussières peuvent venir s'agglomérer ensemble pour former de plus gros corps. En effet, on peut s'attendre que pour les poussières dont la taille avoisine le centimètre, le couplage avec le gaz n'est pas aussi fort que pour des tailles inférieures. Les poussières qui descendent sous l'effet conjugué de la gravité et du flot auront ainsi beaucoup de mal à remonter en dehors du vortex car pour le mouvement ascendant, la gravité contrecarre l'effet d'entraînement du fluide. On aura donc une accumulation de poussières dans l'oeil de ces anticyclones. De plus, le champ de vitesse dans le plan  $(r, \phi)$  préserve ces poussières des collisions avec la matière du disque en rotation et limite ainsi la perte de moment cinétique des poussières. Dans des simulations récentes, Méheut et al. (2012b) ont étudié le couplage entre ce flot et l'advection des poussières par le biais de simulations bi-fluides où le fluide de poussière est considéré comme un fluide sans pression. Les résultats numériques confirment l'effet pressenti et ouvrent la voie à une meilleure compréhension de la problématique associée à la barrière du mètre.



## Deuxième partie

# De la turbulence magnétique à l'accélération des rayons cosmiques



---

---

# Chapitre 5

---

## De la diffusion des rayons cosmiques dans une turbulence magnétique

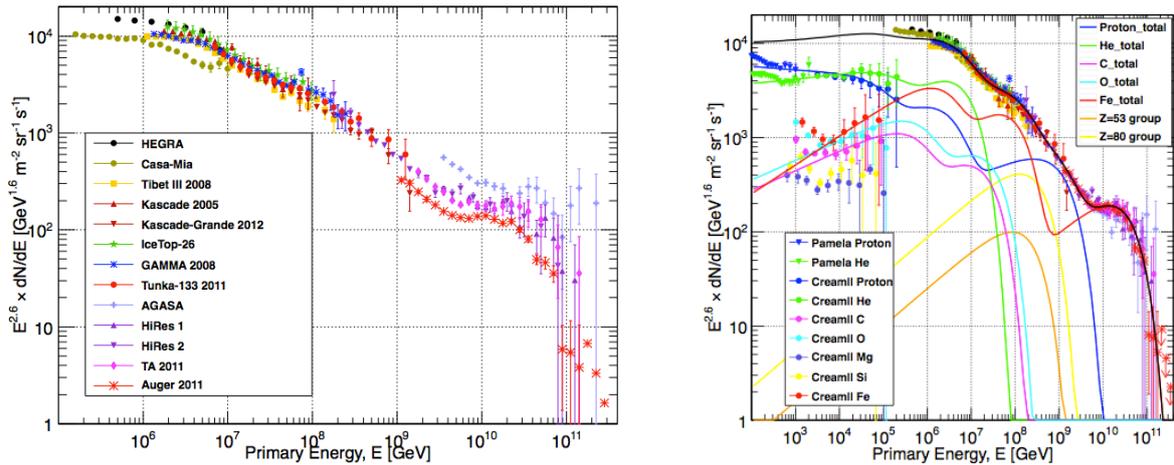
*Article en relation avec ce chapitre : [Casse et al. \(2002\)](#)*

Depuis leur découverte par Victor Hess en 1912, les rayons cosmiques n'ont jamais cessé d'intriguer la communauté scientifique de par leurs caractéristiques et le mystère qui entoure leur création. Ce rayonnement a bénéficié d'un important déploiement de moyens d'observation qui ont permis de mieux connaître la composition et le spectre en énergie de ces particules. Dans cette seconde partie, je vais présenter mes contributions à l'étude de ce rayonnement et à leur interaction avec les plasmas astrophysiques. Je vais commencer dans ce chapitre par rappeler très brièvement les caractéristiques du spectre des rayons cosmiques observé jusqu'à présent puis je rappellerai le scénario de base qui permet d'expliquer certains aspects de ce spectre. Dans la seconde partie de ce chapitre, je présenterai un premier travail qui a porté sur l'étude d'un processus fondamental pour l'étude des rayons cosmiques et plus généralement pour les plasmas en proie à la turbulence magnétique (comme par exemple les plasmas de fusion) : l'étude du mouvement de diffusion des particules dans la turbulence magnétique. Dans le chapitre 6, je présenterai une approche préliminaire à une description globale du processus d'accélération qui vise à décrire à la fois l'accélération des particules au niveau microscopique et la dynamique du plasma à grande échelle par le couplage entre une description cinétique des rayons cosmiques et une modélisation magnétohydrodynamique du plasma. Je finirai le chapitre 6 en présentant un travail très récent visant à explorer des mécanismes d'instabilités dans les environnements de chocs ultra-relativistes.

### 1 Un très bref aperçu des caractéristiques du rayonnement cosmique

Le but de cette section est de rappeler les principales caractéristiques du spectre de rayons cosmiques. Je n'aurai pas la prétention de faire une revue exhaustive sur ce spectre mais plutôt de donner une vue d'ensemble des contraintes apportées par quelques données sur ce spectre permettant de nous aiguiller sur le(s) modèle(s) capable(s) de reproduire toutes les caractéristiques citées. Pour une revue observationnelle beaucoup plus complète, je renvoie le lecteur par exemple à [Gaisser et al. \(2013\)](#) et aux nombreuses références contenues dans l'article ainsi qu'à [Drury \(2012\)](#) pour une discussion approfondie sur l'origine des rayons cosmiques.

La distribution des rayons cosmiques possède trois grandes caractéristiques qui nous apportent chacune des contraintes intéressantes. La première, et peut-être la plus spectaculaire, est le spectre en énergie comme représentée dans la figure (5.1). Sur le graphique de gauche est représenté une partie de ce spectre qui a la particularité de s'étendre sur douze décades en énergie et sur trente-deux décades en flux. C'est le processus physique qui présente le plus grand contraste en flux et en énergie jamais observé par l'homme. Le spectre se présente comme une succession de lois de puissance dont les indices varient suivant les plages en énergie. Sur la plage d'énergie comprise entre 10 GeV et environ  $10^{15}$  eV, la loi de puissance possède un indice spectrale de  $-4.67$  puis sur la gamme entre  $10^{15}$  eV et  $3.10^{18}$  eV, le spectre passe à un indice



**Figure 5.1** – Gauche : Spectre(s) en énergie des rayons cosmiques observés par plusieurs programmes d'observations. Droite : Composition relative du spectre de rayons cosmiques suivant les espèces chimiques. (Figures tirées de Gaisser et al. (2013)).

d'environ  $-5$  puis enfin au delà de  $3.10^{18} eV$ , le spectre se termine par un indice spectral qui remonte vers  $-4.6$  avant de se terminer par une coupure franche à  $3.10^{19} eV$ . Cette coupure à ultra-haute énergie a été prédite indépendamment par Greisen, Zatsepin & Kuzmin (1966) dans le cas où les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie seraient produits à grandes distances de la Terre (distances typiquement supérieures à 50 Mpc), indiquant alors une origine extra-galactique des ces particules. La puissance totale nécessaire à l'entretien d'une population sur l'ensemble de la galaxie équivaut à une puissance de  $10^{41}$  erg/s (voir la dernière estimation faite par le modèle Galprop (Strong et al., 2010)). La forme du spectre en énergie suggère la présence de deux composantes distinctes formant l'ensemble de la distribution de rayons cosmiques. En effet, il semble plus que probable qu'une seule et même composante soit à l'origine de la gamme d'énergie entre 10 GeV et  $3.10^{18} eV$  à cause de la forme du spectre, en particulier au niveau du "genou" du spectre vers  $10^{15} eV$  où le décrochement du spectre ne peut être imputé à une seconde contribution qui requerrait un ajustement de paramètre assez improbable pour que les deux populations s'accordent parfaitement. Etant donné le flux d'énergie reçu sur Terre sous la forme des rayons cosmiques de 'basse' énergie (quelques centaines de GeV), il semble peu probable que ces particules soient d'origine extragalactique car leur présence dans l'espace intergalactique représenterait environ 1% de l'énergie totale des baryons dans l'Univers. La source des rayons cosmiques galactiques se doit donc d'être suffisamment puissante pour entretenir la population de ces particules. De plus, l'estimation de la distribution d'arrivée des rayons cosmiques montre qu'à ces énergies, aucune concentration particulière associée à une source n'est détectée. Ce fait suggère que les sources astrophysiques responsables de la création des rayons cosmiques doivent être suffisamment nombreuses pour rendre compte d'une isotropie d'arrivée des particules. Baade & Zwicky (1934) ont proposé que la source des rayons cosmiques pouvait être les supernovae qui libèrent près de  $10^{51}$  erg par explosion à un taux estimé d'une supernova tous les trente ans dans notre galaxie. Le bilan d'énergie nécessite alors que 10% de l'énergie mécanique de la supernova soit transféré dans la population de rayons cosmiques, ce qui nécessite un processus d'accélération relativement efficace. L'étude de la composition des rayons cosmiques confirme l'argumentation précédente sur l'origine des rayons cosmiques. En effet, de nombreuses mesures réalisées par différentes expériences (voir par exemple Gaisser et al. (2013) pour une revue sur les dernières mesures) ont montré que la composition chimique des rayons cosmiques coïncide assez bien avec la composition chimique de notre galaxie pour les rayons cosmiques d'origine galactique. Cette constatation est à nuancer car certains éléments apparaissent comme surnuméraires, en particulier des isotopes comme le  $^{22}Ne$  ou le  $^{58}Fe$ . La présence de ces isotopes a entraîné, dans un premier temps, une recherche d'identification avec certains types de supernovae connus pour engendrer de tels isotopes mais ces efforts ont été infructueux car aucun type particulier de supernova ne se détache. Il semble alors probable que ce soit le processus d'accélération lui-même qui sélectionne préférentiellement certains types de particules en raison de leurs spécificités chimiques comme la distribution

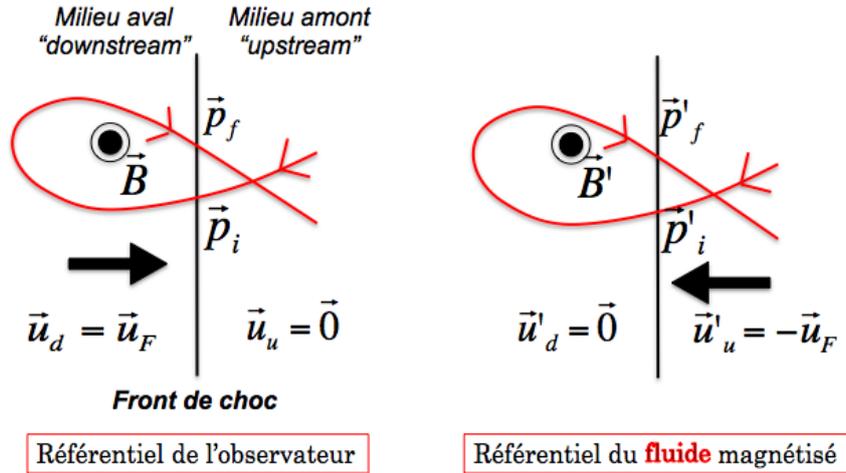
de leur nuage électronique ou leur température de volatilité. Les deux isotopes mentionnés précédemment (parmi un très grand nombre d'isotopes) sont particulièrement intéressants car ils sont préférentiellement synthétisés au sein des étoiles de type Wolf-Rayet (étoiles O-B de la séquence principale). Des mesures récentes de l'expérience ACE semblent suggérer que l'origine des rayons cosmiques galactiques soit pour 80% du milieu interstellaire et pour 20% en provenance du vent des étoiles OB, ce qui privilégie une accélération des rayons cosmiques au sein de superbulles interagissant avec le vent de ces étoiles (Rauch, 2012). La détection de certains isotopes qui ne peuvent être synthétisés que par des réactions de spallation au cours de la propagation des rayons cosmiques dans l'espace nous indique que le temps de confinement de ces rayons cosmiques peut être de l'ordre de dix millions d'années, ce qui prouve, étant donné la distance à laquelle se trouvent les supernovae, que ces particules sont sujettes à de multiples déflexions de la part du champ magnétique (turbulent) du milieu interstellaire. Ce cheminement qui peut s'apparenter à une marche au hasard, permet de comprendre pourquoi les rayons cosmiques ne pointent pas directement vers les sources émettrices. Un moyen de contourner ce brouillage existe, celui de rechercher les interactions des rayons cosmiques avec les environnements astrophysiques traversés par ces particules. En particulier, les collisions de ces noyaux atomiques ultra-relativistes engendrent une forte émission  $\gamma$  diffuse (comme prédit par Drury et al. (1994)). Cette émission  $\gamma$  diffuse a été détectée par diverses expériences et pour ne citer que la plus récente, FERMI (Abdo et al., 2009), elle présente un gradient radial montrant un maximum vers le centre galactique où l'épaisseur de la ligne de visée est la plus importante. Cette observation est à nouveau en accord avec une origine galactique des rayons cosmiques d'énergie inférieure à l'énergie de la 'cheville'.

La seconde composante du spectre de rayons cosmiques est beaucoup moins bien connue, essentiellement à cause du flux de particules associées qui est extrêmement faible. Ainsi le plus grand observatoire de rayons cosmiques (Pierre Auger) n'a été capable que de mesurer de l'ordre d'une centaine de rayons cosmiques au delà de la coupure GZK. Si les différentes expériences comme HiRes, AGASA et Auger s'accordent très bien sur le spectre énergie, la composition chimique des événements les plus énergétiques est encore un point de débat important. L'observatoire Pierre Auger tend à montrer que les particules les plus énergétiques sont essentiellement composées d'éléments lourds alors que HiRes et plus récemment Telescope Array semblent pointer vers une composition légère (proton et hélium) de ces événements (Gaisser et al., 2013). L'observation de la coupure GZK faite par HiRes et l'observatoire Auger (qui est l'expérience avec la plus grande statistique) est en tout point compatible avec la théorie prédisant l'atténuation des rayons cosmiques au travers de leur interaction avec les photons du corps noir cosmologique s'ils se propagent dans l'espace sur des distances supérieures à plusieurs dizaines de Mpc, est un indice incontournable montrant que l'origine de ces événements est extragalactique. De plus, une possible corrélation d'une fraction significative de ces événements avec la distribution des amas de galaxies, pourrait suggérer que ces objets soient les sources de ces particules ou encore que ces objets soient les lieux où la dernière déflexion de leur trajectoire ait eu lieu, étant donné la valeur importante du champ magnétique dans ces sources.

## 2 Accélération diffusive dans les environnements de chocs astrophysiques

Le modèle actuellement considéré comme le plus crédible pour rendre compte de l'accélération de ces particules est le modèle d'accélération diffusive au voisinage des ondes de chocs astrophysiques. Ce modèle a été inspiré par une idée lumineuse d'E. Fermi en 1949 (Fermi, 1949) qui a entrevu que la déflexion de particules chargées par une assemblée de nuages interstellaires magnétiques pouvait mener à une augmentation de l'énergie cinétique des particules défléchies. L'idée de base du mécanisme est simple mais sa formulation physique complète est un peu plus complexe. Je vais présenter brièvement l'idée sous-jacente de ce mécanisme (aussi appelé accélération de Fermi) puis je vais résumer les grandes étapes de raisonnement permettant de modéliser cette accélération par le biais de la physique statistique, c'est à dire grâce à l'utilisation du formalisme de Fokker-Planck. Il est à noter que la formulation du spectre en énergie de l'accélération de Fermi a été obtenue par différents auteurs en utilisant des méthodes variées (Axford et al., 1977; Bell, 1978; Blandford & Ostriker, 1978; Krymsky, 1977). Je vais présenter la première dérivation de ce spectre obtenue historiquement et basée sur l'utilisation de l'équation d'évolution de la fonction de distribution des particules. Je renvoie le lecteur à Drury (1983) pour une présentation de l'autre méthode axée sur la dynamique microscopique des particules.

Considérons un fluide portant un champ magnétique se propageant dans l'espace comme montré sur la figure (5.2). A l'interface entre le fluide et l'espace se trouve le front du choc. Nous considérerons que ce



**Figure 5.2** – Schéma de principe de l'accélération de Fermi : une particule de grande vitesse (par rapport à celle du choc) traverse le front de choc du milieu amont vers le milieu aval où un champ magnétique est advecté avec le fluide. Le champ permet à la particule de retraverser le front de choc pour revenir dans le milieu amont. Dans le référentiel du fluide aval, la déflexion de la particule se fait de façon élastique alors que dans le référentiel de l'observateur, la particule va gagner de l'énergie. Figure tirée du cours de M2 FC9 (F.Casse).

front de choc non-relativiste se déplace selon un axe ( $Ox$ ) avec une vitesse  $u_S \ll c$ . Dans le référentiel de l'observateur considérons une particule allant en direction du front de choc, on appellera  $\vec{p}_i$  sa quantité de mouvement au moment où elle atteint le front de choc. En entrant dans le milieu aval du choc, la particule se trouve dans un fluide magnétisé régi par la magnétohydrodynamique où la loi d'Ohm nous indique qu'un champ électromoteur est présent et d'amplitude  $\vec{E} = -\vec{u}_S \times \vec{B}$ . Afin de quantifier l'effet de ce champ, nous pouvons nous placer dans le référentiel du fluide aval où le champ électromoteur s'annule. La quantité de mouvement de la particule dans ce nouveau référentiel (notée  $p'$ ) s'obtient par la transformation de Lorentz qui nous indique que  $p'_i \simeq p_i \left(1 - \frac{u_F \mu}{v}\right)$  où  $\mu$  est le cosinus de l'angle d'attaque de la particule par rapport à l'axe ( $Ox$ ) et  $v \gg u_F$  est la vitesse de la particule dans le référentiel de l'observateur. Lors de son parcours au sein du milieu aval, la particule conserve sa quantité de mouvement car seule la force magnétique s'applique sur elle. L'ingrédient primordial pour obtenir une accélération réside dans l'existence d'une turbulence magnétique permettant à la particule de re-franchir le front de choc car alors en écrivant la conservation de la norme de la quantité de mouvement dans le référentiel du fluide amont, nous obtenons que la quantité de mouvement de la particule au moment de son retour dans le milieu amont dans le référentiel de l'observateur sera

$$p_f = \frac{p'_f}{1 - \frac{u_F \mu_f}{v}} = p_i \left( \frac{1 - \frac{u_F \mu_i}{v}}{1 + \frac{u_F \mu_f}{v}} \right) \quad (5.1)$$

Le gain en quantité de mouvement lors de ce cycle sera ainsi  $\Delta p = p_f - p_i \simeq p_i \left( \frac{(\mu_f - \mu_i)u_F}{v} \right) \geq 0$ .

Ce gain en énergie est modeste car la vitesse du choc est très inférieure à celle de la particule et doit donc être répété un grand nombre de fois pour obtenir un gain substantiel d'énergie. Une fois encore le rôle de la turbulence magnétique et de ses effets sur le parcours des particules est primordial car c'est le mouvement chaotique de marche au hasard expérimenté par les particules qui détermine avec quelle rapidité les particules peuvent accomplir les cycles d'accélération décrits précédemment.

La description du mouvement chaotique des particules supra-thermiques nécessite l'emploi de la physique statistique en considérant la nature du processus engendrant ce chaos. Dans le contexte d'une turbulence magnétique forte, l'information de l'origine spatiale d'une particule est très vite perdue à cause de l'effet répété des fluctuations magnétique qui dévient la trajectoire de la particule. Ce type de mécanismes est appelé processus de Markov et est caractérisé par des probabilités conditionnelles de trajectoire à *courte mémoire temporelle*. Ainsi si une particule se trouve à un instant  $t$  en un point  $x_1$  alors la probabilité qu'il se

trouve en un point  $x_2$  en  $t + \Delta t$  sera uniquement dépendante de la valeur de  $x_1$  pour un intervalle de temps  $\Delta t$  très petit. La probabilité s'écrira alors  $Pr(x_2|x_1, \Delta t)$ . La perte de mémoire rapide rend ce mécanisme ergodique, ce qui permet d'écrire la probabilité précédente comme ne dépendant que de l'intervalle de temps  $\Delta t$  entre les deux positions. Cette probabilité du processus markovien est caractérisé par l'équation de Chapman-Kolmogorov qui stipule que

$$Pr(x_2|x_1, \Delta t) = \int Pr(x_2|x_3, \tau) Pr(x_3|x_1, \Delta t - \tau) dx_3 \quad (5.2)$$

avec  $0 \leq \tau \leq \Delta t$ . Ceci traduit simplement le fait que la probabilité qu'une particule aille de  $x_1$  à  $x_2$  en un intervalle de temps  $\Delta t$  est la somme de toutes les probabilités des chemins menant de  $x_1$  à  $x_2$ . A partir de cette équation, on peut construire une équation donnant l'évolution temporelle de la fonction de distribution des particules associées au mouvement de marche au hasard de ces dernières : l'équation de Fokker-Planck. L'évolution temporelle de la probabilité s'obtient en définissant la dérivée temporelle de la probabilité  $Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x})$  où  $\mathbf{y}$  est le vecteur position dans l'espace des phases. On peut écrire que

$$\partial_t Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t + \Delta t) - Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t)}{\Delta t} \quad (5.3)$$

En multipliant cette équation par une fonction quelconque  $h(\mathbf{y})$  à support compact (fonction dont la limite à l'infini est nulle ainsi que ses dérivées) et en intégrant sur l'espace des phases, on obtient la relation

$$\int h(\mathbf{y}) \partial_t Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t) d\mathbf{y} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int h(\mathbf{y}) (Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t + \Delta t) - Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t)) d\mathbf{y} \quad (5.4)$$

que l'on peut réécrire en utilisant la relation de Chapman-Kolmogorov

$$\int h(\mathbf{y}) \partial_t Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t) d\mathbf{y} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int h(\mathbf{y}) \left( \int Pr(\mathbf{y}|\mathbf{z}, \Delta t) Pr(\mathbf{z}|\mathbf{x}, t) d\mathbf{z} - Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t) \right) d\mathbf{y} \quad (5.5)$$

En utilisant les propriétés des probabilités conditionnelles, on peut facilement arriver à la relation suivante

$$\int h(\mathbf{y}) \partial_t Pr(\mathbf{y}|\mathbf{x}, t) d\mathbf{y} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int h(\mathbf{y}) Pr(\mathbf{z}|\mathbf{x}, t) \int Pr(\mathbf{y}|\mathbf{z}, \Delta t) (h(\mathbf{y}) - h(\mathbf{z})) d\mathbf{z} d\mathbf{y} \quad (5.6)$$

A ce stade, on peut faire un développement en série de Taylor de la fonction  $h$  au voisinage de  $z$  et intégrer par parties, ce qui nous donne alors par exemple dans le cas où l'espace des phases est à une dimension

$$\partial_t Pr(y|x, t) dy = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\partial^n}{\partial y^n} \left( Pr(y|x, t) D^{(n)}(y) \right) \quad (5.7)$$

La généralisation à un espace des phases multidimensionnel est aisée et ne nécessite que l'expression du développement de Taylor d'une fonction à plusieurs variables. Les coefficients  $D^{(n)}$  sont définis comme

$$D^{(n)}(y) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int \frac{(z - y)^n}{n!} Pr(z|y, \Delta t) dz \quad (5.8)$$

Ce développement en série de Taylor (aussi appelé développement de Kramers-Moyal) est exact si l'on considère la somme infinie de coefficients  $D^{(n)}$  mais peu utile d'un point de vue pratique. L'équation de Fokker-Planck correspond à l'équation (5.7) où l'on limite le développement en série de Taylor à l'ordre 2, ce qui revient à supposer que  $D^{(n)} = 0$  pour  $n > 2$ . Cette hypothèse est compatible avec des processus chaotiques à petit saut, c'est-à-dire caractérisés par une probabilité conditionnelle  $Pr(y + \Delta y|y, \Delta t)$  non-nulle uniquement pour  $|\Delta y| \ll y$ . De tels processus peuvent par exemple être décrits par une probabilité de forme gaussienne resserrée autour de la valeur initiale de la variable. Cela implique alors que les contributions des coefficients  $D^{(n>2)} \propto \Delta t^\alpha$  avec  $\alpha > 0$  qui tendent donc vers zéro pour  $\Delta t \rightarrow 0$ .

Les rayons cosmiques se propagent au sein du plasma thermique qui est lui-même animé d'une vitesse  $v$ . La prise en compte du comportement à grande échelle du fluide thermique se fait au travers l'équation de Vlasov qui régit le comportement de la fonction de distribution de la population de rayons cosmiques

(Skilling, 1975).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{p}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \frac{\partial f}{\partial p} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{FP} \quad (5.9)$$

où le membre de droite de l'équation précédente est donné par l'équation de Fokker-Planck où l'on peut identifier la probabilité de présence des particules à la fonction de distribution  $f$  et  $p$  est la norme de la quantité de mouvement. Cette équation gouverne la dynamique des rayons cosmiques et permet d'obtenir le spectre en énergie généré par l'accélération de Fermi.

La production continue de rayons cosmiques implique que le mécanisme soit proche d'un état stationnaire et donc que la fonction de distribution  $f$  peut être supposée stationnaire en première approximation. Dans le cadre où la particule a un comportement diffusif décrit par un coefficient de diffusion  $D(x, p)$ , on peut écrire l'équation de Vlasov-Fokker-Planck si l'on suppose que  $f = f(x, p)$  uniquement comme

$$v \frac{\partial f}{\partial x} + (v_u - v_d) \delta(x) \frac{\partial f}{\partial \ln p^3} - \frac{\partial}{\partial x} D(x, p) \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (5.10)$$

où  $v_u$  est la vitesse du fluide amont et  $v_d$  la vitesse du fluide aval dans le référentiel du choc ( $v_u, v_d < 0$ ). Les relations de Rankine-Hugoniot nous indiquent que le rapport de ces deux vitesses  $r = v_u/v_d$  est uniquement fixé par la valeur du rapport des chaleurs spécifique du gaz dans le cas d'un choc supersonique. Dans le cas d'un gaz monoatomique ce rapport est égal à 4. En utilisant la conservation du flux de particules à travers le front de choc et en supposant que la fonction de distribution peut s'écrire comme  $f(x, p) = f_1(x) f_2(p)$ , on arrive rapidement à l'expression de la fonction de distribution dans le milieu amont,

$$f_1(x) f_2(p) = \frac{A_1(p)}{v_u} + A_2(p) \exp \left( - \int_0^x \frac{|v_u| dx'}{D(x', p)} \right) \quad (5.11)$$

Les deux fonctions  $A_1$  et  $A_2$  s'obtiennent par continuité de la fonction de distribution à travers le front de choc  $f_S(p)$  ainsi que par la connaissance de la fonction de distribution à la frontière entre le précurseur et le milieu extérieur, c'est-à-dire  $f_1(x = L_p) f_2(p) = f_{inj}(p)$  où  $f_{inj}(p)$  est la fonction d'injection des particules. La fonction de distribution dans le milieu amont devient alors

$$f_1(x) f_2(p) = f_{inj}(p) + \left[ f_S(p) - f_{inj}(p) \exp \left( \int_0^x \frac{|v_u| dx'}{D_u(x', p)} \right) \right] \quad (5.12)$$

Cette expression est valide à la condition que  $\int_0^{L_p} |v_u|/D_u(x, p) dx \gg 1$ . La dernière étape pour accéder au spectre en énergie du mécanisme est de considérer la conservation de l'énergie des particules à travers le front de choc ce qui implique que  $df_s/d \ln p^3 = (f_S - f_{inj}) v_d / (v_d - v_u)$ . La fonction de distribution au front de choc sera alors

$$f_S(p) = -qp^q \int_0^p f_{inj}(p') p'^{-(q+1)} dp' \quad (5.13)$$

où  $q$  est une constante égale à  $-3r/(r-1)$ . On constate que pour le gaz composant le milieu interstellaire (majoritairement monoatomique), le spectre en énergie de l'accélération de Fermi sera proportionnel à  $p^{-4}$  ce qui est assez proche du spectre mesuré et présenté dans la première section de ce chapitre. La pente de la loi de puissance est donc universelle car ne dépendant que de la nature du plasma formant le choc accélérateur. Néanmoins, le coefficient de diffusion caractérisant le mouvement chaotique des rayons cosmiques possède une importance primordiale pour la forme du spectre car son expression conditionne l'énergie au-delà de laquelle le spectre va décrocher. En effet, il faut se rappeler que l'expression obtenue ici n'est valide que pour des valeurs de  $p$  telles que  $\int_0^{L_p} |v_u|/D_u(x, p) dx \gg 1$ , c'est-à-dire si l'on considère le coefficient de diffusion spatialement homogène que  $L_p \gg D_u(p)/|v_u|$ . Cette condition traduit le fait que pour que les cycles d'accélération d'une particule puissent s'accomplir, il faut que sa longueur typique de diffusion dans le précurseur soit très inférieure à la taille de ce dernier, sinon la particule s'échappera systématiquement, interrompant alors le processus. Le temps caractéristique sur lequel ces particules s'échappent est obtenu en égalisant la longueur de diffusion à la taille du précurseur, ce qui donne  $t_{esc,u} = L_p^2 / 2D_u(p)$ . Déterminer les caractéristiques de diffusion des rayons cosmiques dans la turbulence magnétique est donc nécessaire pour déterminer les capacités d'accélération des objets astrophysiques.

Pour finir cette brève introduction, il est important de mentionner que l'échappement de particules durant

les cycles de Fermi peut aussi se produire en aval du choc. Le temps d'échappement correspondant sera  $t_{\text{esc,u}} = L_d^2/2D_d(p)$  où  $L_d$  est la taille caractéristique de la zone en aval du choc où une turbulence magnétique forte est présente. Le dernier temps caractéristique de ce processus quantifie la durée nécessaire à une particule pour atteindre une énergie donnée. Ce temps caractéristique se dérive en prenant le gain moyen d'énergie pour chaque cycle tout en considérant le temps de résidence de chaque particule dans chaque milieu. On trouve alors un temps d'accélération (Drury, 1983; Lagage & Cesarsky, 1981)

$$t_{\text{acc}}(p) = \frac{3}{v_d - v_u} \left( \frac{D_u(p)}{|v_u|} + \frac{D_d(p)}{|v_d|} \right) \quad (5.14)$$

L'approche standard pour déterminer l'énergie maximale accessible par accélération de Fermi consiste à égaliser les deux temps caractéristiques  $t_{\text{acc}}(p)$  et  $\min(t_{\text{esc,d}}, t_{\text{esc,u}})$  pour déterminer cette énergie maximale. Dans la pratique, ce raisonnement n'apporte qu'une grossière estimation de l'énergie maximale car les coefficients de diffusion ne sont pas spatialement uniformes tout comme la vitesse du fluide dans les milieux amont et aval.

## 3 Transport des rayons cosmiques dans une turbulence magnétique

La connaissance des propriétés de diffusion de particules relativistes au sein d'un champ magnétique turbulent est une question centrale dans la physique des rayons cosmiques car ce phénomène contrôle, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'accélération des particules mais aussi leur transport à travers l'espace interstellaire et extragalactique. Ceci concerne tous les rayons cosmiques allant de ceux produit au sein de l'héliosphère (Filius et al., 1983), des rayons cosmiques se propageant dans le milieu interstellaire (Aharonian et al., 2011; Chandran, 2000; Ptuskin, 1974) et jusqu'aux rayons cosmiques de ultra-haute énergie produits dans des environnements extra-galactiques (Berezinskii et al., 1990).

### 3.1 Diffusion angulaire et diffusion spatiale

Il n'y a pas à l'heure actuelle de théorie complète permettant de décrire de façon générale la turbulence magnétique et les phénomènes de transport associés. Certaines approches phénoménologiques ont été réalisées pour justifier certaines formulations des coefficients de diffusion comme par exemple la formulation de D. Bohm qui sur la base de données expérimentales a donné l'expression empirique du coefficient de diffusion des électrons de la forme  $D \simeq 0.06k_B T/eB$  où  $T$  est la température du plasma et  $B$  est le champ magnétique moyen présent dans le plasma (Bohm, 1949). Ce phénomène de diffusion a été observé dans divers contextes expérimentaux et a été généralisé aux rayons cosmiques sous la forme  $D \propto pc^2/eB$  où l'énergie cinétique des particules ne peut plus être exprimée en fonction de la température. Ce régime de diffusion dans un plasma magnétisé fortement turbulent équivaut à postuler que le mouvement diffusif de la particule se réduit à une succession de sauts de longueur de cohérence égale au rayon de Larmor  $r_L$  réalisés à la vitesse des particules  $v$ , ce qui se réduit à  $D \sim r_L v$ . Ce régime de diffusion est considéré comme une limite inférieure pour le coefficient de diffusion des rayons cosmiques car il prend en compte la plus petite longueur de cohérence possible caractérisant la trajectoire des rayons cosmiques. En effet, il est nécessaire pour qu'une particule interagisse avec une turbulence magnétique que son rayon de Larmor soit en résonance avec une longueur d'onde de la turbulence. Si l'on considère la trajectoire d'un rayon cosmique le long d'un champ magnétique régulier  $\mathbf{B}_o$  et que l'on note  $\mu$  le cosinus de l'angle d'attaque entre la vitesse de la particule et le champ magnétique régulier, alors on peut montrer que l'évolution de la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique régulier est régie par

$$v\dot{\mu} = \int \int_0^t qv_{\perp} \hat{B}_k \cos((kv\mu \pm \bar{\omega}_g)\tau \pm \psi) dk dt \quad (5.15)$$

où  $\hat{B}_k$  est la composante de Fourier associée au vecteur d'onde  $k$  du champ magnétique total défini comme  $\bar{\mathbf{B}} = \mathbf{B}_o + \delta\mathbf{B}$ . La pulsation  $\bar{\omega}_g = v/\bar{r}_L$  est la pulsation de Larmor associée au champ magnétique moyen dont l'amplitude est  $\bar{B}^2 = (B_o^2 + \langle \delta B^2 \rangle)$ . Le rayon de Larmor sera lui aussi défini par rapport à la valeur du champ magnétique moyen  $\bar{r}_L = pc/e\bar{B}$ . Le niveau de turbulence sera caractérisé par un paramètre noté  $\eta$  dont les valeurs seront comprises entre zéro et l'unité,  $0 \leq \eta = \langle \delta B^2 \rangle / \bar{B}^2 \leq 1$ . On peut voir sur la

relation précédente qu'aucune modification significative de l'angle d'attaque  $\alpha$  ( $\mu = \cos \alpha$ ) ne se produira si la relation  $k_{\parallel} v \mu \pm \bar{\omega}_g = 0$  n'est pas vérifiée. Dans le cas où une résonance est trouvée, la déflexion de l'angle d'attaque entraîne une modification du mouvement balistique de la particule caractérisé par des coefficients de diffusion parallèle  $D_{\parallel}$  et transverse  $D_{\perp}$  au champ magnétique régulier. La variation temporelle de l'angle d'attaque de la particule est directement reliée au coefficient de diffusion parallèle au champ régulier car celui-ci est proportionnel à

$$\langle \Delta x_{\parallel}^2 \rangle = v^2 \int_t^{t+\Delta t} dt_1 \int_t^{t+\Delta t} dt_2 \langle \mu(t_1)\mu(t_2) \rangle \quad (5.16)$$

L'opération de moyennisation  $\langle \rangle$  peut être réalisée de plusieurs façons : soit en moyennant sur les phases des perturbations magnétiques ( $\psi$ ), soit en moyennant sur les phases du mouvement chaotique ou encore dans le cas d'un mouvement ergodique en moyennant de façon temporelle sur la trajectoire de la particule. Cette dernière est la plus facile à considérer car alors on peut définir la fonction de corrélation de  $\mu$  comme

$$C(\tau) = \frac{\langle \mu(t+\tau)\mu(t) \rangle}{\langle \mu^2(t) \rangle} = \frac{3}{2} \langle \mu(t+\tau)\mu(t) \rangle \quad (5.17)$$

ce qui donne un lien direct avec le temps caractéristique de diffusion angulaire  $\tau_s \equiv \int_0^{\infty} C(\tau) d\tau$ . Dans le cadre d'un champ magnétique turbulent, l'angle d'attaque aura perdu la mémoire de sa valeur d'origine après un temps  $\tau_s$  pendant lequel la fonction d'auto-corrélation est non-nulle. Le coefficient de diffusion parallèle au champ régulier devient alors

$$D_{\parallel} = \frac{\langle \Delta x_{\parallel}^2 \rangle}{2\Delta t} = \frac{v^2 \tau_s}{3\Delta t} \int_0^{\Delta t} dt = \frac{v^2}{3} \tau_s \quad (5.18)$$

pour des intervalles de temps  $\Delta t \gg \tau_s$ . Il est possible de formuler une autre expression du coefficient de diffusion parallèle dans le cadre de la faible turbulence. Dans ce contexte, la 'théorie quasi-linéaire' (Hasselmann & Wibberenz, 1970; Jokipii, 1966, 1968, 1973; Schlickeiser, 2002) prédit l'expression du coefficient de diffusion parallèle en considérant l'équation de Fokker-Planck associée à la diffusion spatiale en utilisant la fréquence de diffusion angulaire définie comme  $\nu_s = \langle \Delta \mu^2 \rangle / \Delta t$ . Dans le cadre d'une faible turbulence ( $\eta \ll 1$ ), on peut développer la fonction de distribution des particules comme  $f(z, \mu, t) = f_o(z, t) + f_1(z, \mu, t)$  où  $f_o$  est la partie isotrope de la fonction et  $f_1$  la partie anisotrope avec  $f_o \gg f_1$ . En séparant les différents ordres de grandeur et en intégrant sur  $\mu$ , nous arrivons à une équation de Fokker-Planck pour  $f_o$

$$\frac{\partial f_o}{\partial t} \simeq \frac{\partial}{\partial z} \left( D_{\parallel} \frac{\partial f_o}{\partial z} \right) \quad (5.19)$$

où le coefficient de diffusion parallèle peut alors être exprimé en fonction de diffusion angulaire (Hasselmann & Wibberenz, 1970)

$$D_{\parallel} \simeq \frac{v^2}{2} \int_{-1}^1 \left( \int_0^{\mu} \frac{1-\mu'^2}{\nu_s} d\mu' \right) \mu d\mu \quad (5.20)$$

Si on suppose que malgré la faiblesse de la turbulence, la particule va tout de même perdre rapidement la mémoire de son angle d'attaque initial, c'est-à-dire si  $\nu_s$  est indépendant de  $\mu$ , alors on obtient facilement que  $D_{\parallel} \simeq 4v^2/15\nu_s$ . En comparant les deux expressions du coefficient de diffusion parallèle au champ magnétique régulier, on obtient que  $\tau_s \sim \nu_s^{-1}$ , ce qui indique que sur un temps de corrélation de l'angle d'attaque, cet angle se sera retourné.

Le coefficient de diffusion transverse au champ magnétique régulier est difficile à évaluer car il n'existe pas à l'heure actuelle de théorie générale donnant son expression quelque soit le niveau de turbulence du champ magnétique. Dans le cadre d'une faible turbulence, la 'théorie quasi-linéaire' donne une expression de ce coefficient en supposant que le mouvement des particules reste en première approximation un mouvement hélicoïdal dont la vitesse dans le plan perpendiculaire au champ magnétique régulier peut s'écrire  $v_{\perp}(t, \mu) = v\mu(t)(e_x \cos(\bar{\omega}_g t + \psi) + e_y \sin(\bar{\omega}_g t + \psi))$  où  $e_z$  est le vecteur unitaire parallèle au champ. Le coefficient

de diffusion transverse est alors

$$D_{\perp} = \frac{\langle \Delta x_{\perp}^2 \rangle}{2\Delta t} = \int_0^{\Delta t} \langle \mathbf{v}_{\perp}(\tau) \cdot \mathbf{v}_{\perp}(0) \rangle d\tau = \frac{v^2}{3} \int_0^{\Delta t} C(\tau) \cos(\bar{\omega}_g \tau) d\tau \quad (5.21)$$

Si l'on suppose que la fonction d'auto-corrélation  $C(\tau)$  s'annule au-delà du temps caractéristique  $\tau_s$ , disons avec une forme exponentielle, on obtient alors l'expression suivante

$$D_{\perp} = \frac{v^2}{3} \frac{\tau_s}{1 + (\bar{\omega}_g \tau_s)^2} = \frac{D_{\parallel}}{1 + (\bar{\omega}_g \tau_s)^2} \quad (5.22)$$

La théorie quasi-linéaire prédit ainsi que dans une faible turbulence, le temps de corrélation  $\tau_s$  sera très vraisemblablement très grand par rapport au temps de giration des particules, ce qui entraîne ainsi que  $D_{\perp} \ll D_{\parallel}$ . Il semble raisonnable de s'attendre à ce que l'on vérifie toujours  $D_{\perp} \leq D_{\parallel}$  car dans le plan perpendiculaire au champ magnétique régulier, le mouvement de giration des particules aura systématiquement pour effet de réduire le temps de corrélation des déplacements transverses au champ. Evidemment, dans le cas d'une turbulence forte où aucun champ régulier n'est présent, les deux coefficients seront équivalents si la turbulence est isotrope.

Les coefficients de diffusion spatiale sont intimement liés à la fréquence de diffusion angulaire  $\nu_s$  dans la théorie quasi-linéaire ce qui nous pousse à savoir quelle est la dépendance de  $\nu_s$  en fonction de l'énergie des particules qui se propagent dans la turbulence. Pour déterminer l'expression de la fréquence de diffusion angulaire, il nous faut considérer la diffusion de la composante parallèle au champ magnétique régulier de la quantité de mouvement des particules. En effet, si la turbulence n'engendre que de très petits sauts de l'angle d'attaque, on peut écrire que  $(\Delta p_{\parallel})^2 = p^2 \Delta \mu^2 \simeq p^2 (1 - \mu^2) \Delta \alpha^2$ . Le coefficient de diffusion associé peut s'exprimer à partir de la force générée par les perturbations magnétiques le long du champ

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{\langle \Delta p_{\parallel}^2 \rangle}{2\Delta t} = \frac{1}{2} \int_0^{\Delta t} \langle \delta F_{\parallel}(0) \delta F_{\parallel}(\tau) \rangle d\tau \quad (5.23)$$

où  $\delta F_{\parallel} = qv_{\perp} \delta B_{\perp}$ . Dans un contexte de faible turbulence le mouvement transverse de la particule peut être approximé par un cercle autour du champ et les perturbations magnétiques sont reliées au spectre de la turbulence  $S(k)$  par le théorème de Wiener-Khitchine, ce qui donne

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{q^2 v_{\perp}^2}{4} \int_{-\Delta t}^{\Delta t} \int S(k) \cos(\Omega_k \tau) \frac{dk}{2\pi} d\tau = \frac{q^2 v_{\perp}^2}{2} \int S(k) \pi \delta(\Omega_k) \frac{dk}{2\pi} \quad (5.24)$$

où  $\Omega_k = kv\mu \pm \bar{\omega}_g$ . Différentes approches phénoménologiques ont proposé des spectres de turbulence pour décrire la turbulence dans les plasmas. Les théories les plus répandues (Kolmogorov, 1941; Kraichnan, 1965) présentent un spectre de turbulence isotrope en loi de puissance tel que  $S(k) \propto k^{-\beta}$  où  $\beta$  est un nombre positif supérieur à l'unité. On peut voir alors que la fréquence de diffusion angulaire  $\nu_s \propto p^{\beta-2}$  et que le coefficient de diffusion parallèle  $D_{\parallel} \propto \bar{r}_L^{2-\beta}$ .

### 3.2 Expérience numérique sur la diffusion spatiale

L'exploration des propriétés de diffusion spatiale de particules relativistes chargées dans une turbulence magnétique peut être entreprise aux moyens de simulations numériques. Giacalone & Jokipii (1999) ont, les premiers, tenté de réaliser de telles simulations en intégrant de façon continue la trajectoire de particules non-relativistes au travers d'un champ magnétique peu turbulent. En échantillonnant la trajectoire de plusieurs milliers de particules, ils ont mesuré les coefficients de diffusion correspondants. Cette étude s'est limitée à de très faibles niveaux de turbulence et n'a considéré que des spectres de turbulences ayant une étendue très limitée (uniquement des particules non-relativistes, principalement des rayons cosmiques produits dans l'héliosphère). Dans Casse et al. (2002), nous avons voulu nous intéresser aux propriétés de rayons cosmiques produits dans notre galaxie ainsi qu'aux rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Pour cela, il n'est d'autre choix que de considérer la dynamique de particules ultra-relativistes se propageant dans une turbulence dont l'intensité peut aller jusqu'à  $\eta = 1$ .

### 3.2.1 Description des simulations

Nous avons adopté une approche similaire à (Giacalone & Jokipii, 1999) sur certains points pour réaliser une étude complète des propriétés de diffusion des particules et du champ magnétique. En premier lieu, nous avons intégré la trajectoire des particules données par l'équation

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (5.25)$$

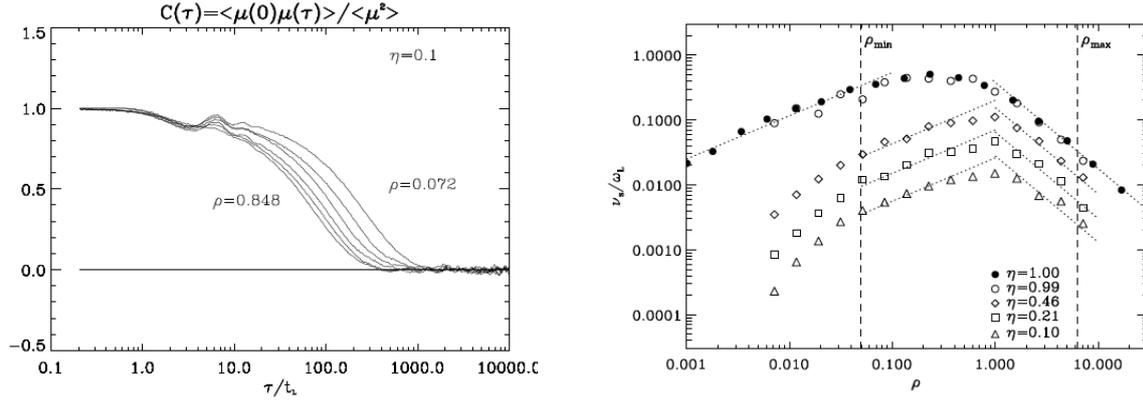
où  $\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}$  est la quantité de mouvement des particules. A la différence de la précédente étude, nous avons créé un espace tridimensionnel à l'intérieur duquel les particules peuvent se mouvoir. Cet espace est périodique (et infini) dans les trois directions. Nous réalisons le champ magnétique en considérant dans un premier temps un champ magnétique uniforme et stationnaire orienté selon l'axe  $e_z$  auquel s'ajoute une composante aléatoire figurant la partie turbulente. La composante aléatoire du champ magnétique est obtenue par tirage aléatoire dans l'espace de Fourier des modes du champ. Cet espace est constitué d'une grille tridimensionnelle de  $N_g^3$  cellules carrées de côté  $k_{\min} = 2\pi/L_{\max}$ . Le plus grand vecteur d'onde de la simulation sera ainsi  $k_{\max} = 2\pi/l_{\min} = k_{\min}N_g/2$  où le facteur 2 vient du fait que nous considérons des modes  $k$  positifs et négatifs pour respecter la nature hermitienne de la transformée de Fourier du champ magnétique. Dans le cadre d'un modèle de turbulence donné, le champ magnétique turbulent peut être exprimé en tout point de l'espace comme

$$\delta\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \kappa \sum_{\mathbf{n}} e(\mathbf{n})A(\mathbf{n}) \exp\left(\frac{2i\pi\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}}{L_{\max}}\right) \quad (5.26)$$

où  $\mathbf{n}$  est un vecteur d'onde dont les coordonnées varient entre 1 et  $N_g/2$ . Dans les simulations présentées dans cette étude, nous avons pris  $N_g = 512$ . L'amplitude de chaque mode du champ magnétique  $A(\mathbf{n})$  est telle que sur l'ensemble des phases du champ on vérifie  $\langle A(\mathbf{n}) \rangle = 0$  et  $\langle A(\mathbf{n})A^*(\mathbf{n}) \rangle = k^{-\beta-2}$  où nous avons choisi  $\beta = 5/3$  en accord avec une turbulence de type Kolmogorov. Le tirage aléatoire porte sur l'orientation du vecteur unitaire  $e(\mathbf{n})$  qui est systématiquement perpendiculaire à  $\mathbf{n}$  afin d'assurer que  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ . Le champ magnétique est ainsi obtenu par FFT en chaque vertex de la grille. L'intégration de la trajectoire des particules nécessite la connaissance du champ magnétique en tout point de l'espace, ce qui impose que nous utilisions soit une interpolation trilineaire au sein de chaque cellule ou d'utiliser la valeur du champ magnétique sur le vertex le plus proche. La première méthode ne conserve pas exactement la divergence nulle du champ alors que la seconde considère un champ magnétique discontinu. Nous avons testé les deux méthodes et obtenu des résultats similaires pour les particules vérifiant la condition de résonance avec la turbulence, c'est-à-dire si  $L_{\min}/2\pi \leq \bar{r}_L \leq L_{\max}/2\pi$ . Afin de décrire l'adéquation de chaque particule avec cette condition, il est pratique d'utiliser une grandeur appelée rigidité réduite qui est le produit du rayon de Larmor  $\bar{r}_L$  et du plus petit vecteur d'onde de la simulation  $\rho = k_{\min}\bar{r}_L$ . La condition de résonance s'écrit alors  $2/N_g \leq \rho \leq 1$ . La constante  $\kappa$  est fixée à une valeur telle que

$$\langle \delta\mathbf{B}^2 \rangle = \frac{1}{V} \int \delta\mathbf{B}^2 d\mathbf{x} = \frac{\eta}{1-\eta} B_o^2 \quad (5.27)$$

où  $V$  est le volume de la grille. Dans le cas où  $\eta = 1$ , le champ régulier est nul et seul le champ aléatoire est présent. Il faut garder à l'esprit que le champ magnétique considéré durant une simulation impliquant de multiples particules est stationnaire. Cela implique automatiquement qu'aucun champ électromoteur ne sera présent dans la simulation et donc que les particules conserveront leur énergie durant leur propagation. Ce choix annihile l'accélération de Fermi du second ordre assimilable à un chauffage stochastique des particules. Nous avons fait ce choix délibéré à la fois pour des raisons de réduction de temps de calcul mais aussi pour isoler le phénomène de diffusion spatiale et déterminer le plus correctement possible des coefficients de diffusion associés. Giacalone & Jokipii (1999) ont utilisé une autre méthode pour calculer le champ magnétique aléatoire. Ils ont en particulier choisi de le représenter comme une somme d'ondes planes se propageant le long du champ régulier. Cette méthode présente l'avantage de ne pas demander de grosses ressources mémoire pour la simulation, le champ étant calculé à la demande en chaque point de la trajectoire. La contrepartie est que le temps nécessaire au calcul du champ magnétique allonge considérablement la simulation. De plus, le choix d'une décomposition en ondes planes parallèles au champ régulier restreint fortement la variété de modes transverses de la turbulence disponibles pour la diffusion des

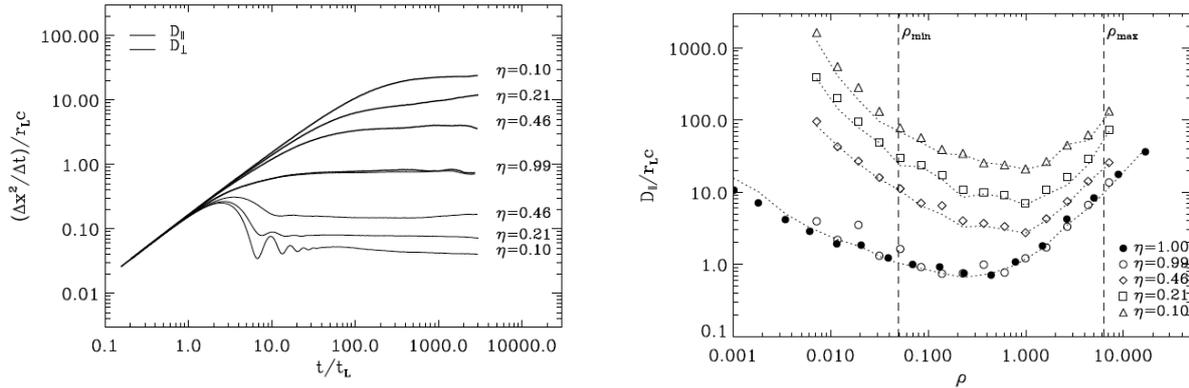


**Figure 5.3 – Gauche :** Fonction d'auto-corrélation de  $\mu$  en fonction du temps pour des particules ayant différentes rigidités (le niveau de turbulence est fixé à  $\eta = 0.1$ ). Le temps est normalisé à  $t_L$  qui correspond au temps de Larmor défini par  $\bar{\omega}_g^{-1}$ . Une rotation des particules autour du champ magnétique régulier correspond à  $\tau = 2\pi t_L$ . **Droite :** Variation de la fréquence de diffusion angulaire  $\nu_s$  en fonction de la rigidité des particules pour différents niveaux de turbulence. Les rigidités  $\rho_{\min}$  et  $\rho_{\max}$  correspondent au domaine de validité du calcul FFT pour le champ turbulent. Figure tirée de Casse et al. (2002).

particules. Il apparaît alors probable que la diffusion transverse mesurée par Giacalone & Jokipii (1999) soit biaisée par ce manque de statistique, ce qui expliquerait peut-être pourquoi leurs résultats ne coïncident avec aucune estimation. Les simulations que nous avons réalisées en utilisant une FFT ont elles aussi un domaine de validité restreint. En effet, les particules présentant un rayon de Larmor inférieur à la taille d'une cellule de la grille seront sensibles aux erreurs engendrées par l'interpolation du champ magnétique au sein de la cellule. De même les particules ayant un rayon de Larmor supérieur à la taille de la grille seront elles sujettes aux effets de la périodicité du domaine qui considère la même grille dupliquée pour remplir l'espace. Il faut donc rester prudent et ne faire confiance qu'aux résultats compris entre les rigidités  $\rho_{\min} = 4\pi/N_g$  et  $\rho_{\max} = 2\pi$ .

### 3.2.2 Diffusions angulaire et parallèle

La première investigation numérique est dédiée à la diffusion angulaire caractérisée par la fonction d'auto-corrélation  $C(\tau)$  de l'angle d'attaque des particules qui contrôle la diffusion parallèle des particules. La figure (5.3) montre la variation temporelle de la fonction  $C(\tau)$  de plusieurs particules avec différentes rigidités dans une turbulence relativement faible ( $\eta = 0.1$ ). On peut remarquer que cette fonction tend systématiquement vers zéro pour  $\tau \gg t_L$  mais avec plus ou moins de rapidité. En effet, nous observons que les particules ayant les rigidités les plus fortes ont une fonction  $C(\tau)$  tendant plus rapidement vers zéro indiquant alors que la perte de mémoire de la valeur initiale est plus rapide à grande rigidité. Cela s'explique aisément par le fait que la condition de résonance avec la turbulence entraîne une interaction pour les particules à grande rigidité avec des modes à grandes longueurs d'onde, lesquels ont les plus grandes amplitudes en vertu du spectre de la turbulence. On peut aussi remarquer que vers  $\tau = 2\pi t_L$  et  $4\pi t_L$  des oscillations sont présentes et coïncident avec des harmoniques de la période de giro-rotation des particules autour du champ magnétique régulier. Ces oscillations sont observées tant qu'un champ régulier est présent car alors le temps de décorrélation  $\tau_s$  est toujours supérieur à une période de rotation des particules. Sur la figure de droite dans (5.3), la fréquence de diffusion angulaire normalisée à la pulsation de Larmor est représentée en fonction de la rigidité des particules et du niveau de turbulence. On peut tout de suite remarquer que la fonction  $\nu_s/\bar{\omega}_g$  suit une loi de puissance dans le domaine de résonance ( $\rho_{\min} = 4\pi/256 \simeq 0.05 \leq \rho \leq 1$ ) telle que  $\nu_s/\bar{\omega}_g \propto \eta\rho^{2/3}$ , ce qui est similaire à la prédiction quasi-linéaire dans le cas d'une turbulence de Kolmogorov. Ce résultat est moins évident pour les régimes de très forte turbulence où un aplatissement de la fonction est observé entre  $0.1 \leq \rho \leq 1$ . Sur ce domaine, la fréquence de diffusion angulaire est très proche de la fréquence de Larmor ce qui correspond à la valeur limite de la diffusion de Bohm. En dessous de cette plage de valeurs de  $\rho$ , la diffusion reprend une forme conforme à la théorie quasi-linéaire. Il est à noter que pour la simulation sans champ moyen



**Figure 5.4 – Gauche :** Coefficients de diffusion parallèle et perpendiculaire en fonction du temps. Les diverses courbes sont réalisées à rigidité constante  $\rho = 0.848$  et pour des niveaux de turbulence compris entre 0.1 et 0.99. **Droite :** Coefficient de diffusion parallèle en fonction de la rigidité et pour des niveaux de turbulence entre 0.1 et 0.99. Figure tirée de Casse et al. (2002).

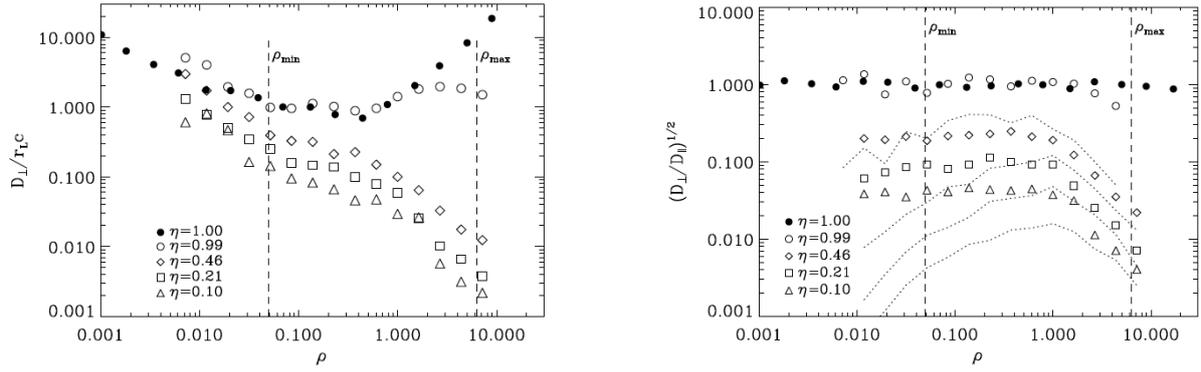
nous avons utilisé une approche très similaire à Giacalone & Jokipii (1999) pour augmenter le domaine de résonance  $k_{\max}/k_{\min} = 10^4$ , élargissant alors le domaine de résonance. Dans cette simulation le régime en  $\nu_s/\bar{\omega}_g \propto \rho^{2/3}$  est à nouveau obtenu pour  $\rho < 0.1$ . Un comportement inattendu a aussi été observé pour les rigidités excédant la borne supérieure du domaine de résonance  $\rho > 1$ . La théorie quasi-linéaire prédit une chute brutale de la fréquence de diffusion angulaire au delà du domaine de résonance alors que dans nos simulations la fréquence de diffusion angulaire se comporte comme  $\nu_s/\bar{\omega}_g \propto \eta\rho^{-1}$ .

Les coefficients de diffusion parallèle et transverse sont représentés sur la partie gauche de la figure (5.4) en fonction du temps. Sur cette figure, on peut voir deux régimes distincts caractérisant ces coefficients. Dans le premier régime, les coefficients sont proportionnels au temps pour des intervalles  $\Delta t$  inférieurs au temps de Larmor, puis dans le second régime ces coefficients deviennent indépendants du temps. Ce comportement est en parfait accord avec celui de la fonction d'auto-corrélation de l'angle d'attaque  $C(\tau)$  car pour des temps inférieur à  $t_L$  cette fonction est non nulle, ce qui engendre que  $\langle \Delta x^2 \rangle / 2\Delta t \propto \Delta t$ . Au-delà de quelques rotations autour du champ régulier, les particules perdent la mémoire des conditions initiales de leur trajectoires et la fonction  $C(t) \rightarrow 0$ , ce qui entraîne que  $\langle \Delta x^2 \rangle / 2\Delta t$  devient constant. La figure (5.4) a été réalisée avec une rigidité constante  $\rho = 0.848$  et pour des niveaux de turbulence compris entre 0.1 et 0.99. Pour les plus faibles turbulences, on voit que  $D_{\perp} \ll r_{LC} \ll D_{\parallel}$  alors que plus le niveau de turbulence augmente et plus on se rapproche d'une convergence  $D_{\parallel}, D_{\perp} \rightarrow r_{LC}$  pour arriver, en l'absence de champ régulier à une diffusion totalement isotrope.

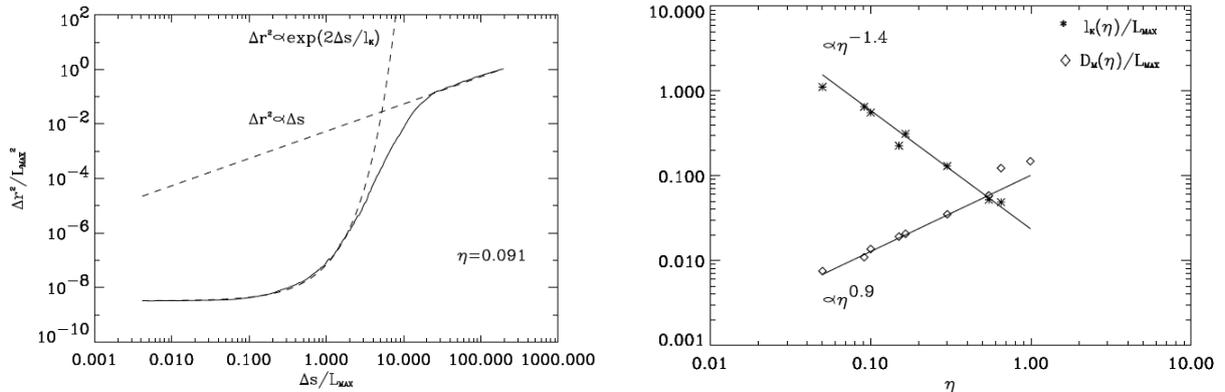
Le comportement du coefficient de diffusion parallèle en fonction de la rigidité des particules est représenté sur la partie droite de la figure (5.4). Il suit exactement le comportement de l'inverse de la fréquence angulaire, c'est-à-dire un comportement en  $\rho^{1/3}/\eta$  dans le domaine de résonance et en  $\rho^2/\eta$  pour les rigidités  $\rho > 1$ . Sur la partie droite de la figure (5.4), les lignes pointillées représentent la valeur du coefficient de diffusion parallèle calculée à partir de la fréquence de diffusion angulaire comme précisé dans l'Eq.(5.18). Le très bon accord entre les mesures du coefficient de diffusion parallèle et celles du temps de relaxation de l'angle d'attaque confortent la justesse de la méthode employée.

### 3.2.3 Le problème de la diffusion transverse

Les mesures du coefficient de diffusion transverse montrent un comportement inattendu par rapport aux prédictions de la théorie quasi-linéaire. En effet, comme on peut le voir sur la figure (5.5), le rapport du coefficient de diffusion transverse sur le coefficient de diffusion parallèle ne dépend que du niveau de la turbulence et aucunement de la rigidité. Au delà du domaine de résonance, ce rapport décroît comme  $\rho^{-2}$ . Ce comportement est semblable aux résultats de Giacalone & Jokipii (1999) bien qu'ils aient trouvé une valeur plus faible du rapport des deux coefficients. Ce régime peut être interprété comme la signature d'une diffusion chaotique des lignes de champ magnétique. Cette diffusion des lignes engendre un écartement des centres-guides de la trajectoire des particules, ce qui a pour effet d'augmenter la diffusion transverse au



**Figure 5.5 – Gauche :** Coefficient de diffusion parallèle. Les diverses courbes sont réalisées à rigidité constante  $\rho = 0.848$  et pour des niveaux de turbulence compris entre 0.1 et 0.99. **Droite :** Coefficient de diffusion parallèle en fonction de la rigidité et pour des niveaux de turbulence entre 0.1 et 0.99. Figure tirée de Casse et al. (2002).



**Figure 5.6 – Gauche :** Représentation de l'écartement moyen de deux lignes de champ contiguës en fonction de l'abscisse curviligne le long de la ligne de champ  $\Delta s$ . **Droite :** Variation de la longueur de la longueur de Kolmogorov  $l_K$  et du coefficient de diffusion magnétique  $D_m$  en fonction du niveau de turbulence mesurée dans la simulation. Les deux grandeurs suivent des lois de puissance de  $\eta$ . Figure tirée de Casse et al. (2002).

champ magnétique. Le rapport des coefficients de diffusion est très inférieur à l'unité pour des turbulences faibles et tend vers l'unité pour les turbulences les plus fortes. Sur la partie droite de la figure (5.5), les lignes pointillées représentent la prédiction quasi-linéaire qui est clairement en désaccord avec les mesures réalisées dans nos simulations. On peut aussi constater que la diffusion transverse est beaucoup plus forte que la prédiction, signant là le rôle de la diffusion magnétique des lignes de champ.

Le comportement chaotique du champ magnétique peut se caractériser de la même façon que pour des particules. Dans un premier temps, deux lignes de champ initialement proches s'écartent de manière exponentielle au fur et à mesure que l'on parcourt chacune d'entre elles. Puis une fois atteinte la longueur de cohérence du champ magnétique caractérisée par  $L_{max}$ , l'écartement des lignes de champ suivra une loi de diffusion caractérisée par un coefficient de diffusion magnétique de la forme  $D_m = \langle \Delta r^2 \rangle / 2\Delta s$  où  $\Delta r$  est l'écartement des deux lignes de champ et  $\Delta s$  l'abscisse curviligne repérant la position sur la ligne de champ. Au sein de nos simulations, il est possible de mesurer ce comportement en intégrant l'équation des lignes de champ à la place de l'équation fondamentale de la dynamique des particules. Le rapport  $\langle \Delta r^2 \rangle / L_{max}^2$  est représenté sur la figure (5.6) en fonction de l'abscisse  $\Delta s / L_{max}$  pour deux lignes de champ initialement contiguës. On peut voir très clairement les deux comportements mentionnés précédemment, c'est-à-dire un écartement initial de forme exponentielle  $\Delta r^2 \propto \exp(2\Delta s / l_K)$  (où  $l_K$  est la longueur de Kolmogorov) puis un régime de diffusion où  $D_m$  devient indépendant de l'abscisse curviligne  $\Delta s$ . Rechester & Rosenbluth (1977) ont présenté une évaluation du coefficient de diffusion transverse dans un champ magnétique chaotique. Afin de prendre en compte la présence de chaos magnétique, il convient

de considérer les deux régimes du champ magnétique, à savoir une divergence exponentielle suivie d'une diffusion standard de l'écartement des lignes de champ. Si le coefficient de diffusion parallèle au champ magnétique régulier est noté  $D_{\parallel}$  et que le temps caractéristique de diffusion est  $\tau_s$  alors après un nombre  $n$  de diffusions, la particule aura diffusé parallèlement au champ régulier d'une longueur  $\ell_{\parallel} \simeq \sqrt{2D_{\parallel}n\tau_s}$ . Durant le même intervalle de temps la particule diffuse transversalement par rapport à la ligne de champ magnétique d'une longueur typique  $\ell_{\perp} \simeq r_L n^{1/2}$ . L'écartement chaotique des lignes de champ favorise la diffusion transverse en augmentant la dérive des centres-guides des trajectoires de particules. Pour des longueurs de diffusion transverse inférieures à la longueur de cohérence, l'écartement des lignes de champ est exponentiel et amplifie le déplacement transverse tel que  $\ell_{\perp} \simeq r_L n^{1/2} \exp(\ell_{\parallel}/l_K)$ . Après un certain nombre de temps de diffusion  $n_c$  correspondant à un écartement de l'ordre de la longueur de cohérence du champ magnétique, le comportement du champ magnétique change et entre en régime de diffusion. On peut alors noter la diffusion transverse globale des particules comme

$$D_{\perp} = \frac{\langle \Delta x_{\perp}^2 \rangle}{2\Delta s} \frac{\Delta s}{\Delta t} \Big|_{n_c} \quad (5.28)$$

Les particules suivent presque parfaitement les lignes de champ magnétique ce qui peut permettre d'approximer le premier terme avec le coefficient de diffusion magnétique  $D_m$ . Le second terme peut être exprimé en reprenant l'expression du coefficient de diffusion parallèle de telle façon que  $\Delta s = v^2/\sqrt{3n_c/2}$ . Le nombre d'itération  $n_c$  marquant la transition entre les deux régimes vérifie l'équation suivante

$$r_L n_c^{1/2} \exp\left(\frac{\sqrt{2D_{\parallel}\tau_s n_c}}{l_K}\right) = L_{\max} \quad (5.29)$$

En procédant par itération, on obtient

$$\sqrt{n_c} \simeq \frac{3}{2} \frac{l_K}{v\tau_s} \ln\left(\frac{L_{\max} v \tau_s}{l_K r_L}\right) \quad (5.30)$$

ce qui permet de re-exprimer le coefficient de diffusion transverse comme

$$D_{\perp} = \frac{2D_m}{l_K \ln\left[\frac{L_{\max} v \tau_s}{r_L l_K}\right]} D_{\parallel} \quad (5.31)$$

Il est important de remarquer que le coefficient de proportionnalité entre les coefficients de diffusion parallèle et transverse ne dépend que très faiblement de l'énergie des particules de par la présence du logarithme. Les grandeurs caractérisant le chaos magnétique ( $D_m, l_K$ ) ne dépendent que du spectre de turbulence et en particulier du niveau de turbulence dans le champ. Aucune théorie n'a jusqu'à présent été capable de prédire cette dépendance mais notre expérience numérique est capable de mesurer ces fonctions. Ces grandeurs sont représentées sur la figure (5.6) et montrent une dépendance en loi de puissance telle que  $l_K \propto \eta^{-1.4}$  et  $D_m \propto \eta^{0.9}$ . Le régime de diffusion chaotique transverse prédit ainsi une dépendance  $D_{\perp} \propto \eta^{2.3} D_{\parallel}$ . C'est effectivement la dépendance obtenue quand on mesure directement le rapport des coefficients de diffusion ce qui confirme la nature du régime de diffusion trouvé ici. Pour conclure sur ce régime de diffusion chaotique transverse, il faut noter que la diffusion primaire des particules, c'est-à-dire la diffusion propre des particules sans diffusion magnétique, influence très peu l'expression finale de  $D_{\perp}$ . En effet, dans le cas d'un régime anormal de diffusion où  $\langle \Delta x^2 \rangle \propto \Delta t^{\alpha}$  (subdiffusion  $\alpha < 1$  ou superdiffusion  $\alpha > 1$ ), la modification n'apparaîtra que dans l'argument du logarithme ce qui laissera le régime de diffusion quasi-inchangé. Dans le contexte d'un champ chaotique, la diffusion des lignes de champ est la principale cause de la diffusion transverse des particules. Nous avons observé des comportements diffusifs assimilables à de la subdiffusion pour de très petites rigidités (en fait proche ou plus petite que  $\rho_{\min}$ ). Ce régime n'est observé que pour des valeurs de rigidités faibles  $\rho < 10^{-2}$  et des niveaux de turbulence modérés. Les caractéristiques de subdiffusion sont semblables à celles prédites par le modèle de diffusion 'composée' ( $\alpha = 1/2$ ) (Getmantsev, 1966; Kirk et al., 1996) mais nos capacités de calcul limitées n'ont pas permis de pousser plus avant nos investigations. On peut noter que plusieurs études ultérieures (Candia & Roulet,

2004; Parizot, 2004) utilisant des ressources informatiques plus conséquentes ont confirmé l'ensemble de ces résultats et ont aussi constaté l'existence d'un régime de subdiffusion transverse pour  $\eta < 1/2$  et à faible rigidité dans une turbulence complète (Parizot, 2004). Candia & Roulet (2004) a par ailleurs aussi permis de confirmer que les expressions des coefficients de diffusion présentés ici à d'autres spectres de turbulence comme celui de Kraichnan ( $\beta = 3/2$ ) ou de Bykov-Toptygin ( $\beta = 2$ , Bykov & Toptygin (1987)). Parizot (2004) a en outre démontré qu'en dehors du domaine de résonance des particules avec la turbulence, le coefficient de diffusion parallèle suit une loi  $D(E) \propto E^2$ , affinant la mesure de la pente que nous avons trouvée en  $E^{7/3}$ .

### 3.2.4 Application aux accélérateurs astrophysiques

Avoir accès à la valeur des coefficients de diffusion des particules permet immédiatement de pouvoir réaliser une estimation de la capacité d'accélération de divers environnements astrophysiques. En effet, dans le cadre d'un mécanisme de Fermi (du premier ou second ordre), il suffit d'égaliser le temps d'accélération mis par le processus pour créer une particule donnée avec le temps d'échappement de ladite particule à cause de son mouvement diffusif (dans le cas où aucun autre processus de perte n'est présent). La première enceinte astrophysique considérée pour l'accélération des rayons cosmiques a été les restes de supernova où une onde de choc de forme plus ou moins sphérique se propage dans le milieu interstellaire à une vitesse  $\beta_s = v_s/c$ . Si l'on considère naïvement que les rayons cosmiques peuvent se propager dans tout l'intérieur du reste de supernova, alors la seule limitation temporelle à l'accélération des particules réside dans l'âge de l'objet. Le temps caractéristique d'accélération de Fermi près d'un choc est donné par  $t_{F1} \simeq 2D/v_s^2$ . Dans le cas d'un choc parallèle où le champ magnétique est préférentiellement normal au front de choc, cela nous amène à une estimation de l'énergie maximale accessible pour les rayons cosmiques

$$E_{\text{SNR}} \sim 1.8 \times 10^{14} \text{eV} Zg \left( \frac{v_s}{10^{-2}c} \right)^2 \left( \frac{t_{\text{SNR}}}{300 \text{yrs}} \right)^2 \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \quad (5.32)$$

où  $Z$  est le nombre de charges du noyau et  $g = v_s/\bar{\omega}_g$ . Dans le cadre d'une diffusion de Bohm, la fonction  $g$  est constante et de l'ordre de l'unité alors que pour une turbulence de type Kolmogorov, cette fonction est  $g \propto \rho^{2/3}$ . Si les coefficients de diffusion dans les restes de supernova s'accordent avec les valeurs trouvées dans notre expérience alors la capacité d'accélération des restes de supernova devient mauvaise au sens où la fonction  $g(E_{\text{SNR}}) \ll 1$ . Il est maintenant admis qu'une amplification magnétique est à l'oeuvre près des chocs de restes de supernovae et que cette amplification a pour origine une instabilité magnétique entretenue par la présence des rayons cosmiques près du front de choc (voir par exemple Parizot et al. (2006); Schure et al. (2012)). Les valeurs du champ magnétique très turbulent sont estimées de l'ordre de plusieurs centaines de  $\mu\text{G}$ , ce qui augmente l'efficacité de l'accélération. Nous discuterons plus avant dans le prochain chapitre la problématique des instabilités de champ magnétique près des chocs astrophysiques et de leurs conséquences sur l'accélération de particules qui vont bien au-delà de l'évaluation simpliste présentée ici.

Les restes de supernova sont très probablement la clé de la production des rayons cosmiques produits dans notre galaxie. Il a été considéré que l'association de plusieurs supernova dans un même voisinage peut engendrer de cavités appelées superbules où des conditions physiques particulières sont réalisées. En effet, comme montré par exemple dans Parizot & Drury (1999), une superbulle possède un rayon qui évolue dans le temps comme  $R_{\text{SB}}(t) \sim 66 \text{pc} (t/1 \text{Myr})^{3/5}$  alors que sa densité décroît comme  $n_{\text{SB}} \sim 10^{-2} \text{cm}^{-3} (t/1 \text{Myr})^{-22/35}$ . Ce type d'environnement est propice à une accélération de particules par un mécanisme de Fermi du second ordre où une multitude d'ondes d'Alfvén se propageant dans l'espace confèrent aux particules des gains et pertes en énergie assimilables à un chauffage stochastique de la population. Le temps caractéristique d'accélération est donné par  $t_{F2} \sim (c/v_A)^2 \tau_s$  où l'on voit que plus la vitesse d'Alfvén  $v_A$  du milieu est élevée et plus l'efficacité sera bonne. Les données caractérisant les superbules sont typiquement  $B \sim 10 \mu\text{G}$  et  $n \sim 10^{-3} \text{cm}^{-3}$  ce qui amène si on égalise le temps d'accélération par Fermi au temps d'échappement depuis le disque galactique  $t_{\text{esc}} \sim h^2/2D_{\parallel}$  ( $h$  étant l'épaisseur du disque galactique d'environ 120 pc)

$$E_{\text{SB}} \sim 1.7 \times 10^{15} \text{eV} Zg \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^2 \left( \frac{t}{30 \text{Myr}} \right) \quad (5.33)$$

Cette estimation, bien que grossière, tend à indiquer que ce mécanisme pourrait contribuer à l'accélération des rayons cosmiques car dans ce contexte la fonction  $g(E_{SB}) \leq 1$ . Au sein des superbulles, d'autres mécanismes peuvent être à l'oeuvre comme par exemple l'interaction entre un reste de supernova et un vent d'étoile OB donnant naissance à une zone d'accélération de type Fermi du premier ordre. Ce mécanisme a très récemment reçu un soutien observationnel (qui reste malgré tout à confirmer) au travers de la détection d'éléments synthétisés dans les étoiles OB au sein de la composition des rayons cosmiques (Rauch, 2012). Parmi les sources astrophysiques de rayons cosmiques extra-galactiques, il semble maintenant admis que seuls deux types de sources puissent potentiellement être à l'origine des rayons cosmiques de ultra-haute énergie (RCUHE). En regroupant les diverses caractéristiques de chacun des candidats ainsi que les diverses contraintes observationnelles, la liste des accélérateurs candidats à la production des RCUHE s'est fortement réduite jusqu'à ne garder que peu d'éléments : les noyaux actifs de galaxies de types FR2, les sursauts  $\gamma$  et dans une moindre mesure les vents de pulsar (Bykov et al., 2012). Parmi ces trois sources, les jets associés aux radio-galaxies FR2 sont celles qui sont le moins relativistes et leurs capacités d'accélération peuvent encore être évaluées par des critères similaires à ceux employés pour les restes de supernovae. Ces jets ont la particularité de conserver approximativement la quantité  $BR_j$  où  $R_j$  est le rayon du jet. Cette quantité est assimilable au courant électrique porté dans le jet et est préférentiellement portée par la composante toroidale du champ magnétique qui n'est pas soumise à la conservation du flux magnétique dans ce type de géométrie. Une estimation de ce produit peut être obtenue en considérant à proximité du trou noir central un champ magnétique d'équipartition dans le cadre d'une luminosité d'Eddington,

$$BR_j \sim 0.1 \text{G.pc} \left( \frac{L_*}{M_\odot} \right)^{1/2} \quad (5.34)$$

L'estimation du champ magnétique à la base du jet donne alors  $R_j \sim 1 \text{pc}$  et  $B \sim 100 \text{mG}$  alors que vers le choc terminal on aura  $B \sim 0.1 \text{mG}$  et  $R_j \sim 1 \text{kpc}$ . Le confinement des particules de très haute énergie peut être évalué en considérant le temps d'échappement de ces particules depuis le jet. Etant donnée la géométrie du jet, ce temps d'échappement prendra en compte la diffusion transverse au champ magnétique telle que  $t_{\text{esc}} \simeq R_j^2 / 2D_\perp$  ce qui donne

$$t_{\text{esc}} \simeq 2 \times 10^4 \text{yr} \frac{Zg}{\eta^{2.3}} \left( \frac{R_j}{1 \text{pc}} \right)^2 \left( \frac{B}{1 \text{G}} \right) \left( \frac{E}{10^{18} \text{eV}} \right)^{-1} \quad (5.35)$$

Il semble alors assez peu probable que des RCUHE produits à la base du jet puissent se propager jusqu'au bout du jet dont le temps de traversée est plutôt de l'ordre du million d'année. Dans le cadre d'une accélération de Fermi du premier ordre se produisant dans un choc interne du jet, l'énergie maximale est obtenue en égalisant  $t_{\text{esc}} = t_{F1}$ , ce qui conduit à

$$E_{\text{max}} \sim 10^{21} \text{eV} \beta_s \frac{Zg}{\eta^{1.15}} \Gamma \left( \frac{B}{1 \text{G}} \right) \left( \frac{R_j}{1 \text{pc}} \right) \quad (5.36)$$

où  $\Gamma < 10$  est le facteur de Lorentz d'ensemble du jet. Si l'on suppose que la turbulence est de type Kolmogorov, nos résultats sur la diffusion amène alors que l'énergie maximale attendue sera

$$E_{\text{max}} \sim 10^{21} \text{eV} \beta_s^3 Z \Gamma \left( \frac{B}{1 \text{G}} \right) \left( \frac{R_j}{1 \text{pc}} \right) \quad (5.37)$$

Le choc terminal présent à l'extrémité du jet est aussi une source potentielle de création de RCUHE. Les conditions physiques régnant dans cet environnement sont plus incertaines bien que la taille et la valeur du champ magnétique soient relativement bien connues. L'incertitude principale réside dans la topologie du champ magnétique ainsi que dans le niveau de turbulence du champ magnétique. Nous pouvons néanmoins faire une estimation de l'énergie maximale des rayons cosmiques dans les deux cas opposés où le champ magnétique régulier est parallèle ou perpendiculaire à la normale au choc. Le choc terminal du jet se déplace à une vitesse proportionnelle à celle de la matière du jet et le temps caractéristique d'accélération peut s'écrire  $t_{F1} = \zeta D / V_{\text{jet}}^2$  où  $\zeta = 3r(r+1)/(r-1)$  qui est égal à 20 dans le cas d'un choc fort. Le coefficient de diffusion à prendre en compte dépend de l'orientation du champ magnétique régulier et dans le cas d'une turbulence de Kolmogorov ou de Kraichnan est compris entre  $D_\perp$  et  $D_\parallel$ . Le mécanisme limitant l'accéléra-

tion des rayons cosmiques est l'échappement des particules qui est caractérisé par un temps  $t_{\text{esc}} = R_{\text{hs}}^2 / 4D_{\parallel}$  où  $R_{\text{hs}}$  est la taille de la zone. Egaliser les deux temps caractéristiques permet d'obtenir l'énergie maximale dans le cadre d'une turbulence de Kolmogorov mais la dépendance envers le niveau de turbulence laisse une incertitude sur cette énergie. Ce problème peut être circonvenu en utilisant les propriétés d'émission des électrons qui subissent le même mécanisme d'accélération mais sont soumis aux pertes synchrotron. En effet, en égalisant le temps d'accélération des électrons au temps caractéristique d'émission synchrotron, il est possible d'exprimer le niveau de turbulence du champ magnétique en fonction de la fréquence de coupure observée dans les choc terminaux de jets. En réinjectant ce résultat dans l'accélération des rayons cosmiques, nous pouvons donner l'énergie maximale des particules pour une turbulence de Kolmogorov

$$E_{\text{max}} \simeq 1.53 \times 10^{21} eV Z \left( \frac{h\nu_c}{16.8 \text{keV}} \right)^2 \left( \frac{\zeta^{3/2}}{\beta_{\text{jet}}^2} \right) \left( \frac{B}{1 \text{mG}} \right)^4 \left( \frac{R_{\text{hs}}}{1 \text{kpc}} \right)^3 \quad (5.38)$$

La fréquence de coupure synchrotron des électrons non thermiques observée dans différents chocs terminaux de jets ne dépasse jamais la gamme visible ce qui tend à montrer que pour cette configuration magnétique, les chocs terminaux de jets FR2 ne peuvent produire les RCUHE. La configuration perpendiculaire sera plus efficace à cause d'une valeur plus petite du coefficient de diffusion perpendiculaire. Je présenterai dans le chapitre suivant une étude un peu plus poussée sur ce type d'objets où en plus d'investigations analytiques, je présenterai les prémices de simulations numériques multi-échelles permettant de calculer l'accélération des rayons cosmiques en plus de la production de particules secondaires comme les rayons  $\gamma$  et des neutrinos de haute énergie.



---

---

# Chapitre 6

---

## Vers une description multi-échelles du transport des rayons cosmiques

Articles en relation avec ce chapitre : [Casse & Marcowith \(2003, 2005\)](#); [Casse et al. \(2013\)](#); [Marcowith & Casse \(2010\)](#)

Dans le chapitre précédent, j'ai présenté assez succinctement une description du processus d'accélération de particules dans le voisinage d'une onde de choc se propageant dans un plasma astrophysique. La difficulté pour décrire de façon cohérente l'ensemble du problème réside dans le contraste d'échelle des divers phénomènes impliqués. En effet, ce processus implique une onde de choc macroscopique interagissant avec des particules supra-thermiques (donc hors équilibre thermodynamique) qui elles-mêmes interagissent avec un champ magnétique dont les échelles caractéristiques vont de la taille de l'objet jusqu'aux plus petites échelles. La seule théorie valide pour décrire cette interaction est la théorie cinétique qui permet de connaître l'évolution de la fonction de distribution des particules dans le temps. J'ai déjà mentionné dans le chapitre précédent que le type de phénomène magnétique chaotique impliqué dans le mécanisme peut être décrit par une version de l'équation de Boltzmann appelée équation de Fokker-Planck où l'effet du champ magnétique aléatoire est pris en compte au travers de coefficients de diffusion. Cette équation nécessite de disposer du champ de vitesse à grande échelle du fluide. La description complète du mécanisme implique donc de décrire à la fois la physique microscopique des particules et l'évolution à grande échelle du fluide thermique abritant l'accélération des particules. Ce contraste d'échelle implique différentes descriptions devant être réalisées simultanément. L'évolution du fluide thermique peut être obtenue par la MHD alors que l'évolution des particules ne peut être obtenue que par une description cinétique.

### 1 Résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck

La complexité de l'équation de Fokker-Planck, décrivant l'évolution des populations de particules supra-thermiques, rend quasiment impossible sa résolution analytique, à part pour des cas simplistes qui ne peuvent figurer la réalité des environnements astrophysiques. Une approche numérique du problème s'avère donc être indispensable. L'équation de Fokker-Planck est une équation différentielle aux dérivées partielles faisant intervenir des coefficients eux-mêmes dépendant de la position dans l'espace des phases et du temps (champ de vitesse, coefficients de diffusion, etc...).

#### 1.1 Equivalence en équation de Fokker-Planck et équations stochastiques différentielles

Un des moyens de résoudre numériquement cette équation réside dans l'utilisation d'équations stochastiques différentielles (ESD) permettant de décrire la trajectoire de particules supra-thermique dans l'espace des phases. En effet, [Itô \(1951\)](#) a démontré que les particules composant une fonction de distribution  $f(t, \mathbf{X})$  (où  $\mathbf{X}$  repère la position dans l'espace des phases) dont l'évolution est régie par une équation de

Fokker-Planck de type

$$\frac{\partial f}{\partial t} = - \sum_{i=1}^N \frac{\partial}{\partial X_i} (A_i(t, \mathbf{X}) f(t, \mathbf{X})) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\partial^2}{\partial X_i \partial X_j} \left( \sum_{k=1}^N B_{ik}(t, \mathbf{X}) B_{kj}^T(t, \mathbf{X}) f(t, \mathbf{X}) \right) \quad (6.1)$$

sont individuellement régies par un jeu d'équations stochastiques différentielles dont la forme est

$$\frac{dX_i}{dt} = A_i(t, \mathbf{X}) + \sum_{j=1}^N B_{ij}(t, \mathbf{X}) \frac{dW_j}{dt} \quad (6.2)$$

où les grandeurs  $W_j$  représentent des processus de Wiener satisfaisant les conditions  $\langle W \rangle = W_o$  et  $\langle (W - W_o)^2 \rangle = t - t_o$  (voir l'annexe A pour plus de détails sur la correspondance entre les équations). L'intégration temporelle numérique des équations stochastiques différentielles est aisée dans le cadre d'un schéma eulérien. Il nécessite uniquement de modéliser numériquement le processus de Wiener impliqué dans ces équations. Pour ce faire, il faut faire appel à des techniques Monte-Carlo qui permettent de réaliser des tirages aléatoires de la variable  $\xi = dW/dt$  telles que la distribution de probabilité suivent une loi gaussienne

$$Pr(\xi, t | \xi_o, t_o) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(t - t_o)}} \exp\left(-\frac{(\xi - \xi_o)^2}{2(t - t_o)}\right) \quad (6.3)$$

L'identification des termes composant les ESD est possible après une ré-écriture de l'équation de Fokker-Planck considérée. En effet, la forme générale de cette équation dans le cadre de l'étude de la dynamique des rayons cosmiques s'écrit (voir par exemple Skilling (1975))

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} + \nabla_i (D_{i,j} \nabla_j f) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left( D_{pp} p^2 \frac{\partial f}{\partial p} + \sum_k \frac{p^2 f}{t_{\text{loss},k}(x, p)} \right) \quad (6.4)$$

où les temps de pertes  $t_{\text{loss},k}$  correspondent à des processus susceptibles de faire perdre de l'énergie aux rayons cosmiques (rayonnement, collisions, etc...). Le coefficient de diffusion en quantité de mouvement  $D_{pp}$  est associé au mécanisme d'accélération de Fermi du second ordre et est relié au coefficient de diffusion parallèle via la relation  $D_{pp} \simeq p^2 V_A^2 / 9 D_{\parallel}$  où  $V_A$  est la vitesse d'Alfvén locale. Suivant les contextes, il faut procéder à une transformation de l'équation afin que cette dernière soit compatible avec l'équation (6.1). Dans la suite de ce chapitre, plusieurs applications seront présentées, les premières concernant des jets extragalactiques axisymétriques et les suivantes concernant une onde de choc de reste de supernova sphérique. Pour la géométrie cylindrique, il convient de définir une fonction  $F = r p^2 f$  où  $r$  est le rayon cylindrique des coordonnées  $(r, \theta, z)$  qui permet alors de réécrire l'équation de Fokker-Planck sous la forme

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial r} \left\{ F \left( v_r + \frac{\partial D_r}{\partial r} + \frac{D_r}{r} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ F \left( v_z + \frac{\partial D_z}{\partial z} \right) \right\} \\ & - \frac{\partial}{\partial p} \left\{ F \left( -\frac{p \nabla \cdot \mathbf{v}}{3} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial p^2 D_{pp}}{\partial p} - \sum_k \frac{p}{t_{\text{loss},k}} \right) \right\} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} (F D_r) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (F D_z) + \frac{\partial^2}{\partial p^2} (F D_{pp}) \end{aligned} \quad (6.5)$$

où ne sont considérés que les coefficients de diffusion spatiale dans les directions  $r$  et  $z$  en raison de l'axisymétrie du système. L'écriture précédente donne directement l'expression des ESD associées

$$\begin{aligned} dr &= \left( v_r + \frac{\partial D_r}{\partial r} + \frac{D_r}{r} \right) dt + \xi_r \sqrt{2 D_r dt} \\ dz &= \left( v_z + \frac{\partial D_z}{\partial z} \right) dt + \xi_z \sqrt{2 D_z dt} \\ dp &= \left( -\frac{p \nabla \cdot \mathbf{v}}{3} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial p^2 D_{pp}}{\partial p} - \sum_k \frac{p}{t_{\text{loss},k}} \right) dt + \xi_p \sqrt{2 D_{pp} dt} \end{aligned} \quad (6.6)$$

Comme je l'explique dans l'annexe A, il faut considérer un grand nombre de particules dont les trajectoires sont calculées grâce aux ESD précédentes. Un suffisamment grand nombre de particules induit une bonne statistique qui permet alors, en calculant la densité des particules dans l'espace de phases, de reconstruire la fonction de distribution  $f$ .

Pour un problème à symétrie sphérique comme par exemple une onde de choc sphérique, On peut aussi obtenir une expression de l'équation de Fokker-Planck conforme à (6.1) en posant cette fois-ci  $F_s = R^2 p^2 f$ , ce qui donne en coordonnées sphériques  $(R, \theta, \phi)$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_s}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial R} \left\{ F_s \left( v_R + \frac{\partial D_R}{\partial R} + \frac{2D_R}{R} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial p} \left\{ F_s \left( -\frac{p \nabla \cdot \mathbf{v}}{3} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial p^2 D_{pp}}{\partial p} - \sum_k \frac{p}{t_{\text{loss},k}} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial^2}{\partial R^2} (F_s D_R) + \frac{\partial^2}{\partial p^2} (F_s D_{pp}) \end{aligned} \quad (6.7)$$

Le jeu d'ESD correspondant sera alors

$$\begin{aligned} dR &= \left( v_R + \frac{\partial D_R}{\partial r} + \frac{2D_R}{R} \right) dt + \xi_r \sqrt{2D_R dt} \\ dp &= \left( -\frac{p \nabla \cdot \mathbf{v}}{3} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial p^2 D_{pp}}{\partial p} - \sum_k \frac{p}{t_{\text{loss},k}} \right) dt + \xi_p \sqrt{2D_{pp} dt} \end{aligned} \quad (6.8)$$

La trajectoire dans l'espace des phases s'obtient très facilement avec un schéma d'Euler dont le pas de temps est suffisamment petit pour assurer une description satisfaisante du mouvement de diffusion. Il est possible d'aller au-delà de ce simple algorithme, en particulier en intégrant des termes d'ordres supérieurs en  $dt$ , ce qui permet d'améliorer la précision de l'intégration au prix d'un effort plus important de mémoire et de temps de calcul (Klöeden & Platen, 1991; Smith & Gardiner, 1989).

## 1.2 Couplage entre ESD et description MHD

La présence de quantités physiques à grande échelle au sein des ESD nécessite d'avoir accès à une description MHD du fluide thermique dans lequel le transport des rayons cosmiques a lieu. Ainsi, en toute généralité, il est indispensable d'avoir accès au champ de vitesse  $\mathbf{v}$  du fluide ainsi qu'à sa divergence. De même, il est important de connaître la structure du champ magnétique à grande échelle pour déterminer en tout point de la trajectoire des particules supra-thermiques, la matrice de diffusion spatiale. Il reste néanmoins des hypothèses à formuler pour compléter la description du transport. En particulier, il est indispensable d'avoir l'expression des coefficients de diffusion spatiale afin de pouvoir décrire le mouvement de diffusion. Ces hypothèses nous épargnent d'avoir à modéliser le champ électromagnétique dans son intégralité, ce qui est très coûteux sur le plan numérique.

### 1.2.1 Considérations générales et tests de base

Krulls & Achterberg (1994) ont pour la première fois appliqué le formalisme des ESD à des problèmes astrophysiques. En particulier, ils se sont intéressés à décrire dans quelles conditions ces équations sont capables de reproduire de façon exacte la dynamique de l'accélération diffusive au niveau d'un choc. Pour ce faire, ils ont considéré plusieurs profils analytiques de vitesse dans le cadre d'un système unidimensionnel allant d'une transition de vitesse abrupte (de type Heaviside) à un profil de variation linéaire se produisant sur une échelle  $\Delta X_{sh}$ . Ils ont montré que les ESD peuvent parfaitement reproduire le spectre en énergie des particules accélérées à la condition qu'un ordonnancement spatial soit respecté. Le mouvement d'une particule peut être décomposé comme la superposition de deux pas, l'un d'advection dû à l'entraînement engendré par le fluide et l'autre de diffusion dû principalement au champ magnétique turbulent. En regardant la configuration unidimensionnelle la plus simple où l'on considère le coefficient de diffusion spatiale homogène, on peut écrire l'ESD du mouvement spatial tel  $dX = V dt + \xi \sqrt{2D dt}$  où l'on identifie le pas d'advection comme étant  $\Delta X_{adv} = v \Delta t$  alors que le pas diffusif sera  $\Delta X_{diff} = \sqrt{2D \Delta t}$ . Krulls & Achterberg (1994) ont montré que l'ordonnancement à respecter est tel que  $\Delta X_{adv} \ll \Delta X_{sh} < \Delta X_{diff}$ . Cet

ordonnement assure que le mécanisme d'accélération diffusive est correctement décrit. En effet, dans ce mécanisme, la trajectoire de la particule est dominée par la diffusion alors que le mouvement d'advection entraîne petit à petit la particule loin du choc. De plus, le mouvement diffusif des particules doit pouvoir lui assurer de franchir le front de choc un grand nombre de fois. Toutes ces conditions sont intégrées dans l'ordonnement et imposent deux conditions, l'une sur le pas de temps, l'autre sur la valeur minimale du coefficient de diffusion. La condition sur le pas de temps s'obtient en considérant la première partie de l'ordonnement  $\Delta t \ll \Delta X_{sh}/|v|$ . La seconde contrainte provient de l'autre partie qui nous donne  $D > D_{min} = \Delta X_{sh}|v|/2$ . Lors d'un couplage avec un code MHD, la largeur d'un choc est de quelques cellules ce qui impose alors à la fois un pas de temps cinétique maximal ainsi qu'un coefficient de diffusion minimal. Ce dernier est très vraisemblablement dépendant de l'énergie des particules, ce qui impose alors une énergie minimale sur les particules à considérer. L'utilisation de codes à grille adaptative, permettant localement d'augmenter fortement la résolution spatiale de la grille MHD tout en épargnant le coût mémoire de la simulation, semble être la situation idéale pour mener à bien un couplage entre les ESD et MHD.

Les tests antérieurs réalisés par Krulls & Achterberg (1994); Marcowith & Kirk (1999) ont permis de vérifier que dans des cas idéalisés, les ESD étaient capables de donner la solution de l'équation de Fokker-Planck. Néanmoins, il reste quelques tests importants à réussir avant de s'attaquer à des configurations de fluides et de champs plus réalistes. Un premier test simple consiste à reproduire le mouvement de diffusion d'une population de particules. Pour ce faire, choisissons par exemple une population de particules monoénergétiques située sur l'axe d'un jet cylindrique et toutes soumises à un même coefficient de diffusion radiale  $D_r$  constant. En l'absence de chocs et de vitesse, l'équation de Fokker-Planck se réduit à une équation simpliste (avec  $f(r, t = 0) = \delta(r)$ )

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{D_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial f}{\partial r} \right) \quad (6.9)$$

dont la solution est

$$f(r, t) = \frac{1}{4D_r t} \exp\left(-\frac{r^2}{4D_r t}\right) \quad (6.10)$$

Dans Casse & Marcowith (2003) nous avons réalisé une simulation ESD avec un million de particules ce qui nous permet à chaque intervalle de temps de pouvoir reconstruire la fonction de distribution. Sur la figure (6.1) on peut voir la comparaison entre la solution analytique et le résultat donné par l'emploi des ESD. Cette comparaison est plutôt bonne et nous permet de voir que tant que le nombre de particules présentes dans la simulation est suffisamment grand, nous pourrions converger vers la solution de l'équation de Fokker-Planck. Un second test simple a été réalisé en calculant numériquement le temps moyen mis par les particules pour diffuser jusqu'au rayon du jet. Les résultats obtenus pour différents coefficients de diffusion rejoignent parfaitement l'estimation analytique  $t_{esc} = R_{jet}^2/4D_r$  tant que le pas de temps d'intégration est suffisamment petit pour bien échantillonner le mouvement de diffusion.

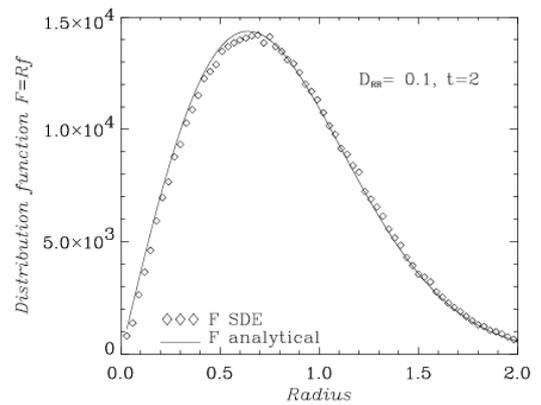
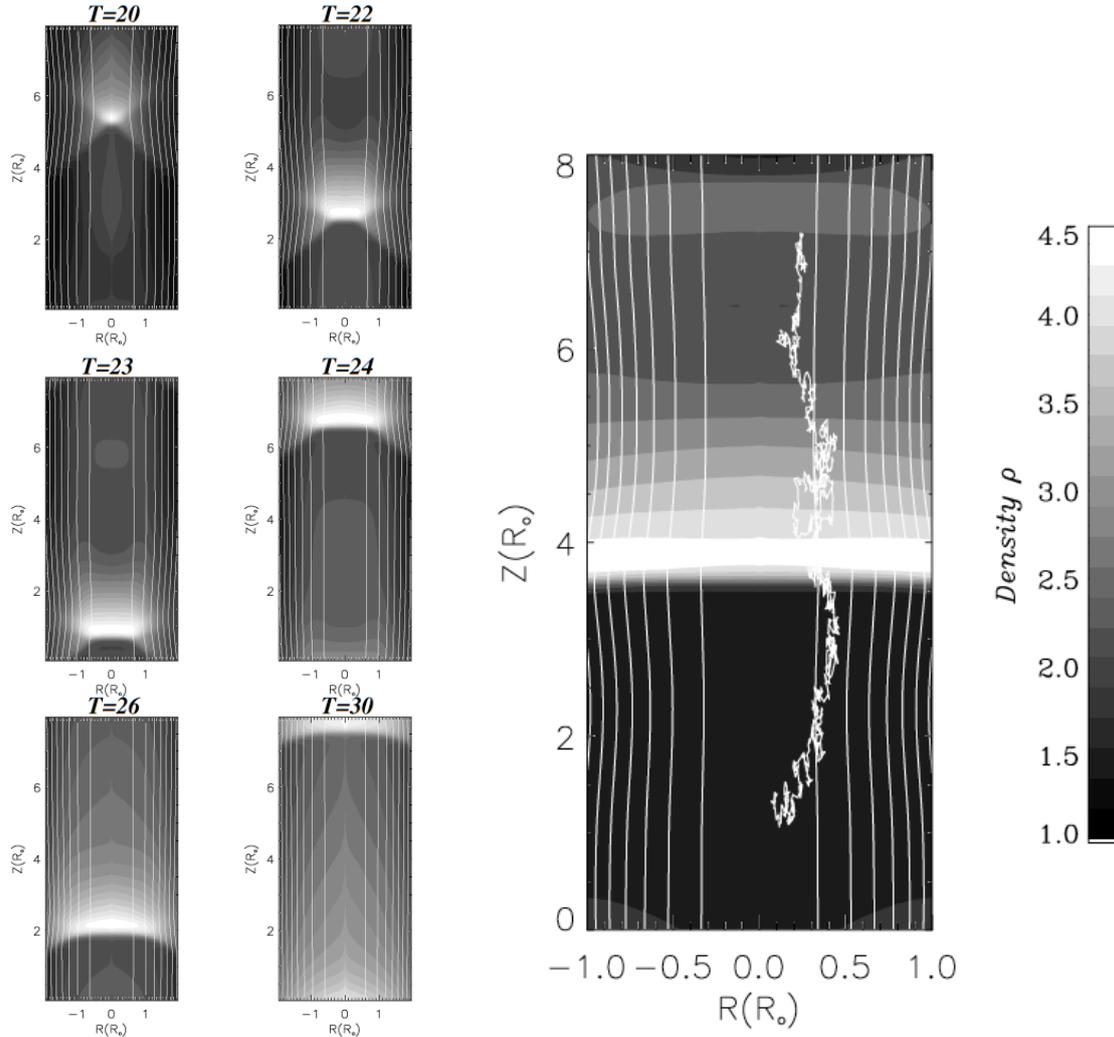


Figure 6.1 – Comparaison entre la solution analytique d'une équation de diffusion avec la solution numérique obtenue par l'utilisation d'ESD. Figure tirée de Casse & Marcowith (2003).

### 1.2.2 Tests de couplage ESD-MHD

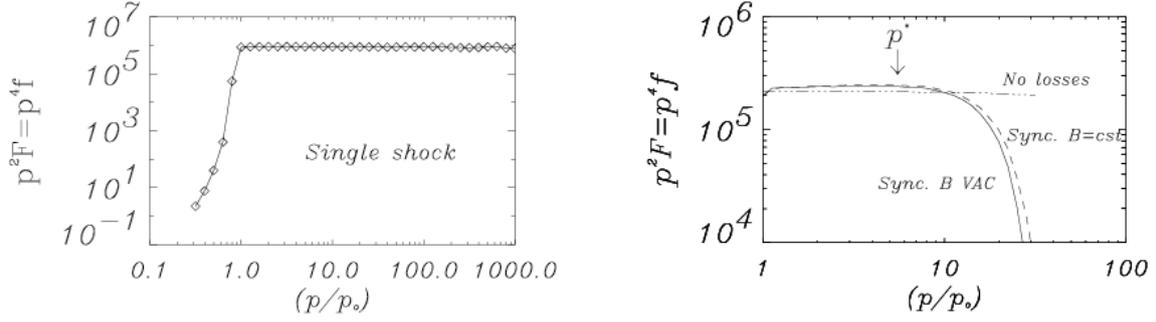
La capacité des ESD à capturer la dynamique de particules supra-thermiques lors de leur interaction avec un choc MHD est encore à prouver à ce stade. Dans Casse & Marcowith (2003) nous avons choisi de tester ce couplage sur des simulations MHD de jets extra-galactiques. En particulier, nous avons jeté notre dévolu sur la présence de chocs internes à l'intérieur de ces jets pour mesurer leur capacité d'accélération. L'apparition de chocs internes est consécutive à une instabilité de Kelvin-Helmoltz et a été étudiée en détail par nombres d'auteurs (voir par exemple Baty & Keppens (2002)). Nous avons réalisé des simulations MHD permettant de reproduire cette instabilité au sein d'un jet périodique. Les conditions initiales de nos simulations ont considéré un jet plus dense que le milieu extérieur ayant une vitesse axiale super-sonique et un champ magnétique axial constant alors qu'une composante toroïdale a été prise en compte pour



**Figure 6.2** – Simulation MHD 2.5D d'un jet axisymétrique à l'équilibre perturbé à sa surface par une petite variation de vitesse. Une instabilité de Kelvin-Helmholtz se développe dans le jet pour donner naissance à un choc plan dans le jet. Sur la partie droite de la figure, un zoom sur la partie centrale du jet a été fait pour illustrer la trajectoire obtenue d'une particule non-thermique soumise à la fois à l'advection par le fluide et aussi à un mouvement de diffusion. Figure tirée de [Casse & Marcowith \(2003\)](#).

compenser le gradient de pression thermique tendant à évaser le jet. Une perturbation de vitesse radiale a été rajoutée à la surface du jet. Plusieurs instantanés de la simulation sont visibles sur la figure (6.2) et l'on voit apparaître un front de choc qui se développe pour donner naissance à un choc plan se propageant le long du jet. Les conditions périodiques en  $z$  de la simulation permettent de considérer plusieurs chocs à la suite pour l'étude d'une accélération multi-chocs.

Nous avons considéré plusieurs instantanés de cette simulation dans notre couplage avec les SDE et avons obtenu les résultats présentés dans la figure (6.3) en vérifiant que les conditions de l'ordonnancement ont bien été vérifiées. La connaissance de la vitesse du fluide ainsi que de la structure complète du champ magnétique MHD est obtenue grâce à une interpolation bi-linéaire réalisée au sein de chaque cellule. La divergence de la vitesse est calculée en utilisant un calcul discrétisé standard précis au second ordre. Dans la première simulation, nous avons considéré des conditions aux limites idéales pour le transport des particules non-thermiques, c'est-à-dire un bord radial réfléchissant prévenant toute fuite de particule et une condition au bord continue dans la direction axiale. Cette configuration assure qu'aucune perte diffusive ne sera présente dans la simulation. La mesure de l'énergie de chaque particule franchissant le front de choc permet de reconstruire la fonction de distribution de la population de particules supra-thermiques au niveau du choc et de la comparer avec les prédictions de l'accélération de Fermi. Le spectre au choc représenté sur



**Figure 6.3** – *Gauche* : Fonction de distribution d'une population de particules initialement injectées à la quantité de mouvement  $p_0$  au voisinage du choc décrit dans la figure (6.2). Le spectre est une loi de puissance en  $p^{-4}$  comme attendu dans le cas d'une accélération de Fermi au niveau du choc considéré. *Droite* : Même spectre pour des électrons en considérant des pertes dues au rayonnement synchrotron. Le spectre est coupé à une énergie où les pertes synchrotron sont du même ordre de grandeur que les gains en énergie amenés par le franchissement du front de choc. Figure tirée de Casse & Marcowith (2003).

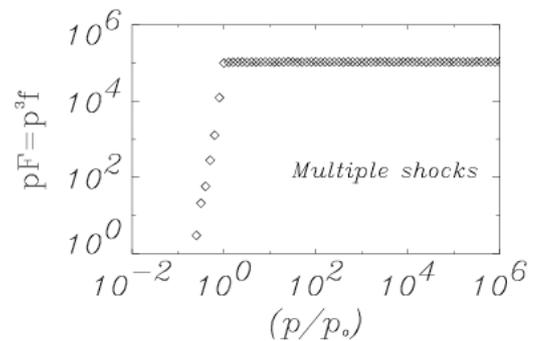
la figure (6.3) coïncide parfaitement avec un spectre produit par un choc fort de facteur de compression  $r = 4$  que l'on peut mesurer sur le contraste de densité au niveau du choc (figure 6.2). Les coefficients de diffusion ont été laissés constants au cours de l'intégration temporelle sans que la forme du spectre ne soit modifiée par une variation de leur valeur (le temps pour atteindre la fonction en loi de puissance par contre est dépendant du coefficients  $D_z$ ). On peut remarquer sur le spectre au choc la présence de quelques particules avec  $p < p_0$ . Ces particules ont donc subi des pertes adiabatiques (faibles) dues au champ de vitesse qui localement peut rendre la divergence de la vitesse positive et entraîner une perte en énergie. Dans un second temps, nous avons réalisé la même simulation mais à destination d'une population d'électrons soumise, en plus des pertes adiabatiques, à des pertes dues au rayonnement synchrotron produit par ces particules. Webb et al. (1984) ont résolu l'équation de Fokker-Planck dans le contexte d'un champ de vitesse uniforme dans chaque milieu ainsi qu'avec des coefficients de diffusion constants. Parmi les résultats de cette étude, on peut citer que l'énergie de coupure du spectre, définie comme étant l'énergie des particules à laquelle les pertes synchrotron égalent le gain en énergie dû à un franchissement du front de choc, est égale à

$$p^* c = \frac{m_e^2 c^3}{D_z} \frac{2\pi}{\sigma_T B^2} v_{up}^2 \frac{r-1}{r(r+1)} = 0.48 GeV \left( \frac{v_{up}}{300 km/s} \right) \left( \frac{R_{jet}}{100 pc} \right)^{-1} \left( \frac{B}{100 \mu G} \right)^{-2} \quad (6.11)$$

L'énergie d'injection des électrons ne peut être laissée libre car pour que les électrons diffusent dans une turbulence magnétique, il faut que leur quantité de mouvement soit supérieure à une quantité de mouvement minimale égale à  $p_{inj} = m_i V_A$  où  $m_i$  est la masse du proton et  $V_A$  la vitesse d'Alfvén locale (Lacombe, 1977).

Cette condition est très facilement vérifiée pour les rayons cosmiques mais elle est plus délicate pour les électrons en raison de leur plus faible masse. En effet, cela implique dans la simulation MHD que nous avons réalisée où  $V_A \sim c/100$  que  $p_0 c > 10 MeV$ . Pour satisfaire ce critère, nous avons fixé  $p_0 c = 100 MeV$ . En prenant des valeurs caractéristiques pour les jets extragalactiques ( $v_{up} \sim 300 km/s$  et  $B \sim 100 \mu G$ ), on arrive à une énergie coupure de l'ordre de  $500 MeV$ , ce qui est en accord avec le spectre obtenu (figure 6.3).

Afin de poursuivre notre validation du schéma numérique des ESD, nous avons modifié la nature de la condition en haut et en bas de la zone de simulation, c'est-à-dire en les rendant périodiques. Cette modification a pour résultat de permettre aux particules d'expérimenter une rencontre



**Figure 6.4** – Même figure que 6.3 mais pour une accélération multi-choc. On retrouve le spectre en  $p^{-3}$  attendu dans ce cas.

avec de multiples fronts de chocs disposés le long du jet.

Dans un tel contexte, le spectre attendu au niveau des fronts de choc est modifié par rapport au cas précédent. Le spectre en énergie  $f$  au niveau du front de choc peut s'écrire de façon générale comme  $\ln f(p) \propto -(3 + t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}) \ln p$  (Drury, 1983). Pour une accélération mono-choc, nous avons  $t_{\text{acc}} = t_{\text{esc}}$ , ce qui redonne le spectre observé précédemment. Dans le cas d'une accélération multi-chocs, le temps d'échappement devient infini ce qui donne une loi de puissance plus dure en  $\ln f(p) \propto -3 \ln p$ . Sur la figure (6.4) on peut observer le spectre obtenu par l'utilisation des ESD au niveau des fronts de choc et on constate alors un accord parfait avec la loi de puissance attendue. De même, nous avons vérifié que dans le cas des électrons, nous retrouvons bien un spectre coupé en accord avec les formules données par Webb et al. (1984).

## 2 Modélisation multi-échelles de l'accélération de particules dans les jets extra-galactiques

Je vais présenter dans cette section quelques simulations plus réalistes sur l'accélération de particules dans les jets extra-galactiques. Comme je l'ai déjà mentionné dans le chapitre précédent, deux sites d'accélération peuvent être intéressants dans ce type d'écoulements : les chocs internes au jet d'une part et le choc terminal du jet d'autre part. Dans cette section, je présenterai des simulations relatives à chacun des cas en employant les coefficients de diffusion mesurés dans Casse et al. (2002).

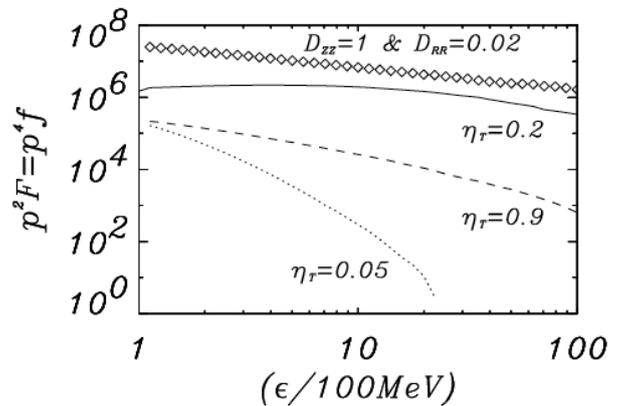
### 2.1 Accélération de particules dans les chocs internes de jets extra-galactiques

L'étude des capacités d'accélération dans le voisinage de chocs internes de jets extra-galactiques a été réalisée dans la continuité des tests présentés dans la section précédente. Des conditions plus réalistes ont été prises en compte pour les simulations cinétiques. Dans un premier temps, nous avons implémenté des coefficients de diffusion plus réalistes de telle façon que

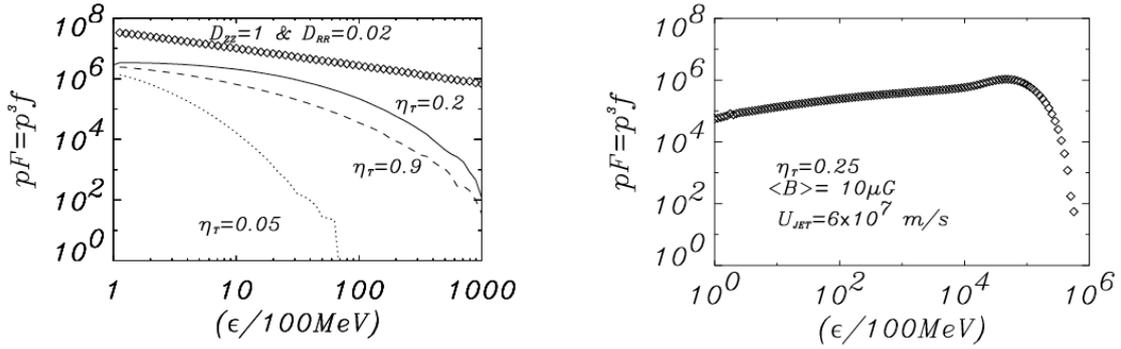
$$\begin{aligned} D_r &= D_{\parallel} \left| \frac{B_r}{B} \right| + D_{\perp} \left( 1 - \frac{B_r^2}{B^2} \right)^{1/2} \\ D_z &= D_{\parallel} \left| \frac{B_z}{B} \right| + D_{\perp} \left( 1 - \frac{B_z^2}{B^2} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (6.12)$$

où  $B^2 = B_r^2 + B_z^2$ . Les coefficients  $D_{\parallel}$  et  $D_{\perp}$  sont issus des mesures réalisées dans Casse et al. (2002) dans le cadre d'une turbulence de Kolmogorov. De plus, nous avons modifié les conditions aux limites concernant les particules non-thermiques au sens que si une particule atteint le bord du jet à  $r = R_{\text{jet}}$  alors la particule est considérée comme perdue pour la simulation. Ce changement permet de considérer l'effet de pertes diffusives sur l'accélération des particules. Les conditions aux limites dans la direction axiale sont ouvertes et nous permettent de ne considérer qu'un seul choc dans la simulation. Si on définit par  $\alpha$  la valeur moyenne de  $|B_r/B|$  sur le jet, on peut alors exprimer une valeur moyenne du coefficient de diffusion radial comme

$$D_r \simeq \frac{D_o}{\eta_T} \left( \alpha + \eta_T^{2/3} (1 - \alpha^2)^{1/2} \right) \quad (6.13)$$



**Figure 6.5** – Spectre en énergie des particules non-thermiques accélérées au front de choc en incluant les pertes diffusives radiales pour différents régimes de diffusion (coefficients constant et trois simulations avec des coefficients tirés de Casse et al. (2002) pour trois niveaux de turbulence). Figure tirée de Casse & Marcowith (2003).



**Figure 6.6 – Gauche :** Spectre d'accélération de rayons cosmiques en zone multi-chocs pour différents régime de diffusion et de turbulence. **Droite :** Spectre en énergie d'électrons accélérés dans le jet par une multitude de chocs et soumis à la fois aux pertes synchrotron et aux pertes diffuses. Le spectre présente une pente plus grande que  $-3$  (due aux électrons refroidis par le synchrotron) et une coupure aux alentours de 5 TeV. Figure tirée de [Casse & Marcowith \(2003\)](#).

où  $\eta_T = \langle \delta B^2 \rangle / (B_0^2 + \langle \delta B^2 \rangle)$  est le paramètre mesurant l'amplitude du champ turbulent. Le coefficient de diffusion admet alors un minimum pour un niveau de turbulence donné

$$\eta_T^{\min} = \left( \frac{\alpha}{1.3(1 - \alpha^2)^{1/2}} \right)^{1/2.3} \quad (6.14)$$

A cette valeur de turbulence, les pertes diffuses sont minimisées et on peut s'attendre à avoir la meilleure accélération possible. L'angle d'ouverture des jets extra-galactiques ne semble pas excéder quelques degrés, ce qui donne une valeur optimale de turbulence de l'ordre de 0.2. J'ai représenté sur la figure (6.5) différents spectres en énergie des particules mesurés au niveau du choc pour différents régimes de diffusion. Le premier d'entre eux est un régime de diffusion à coefficients constants ( $D_z = 1$  et  $D_r = 0.02$ ) qui permet d'obtenir un spectre en loi de puissance de l'ordre de  $p^{-4.25}$ . L'écart à la valeur standard de la théorie est induit par les pertes diffuses. En effet, en estimant le rapport entre le temps d'accélération et le temps de perte défini comme le plus petit des temps entre le temps de confinement au choc et le temps de perte diffusive radiale, on trouve alors que  $t_{\text{acc}}/t_{\text{sec}} = 1.26$  ce qui permet de prédire un spectre en loi de puissance d'indice  $-4.26$ . Le bon accord entre la valeur théorique et la mesure numérique nous porte à croire que la description cinétique par les ESD est valide. Les trois autres régimes de diffusion incorporent les coefficients de diffusion définis dans l'équation (6.12) pour trois niveaux de turbulence  $\eta_t = 0.05, 0.2$  et  $0.9$ . On constate tout d'abord une perte de la forme en loi de puissance, ce qui s'explique par le fait que les coefficients de diffusion dépendent maintenant de l'énergie des particules ce qui rend alors le rapport  $t_{\text{acc}}/t_{\text{sec}} \propto p^{2/3}$  dépendant de l'énergie et donne naissance à un spectre convexe. De plus parmi les trois niveaux de turbulence, c'est celui proche de la valeur estimée où  $D_r$  est minimisé qui présente les conditions les plus favorables pour l'accélération de particules en minimisant les pertes diffuses. Il peut sembler paradoxal qu'une turbulence très faible engendre plus de pertes diffuses dans le jet mais il faut garder à l'esprit qu'une très faible turbulence engendre une très forte diffusion le long des lignes de champ ce qui dans le cas où les surfaces magnétiques ne sont pas parfaitement cylindriques donne naissance à des pertes diffuses plus importantes. Les simulations réalisées ici ont été faites en prenant des instantanés de la simulation, ce qui ne représente pas encore un couplage dynamique. Pour justifier cette approche, on peut former le rapport entre le temps d'accélération des particules et le temps dynamique d'évolution des chocs  $\tau_{\text{sh}}$ . Ce rapport vaut approximativement  $t_{\text{acc}}/\tau_{\text{sh}} \sim 10^{-2} \eta^{-1} E_{\text{GeV}}^{1/3} B_{\text{mG}}^{-1/3} v_{\text{jet},c/100}^{-1}$  ce qui limite la gamme d'énergie des particules que nous simulons. En effet, les simulations seront valides tant que ce rapport restera inférieur à l'unité, ce qui limite l'énergie des particules à prendre en compte à environ quelques TeV pour des conditions physiques standards de jets. Dans le cas d'un choc seul, l'accélération des rayons cosmiques se coupe vers 1 TeV à cause des pertes diffuses qui sont beaucoup plus importantes que celles considérées dans l'équation (5.37).

L'étape suivante dans l'étude des capacités d'accélération des chocs internes dans les jets extra-galactiques est de considérer plusieurs chocs le long du jet. Dans cette configuration, le temps d'accélération est augmenté tandis que les pertes diffuses seront toujours à l'oeuvre. Nous avons réalisé une simulation où les

paramètres du jet sont optimisés pour permettre de vérifier la condition de validité des simulations. Ainsi nous avons choisi de prendre  $B = 10\mu G$  et  $U_{\text{jet}} = c/5$ , ce qui autorise des simulations jusqu'à des énergies de l'ordre de  $10^{15} eV$ . Dans cette gamme d'énergie, seul le spectre en énergie des électrons est contenu et nous nous restreindrons à cette population. L'inclusion des pertes synchrotron produit une coupure attendue aux alentours de 5 TeV. Sur la figure (6.6), nous avons réalisé plusieurs simulations avec des rayons cosmiques dans différents niveaux de turbulence et ici encore, le niveau optimal pour minimiser les pertes diffusives est trouvé aux environs de 0.25. Pour les rayons cosmiques, le spectre en énergie ne semble pas s'étendre au delà de quelques dizaines de TeV en raison de pertes diffusives trop fortes.

Dans la partie droite de la figure, le spectre en énergie des électrons est présenté. Il possède la particularité d'avoir une pente supérieure à  $-3$  et une coupure d'environ 5 TeV comme attendu. La pente supérieure à  $-3$  ne s'observe que pour les électrons en vertu de la présence de pertes synchrotron sur les particules qui ont tendance à faire baisser continûment leur énergie et ainsi à les ramener vers la gauche du spectre. On peut donc assimiler cette pente comme un 'reclassement' des électrons de haute énergie vers les plus basses. Ce spectre des électrons qui ne s'étend pas au delà de 50 TeV produirait une émission dont la borne supérieure en énergie est de l'ordre de 0.5 keV. Il semble donc assez peu probable que l'émission haute énergie en rayons X observé dans ces jets soit le seul fait de l'émission synchrotron d'électrons accélérés par des chocs à grande échelle dans le jet. Dans la réalité, d'autres mécanismes d'émission sont probablement à l'oeuvre comme par exemple une émission Compton Inverse ou encore d'autres mécanismes d'accélération (Fermi second ordre, etc...). Quelque soit le mécanisme d'accélération dominant, cette étude qui ne préfigure que les tous premiers pas vers une modélisation multi-échelles a montré que les pertes diffusives de particules sont un obstacle important à la création de rayons cosmiques de très haute énergie en vertu du fait que la structure magnétique d'un jet n'est jamais parfaitement cylindrique (surtout en présence de chocs) et qu'une ouverture, même minime des surfaces magnétiques mène à des pertes assez importantes.

## 2.2 Production d'astroparticules dans les 'hotspots' de jets FR2

Les jets extra-galactiques associés aux radio-galaxies font partie des rares sources candidates à la production des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Durant les dernière années, la détection d'une anisotropie d'arrivée des RCUHE associée avec des radio-galaxies proches (voir par exemple [Olinto \(2012\)](#) pour une mise à jour) par l'observatoire Auger a remis en lumière le rôle de ces sources dans l'énigme de la production des rayons cosmiques. Dans ces sources, les chocs terminaux associés aux jets extra-galactiques de type FR2 sont des environnements intéressants de par leur taille, leur magnétisation mais surtout par la présence d'un front de choc parmi les plus étendus dans l'Univers. Ces hotspots présentent une émission non-thermique s'étendant jusqu'aux infra-rouges voire même jusqu'au visible ([Mesenheimer, 2003](#)). De nouvelles observations dans d'autres gammes de fréquences ont permis de détecter une émission en rayons X en provenance de certains de ces objets ([Brunetti et al., 2001](#); [Massaro et al., 2013](#)). Ces émissions prouvent de façon incontestable que des particules de haute énergie sont présentes dans ce type d'objet et qu'il n'est pas importun de se demander si ces structures peuvent être à l'origine des RCUHE. En suivant un travail préliminaire de [Biermann & Strittmatter \(1987\)](#), [Rachen & Biermann \(1993\)](#) ont entrepris d'estimer l'énergie maximale des rayons cosmiques produits dans ces objets par le biais d'estimations basées sur des conditions physiques obtenues en utilisant les contraintes observationnelles héritées de l'émission en provenance des électrons non-thermiques subissant le même processus d'accélération. Cette étude a permis aux auteurs de prédire que les hotspots sont potentiellement capables de produire des RCUHE jusqu'à  $10^{21}$  eV. Malgré tout, cette étude contient de fortes hypothèses comme le régime de diffusion, l'obliquité du choc ainsi que la géométrie du champ, ce qui laisse planer des doutes sur la validité des résultats. Dans [Casse & Marcowith \(2005\)](#) nous avons reconsidéré cette étude en utilisant des simulations couplées MHD-ESD afin d'obtenir le spectre d'accélération des rayons cosmiques. Au passage, nous en avons profité pour produire les spectres des particules associées à cette accélération comme les rayons  $\gamma$  produits lors d'interaction avec le milieu ambiant ou encore les neutrinos de haute énergie. Nous allons passer en revue les différents régimes de diffusion ainsi que les géométries de choc pour les confronter aux données observationnelles et dans chacun des cas nous calculerons le spectre de rayons cosmiques attendu en prenant en compte tous les processus de pertes (diffusives, rayonnement, collision).

### 2.2.1 Equation de transport des rayons cosmiques

L'équation de Fokker-Planck gouvernant la fonction de distribution des rayons cosmiques est similaire à celle présentée dans l'équation (6.6). Les termes de pertes énergétiques à considérer sont au nombre de trois :

- Synchrotron : Les électrons et les rayons cosmiques sont sujets à ce genre de rayonnement mais avec des efficacités très différentes. En effet, les électrons sont affectés par des pertes synchrotron beaucoup plus importantes avec un temps caractéristique

$$t_{\text{syn,e}}^{-1} = p \frac{4c\sigma_T B^2}{\mu_0 m_e c^2} \quad (6.15)$$

alors que les rayons cosmiques sont eux soumis à des pertes synchrotron caractérisées par un temps caractéristique  $t_{\text{syn,RC}} = t_{\text{syn,e}}(m_{\text{RC}}/m_e)^3 \gg t_{\text{syn,e}}$ . Ce contraste s'explique en partie par la dépendance de la section efficace de Thomson envers la masse des particules. Alors que le rayonnement synchrotron en provenance des rayons cosmiques est beaucoup plus faible que celui produit par les électrons, il sera aussi caractérisé par une fréquence d'émission beaucoup plus basse que celle des électrons car à énergies comparables, la fréquence caractéristique d'émission synchrotron des rayons cosmiques sera  $\nu_{\text{c,RC}} = \nu_{\text{c,e}} m_e / m_{\text{RC}}$ .

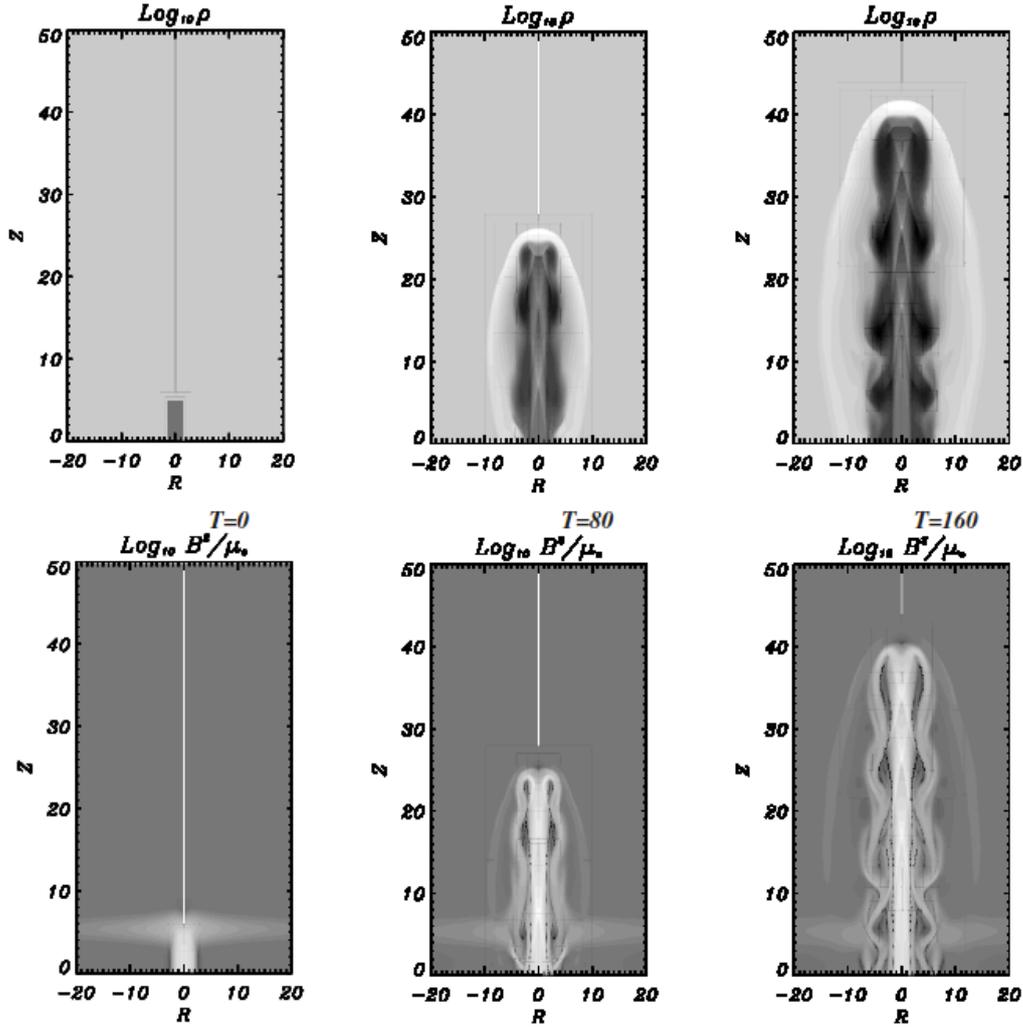
- Collisions inélastiques avec les protons thermiques : Lors de leur propagation dans le hotspots, les rayons cosmiques entrent en collision avec les particules du milieu ambiant, essentiellement des protons. Le temps caractéristique de perte en énergie dû à ces collisions s'exprime simplement comme  $t_{\text{coll}}^{-1} = n_p \sigma_{pp} K_{pp}$  où  $n_p$  est la densité des protons thermiques,  $\sigma_{pp}$  est la section efficace de collision et  $K_{pp}$  est un facteur d'inélasticité. En suivant [Begelman et al. \(1990\)](#), nous fixons  $\sigma_{pp} = 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$  et  $K_{pp} \simeq 0.5$ .
- Collisions avec les photons ambiants : La collision entre un proton et un photon peut faire perdre de l'énergie au proton à travers une ' $\Delta$ -résonance' si le proton possède une énergie supérieure au seuil

$$E_{p\gamma} = 6.6 \times 10^{16} \text{ eV} \left( \frac{\epsilon_\gamma}{1 \text{ eV}} \right)^{-1} \quad (6.16)$$

La réaction produite par ces collisions donne de nombreuses particules dont la détection pourrait nous aider à contraindre un peu plus la physique des rayons cosmiques. En particulier la réaction produit des pions qui se désintègrent pour donner soit des rayons  $\gamma$  (pions neutres) soit des paires électron-positron et des neutrinos de haute énergie (pions chargés). La présence d'un rayonnement non-thermique allant jusqu'à la gamme visible voire même jusque dans les rayons X dans certains cas, nous indique que la production de ces particules secondaires pourrait être assez importante et peut être observable par les différentes expériences. La modélisation de ce processus souffre de plusieurs manques, en particulier concernant la section efficace  $\sigma_{p\gamma}$  de cette réaction qui ne peut être réalisée dans les accélérateurs de particules actuels. Néanmoins, nous pouvons nous baser sur des réactions identiques ayant la même quantité d'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse (extrapolation à haute énergie pour les protons) pour obtenir cette section efficace. La quantité  $x_s = 2\Gamma_p \epsilon_\gamma / m_e c^2$  est environ égale à 284 pour l'énergie de seuil de la réaction ( $\Gamma_p$  est le facteur de Lorentz des protons). D'après [Begelman et al. \(1990\)](#), on peut obtenir le temps caractéristique de perte en énergie en calculant

$$t_{p,\gamma}^{-1} = \frac{2\pi c}{\Gamma_p^2} \int_{x_s \Gamma_p}^{x_{\text{max}} \Gamma_p} \sigma_{p\gamma}(x^*) K_{p\gamma}(x^*) dx^* \int_{x_s}^{x_{\text{max}}} n_x dx \quad (6.17)$$

où la fonction  $n_x(x)$  représente la densité de photons concernés par la réaction caractérisée par une valeur  $x$ . Afin de pouvoir calculer ce temps caractéristique, il nous faut d'abord calculer l'accélération des électrons non-thermiques afin de connaître le spectre d'émission synchro-Compton associé. Une fois ce spectre obtenu (qui nous donne la fonction  $n_x$ ), nous pouvons procéder à la simulation concernant les rayons cosmiques où nous calculons ce temps caractéristique à l'aide du spectre obtenu par la simulation sur les électrons.



**Figure 6.7** – Simulation MHD de la propagation de l'extrémité d'un jet extragalactique se propageant dans un milieu plus dense ( $\rho_{\text{ext}} = 10\rho_{\text{jet}}$ ). Sur la rangée du haut nous avons représenté le logarithme de la densité alors que sur la rangée du bas apparaît celui de la densité d'énergie magnétique. La propagation du jet crée un cocon à la tête du jet qui est en expansion dans le milieu extérieur, agrandissant par la même l'étendue du choc terminal. Le temps de chaque instantané est exprimé en unités  $R_{\text{jet}}/U_{\text{jet}}$ . Figure tirée de [Casse & Marcowith \(2005\)](#).

Au cours de la simulation concernant les rayons cosmiques, nous pouvons calculer le spectre des particules secondaires en convoluant le spectre de rayons cosmiques avec celui associé au champ de rayonnement en tenant compte des différentes caractéristiques des réactions impliquées (voir [Casse & Marcowith \(2005\)](#) pour plus de détails).

### 2.2.2 Simulations MHD de chocs terminaux de jets extra-galactiques

Afin de pouvoir utiliser les ESD dans un environnement réaliste, nous avons procédé à des simulations de chocs terminaux de jets. Pour ce faire, nous avons adopté des conditions initiales où un jet initialement parfaitement cylindrique avec une vitesse axiale  $U_{\text{jet}}$  (pas de composante de vitesse radiale) et une densité de masse constante à l'intérieur du jet  $\rho_{\text{jet}}$  mais différente de la densité du milieu extérieur  $\rho_{\text{ext}}$  ( $\rho_{\text{ext}} > \rho_{\text{jet}}$ ). Le champ magnétique est structuré de façon à ce que les trois composantes du champ respectent la prescription

$$\begin{aligned}
 B_r(r, z) &= B_o R_{\text{jet}}^2 \frac{2(z/z_{\text{jet}})^3 \tanh((z/z_{\text{jet}})^4) \tanh((r/R_{\text{jet}})^2)}{r z_{\text{jet}} \cosh((z/z_{\text{jet}})^4)} \\
 B_z(r, z) &= \frac{B_o}{\cosh((z/z_{\text{jet}})^4) \cosh^2((r/R_{\text{jet}})^2)} \\
 B_\theta(r, z) &= \frac{B_1 r}{B_o R_{\text{jet}}} B_r(r, z)
 \end{aligned} \tag{6.18}$$

qui a toutes les propriétés voulues (axisymétrie, annulation des composantes radiale et azimutale sur l'axe et respect de la condition de divergence nulle du champ). La densité est prescrite suivant une loi permettant d'avoir une transition brutale entre le jet et le milieu extérieur comme

$$\rho(r, z) = \rho_{\text{ext}} + \frac{\rho_{\text{jet}} - \rho_{\text{ext}}}{\cosh(r/R_{\text{jet}})^{100} \cosh(z/z_{\text{jet}})^{100}} \tag{6.19}$$

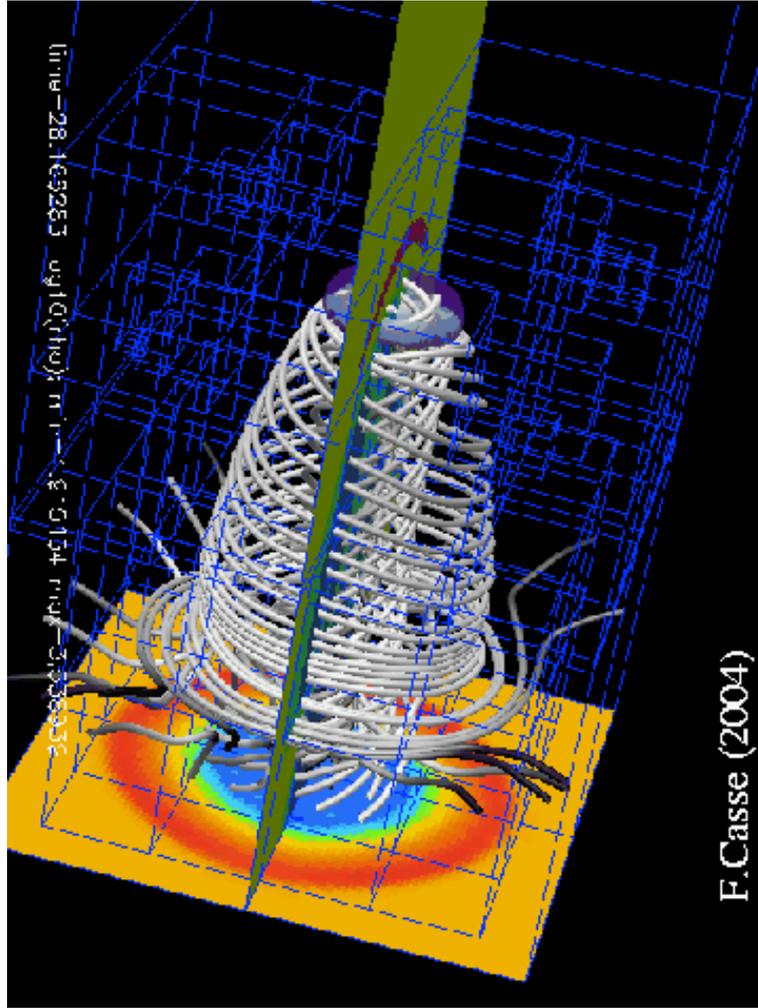
où le paramètre  $z_{\text{jet}}$  représente la longueur initiale du jet dans la boîte de simulation. Les paramètres  $B_o$  et  $B_1$  permettent de réaliser des simulations où le champ magnétique est poloidal ( $B_1 = 0$ ) où purement toroïdal ( $B_o = 0$ ). Ces deux caractéristiques sont importantes pour pouvoir tester les deux cas extrêmes d'obliquité du choc terminal. Il est important de noter que les conditions initiales précédentes permettent d'obtenir un équilibre radial en réglant la pression thermique de telle façon que  $\partial_r(P + (B_z^2 + B_r^2)/2\mu_o) = 0$  ainsi que la vitesse azimutale pour compenser l'effet de tension magnétique  $v_\theta = B_\theta/\sqrt{\mu_o\rho}$ . Nous avons employé le code AMRVAC développé par R.Keppens et collaborateurs (Keppens et al., 2003) pour réaliser ces simulations à l'aide d'une grille adaptative mobilisant 6 niveaux de raffinement spatial. Cette technique nous permet d'accéder à une résolution spatiale locale de  $3200 \times 1280$  sans avoir à supporter le poids d'une grille entièrement résolue à ce niveau.

Trois instantanés d'une simulation sont présentés sur la figure (6.7) où sont représentés le logarithme de la densité de masse ainsi que celui de la densité d'énergie magnétique. La propagation du jet au travers du milieu extérieur dix fois plus dense que le jet se fait au prix de la formation d'un cocon à la tête du jet au travers duquel une partie de la matière du jet est éjectée dans le milieu extérieur. La surface du choc augmente au cours de la propagation sous l'effet d'une force de pression grandissante au niveau choc. Cet effet a déjà été observé par Lind et al. (1989); Massaglia et al. (1996) pour des simulations de jets dans d'autres contextes (faible magnétisation dans leurs cas). Ces auteurs ont aussi noté que la vitesse de propagation du front de choc est inférieure à la prédiction de Norman et al. (1982) qui en posant l'égalité des pressions de chaque côté du choc a obtenu que la vitesse du choc devait être  $U_{\text{sh}} = U_{\text{jet}}/(1 + \sqrt{\rho_{\text{ext}}/\rho_{\text{jet}}}) = 0.24U_{\text{jet}}$  dans notre cas. La vitesse de propagation du choc est constante dans notre simulation et de l'ordre de  $0.17U_{\text{jet}}$ . Le désaccord avec l'expression précédente est justifié par le fait que les pressions ne sont pas égales de part et d'autre du front de choc, ce qui a pour effet d'éjecter de la matière du jet dans le milieu extérieur. Pour la réalisation de simulations MHD-ESD, nous avons réalisé deux types de simulations MHD soit avec un champ purement toroïdal soit avec un champ purement poloidal dans le jet afin d'obtenir deux configurations de choc où le champ est parallèle à la normale au choc et l'autre avec un champ perpendiculaire à cette normale. Pour finir, on peut noter que la vitesse du jet est super magnéto-sonique rapide ce qui est en accord avec un jet déconnecté causalement de sa base.

### 2.2.3 Estimations analytiques des capacités d'accélération des hotspots

Dans cette section, je vais présenter quelques estimations qui nous permettront d'identifier les configurations de hotspots où l'accélération de rayons cosmiques est potentiellement la plus efficace. Pour ce faire, je vais prendre en compte les différents régimes de diffusion connus afin de dériver pour chacun l'énergie maximale que peuvent atteindre les rayons cosmiques. En suivant l'approche de Rachen & Biermann (1993), nous commencerons tout d'abord par contraindre le niveau de turbulence en nous appuyant sur la fréquence de coupure du rayonnement synchrotron produit par les électrons également accélérés au niveau du choc. Comme nous l'avons mentionné précédemment, le temps d'accélération d'une particule par le mécanisme d'accélération diffusive est donné par

$$t_{FI} = \zeta \frac{D}{U_{\text{jet}}^2} \tag{6.20}$$



**Figure 6.8** – Représentation 3D de la tête du jet se propageant dans le milieu extérieur. Figure tirée de [Casse & Marcowith \(2005\)](#).

où le coefficient de diffusion  $D$  dépend de l'orientation du champ magnétique et le paramètre  $\zeta = 3(r^2 + r)/(r - 1)$  dépend du facteur de compression  $r$  du choc. Le mécanisme contradictoire qui limite l'accélération des rayons cosmiques est la perte diffusive des particules. Ces pertes sont caractérisées par un temps caractéristique  $t_{\text{esc}} = \min_k (L_{\text{HS}}^2 / 4D_k)$  où  $L_{\text{HS}}$  est la taille caractéristique du hotspot (qui possède approximativement la même extension dans toutes les directions).

- Choc parallèle. Dans cette configuration, le champ magnétique est perpendiculaire au front de choc et le coefficient de diffusion à considérer est  $D_{\parallel}$ . Dans le cadre d'une turbulence de type Kolmogorov ou Kraichnan, les coefficients de diffusion dépendent de quatre grandeurs : l'énergie des particules, le champ magnétique, le niveau de turbulence ainsi que la plus grande longueur d'onde de la turbulence. Nous avons à notre disposition des mesures du champ magnétique ainsi que des estimations de la taille des hotspots. Ces données nous permettent de contraindre la plus grande longueur d'onde de la turbulence et évidemment le champ magnétique du hotspot. Il nous reste ainsi deux grandeurs à contraindre et nous disposons pour cela de deux populations de particules. Si l'on applique une égalité entre le temps d'accélération des électrons et le temps caractéristique synchrotron, on obtient alors que l'énergie de coupure du spectre des électrons sera

$$E_{e,c}^{\text{Kol}} \simeq 10^5 \text{ GeV} \left( \frac{\eta_T \beta_{\text{jet}}^2}{\zeta} \right)^{3/4} \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right)^{-5/4} \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{ kpc}} \right)^{-1/2} \quad (6.21)$$

pour une turbulence de Kolmogorov où  $\beta_{\text{jet}} = U_{\text{jet}}/c$ . Pour une turbulence de Kraichnan, on obtient

Hotspot	$\beta_{\text{jet}}$	$B$ [0.1mG]	$L_{\text{HS}}$ [kpc]	$E_{c,\text{CR}}^{\text{Kol}}$ [eV]	$E_{c,\text{CR}}^{\text{Kra}}$ [eV]	$h\nu_c$ [eV]	$E_{p,\text{min}}$ [eV]
3C273A	0.27	3.6	1.9	$7.9 \times 10^{19}$	$1.5 \times 10^{17}$	1.74	$3.8 \times 10^{16}$
3C405 A	0.24	3.5	1.5	$4.1 \times 10^{16}$	$4.9 \times 10^{14}$	$3.7 \times 10^{-2}$	$1.78 \times 10^{18}$
3C405 D	0.3	4.1	1.4	$1.6 \times 10^{16}$	$2.4 \times 10^{14}$	$3.3 \times 10^{-2}$	$2 \times 10^{18}$
3C20 W	0.47	4.8	0.13	$1.2 \times 10^{15}$	$6.96 \times 10^{13}$	0.48	$1.37 \times 10^{17}$
3C123 E	0.4	1.9	4	$4.16 \times 10^{13}$	$3.6 \times 10^{12}$	$2.5 \times 10^{-3}$	$2.64 \times 10^{19}$
3C111 E	0.35	2.4	0.07	$4.5 \times 10^{12}$	$1.6 \times 10^{12}$	0.19	$3.5 \times 10^{17}$

**Tableau 6.1** – Tableau présentant les différentes caractéristiques de hotspots tiré de [Mesenheimer et al. \(1997\)](#) ainsi que les estimations d'énergie maximale des rayons cosmiques accélérés au choc terminal dans une configuration de choc parallèle et pour un régime de turbulence de Kolmogorov et de Kraichnan.

une énergie de coupure de l'ordre de

$$E_{e,c}^{\text{Kra}} \simeq 3.6 \times 10^5 \text{ GeV} \left( \frac{\eta_T \beta_{\text{jet}}^2}{\zeta} \right)^{2/3} \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{ kpc}} \right)^{-1/3} \quad (6.22)$$

On en déduit alors immédiatement une fréquence de coupure synchrotron

$$\begin{aligned} h\nu_c^{\text{Kol}} &\simeq 17 \text{ keV} \left( \frac{\eta_T \beta_{\text{jet}}^2}{\zeta} \right)^{3/2} \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right)^{-3/2} \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{ kpc}} \right)^{-1} \\ h\nu_c^{\text{Kra}} &\simeq 0.24 \times 10^5 \text{ MeV} \left( \frac{\eta_T \beta_{\text{jet}}^2}{\zeta} \right)^{4/3} \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2/3} \end{aligned} \quad (6.23)$$

En supposant que la plus grande longueur d'onde de la turbulence est de l'ordre de grandeur de la taille du hotspot et que le choc terminal possède un rapport de compression tel que  $\zeta = 20$ , la comparaison entre les estimations précédentes et les fréquences de coupure observées peuvent nous donner accès au niveau de turbulence présent dans le hotspot si l'on a une estimation de la vitesse du jet.

L'énergie de coupure des rayons cosmiques s'obtient en égalisant le temps d'accélération au temps de pertes diffusives, ce qui donne

$$\begin{aligned} E_{c,\text{CR}}^{\text{Kol}} &\simeq 1.5 Z \text{ EeV} \left( \frac{\eta_T \beta_{\text{jet}}}{\zeta^{1/2}} \right)^3 \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right) \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{ kpc}} \right) \frac{L_{\text{HS}}^3}{\lambda_{\text{max}}^3} \\ E_{c,\text{CR}}^{\text{Kra}} &\simeq 0.3 Z \text{ EeV} \left( \frac{\eta_T \beta_{\text{jet}}}{\zeta^{1/2}} \right)^2 \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right) \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{ kpc}} \right) \frac{L_{\text{HS}}^2}{\lambda_{\text{max}}^2} \end{aligned} \quad (6.24)$$

où  $Z$  est le nombre de charge du noyau considéré. Il est intéressant de ré-exprimer ces deux énergies en faisant apparaître la fréquence de coupure des électrons car alors on fait disparaître la dépendance envers le niveau de turbulence du milieu et la longueur d'onde maximale,

$$\begin{aligned} E_{c,\text{CR}}^{\text{Kol}} &\simeq 1.5 Z \text{ EeV} \left( \frac{h\nu_c^{\text{Kol}}}{17 \text{ keV}} \right)^2 \left( \frac{\zeta^{3/2}}{\beta_{\text{jet}}^3} \right)^2 \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right)^4 \left( \frac{L_{\text{HS}}}{1 \text{ kpc}} \right)^3 \\ E_{c,\text{CR}}^{\text{Kra}} &\simeq 0.3 Z \text{ EeV} \left( \frac{\eta_T \beta_{\text{jet}}}{\zeta^{1/2}} \right)^2 \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right) \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{ kpc}} \right) \end{aligned} \quad (6.25)$$

Les expressions obtenues ne dépendent pas des caractéristiques de la turbulence ce qui rend moins imprécises nos estimations. On peut trouver par exemple dans [Mesenheimer et al. \(1997\)](#) un échantillon de hotspots avec leur différentes caractéristiques obtenues grâce à divers moyens d'observation. On peut voir que parmi ces six hotspots, un seul semble capable de produire des rayons cosmiques dont l'énergie s'approche des  $10^{20}$  eV dans le cas d'une turbulence de Kolmogorov. Ce hotspot semble

être une zone efficace d'accélération car c'est celui qui montre la fréquence de coupure synchrotron la plus élevée, une taille supérieure au kpc et un champ magnétique supérieur à 0.1 mG. Ces trois caractéristiques semblent être prérequisées pour qu'un hotspot puisse produire des RCUHE. La production de RCUHE s'accompagne d'une production de particules secondaires telles que des neutrinos de très haute énergie. Comme nous l'avons discuté plus tôt, la collision de protons de très haute énergie avec des photons ambiants mène à une production de telles particules. L'énergie seuil de production de ces particules  $E_{p,\min}$  est donnée par la réaction de seuil et apparaît dans la table (6.1). En prenant en compte l'émission synchrotron des électrons non-thermiques, on peut constater que le hotspot potentiellement producteur de RCUHE est aussi un producteur potentiel de neutrinos dont l'énergie est environ 5% du proton primaire initiant la réaction. On peut en déduire qu'une émission de neutrinos UHE pourra être attendue dans cet objet entre  $1.5 \times 10^{15}$  eV et  $4 \times 10^{18}$  eV.

- Choc perpendiculaire Cette configuration de choc est attendue dans les jets dont la structure magnétique est dominée par la composante toroïdale du champ. Dans cette configuration, le champ magnétique est amplifié par un facteur  $r$  similaire à la compression de la densité de masse. Afin de déterminer les capacités d'accélération de ce type de choc, nous ferons volontairement l'hypothèse que la turbulence magnétique conserve les mêmes caractéristiques (niveau de turbulence, longueur d'onde maximale) de part et d'autre du front de choc. Jokipii (1969) a le premier étudié cette configuration de choc dans le cadre de la théorie quasi-linéaire de la diffusion. Etant donné les résultats obtenus dans Casse et al. (2002), la description quasi-linéaire de la diffusion transverse au champ moyen, qui est précisément le coefficient de diffusion à considérer, est très douteuse. Nous prendrons donc l'expression du coefficient  $D_{\perp}$  donné par Casse et al. (2002) dans le cas des turbulence de Kolmogorov et de Kraichnan. Un dernier point à prendre en compte est la compression du champ magnétique qui modifie la dynamique de l'accélération en modifiant les temps de résidence des particules dans chaque milieu. Si on appelle  $B_d$  le champ magnétique aval, on montre que le champ magnétique moyen expérimenté par une particule lors de son cycle de Fermi est  $\bar{B} = B_d \sqrt{\alpha/r^2 + (1-\alpha)}$  où  $\alpha = (1+r^{\beta})^{-1}$  est la fraction de temps moyenne où la particule se trouve dans le milieu amont. Dans le régime de diffusion chaotique, le coefficient de diffusion transverse est proportionnel au coefficient parallèle via un facteur de proportionnalité dépendant uniquement du niveau de turbulence  $\eta_T$ . Cette particularité nous permet alors d'obtenir facilement toutes les estimations de la configuration choc perpendiculaire à partir de celle de la configuration précédente. A titre d'illustration, on peut exprimer l'énergie de coupure des électrons  $E_{e,c\perp}$  comme

$$E_{e,c\perp} = \eta_T^{-2.3/(3-\beta)} E_{e,c\parallel} \quad (6.26)$$

La fréquence de coupure synchrotron correspondante s'écrira comme

$$h\nu_{c\perp} = \eta_T^{-4.6/(3-\beta)} \times h\nu_{c\parallel} \quad (6.27)$$

On peut voir que l'efficacité d'accélération est toujours plus grande dans cette configuration car  $\eta_T \leq 1$ . Cela est cohérent avec le fait que la diffusion transverse est toujours plus faible que la diffusion parallèle au champ moyen (le régime de Bohm étant l'exception car il n'y a plus d'influence du champ moyen). D'un point de vue observationnel, aucun des hotspots de l'échantillon n'a de fréquence de coupure synchrotron au delà de  $10^{16}$  Hz ce qui pose une contrainte forte sur le niveau de turbulence magnétique. En effet, en réécrivant les relations précédentes en isolant le niveau de turbulence, on arrive à

$$\eta_T = \left\{ \frac{\beta_{\text{jet}}^2}{\zeta} \left( \frac{\nu_c}{4 \times 10^{18} \text{Hz}} \right)^{-2/3} \left( \frac{B}{0.1 \text{mG}} \right)^{-1} \right\}^{1/1.3} \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{kpc}} \right)^{-2/3.9} \quad (6.28)$$

pour une turbulence de Kolmogorov alors que pour une turbulence de Kraichnan on a

$$\eta_T = \left\{ \frac{\beta_{\text{jet}}^2}{\zeta} \left( \frac{\nu_c}{5.8 \times 10^{19} \text{Hz}} \right)^{-3/4} \left( \frac{B}{0.1 \text{mG}} \right)^{-3/4} \right\}^{1/1.3} \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{1 \text{kpc}} \right)^{-1/2.6} \quad (6.29)$$

En injectant les valeurs observationnelles tirées de la table (6.1), on peut donc en déduire les valeurs

Hotspot	$\eta_T^{\text{Kol}}$	$\eta_T^{\text{Kra}}$
3C405 A	2.1	32.7
3C405 D	3.2	50
3C111 East	11.1	99.3
3C20 W	4.6	48.4
3C273 A	0.33	4.1
3C123 E	19.8	358.2

**Tableau 6.2** – Valeurs du niveau de turbulence déduites des caractéristiques observationnelles des hotspots dans le contexte d'un choc perpendiculaire. Seul un de ces hotspots, 3C273A, est susceptible d'avoir une telle configuration de choc car par définition on doit avoir  $\eta_T \leq 1$ .

des niveaux de turbulence. Ces valeurs sont présentées dans la table (6.2) où l'on peut voir qu'un seul des hotspots possède des caractéristiques susceptibles d'être compatibles avec une structure de choc perpendiculaire. Pour réaliser cette estimation, nous avons supposé que  $\lambda_{\text{max}} \sim L_{\text{HS}}$ , ce qui a pour effet de minimiser la valeur de  $\eta_T$ . De tous les hotspots de notre échantillon, 3C273A est le seul à avoir une coupure synchrotron établie dans le visible, ce qui traduit une efficacité d'accélération plus grande que ces congénères. Cette différence d'efficacité pourrait s'expliquer par une différence de structure magnétique du jet qui conduirait dans le cas particulier de 3C273A à une configuration de choc perpendiculaire.

- Régime de diffusion de Bohm : Dans ce régime de diffusion, l'orientation du champ magnétique moyen n'a aucune importance car dans toutes les directions, le coefficient de diffusion est supposé être égal à  $r_{Lc}/3$ . Cette simplicité permet d'écrire directement l'énergie de coupure des électrons par la même procédure que précédemment, ce qui permet d'avoir

$$E_{e,c} = 7.3 \times 10^{15} \text{ eV} \frac{\beta_{\text{jet}}}{\zeta^{1/2}} \left( \frac{B}{0.1 \text{ mG}} \right)^{-1/2} \quad (6.30)$$

ce qui correspond à une fréquence de coupure synchrotron

$$\nu_c = 2.3 \times 10^{22} \text{ Hz} \frac{\beta_{\text{jet}}^2}{\zeta} \quad (6.31)$$

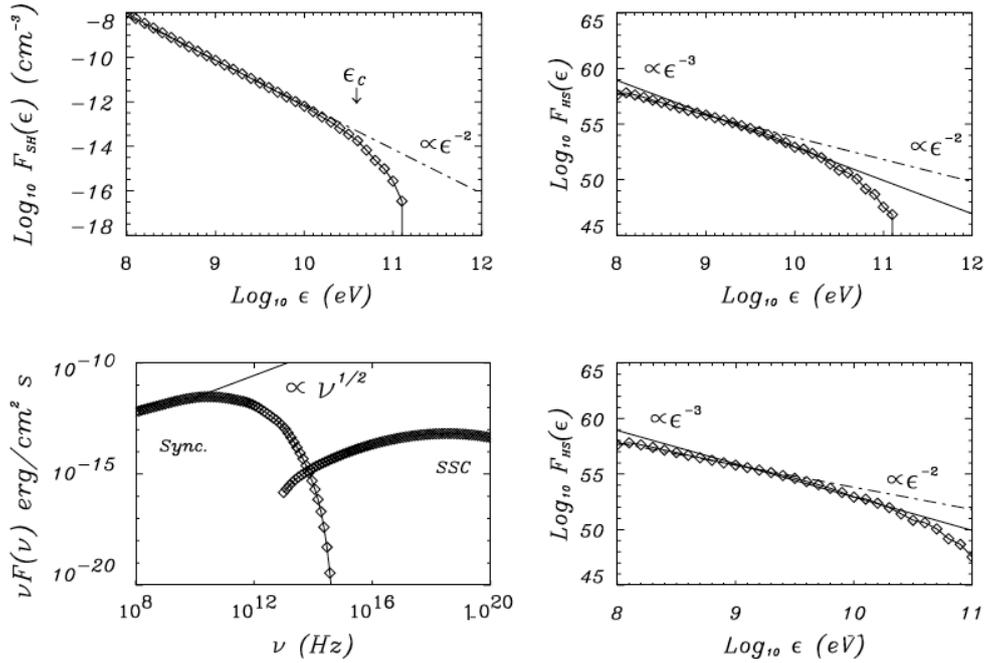
La correspondance entre cette expression et les fréquences observées implique alors que la vitesse du jet soit inférieure à  $\beta_{\text{jet}} < 7 \times 10^{-4} \zeta^{1/2}$ , ce qui paraît complètement irréaliste aux vues des vitesses de jets observées qui sont plutôt de l'ordre de 0.2 – 0.4. Il semble donc très peu probable que ce type de diffusion soit à l'oeuvre dans les hotspots de notre échantillon.

- Turbulence anisotrope : Aucune étude n'a été réalisée sur la diffusion chaotique se produisant dans une turbulence anisotrope. Néanmoins, il apparaît que les ondes d'Alfvén et magnétosonores soient moins efficaces à générer un processus de diffusion que des turbulences isotropes. A titre d'exemple, on peut citer la turbulence de Goldreich-Sridhar (Goldreich & Sridhar, 1995) qui génère un coefficient de diffusion (Chandran, 2000)

$$D_{\parallel} \simeq \lambda_{\text{max}} c \frac{\beta_a}{\ln(1/\rho)} \quad (6.32)$$

où  $\beta_a = V_a/c$ . Une telle diffusion engendre des  $\lambda_{\text{max}}$  de l'ordre du parsec, ce qui a pour effet de produire des coupures en énergie pour les rayons cosmiques assez basses, de l'ordre de  $10^{16}$  eV. Il apparaît clairement que ce genre de diffusion anisotrope ne puisse pas donner naissance à des processus d'accélération capables de donner naissance à des RCUHE.

Les estimations dérivées ici ont été obtenues en supposant qu'une seule et même turbulence était présente dans tout l'environnement. La réalité est très probablement plus complexe et différentes régions avec différents régimes de turbulence cohabitent probablement. Ce type d'environnement ne pourra être étudié qu'au moyen de simulations modélisant sur toutes les échelles le champ magnétique et son interaction avec les rayons cosmiques. Ce genre de code numérique n'existe pas encore et la puissance de calcul nécessaire est encore hors de notre portée.



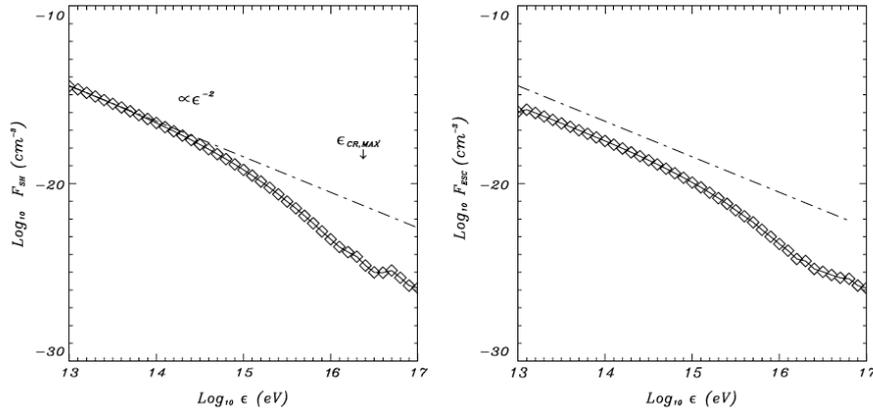
**Figure 6.9** – Spectre en énergie des électrons accélérés au choc (haut gauche) où une coupure vers 70 GeV est observée. Les courbes de droite représentent le spectre en énergie des électrons intégrés sur tous le hotspot. On peut voir que l'effet des pertes synchrotron durant la propagation des particules tend à transformer le spectre au choc en  $E^{-2}$  en une loi de puissance en  $E^{-3}$ . La courbe située en bas à gauche représente le spectre synchro-Compton issu de la distribution d'électrons au choc obtenu. Il est à noter que le flux en X obtenu via l'émission Compton inverse est compatible avec le flux mesuré par [Wilson et al. \(2000\)](#). Figure tirée de [Casse & Marcowith \(2005\)](#).

### 2.2.4 Modélisation MHD-ESD des hotspots

Dans [Casse & Marcowith \(2005\)](#), nous avons réalisé deux simulations couplées MHD-ESD portant sur deux configurations de choc opposées. La première simulation concerne un hotspot similaire à 3C405 A qui provient d'un jet formé depuis Cygnus A. Ce hotspot possède une fréquence de coupure synchrotron appartenant à la bande infra-rouge. D'après nos estimations, sa capacité d'accélération est compatible avec un choc parallèle et il ne peut probablement pas produire de RCUHE. L'autre simulation sera dédiée à la modélisation de 3C273 A dont nos estimations tendent à montrer qu'il pourrait être l'hôte d'un choc perpendiculaire. Dans ces deux simulations, je vais présenter le spectre calculé pour les électrons et les rayons cosmiques et le cas échéant, le spectre de particules secondaires associées.

- Cygnus A (3C405)

Ce choix de hotspot a été fait en vertu des propriétés de cet objet qui semble compatible avec une structure de choc parallèle. Ses caractéristiques sont  $U_{\text{jet}} = 0.24c$  et  $B = 0.4$  mG et une taille de l'ordre de 1.5 kpc. Avant de démarrer la simulation, deux conditions sont à vérifier pour s'assurer de la validité de nos calculs. La première condition consiste à comparer le temps d'évolution du choc terminal du jet avec le temps d'accélération caractéristique des particules pour savoir si l'on peut utiliser un simple instantané MHD de la simulation ou si un couplage temporel est nécessaire. Le temps caractéristique d'évolution du hotspot est donné par  $t_{HS} \sim L_{HS}/U_{HS}$  où nous avons mesuré que dans nos simulations  $U_{HS} = 0.17U_{\text{jet}}$ . Pour le hotspot de Cygnus A, ce temps d'évolution est de l'ordre de  $2.5 \times 10^{12}$ s. Si l'on compare ce temps au temps caractéristique d'accélération d'une particule d'énergie  $E$ , on obtient que  $t_{F1} < t_{HS}$  si  $E < 8 \times 10^{17}$  eV dans le cas spécifique de 3C405 A. Nos estimations d'énergie maximale pour les rayons cosmiques étant inférieures à ce seuil, nous pouvons donc procéder en utilisant un seul instantané de la simulation MHD ; La seconde condition provient de la résolution du code MHD qui fixe une valeur minimale du coefficient de diffusion afin de modéliser de façon correcte l'accélération des particules. Cette limite se traduit par une valeur minimale de l'énergie des particules éligibles pour une description par les ESD. Cette énergie est de l'ordre de 5 GeV ce qui est problématique car la coupure synchrotron est attendue à 70 GeV. Afin



**Figure 6.10** – Spectre de rayons cosmiques au choc (gauche) et sur la frontière du hotspot (droite) produit par nos simulations se basant sur les contraintes apportées par la simulation des électrons émetteurs du rayonnement synchrotron dans 3C405 A. Figure tirée de Casse & Marcowith (2005).

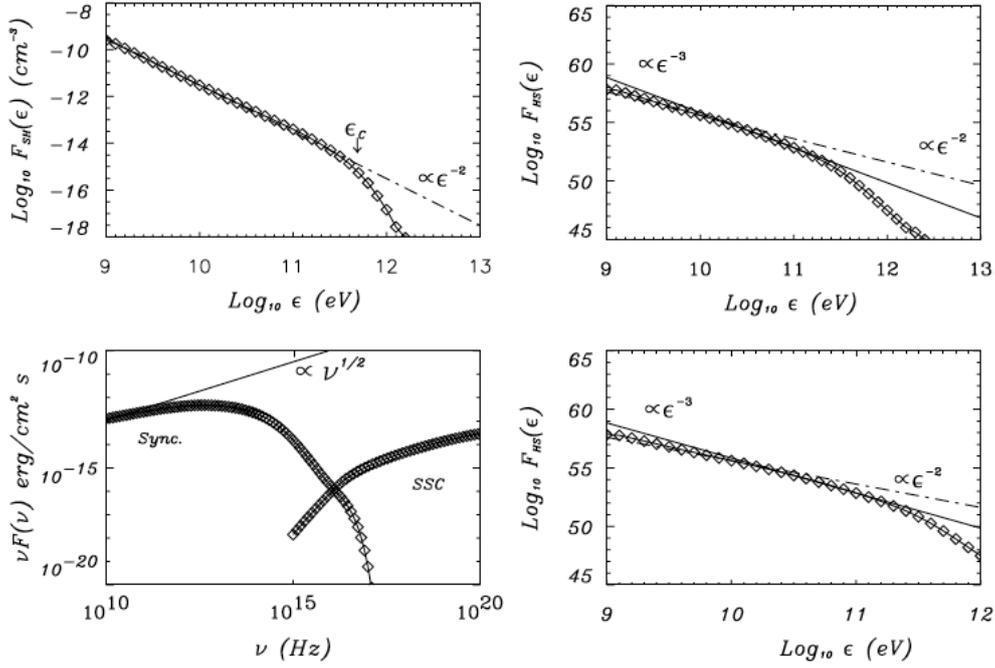
de contourner ce problème nous pouvons procéder à une augmentation artificielle du coefficient de diffusion spatiale tout en augmentant de même manière les pertes synchrotron. Le spectre obtenu une fois remis à la bonne échelle permettra d'obtenir le spectre des électrons. Cette astuce numérique ne pourrait être employée pour les rayons cosmiques car le temps de pertes diffusives dépend lui aussi du coefficient de diffusion mais pas de manière identique que le temps d'accélération. Cette méthode introduirait alors un biais.

Sur la figure (6.9), on peut observer le spectre des électrons au choc obtenu en injectant des électrons de 100 MeV dans la simulation. Le spectre obtenu est typique d'un spectre dominé par le rayonnement synchrotron où une coupure nette est observée près de l'énergie de coupure synchrotron vers 70 GeV. Cette coupure est compatible avec celle observée en infra-rouge. Le spectre synchro-Compton est donné sur cette figure et correspond aux caractéristiques observées dans ce hotspot, c'est-à-dire une coupure synchrotron vers  $10^{13}$  Hz et un flux d'émission Compton inverse en X comparable à celui mesuré par Wilson et al. (2000). Afin de pouvoir obtenir ce résultat, nous avons contraint le niveau de turbulence magnétique à  $\eta_T = 0.4$ . La normalisation de la densité d'électron est réalisée en comparant le flux observé à 5 GHz dans le hotspot à celui de la simulation. Cette normalisation nous amène à estimer la densité d'électrons relativistes de 100 MeV dans le hotspot aux alentours de  $10^{-8} \text{ cm}^{-3}$  et une densité d'énergie d'électrons relativistes à  $6 \times 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$ . Connaissant le champ moyen régnant dans le hotspot, on peut en déduire en supposant que le champ magnétique est à l'équipartition avec la densité d'énergie des particules, que la densité d'énergie des rayons cosmiques est de l'ordre de  $8 \times 10^{-9} \text{ erg/cm}^3$ . La normalisation du spectre des rayons cosmiques est alors accessible, connaissant l'énergie d'injection des rayons cosmiques et leur énergie maximale. Sur la figure (6.10), le spectre de rayons cosmiques obtenu au front de choc est compatible avec une accélération de Fermi jusqu'à une énergie de  $5 \times 10^{14}$  eV où à partir de cette énergie, le spectre décroche trahissant la présence de pertes diffusives. Ceci est vérifié sur le spectre de droite de la figure qui représente le spectre en énergie des particules s'étant échappées du hotspot. En deçà de l'énergie citée précédemment, le nombre de particules échappées est négligeable alors qu'au-delà de cette énergie, les deux spectres se confondent.

Pour conclure sur cette simulation, nous avons pu reproduire les principales caractéristiques observationnelles de cet objet produites par les électrons relativistes. En nous appuyant sur ces contraintes, cette étude prédit que ce hotspot ne produit pas de RCHUE mais plutôt un flux de rayons cosmiques jusqu'à typiquement  $10^{16}$  eV. Cette faible émission couplée au rayonnement local produit ne déclenchera pas de production de particules secondaires, les rayons cosmiques manquant le seuil des principales réactions possibles.

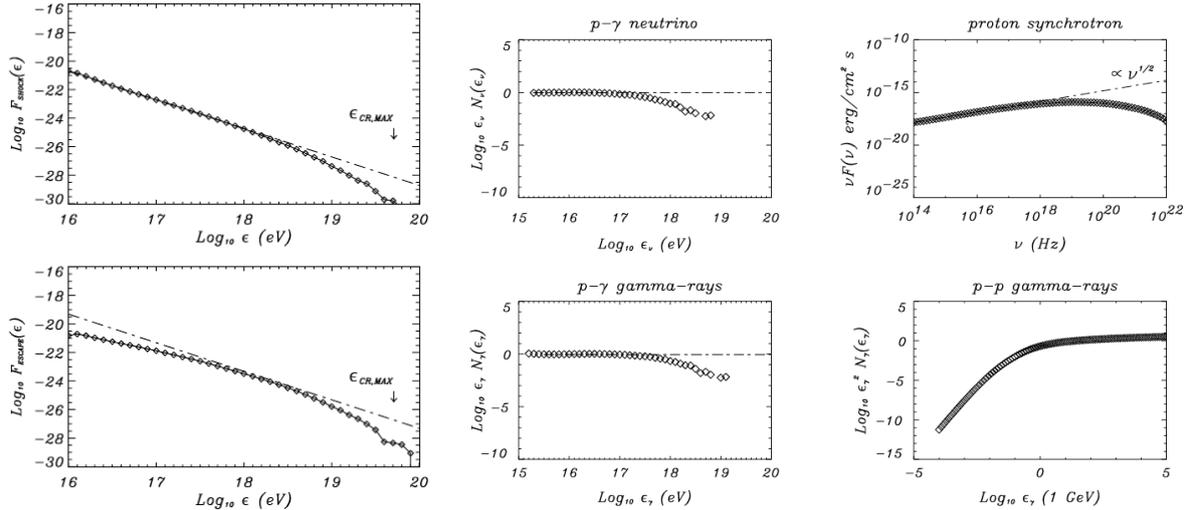
- **3C273 A**

La seconde série de simulations décrit un hotspot où une structure de choc perpendiculaire est probablement à l'oeuvre. Nous avons réalisé une simulation utilisant les caractéristiques observationnelles de 3C273A soit  $B = 0.35$  mG,  $U_{\text{jet}} = 0.27c$  et  $L_{\text{HS}} = 1.9$  kpc. Les deux conditions mentionnées dans



**Figure 6.11** – Mêmes figures que dans la figure (6.9) mais considérant un choc perpendiculaire dans le hotspot 3C273A. Figure tirée de Casse & Marcowith (2005).

les simulations précédentes sont largement vérifiées ici aussi. Le niveau de turbulence magnétique déduit des caractéristiques du rayonnement synchrotron est de l'ordre de  $\eta_T \simeq 0.4$ . Le résultat sur les électrons relativistes se trouvent dans la figure (6.11) où l'on peut voir que le spectre au choc des électrons est compatible avec une accélération de Fermi jusqu'à une énergie de coupure de 500 GeV, permettant alors aux électrons de rayonner jusqu'à la fréquence de coupure de  $4 \times 10^{14}$  Hz compatible avec les observations. La normalisation de la population d'électrons amène une densité de l'ordre de  $2.5 \times 10^{-4} \text{cm}^{-3}$  à 1 GeV. La normalisation des rayons cosmiques obtenus à partir de cette simulation est de  $2 \times 10^{-7} \text{cm}^{-3}$  à 10 GeV. Le spectre de rayons cosmiques obtenus est montré sur la figure (6.12). Le spectre possède une apparence similaire à celle d'une accélération de Fermi du premier ordre jusqu'à une énergie de  $10^{19} \text{eV}$  à partir de laquelle les pertes diffuses se font sentir. On confirme ici les estimations précédentes qui prédisaient que cet objet avait la capacité de produire des RCUHE. La présence d'un champ de rayonnement synchrotron ayant une fréquence de coupure plus élevée (dans l'optique) permet à cette population de rayons cosmiques d'interagir avec les photons ambiants pour produire des particules secondaires car l'énergie de seuil de la réaction pour les rayons cosmiques se situe vers  $3 \times 10^{16} \text{eV}$ . Sur les courbes de droite de la figure (6.12), on peut voir les spectres en énergie des particules secondaires produites par la propagation des RCUHE dans le hotspot. En particulier, on peut voir qu'une émission de neutrinos de très haute énergie est attendue entre  $10^{15} \text{eV}$  et  $10^{18} \text{eV}$  tout comme une émission  $\gamma$  dans la même gamme d'énergie. Si la première émission peut être d'intérêt pour les observatoires de neutrinos (Antares, IceCube et Km3net), la seconde ne pourra être observée en raison de l'occultation générée par le corps noir cosmologique empêchant toute propagation de rayons  $\gamma$  supérieurs à typiquement 10 TeV. L'estimation du flux d'énergie associé aux neutrinos est de l'ordre de  $5 \times 10^{-15} \text{GeV/cm}^2$  au niveau de la Terre, ce qui est environ sept décades en dessous du seuil de détection d'Antares. Il semble donc très peu probable qu'une mission d'observation de neutrinos puisse prochainement détecter une telle émission. Il en va de même pour le rayonnement synchrotron émis par les rayons cosmiques qui, bien que de beaucoup plus haute énergie que celui émis par les électrons, possède un flux si faible qu'il semble peu concevable qu'il ne soit détecté. La faiblesse de ce flux a évidemment pour origine la faible densité des rayons cosmiques aux plus hautes énergies. La dernière émission à considérer est celle des rayons  $\gamma$  produits par la collision des rayons cosmiques avec les protons du plasma ambiant qui génèrent un rayonnement dans la gamme du GeV. Cette émission, qui ne subit pas l'atténuation due aux photons



**Figure 6.12** – Mêmes figures que dans la figure (6.10) mais considérant un choc perpendiculaire dans le hotspot 3C273A. Les figures de droite représentent les spectres de particules secondaires produites par l'interaction des RCUHE avec les photons et les protons ambiants. Figure tirée de Casse & Marcowith (2005).

du corps noir cosmologique, possède un flux observable sur Terre de l'ordre de  $5 \times 10^{-14} \text{GeV}/\text{cm}^2$ . Ce flux est encore une fois inférieur au seuil de détection de GLAST de trois ordres de grandeur ou des télescopes Tcherenkov de quatre ordres de grandeur (HESS). Il semble alors assez peu probable que la génération suivante de télescope (CTA) ne soit capable de détecter de telles émissions.

## 2.3 Conclusion

L'étude réalisée dans Casse & Marcowith (2005) a permis d'identifier l'archétype du hotspot susceptible de produire des rayons cosmiques de ultra haute énergie. Ce dernier doit avoir une magnétisation suffisante ( $B \leq 0.1$  mG), une extension spatiale supérieure au kpc et surtout une coupure synchrotron assez élevée, au moins dans le domaine optique. Ces accélérateurs de particules seront aussi susceptibles d'émettre des particules secondaires tels que des neutrinos de très haute énergie ainsi que des rayons  $\gamma$  issus de la collision entre les rayons cosmiques et les protons du milieu ambiant. Néanmoins, il semble assez peu probable que les hotspots des galaxies FR2 soient les principales sources de RCUHE car outre le fait que le flux de particules y soit assez faible, une faible fraction des hotspots semble présenter les caractéristiques retenues ci-dessus. Dans notre échantillon certes restreint, un seul des six hotspots semble être en mesure de produire des RCUHE. De plus, cette étude prédit que les flux d'astroparticules associées à cette production de rayons cosmiques sont faibles et bien en deçà des seuils de détection des différentes missions d'observation en activité de nos jours.

## 3 Etude de la turbulence MHD dans le voisinage des chocs astrophysiques

Au cours de la dernière décennie, des observations réalisées par le satellite Chandra en rayons X ont permis de découvrir que de fins filaments brillants en rayons X sont localisés au niveau des fronts de choc dans les restes de supernova jeunes (voir par exemple Bamba et al. (2005); Cassam-Chenaï et al. (2004)). Ces filaments émettant en rayons X sont très vraisemblablement une preuve de la présence d'électrons relativistes dans l'environnement proche du choc issu de l'explosion d'une supernova. Cette découverte est un argument fort en faveur du modèle d'accélération diffusive. Une intense discussion est depuis en cours pour expliquer l'extension spatiale de ces filaments et identifier la nature du processus la contrôlant. Dans un premier temps, l'hypothèse d'un filament contrôlé par les pertes radiatives synchrotron s'est imposée (on peut citer par exemple Berezhko et al. (2003); Parizot et al. (2006); Vink (2004); Völk et al. (2005)).

Appliquée à différents restes de supernova, la conclusion trouvée était similaire pour tous : le champ magnétique régnant dans le voisinage proche du choc doit posséder une valeur beaucoup plus grande que celle du milieu interstellaire (environ une centaine de fois plus grand). [Parizot et al. \(2006\)](#) ont compilé les données provenant d'un échantillon de restes de supernova et ont montré que cette assertion devait être vérifiée pour tous les restes de supernova considérés. De plus cette étude a confirmé que pour des énergies proches de l'énergie de coupure synchrotron des électrons, le coefficient de diffusion des électrons devait avoir une valeur égale à quelques unités de fois celle donnée par le régime de diffusion de Bohm. [Marcowith et al. \(2006\)](#) ont néanmoins montré qu'étant donné la relative limitation en fréquence du satellite Chandra, il n'était pas possible de distinguer quel régime de diffusion était à l'oeuvre dans les filaments. [Pohl et al. \(2005\)](#) ont avancé dans un deuxième temps une autre hypothèse permettant d'expliquer l'extension spatiale limitée des filaments : la relaxation de la turbulence dans le milieu aval du choc. Dans cette hypothèse, la turbulence magnétique générée dans le milieu amont se relaxe dans le milieu aval et permet ainsi aux particules énergétiques de s'échapper donnant alors l'impression d'une zone d'émission synchrotron limitée principalement par la décroissance du champ magnétique total. D'autres études se sont intéressées aussi à la relaxation de la turbulence mais à destination des rayons cosmiques afin d'évaluer l'énergie maximale accessible dans les restes de supernova ([Ptuskin & Zirakashvili, 2003](#); [Zirashkavili & Ptuskin, 2008](#)). Depuis les prémices de la théorie de l'accélération diffusive, il a été considéré que les particules relativistes présentes dans l'environnement d'un choc pouvaient avoir comme effet d'amplifier le champ magnétique local en générant de la turbulence magnétique ([Lerche, 1967](#)). [Skilling \(1975\)](#) a le premier formalisé une telle interaction en linéarisant l'équation de Vlasov contrôlant la fonction de distribution des particules. L'interaction résonante entre les particules et des ondes d'Alfvén se propageant dans le milieu donne naissance à une amplification du champ magnétique. Cette interaction, formalisée par [Skilling \(1975\)](#), montre l'échange d'énergie des particules vers les ondes d'Alfvén. Dans un cadre stationnaire, l'interaction résonante amène un niveau de perturbation magnétique ([Schure et al., 2012](#))

$$\frac{\delta B^2}{B_\infty^2} = M_A \xi_{CR} \quad (6.33)$$

où  $\xi_{CR}$  est la fraction d'énergie cinétique du choc convertie en énergie de rayons cosmiques. Les estimations faites sur ce paramètre amènent actuellement une valeur de l'ordre de 10%. Si l'on considère la valeur du champ magnétique interstellaire d'environ  $B_\infty \sim 3\mu G$  et une densité de  $0.7cm^{-3}$ , on trouve alors pour les ondes de choc des restes de supernova un nombre de Mach alfvénique  $M_A \sim 10^3$ . Cela amène alors une amplification du champ telle que  $\delta B \sim 100B_\infty$ , une valeur proche de celle dérivée de l'observation des filaments en rayons X. Bien entendu, l'approche faite ici se base sur la résonance entre rayons cosmiques et ondes d'Alfvén ce qui ne pourra être vérifié dès que  $\delta B \sim B_\infty$  car alors les perturbations magnétiques ne sauraient plus être considérées comme des ondes. Néanmoins, une approche plus phénoménologique de l'instabilité contournant la condition de résonance peut être faite en considérant que le taux de transfert de l'énergie des rayons cosmiques vers les fluctuations magnétiques se fait à une vitesse d'Alfvén calculée sur le champ totale  $v_A^2 = (B_\infty^2 + \delta B^2)/4\pi\rho$ , ce qui mène alors à une estimation du champ amplifié identique à l'estimation précédente mais sans avoir à reposer sur l'hypothèse de champ amplifié modeste. Des simulations numériques ont été réalisées et ont confirmé que cette instabilité pouvait générer des niveaux de champ magnétique bien supérieurs à celui du champ interstellaire ([Bell & Lucek, 2001](#)). Plus récemment une autre version de l'instabilité de streaming a été mis en lumière par [Bell \(2004\)](#). Ce régime d'instabilité ne nécessite pas d'interaction entre les particules relativistes et la turbulence magnétique, ce qui lui a valu le nom d'instabilité non-résonante de streaming. Cette instabilité a pour origine la présence d'un courant électrique associé aux rayons cosmiques qui exerce une force de Lorentz sur le plasma tout en déstabilisant les ondes se propageant dans le précurseur. Une façon simple de distinguer les deux régimes de l'instabilité est de considérer le système par le biais de la MHD. Dans cette description, la présence de rayons cosmiques se traduit par une force de Lorentz supplémentaire de la forme  $\mathbf{J}_{CR} \times \mathbf{B}$ . En faisant une analyse linéaire de la stabilité du système, on voit facilement que deux termes perturbatifs sortent de cette force supplémentaire. Le premier est  $\delta\mathbf{J}_{CR} \times \mathbf{B}$  et correspond au mode résonant de l'instabilité où l'interaction entre la perturbation de courant et le champ nécessite une approche cinétique. Le second terme  $\mathbf{J}_{CR} \times \delta\mathbf{B}$  correspond au régime non-résonant de l'instabilité car dans ce cas de figure on peut supposer le courant de rayons cosmiques comme figé et insensible aux perturbations magnétiques. Ce régime d'instabilité peut être descriptible par la MHD et la simple linéarisation (négligeant le premier terme mentionné) des équations

MHD amène une relation de dispersion de la forme (Bell, 2004)

$$\omega^2 - k^2 v_{A\infty}^2 = \pm \frac{k B_\infty J_{CR}}{\rho c} \quad (6.34)$$

qui donne des solutions instables si  $k < B_\infty J_{CR} / \rho c V_{A\infty}^2$ . Pelletier et al. (2006) ont étudié différents mécanismes de saturation de ce régime d'instabilité et ont proposé une estimation du niveau de saturation attendu dans chacun des deux régimes. D'après leurs estimations, le niveau maximal des contributions magnétiques au choc de chacun des deux régimes qui se développent simultanément est donné par

$$\begin{aligned} \frac{B_R^2}{B_{NR}^2} &= \left( \frac{\xi_{CR}}{\beta_{sh}} \right)^{1/2} \\ \frac{B_R^2}{B_\infty^2} &= \xi_{CR}^{3/2} M_{A\infty}^2 \beta_{sh}^{1/2} \end{aligned} \quad (6.35)$$

En reprenant les mêmes données que pour l'estimation précédente, on arrive à un champ résonant dominant par rapport au mode non-résonant et  $B_R/B_\infty \sim 10^2$ . Il est à noter que l'on trouve plusieurs régimes en fonction de la vitesse du choc qui semble être le facteur prépondérant contrôlant l'instabilité. En considérant toujours les mêmes paramètres  $\xi_{CR} = 0.1$ ,  $B_\infty = 4\mu G$  et une densité du milieu interstellaire de l'ordre de  $1 \text{ cm}^{-3}$  on identifie alors trois domaines

- Vitesse du choc  $\beta_{sh} \leq 10^{-3}$  : dans ce domaine, la saturation du champ turbulent est inférieure au champ magnétique du milieu interstellaire de telle façon que  $B_{NR} \leq B_R \leq B_\infty$ .
- Vitesse du choc  $10^{-3} \leq \beta_{sh} \leq 10^{-1}$  : ici l'amplification du champ est significative et dominée par le régime résonant car  $B_\infty \leq B_{NR} \leq B_R$ . Dans ce domaine de vitesse, le rapport entre  $B_R$  et  $B_{NR}$  reste de l'ordre de quelques unités.
- Vitesse du choc  $\beta_{sh} \geq 0.1$  : dans ce domaine, le régime non-résonant de l'instabilité devient dominant et l'amplification du champ peut atteindre des valeurs supérieures à  $10^2$ . On aura l'ordonnement suivant  $B_\infty < B_R \leq B_{NR}$ .

Comme on peut le voir, les deux régimes de l'instabilité produisent des contributions qui restent approximativement du même ordre de grandeur. Il est à signaler que pour le régime des vitesses s'approchant de celle de la lumière, l'instabilité non-résonante domine l'amplification. Dans le domaine relativiste, Pelletier et al. (2009) ont proposé une analyse linéaire du problème et ont montré que l'instabilité non-résonante reste active jusque pour les chocs ultra-relativistes. Comme je le présenterai dans la deuxième partie, Casse et al. (2013) ont apporté une analyse plus complète du mécanisme d'amplification et ont réalisé les premières simulations RMHD du mécanisme depuis les chocs faiblement relativistes jusqu'aux chocs ultra-relativistes.

### 3.1 Etude de l'impact de la turbulence en aval des chocs de supernovas

Considérer une turbulence non homogène nécessite de reconsidérer le lien entre le spectre de turbulence (dépendant donc de la distance au choc) et les coefficients de diffusion associés. En effet, si l'on considère un spectre de turbulence  $S(k, x)$  où  $x$  est la distance au choc, la densité d'énergie magnétique turbulente s'écrira simplement

$$\frac{\delta B^2}{8\pi}(x) = \int_{k_{\min}(x)}^{k_{\max}(x)} S(k, x) dk \quad (6.36)$$

Cette composante turbulente regroupe l'intégralité des modes turbulents magnétiques et il faut considérer que les bornes de vecteurs d'onde dépendent aussi de la distance au choc. Une particule d'énergie  $E$  et caractérisée par un rayon de Larmor  $\bar{r}_L$  ne sera sensible qu'aux modes de la turbulence dont la longueur d'onde est supérieure au rayon de Larmor de la particule. La fréquence de diffusion angulaire pourra alors s'écrire (Casse et al., 2002)

$$\nu_s = \frac{\pi}{3} \bar{r}_L^2 (\beta - 1) c \frac{\delta B^2}{B^2} b(x) \quad (6.37)$$

SNR	$B_d(\mu G)$	$\frac{E_{\gamma, \text{cut}}}{E_{\gamma, \text{cut}}^{\text{obs}}}$
Cas A	558	0.2
Kepler	433	0.3
Tycho	586	0.7
SN1006	170	0.07
G347.3-0.5	131	0.05

**Tableau 6.3** – Valeurs de champ magnétique et de la coupure synchrotron comparée à la coupure observée. Pour les SNR jeunes (âge < 500 ans), la coupure calculée dans un régime de diffusion de Bohm est en bon accord avec les observations alors que pour les SNR plus anciennes, il semble que les pertes synchrotron ne soient pas le mécanisme contrôlant la taille du filament.

où  $\bar{B}$  est le champ magnétique total et la fonction  $b(x)$  est définie comme

$$b(x) = \ell_{\text{coh}} \times \int_{1/\bar{r}_L}^{k_{\text{max}}(x)} (k\ell_{\text{coh}})^{-\beta} d \ln k \quad (6.38)$$

où  $\ell_{\text{coh}}$  est la longueur de corrélation du champ magnétique. Le coefficient de diffusion spatiale peut alors être estimé en se souvenant que  $D = c^2/3\nu_s$ . On retrouve bien entendu l'expression usuelle des coefficients de diffusion dans le cas où le spectre ne dépend pas de la position, c'est-à-dire

$$D(E) = \frac{\beta}{\pi(\beta - 1)} \frac{\ell_{\text{coh}}}{\eta_T} \times \left( \frac{\bar{r}_L}{\ell_{\text{coh}}} \right)^{2-\beta} \quad (6.39)$$

dans les régimes de turbulence où  $\beta > 1$ . Dans le cas d'un régime de Bohm, le terme  $1/(\beta - 1)$  doit être remplacé par  $\ln(k_{\text{max}}/k_{\text{min}})$ . De façon générale on peut écrire le coefficient de diffusion comme

$$D(E) = \frac{q(\beta)}{\pi} \frac{\ell_{\text{coh}}}{\eta_T} \times \left( \frac{\bar{r}_L}{\ell_{\text{coh}}} \right)^{2-\beta} \quad (6.40)$$

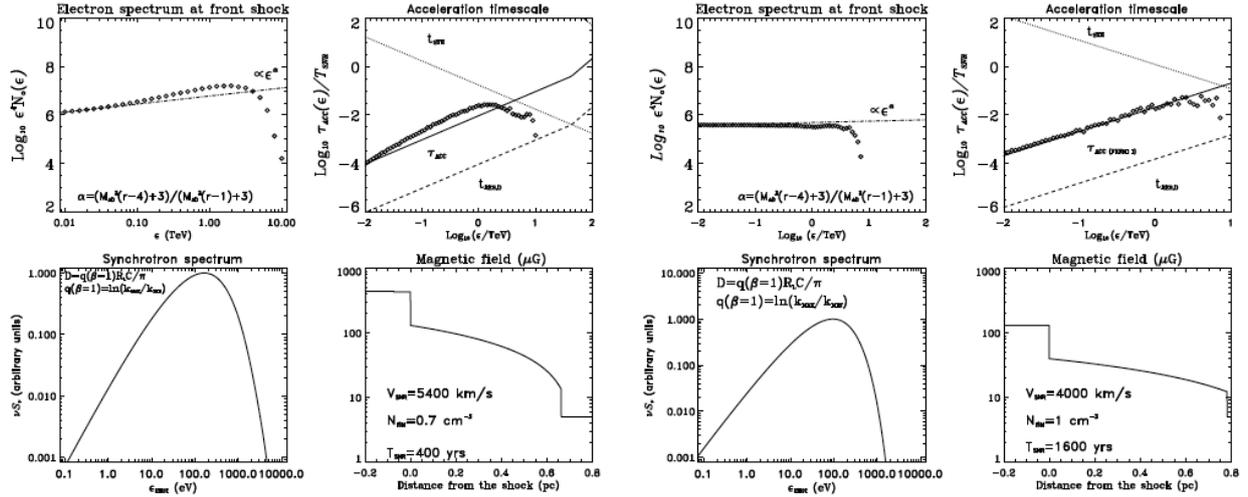
### 3.1.1 Simulation MHD-ESD des filaments X dominés par l'advection

Dans cette partie, nous reprenons l'analyse menée par Parizot et al. (2006) qui ont considéré que les filaments X observés dans les restes de supernova étaient dominés par l'advection des électrons loin du choc et les pertes synchrotron. Dans Parizot et al. (2006), les auteurs ont estimé les temps caractéristiques d'accélération et de temps de refroidissement synchrotron en prenant en compte la compression du champ magnétique se produisant au niveau du front de choc. En effet, si on note  $r_{\text{sub}}$  le facteur de compression du choc (à noter que dans le cas d'un choc modifié, le facteur de compression total de la zone  $r_{\text{tot}}$  peut aller jusqu'à 10). La compression magnétique ne concerne que la composante magnétique parallèle ce qui permet de relier le champ magnétique total dans le milieu aval à celui du milieu amont  $B_u = B_d/r_B = B_d\sqrt{(1 + 2r_{\text{sub}}^2)/3}$ . Néanmoins, les auteurs n'ont pas pris en compte un autre effet de la compression magnétique : la compression de la longueur d'onde maximale de la turbulence qui amène que  $\lambda_{\text{max,d}} = \lambda_{\text{max,u}}/r_{\text{sub}}$ . Cela engendre alors une relation entre les coefficients de diffusion de chaque côté du choc  $D_u = D_d r_{\text{sub}} \times (r_B/r_{\text{sub}})^{2-\beta} = D_d H(r_{\text{sub}}, \beta)$ . Durant un cycle de Fermi, une particule ressentira donc un champ moyen que l'on peut estimer comme

$$\langle B^2 \rangle = B_d^2 \left( \frac{H/r_B^2 + r_{\text{tot}}}{H + r_{\text{tot}}} \right) \quad (6.41)$$

Ce champ magnétique moyen est à prendre en compte pour calculer le temps caractéristique de refroidissement synchrotron. De même, on arrive à exprimer le temps moyen d'accélération comme

$$t_{\text{acc}}(E) = \frac{3r_{\text{tot}}^2}{r_{\text{tot}} - 1} \frac{D_d(E)}{V_{\text{sh}}^2} \left( \frac{H}{r_{\text{tot}}} + 1 \right) \quad (6.42)$$



**Figure 6.13** – Représentation du spectre au choc des électrons, du temps d'accélération, du spectre synchrotron associé aux électrons au choc ainsi que le profil du champ magnétique pour deux restes de supernova (Kepler et G347-0.5). Ces figures sont tirées de simulations couplées MHD-ESD réalisées dans un régime de diffusion de Bohm. Figure tirée de [Marcowith & Casse \(2010\)](#).

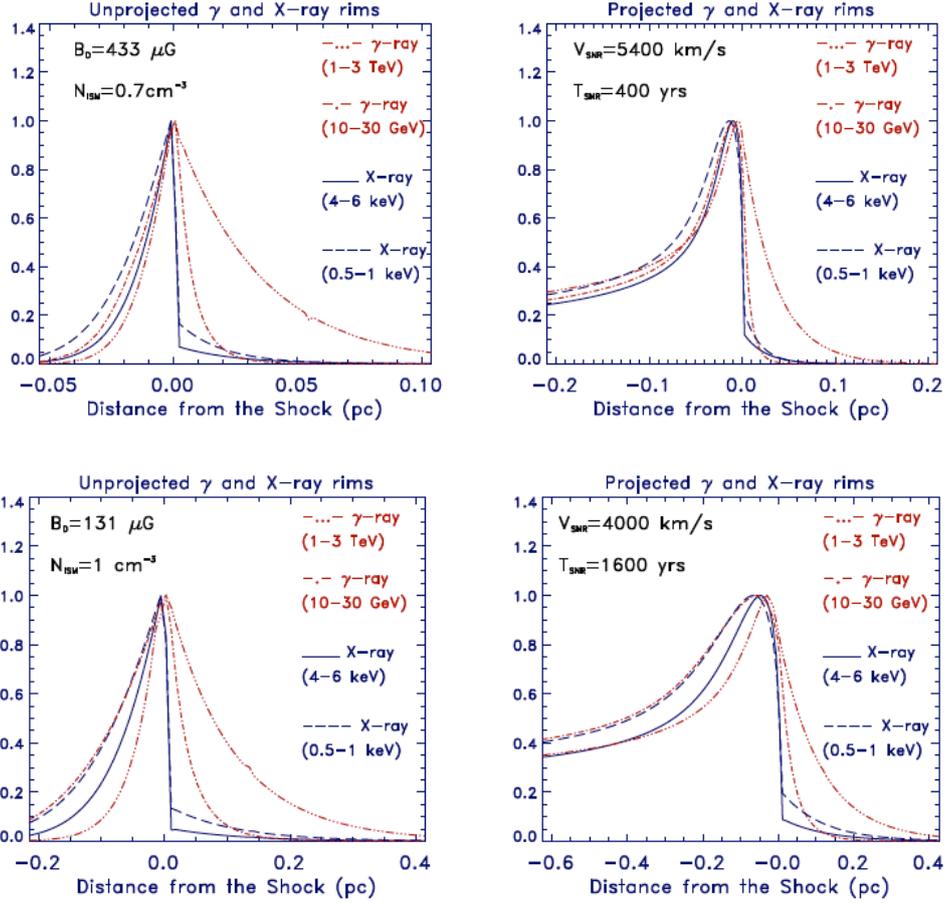
Dans le régime de Bohm, nous dérivons alors l'énergie de coupure des électrons en égalisant les deux temps caractéristiques pour arriver à

$$E_{\gamma, \text{cut}} = 0.88 \text{ keV} \times \frac{V_{\text{sh},4}^2}{\bar{q}\bar{y}(r_{\text{tot}})(1 + H/r_{\text{tot}}r_B^2)} \quad (6.43)$$

où  $V_{\text{sh},4} = V_{\text{sh}}/10^4 \text{ km/s}$ ,  $\bar{q} = q(\beta = 1)/16$  et  $\bar{y} = 3\bar{r}_{\text{tôt}}^2/(r_{\text{tôt}} - 1)$  et  $\bar{r}_{\text{tôt}} = r_{\text{tôt}}/4$ . En reprenant les caractéristiques des restes de supernova référencé dans [Parizot et al. \(2006\)](#), nous arrivons aux coupures synchrotron résumées dans le tableau (6.3). Ces valeurs sont compatibles avec celles observées pour les restes de supernovas jeunes ( $T < 500$  ans) comme Cas A, Tycho ou Kepler. Par contre, il semble que ces simulations ne soient pas réalistes pour les restes plus âgés. Les valeurs du champ magnétique tirées de cette estimation sont aussi montrées dans le tableau (6.3). On peut voir que l'on retrouve des valeurs cohérentes avec celles trouvées par [Parizot et al. \(2006\)](#) pour les restes de supernova jeunes où les valeurs sont de l'ordre de 100 fois la valeur du champ magnétique dans le milieu interstellaire. Pour les restes plus anciens il est important de mentionner que certaines incertitudes sur la fréquence de coupure peuvent altérer les résultats trouvés ici. En particulier la reconstruction du spectre synchrotron à partir des données radio pourraient poser problème étant donné l'étendue de la zone du choc.

En recherchant d'autres mécanismes pouvant être à l'origine de la taille du filament, nous avons considéré la présence d'une accélération stochastique (ou accélération de Fermi du second ordre). Le temps caractéristique de ce mécanisme est donné par  $t_{\text{acc,FII}} = 8D_d(E)/V_{A,d}^2$ . En égalisant ce temps d'accélération stochastique et le temps d'accélération de Fermi du premier ordre, on en déduit une valeur du champ magnétique au delà de laquelle le mécanisme stochastique dominera. Dans tous les restes de supernovas considérés, nous avons trouvé que cette limite magnétique se trouve à des valeurs de l'ordre de ou au delà du mG, ce qui semble alors éliminer l'accélération stochastique comme mécanisme dominant.

Afin d'illustrer ces estimations, nous avons réalisé une série de simulations couplées ESD-MHD décrivant l'évolution d'une onde choc associée à un reste de supernova. Pour la description MHD, nous utilisons une description unidimensionnelle le long du rayon sphérique du système tout en considérant les trois composantes de vitesse et de champ magnétique. La modélisation utilise les conditions initiales décrites dans [Truelove & McKee \(1999\)](#) où l'expansion libre de l'onde de choc est décrite. Nous avons aussi mis en place une modélisation de la population électronique et de rayons cosmiques par le biais d'ESD sphériques décrivant le transport de ces particules. Contrairement aux simulations couplées présentées précédemment, nous avons réalisé un couplage temporel entre les deux descriptions où sur chaque pas de temps MHD, nous avançons l'intégration des ESD. Dans un contexte sphérique, l'équation de Fokker-Planck se met sous



**Figure 6.14** – Représentation projetée sur le plan du ciel et déprojetée de deux filaments X (0.5 – 1 keV et 4 – 6 keV) et de deux filaments  $\gamma$  (10 – 30 GeV et 1 – 3 TeV) produits par les électrons accélérés au choc dans les simulations présentées dans la figure (6.13). Figure tirée de [Marcowith & Casse \(2010\)](#).

la forme

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} = & - \frac{\partial}{\partial R} \left( F \left\{ V_R + \frac{\partial D_R}{\partial R} + \frac{2D_R}{R} \right\} \right) - \frac{\partial}{\partial p} \left( F \left\{ -\frac{p}{3} \nabla \cdot \mathbf{U} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial p^2 D_{pp}}{\partial p} - \sum_k a_{loss,k} p^2 \right\} \right) \\ & + \frac{\partial^2}{\partial R^2} (F D_R) + \frac{\partial^2}{\partial p^2} (F D_{pp}) , \end{aligned} \quad (6.44)$$

où la fonction  $F = R^2 p^2 f$  est reliée à la fonction de distribution des particules considérées. Le jeu d'ESD correspondant est

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= V_R + \frac{\partial D_R}{\partial R} + \frac{2D_R}{R} + \frac{dW_R}{dt} \sqrt{2D_R} \\ \frac{dp}{dt} &= -\frac{p}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial p^2 D_{pp}}{\partial p} - \sum_k a_{loss,k} p^2 + \frac{dW_P}{dt} \sqrt{2D_{pp}} , \end{aligned}$$

où la nature des termes de pertes dépend de la nature des particules considérées. Nous prendrons en compte l'accélération stochastique symbolisée par la présence d'un coefficient de diffusion en énergie  $D_{pp} = V_A^2 p^2 / D_R$ . En adaptant les paramètres de la simulation MHD pour reproduire les caractéristiques de l'onde de choc d'un reste de supernova, nous sommes alors capables de reproduire l'accélération des particules en prenant en compte les différents processus. Nous considérerons le champ magnétique comme constant dans le milieu aval mais décroissant dans le précurseur comme décrit par [Pelletier et al. \(2006\)](#). Les paramètres

de normalisation de la simulation MHD sont fixés en accord avec les valeurs observationnelles telles que la vitesse du choc, le champ magnétique ou encore le rayon du choc.

Le résultat des simulations MHD-ESD est présenté sur la figure (6.13) où l'on a le spectre au choc des électrons non-thermiques, le temps d'accélération des particules mesuré numériquement, le spectre synchrotron associé à la distribution des électrons au choc et enfin le profil magnétique de part et d'autre du front de choc. Dans ces simulations reprenant les paramètres de Kepler et de G347-0.5, nous avons choisi de fixer le régime de diffusion à un régime de Bohm mais en considérant la normalisation issue de la théorie quasi-linéaire, c'est-à-dire le facteur  $q(\beta = 1) = \ln(k_{\max}/k_{\min}) \simeq 16$ . Le résultat de ces simulations est en premier lieu en accord avec les estimations faites précédemment car on retrouve effectivement que pour Kepler la coupure est aux alentours de 200 eV soit 0.3 fois celle observée (à peine 100 eV pour G347 soit 0.05 la coupure observée). Dans le cas de Kepler, le champ magnétique déduit est assez important (près de 0.5 mG) ce qui a pour effet de déformer le spectre au choc des électrons en vertu de la présence d'un chauffage stochastique non négligeable (mais pas dominant). La ligne en pointillés tracée sur la représentation du spectre au choc correspond aux solutions trouvées par [Marcowith et al. \(2006\)](#) qui prédisent qu'en cas de cohabitation des deux types d'accélération de Fermi, alors la pente du spectre sera de  $\alpha = (M_{A,d}^2(r-4) + 3)/(M_{A,d}^2(r-1) + 3)$ . On peut voir que dans les deux simulations le spectre au choc respecte cette pente pour des énergies inférieures à l'énergie de coupure synchrotron. On peut noter que nos simulations donneraient des fréquences de coupure proches des fréquences de coupure observées si l'on abaissait la normalisation du coefficient de diffusion vers une valeur proche de celle de Bohm comme déjà mentionné par [Parizot et al. \(2006\)](#).

Afin de compléter le diagnostic des émissions associées aux électrons relativistes, nous avons aussi considéré le mécanisme d'émission Compton Inverse (CI) où les électrons relativistes interagissent avec les photons du corps noir cosmologique pour produire une émission à très haute énergie. Afin de représenter plusieurs gammes d'émission en rayons  $\gamma$ , nous avons calculé l'émission des électrons relativistes par le CI dans deux gammes correspondant aux gammes observées par différents instruments (10 – 30 GeV et 1 – 3 TeV). La figure (6.14) représente les profils d'émission projetés (vues par l'observateur) et déprojetés dans deux gammes de fréquence en X et dans les deux gammes de fréquences en  $\gamma$ . Nous pouvons observer sur les deux simulations que le filament  $\gamma$  au TeV est beaucoup plus large que les autres dans le milieu amont, principalement parce que les électrons les plus énergétiques se propagent plus loin dans le précurseur à cause de leur mouvement de diffusion plus important. Dans le milieu aval, la situation s'inverse car c'est le filament  $\gamma$  au GeV qui est le plus étendu. Ce changement est induit par le champ magnétique aval, beaucoup plus important qu'en amont et qui empêche les particules de très haute énergie de se propager loin du choc en aval à cause des pertes synchrotron qui refroidissent ces particules. En terme d'ordre de grandeur, les filaments X et  $\gamma$  ont une extension spatiale similaire, ce qui risque de rendre impossible l'identification des différentes contributions  $\gamma$  par les instruments actuels.

### 3.1.2 Etude des filaments X limités par la relaxation de la turbulence

La turbulence magnétique est un processus qui nécessite un mécanisme permettant de l'entretenir. Dans le cas de l'instabilité de streaming (quelque soit le régime que l'on considère), le mécanisme de base générant la turbulence se produit près du choc et il semble donc raisonnable de s'attendre à ce que la turbulence se relaxe au fur et à mesure que l'on s'éloigne du front de choc. Ce phénomène de relaxation de la turbulence aura un impact certain sur les propriétés de diffusion des particules. L'impact sur le spectre d'accélération peut être mesuré en reconsidérant l'équation de transport des rayons cosmiques et en imposant des limites finies sur la fonction de distribution. Par exemple, si l'on impose que la fonction de distribution tend vers zéro en  $x = -\ell_d$  et  $x = \ell_u$  (le choc est situé en  $x = 0$ ) alors la fonction de distribution au choc s'écrira en toute généralité ([Marcowith & Casse, 2010](#))

$$\frac{d \ln f_S(p)}{d \ln p} = -\frac{3}{(u_u - u_d)} \left\{ \frac{D_u(0, p) \exp(\int_{-\ell_u}^0 \theta_u(x', p) dx')}{\int_{-\ell_u}^0 \exp(\int_{-\ell_u}^x \theta_u(x', p) dx') dx} + \frac{D_d(0, p) \exp(-\int_0^{\ell_d} \theta_d(x', p) dx')}{\int_0^{\ell_d} \exp(-\int_x^{\ell_d} \theta_d(x', p) dx') dx} \right\} \quad (6.45)$$

où les fonctions  $\theta_{u/d}$  sont définies comme

$$\theta_{u/d}(x, p) = \frac{u_{u/d} - \frac{\partial D_{u/d}}{\partial x}}{D_{u/d}} \quad (6.46)$$

Dans le cas où les coefficients de diffusion peuvent s'écrire comme des constantes entre le front de choc et les frontières de la zone d'accélération nous recouvrons l'expression de [Ostrowski & Schlickeiser \(1996\)](#)

$$\frac{d \ln f_S(p)}{d \ln p} = -\frac{3}{(r-1)} \left( \frac{r}{1 - \exp(-u_u \ell_u / D_u)} + \frac{1}{\exp(u_d \ell_d / D_d) - 1} \right) \quad (6.47)$$

Cette expression se réduit à l'expression usuelle de l'accélération de Fermi dans le cas où  $\ell_{u/d} \rightarrow \infty$ . Pour une extension finie de la zone d'accélération, on peut voir que la pente du spectre devient de plus en plus négative traduisant une accélération de moins en moins efficace. Le processus limitant l'efficacité de l'accélération est la présence de pertes diffusives de particules. Cette description est évidemment un peu simpliste car elle suppose que tous les modes de la turbulence s'étendent sur la même distance au choc. Dans la réalité, les fonctions  $\ell_{u/d}$  sont probablement des fonctions du vecteur d'onde  $k$ . Afin de paramétrer cette dépendance, nous avons choisi de considérer la longueur  $\ell_d$  comme une fonction en loi de puissance en  $k$  telle que  $\ell_d = \ell_{d,M} (k_{\min}/k)^{\delta_d}$  afin de décrire une relaxation de la turbulence dans le milieu aval. La principale question ici est de savoir si l'accélération de Fermi est encore possible dans ce cas de relaxation et si oui, est-il possible de reproduire des filaments X contrôlés par la relaxation. Dans la suite nous allons considérer quelques processus de relaxation connus dans la littérature et les confronter aux contraintes mentionnées précédemment pour voir leur viabilité dans le cadre des restes de supernova.

- **Profils Heaviside** : cette configuration ne repose pas sur un mécanisme physique mais sur une version idéalisée de ce nous attendons de la turbulence dont le spectre peut s'écrire dans le milieu aval

$$S(k, x) = S(k, x=0) \Pi(\ell_d(k) - x) + S_\infty \Pi(x - \ell_d(k)) \quad (6.48)$$

où les fonctions  $\Pi$  sont des fonctions de Heaviside. Dans le milieu aval nous supposons donc un spectre de turbulence de type  $S(k, x=0) = S_o (k \lambda_{\max,d})^{-\beta}$ . Le champ magnétique turbulent associé à ce spectre s'exprime sur trois zones. En effet, si l'on considère une longueur de relaxation en aval comme définie précédemment, on obtient un champ turbulent dans le milieu aval

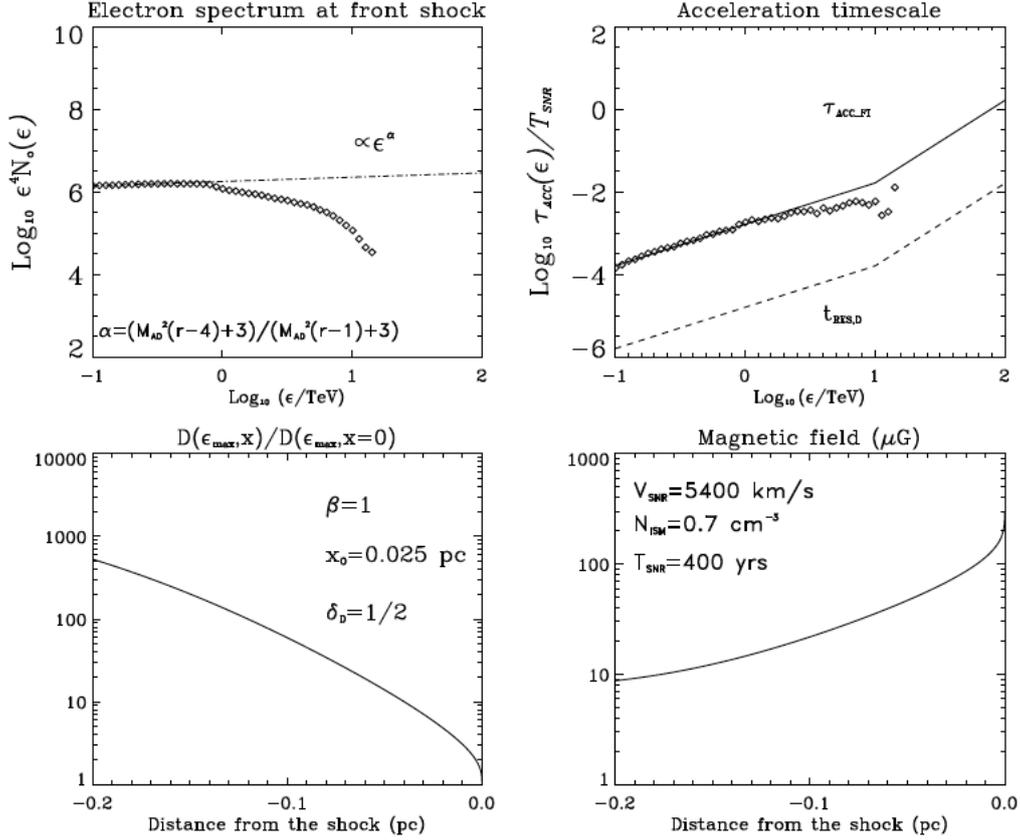
$$\begin{aligned} 0 > x \geq -\ell_{\min} & : \frac{\delta B^2(x)}{4\pi} = \frac{\delta B^2(0^-)}{4\pi} + \frac{B_\infty^2}{4\pi} \\ -\ell_{\min} \geq x \geq -\ell_{d,M} & : \frac{\delta B^2(x)}{4\pi} = \frac{\delta B^2(0^-)}{4\pi} \frac{\ln(\ell_{d,M}/|x|)}{\delta_d \ln(k_{\max}/k_{\min})} + \frac{B_\infty^2}{4\pi} \\ -\ell_{d,M} \geq x & : \frac{\delta B^2(x)}{4\pi} = \frac{B_\infty^2}{4\pi} \end{aligned} \quad (6.49)$$

Ce champ turbulent est constant entre le choc et la distance  $\ell_{\min} = \ell_{\max,d} (k_{\min}/k_{\max})^{\delta_d}$  puis une décroissance se produit à cause des modes de turbulence ayant disparu au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans le milieu aval. Pour finir la description de ce genre de turbulence, il reste à calculer la quantité d'énergie magnétique entrant en résonance avec une particule d'énergie  $E$ , c'est-à-dire la fonction  $b(x, E)$

$$\begin{aligned} b(0 > x \geq \ell_{\min}, E) & \simeq \frac{\ell_{\text{coh}}}{\beta} \left( \frac{\bar{r}_L(E)}{\ell_{\text{coh}}} \right)^\beta \\ b(\ell_{\min} \geq x, E) & = \frac{\ell_{\text{coh}}}{\beta} \left\{ \left( \frac{\bar{r}_L(E)}{\ell_{\text{coh}}} \right)^\beta - \left( \frac{\bar{r}_L(E_{\text{CR-max}})}{\ell_{\text{coh}}} \right)^\beta \left( \frac{|x|}{\ell_{d,M}} \right)^{\beta/\delta_d} \right\}. \end{aligned} \quad (6.50)$$

et  $b(\ell_{\max,d} \geq x, E) = 0$ . Le coefficient de diffusion spatiale est inversement proportionnel à cette fonction et l'on peut voir que bien que nous considérons un spectre de turbulence uniforme entre le front de choc et une distance  $\ell_{\max,d}$ , le fait que les modes de turbulence ne se relaxent pas tous de façon identique entraîne une rapide augmentation du coefficient de diffusion menant à des pertes diffusives de particules qui deviennent très significatives. Cet exemple n'est qu'un cas d'école et nous allons maintenant présenter des modèles de relaxation plus réalistes.

- **Relaxation non-linéaire de Kolmogorov** Ce mécanisme de relaxation est considéré dans les modèles de turbulence MHD incompressible où la cascade en énergie de Kolmogorov vers les grands vecteurs



**Figure 6.15** – Simulation MHD-ESD d’une SNR de type Kepler dominé par la relaxation de la turbulence. Sont représentés : le spectre au choc, le temps d’accélération ainsi que le profil du champ magnétique et du coefficient de diffusion dans le milieu aval. Figure tirée de [Marcowith & Casse \(2010\)](#).

d’onde se fait au travers d’un terme non-linéaire qui est proportionnel à  $k^{5/2}S(k)^{1/2}$ . [Ptuskin & Zirakashvili \(2003\)](#) ont estimé ce facteur et ont montré que le spectre de turbulence respecte alors une équation d’évolution

$$\frac{V_{\text{sh}}}{r_{\text{tot}}} \frac{\partial S(k, x)}{\partial x} = -2\Gamma_0 k^{3/2} S(k, x) \quad (6.51)$$

ce qui admet comme solution un spectre de la forme

$$S(k, x) = \frac{S(k, x=0)}{\left(1 + (k\lambda_{\text{max,d}})^{(3-\beta)/2} \frac{x}{x_0}\right)^2} \quad (6.52)$$

où la constante  $x_0 = 300\lambda_{\text{max,d}}$  dans les conditions physiques associées aux restes de supernova ([Pohl et al., 2005](#)). On peut voir que dans ce cas de relaxation de turbulence, la longueur de relaxation des modes de turbulence est de la forme  $\ell_d(E) = \ell_{\text{max,d}}(E/E_{\text{CR-max}})^{(3-\beta)/2}$ . Le facteur  $\ell_{\text{max,d}} \simeq x_0(\sqrt{e}-1)$ . Je ne montrerai pas ici les expressions du champ turbulent et de la fonction  $b$  qui sont assez compliquées mais qui pourront être trouvées dans [Marcowith & Casse \(2010\)](#).

- **Relaxation exponentielle** Ce genre de relaxation se produit quand le terme de relaxation ne dépend pas de l’espace mais simplement de la valeur du vecteur d’onde. [Pohl et al. \(2005\)](#) ont considéré des cascades associées à des ondes d’Alfvén et magnétosonores qui seront donc décrites par un spectre de turbulence

$$S(k, x) = S(k, 0) \times \exp\left(-\frac{x}{\ell_d(k)}\right) \quad (6.53)$$

SNR	$\frac{B_{d-diff}}{q(1) = 1}$	$\frac{B_{d-diff}}{q(1) = 1}$	$\frac{B_{d-lim}/B_{d-diff}}{q(1) = 1}$	$\frac{B_{d-lim}/B_{d-diff}}{q(1) = 16}$
Cas A	311	394	2.3	0.4
Kepler	220	293	3	0.5
Tycho	210	333	5.1	0.8
SN 1006	174	189	1.2	0.2
G347.3-0.5	164	183	0.95	0.15
	$\delta_d = 0$	$\delta_d = 1/2$	$\forall \delta_d$	$\forall \delta_d$

**Tableau 6.4** – Tableau présentant les valeurs du champ magnétique déduits des observations en cas de filaments X dominés par la relaxation de la turbulence. Le champ magnétique marquant

où  $\ell_{\max,d} \simeq \lambda_{\max,d}$  dans des conditions physiques proches de celles des restes de supernova. Ici aussi les expressions du champ total et de la fonction  $b$  sont assez pénibles et peuvent être trouvées dans l'article.

Les quelques mécanismes considérés ici modifient l'expression du temps de pertes diffusives car suivant l'énergie des particules se propageant dans le milieu aval, la frontière de perte de la particule ne sera pas localisée au même endroit. La condition de résonance entre le rayon de Larmor et le mode de turbulence considéré ( $kr_L \sim 1$ ) permet de réexprimer l'extension de la turbulence en aval comme  $\ell_d = \ell_{d,M}(E/E_{CR,\max})^{\delta_d}$ . Le temps de perte diffusive s'écrit alors

$$t_{\text{diff}}(E) = \frac{\ell_d^2(E)}{6D_d(E)} \propto E^{2\delta_d - \beta + 2} \quad (6.54)$$

Le temps d'accélération conserve sa forme habituelle tout comme le temps synchrotron. Le temps de perte par advection est lui aussi affecté par la présence des échelles de relaxation et son expression sera  $t_{\text{adv}} = \ell_d(E)/V_d \propto E^{\delta_d}$ . Dans le contexte d'un filament dominé par la relaxation de la turbulence, le mécanisme limitant l'accélération des particules sera soit les pertes associées au mouvement d'advection loin du choc soit les pertes diffusives. Il est facile de constater, en comparant les ordres de grandeurs de ces deux temps ainsi que leur dépendance en énergie, qu'à basse énergie  $E \ll E_{CR,\max}$  le temps d'advection dominera les pertes alors que pour les hautes énergies proches de l'énergie maximale c'est le temps de pertes diffusives qui contrôlera le mécanisme d'advection. En formant les rapports suivant

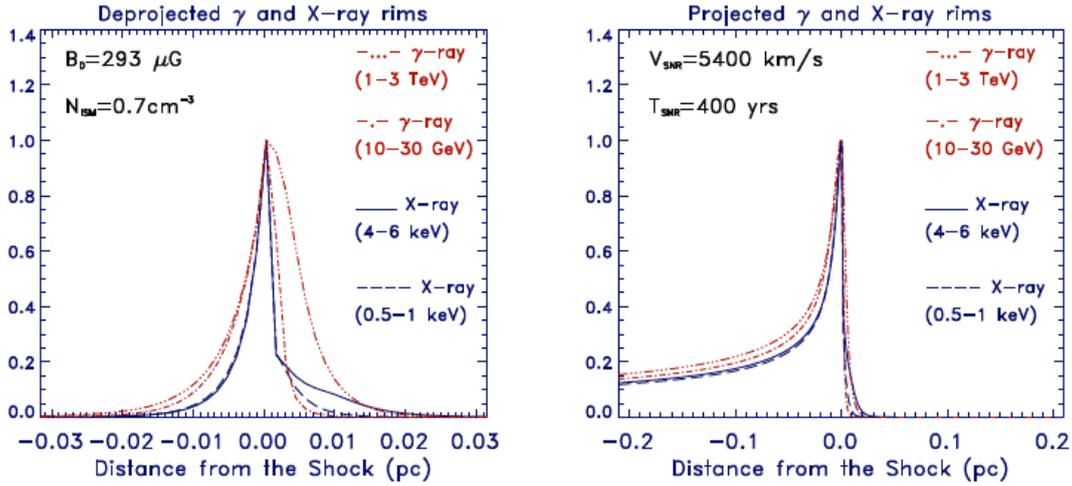
$$\frac{t_{\text{acc}}}{t_{\text{adv}}} \propto E^{2-\beta-\delta_d} \quad \text{et} \quad \frac{t_{\text{acc}}}{t_{\text{diff}}} \propto E^{2(2-\beta-\delta_d)} \quad (6.55)$$

Afin d'obtenir une accélération efficace, il est indispensable que le temps d'accélération à basse énergie soit plus petit que les deux temps de pertes considérés. En vertu de la dépendance en énergie montrée ici, on peut en déduire que la condition  $2 - \beta - \delta_d > 0$  est nécessaire à l'établissement d'une accélération de Fermi. Au passage, on peut déterminer l'énergie de transition  $E_{\text{tran}}$  au delà de laquelle les pertes diffusives sont dominantes, soit  $E_{\text{tran}} = E_{CR,\max} (g(r)/6)^{1/2(2-\delta_d-\beta)}$  où  $g(r) = 3/(r-1) \times (H/r+1)$ . Parmi les types de relaxation considérés dans cette étude, on peut voir la relaxation non-linéaire de Kolmogorov ne peut vérifier la condition énoncée précédemment que pour un régime de diffusion de Bohm alors que pour une relaxation exponentielle seul le régime de diffusion de Kolmogorov serait éliminé.

En égalisant la taille du filament X,  $\Delta R_X$ , observée à la longueur de relaxation à l'énergie considérée, on a  $\ell_{\max,d} = \Delta R_X (E_{e,\max}/E_{e,\text{obs}})^{\delta_d} = C(\delta_d)$  et en égalisant le temps d'accélération au temps de pertes diffusives on en déduit une valeur du champ magnétique dans le milieu aval, par exemple dans un régime de Bohm

$$B_{d,\text{diff}} = 370\mu G \times q(\beta = 1)^{2/3} \left( \frac{E_{\text{cut,keV}} \bar{y}(r)}{\Delta R_{X,-2} C(\delta_d) V_{d,3}} \right)^{2/3} \quad (6.56)$$

où  $\bar{y}(r) = 3r/4(r-1)$  et où l'épaisseur du filament est exprimée en  $10^{-2}$  pc et la vitesse du fluide aval en  $10^3$  km/s. On peut aussi dériver une valeur limite de champ magnétique où pour l'énergie maximale le



**Figure 6.16** – Profils des filaments X et  $\gamma$  issus de la simulation représentée dans la figure (6.14). On retrouve dans cette configuration un filament X de taille comparable à celle observée. Figure tirée de [Marcowith & Casse \(2010\)](#).

temps synchrotron est égal au temps de pertes diffuses. Au delà de cette valeur limite, l'hypothèse de filament dominé par la relaxation sera invalidée. Ce champ s'exprime comme

$$B_{d,-4,\text{lim}} \simeq 8.9 \times \left( \frac{V_{\text{sh},4}}{\bar{r}\bar{g}(r)^{1/2}} \times \frac{E_{\gamma\text{-cut,keV}}^{-1/2}}{C(\delta_d)\Delta R_{x,-2}} \times f_{\text{sync}} \right)^{2/3}. \quad (6.57)$$

où  $f_{\text{sync}} = (H(\beta, r) + r)/(H(\beta, r)/r_B^2 + r)$ . J'ai rassemblé toutes ces valeurs dans le tableau (6.4) où l'on peut voir que les champs magnétiques requis pour expliquer la taille des filaments nécessitent eux-aussi une forte amplification du champ magnétique interstellaire. On peut aussi constater que des normalisations du coefficient de diffusion de Bohm proches de la valeur minimale sont requises pour s'assurer que le temps de pertes synchrotron ne soit pas celui qui contrôle la dynamique du filament.

Pour illustrer les contraintes que nous venons de dériver, nous avons réalisé une simulation MHD-ESD où nous avons considéré une relaxation de type exponentielle pour un régime de diffusion de Bohm. Des conditions de pertes de particules ont été mises en place par le biais d'une mesure du coefficient de diffusion qui, s'il dépasse une valeur plafond (typiquement une centaine de fois la valeur au niveau du choc de ce coefficient), fait considérer la particule comme perdue. Le résultat de la simulation est montré sur la figure (6.15) où sont représentés le spectre au choc, le temps d'accélération ainsi que les profils du champ magnétique et du coefficient de diffusion dans le milieu aval. On peut voir que les électrons sont accélérés jusqu'au TeV puis ensuite subissent un décrochage lent dû aux pertes diffuses de plus en plus fortes au fur et à mesure que l'énergie des particules augmente. Pour nous assurer que les pertes diffuses étaient bien les responsables pour la cassure du spectre, nous avons reproduit cette simulation en occultant les pertes synchrotron et nous avons retrouvé un spectre identique. Sur la figure (6.16), les filaments X et  $\gamma$  correspondant à la simulation sont représentés. On peut voir que le filament X possède approximativement la taille du filament observé dans Kepler tout comme le filament  $\gamma$ . Ceci est rendu possible car la longueur de relaxation maximale  $\ell_{\text{max,d}}$  est de l'ordre de la taille du filament (qui est aussi celle de la longueur d'onde maximale  $\lambda_{\text{max,d}}$ ). En ce qui concerne la relaxation non-linéaire de Kolmogorov, il s'avère impossible de reproduire le filament en X car la longueur de relaxation pour ce processus est beaucoup trop grande, de l'ordre de de 0.4 pc pour Kepler alors que le filament X possède une taille de l'ordre de  $10^{-2}$  pc. Nous avons refait cette analyse pour chacun des cinq restes de supernova et invariablement, nous avons trouvé que ce mécanisme était inadéquat à la reproduction des filaments contrairement au mécanisme de relaxation des cascades alfvéniques et magnétosonores se relaxant exponentiellement.

Un dernier mot sur l'étude de ces filaments contrôlés par la turbulence : cette étude permet de proposer un test observationnel qui s'il est accessible par les moyens d'observation adéquats pourrait nous aider à différencier les mécanismes de contrôle. En effet, si on s'intéresse aux filaments associés à d'autres longueurs

d'onde comme par exemple en radio, y aura-t-il une différence entre les filaments radios ? La réponse est évidemment oui. En effet dans le cas des filaments dominés par les pertes radiatives, les électrons émettant en radio peuvent s'éloigner d'une plus grande distance du front de choc car le rayonnement synchrotron met beaucoup plus de temps pour les refroidir. A l'opposé, on peut s'attendre dans le cas d'un filament contrôlé par la relaxation à ce que le filament radio ait une extension inférieure voire même identique au filament X si la dépendance de la longueur de relaxation varie avec  $\delta_d \geq 0$ . Dans le cas où  $\delta_d < 0$ , on retrouverait alors un filament radio plus étendu que le filament en X. La réponse à cette prédiction repose sur les capacités des instruments actuels à détecter cette émission radio et à en définir la taille.

### 3.2 Etude de l'instabilité non-résonante dans les chocs ultra-relativistes

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de cette section, une des instabilités candidates les plus crédibles pour expliquer la présence d'une turbulence magnétique contigüe à une amplification de grande ampleur du champ magnétique interstellaire est l'instabilité de 'streaming' décrivant l'interaction entre le plasma thermique et les particules supra-thermiques. Cette interaction peut se décliner dans deux régimes pouvant par ailleurs cohabiter dans le même environnement. Le premier régime, dit résonant, se caractérise par une interaction des particules supra-thermiques avec des ondes d'Alfvén se propageant vers le choc ou s'en éloignant. Ce régime amplifie efficacement le champ magnétique pourvu que la vitesse du choc ne soit pas trop petite (au minimum très super-alfvénique). Un autre ingrédient prépondérant pour ce régime d'instabilité consiste à avoir une composante significative du champ magnétique moyen parallèle à la normale au choc. Cette condition permet aux ondes d'Alfvén de pouvoir se propager vers le choc ou en provenance du choc. Une configuration de choc perpendiculaire (le champ magnétique moyen est parallèle au front de choc) ne permettra pas l'établissement d'une telle instabilité. Dans le contexte des chocs non-relativistes, l'orientation du champ magnétique est très souvent oblique voir parallèle ce qui permet à l'instabilité d'exister. Un problème vient lorsque l'on considère des chocs astrophysiques relativistes car alors la transformation de Lorentz du champ électromagnétique modifie l'orientation du champ magnétique dans le référentiel du choc. Ainsi les géométries de champs magnétiques dans ces chocs seront presque toujours perpendiculaires car seule la composante du champ magnétique parallèle au front de choc est amplifiée du facteur de Lorentz du choc. Il apparaît alors clairement que le régime résonant de l'instabilité est inapte à générer une turbulence magnétique dans ce régime de vitesse du choc. J'ai aussi discuté dans le préambule de cette section du fait qu'un second régime de l'instabilité existait et se trouvait être dominant pour des valeurs proches de celle de la lumière. [Pelletier et al. \(2009\)](#) a présenté pour la première fois une analyse linéaire de ce régime d'instabilité dans le régime de la MHD relativiste et a trouvé un taux de croissance relativement lent proportionnel à  $k^{1/3}$  où  $k$  est la norme du vecteur d'onde de l'onde magnétosonore. Dans [Casse et al. \(2013\)](#), nous nous sommes attachés à reprendre une analyse comparable à [Pelletier et al. \(2009\)](#) mais beaucoup plus générale (indépendant de l'hypothèse d'ultra-relativité) et de compléter cette analyse linéaire par des simulations numériques RMHD de l'instabilité non-résonante.

#### 3.2.1 Structure du précurseur d'un choc relativiste

Dans tout notre travail, nous nous placerons dans le référentiel du front de choc pour décrire la physique de l'instabilité. Dans ce référentiel la présence de rayons cosmiques s'accompagne de la présence d'une densité électrique de charges qui va avoir un impact sur la neutralité du plasma thermique. Un courant électrique associé avec la propagation des rayons cosmiques est aussi à prendre en compte pour une description générale de l'instabilité. Dans un premier temps, nous allons nous restreindre à la configuration la plus simple possible pour décrire l'instabilité, c'est-à-dire une configuration où l'on va supposer que les diverses grandeurs du système ne varient que le long de la normale au choc. Cette hypothèse est compatible avec la présence d'un front de choc plan étendu dans l'espace. L'intérêt de l'instabilité non-résonante réside dans sa capacité à amplifier les ondes propres du plasma thermique. Nous supposons donc que ces ondes auront un vecteur d'onde parallèle à la normale au choc. Cette hypothèse est assez facilement vérifiée dans les chocs ultra-relativistes car à cause de la contraction des longueurs se produisant le long de la normale au choc, il est probable que la composante du vecteur d'onde parallèle à la normale au choc domine les autres composantes du vecteur d'onde. Dans cette première étape de modélisation et en vertu du cadre d'étude unidimensionnel, nous ne considérerons pas l'action du courant associé à la propagation des rayons cosmiques mais simplement la présence de la densité de charge électrique de ces derniers. Enfin, nous supposons que le champ magnétique sera parallèle au front de choc en vertu de la remarque précédente

sur l'effet de la transformation de Lorentz.

Les équations de la RMHD décrivant le plasma thermique sont présentées dans l'annexe B et découlent d'une approximation à grande échelle faite sur l'union du tenseur énergie-impulsion décrivant le fluide thermique et le champ électromagnétique.

$$\begin{aligned}
 \partial_t D + \nabla \cdot (D\boldsymbol{\beta}) &= 0 \\
 \partial_t \mathbf{S} + \nabla \cdot \left( \mathbf{S}\boldsymbol{\beta} - \left( \frac{\mathbf{B}}{\Gamma^2} + (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B})\boldsymbol{\beta} \right) \frac{\mathbf{B}}{4\pi} + P_{\text{tot}}\mathbf{I} \right) &= 0 \\
 \partial_t \mathbf{B} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\beta}\mathbf{B} - \mathbf{B}\boldsymbol{\beta}) &= 0 \\
 \partial_t \tau + \nabla \cdot \left( (\tau + P_{\text{tot}})\boldsymbol{\beta} - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B}) \frac{\mathbf{B}}{4\pi} \right) &= 0 \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
 \end{aligned} \tag{6.58}$$

où  $D = \Gamma\rho$  est la densité relativiste ( $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  est le facteur de Lorentz du fluide),  $\mathbf{S}$  est un vecteur associé à la quantité de mouvement relativiste  $\mathbf{S} = (\Gamma^2\rho h + B^2)\boldsymbol{\beta} - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{B}$  est le champ magnétique du fluide,  $\tau = \Gamma^2\rho h + B^2/4\pi - P_{\text{tot}}$  représente la densité d'énergie totale du système alors que  $\rho h = \rho c^2 + \gamma P/(\gamma - 1)$  est l'enthalpie du fluide ( $\gamma$  est l'indice polytropique du fluide). Le fluide et le champ magnétique sont reliés par la loi d'Ohm permettant d'exprimer le champ électromoteur engendré par le passage de la matière à travers le champ magnétique. La loi d'Ohm s'exprime exactement de la même manière quelque soit le régime de vitesse grâce à l'invariance relativiste de la force de Lorentz. La présence d'une densité de charge électrique 'extérieure' au plasma thermique modifie le champ de vitesse dans le précurseur. Afin de décrire cette nouvelle structure, on peut tout d'abord remarquer que certains termes des équations RMHD peuvent être négligés en première approximation. En effet, si l'on considère par exemple les paramètres physiques du milieu interstellaire, on se rend compte que la pression magnétique et la pression thermique sont très petites par rapport à la densité d'énergie de masse du milieu ( $B^2/2\mu_o \sim P \sim 10^{-8}\rho c^2$ ). On va en première approximation négliger les termes proportionnels aux pressions magnétique et thermique. La configuration que nous allons adopter sera telle que la direction selon  $x$  sera la normale au choc ( $x = 0$  sera la position du choc et le précurseur sera délimité par  $x = 0$  et  $x = \ell_{\text{CR}} > 0$ ). Le champ magnétique sera orienté selon  $e_y$ . Dans ce cadre, l'équilibre stationnaire du précurseur est donné par

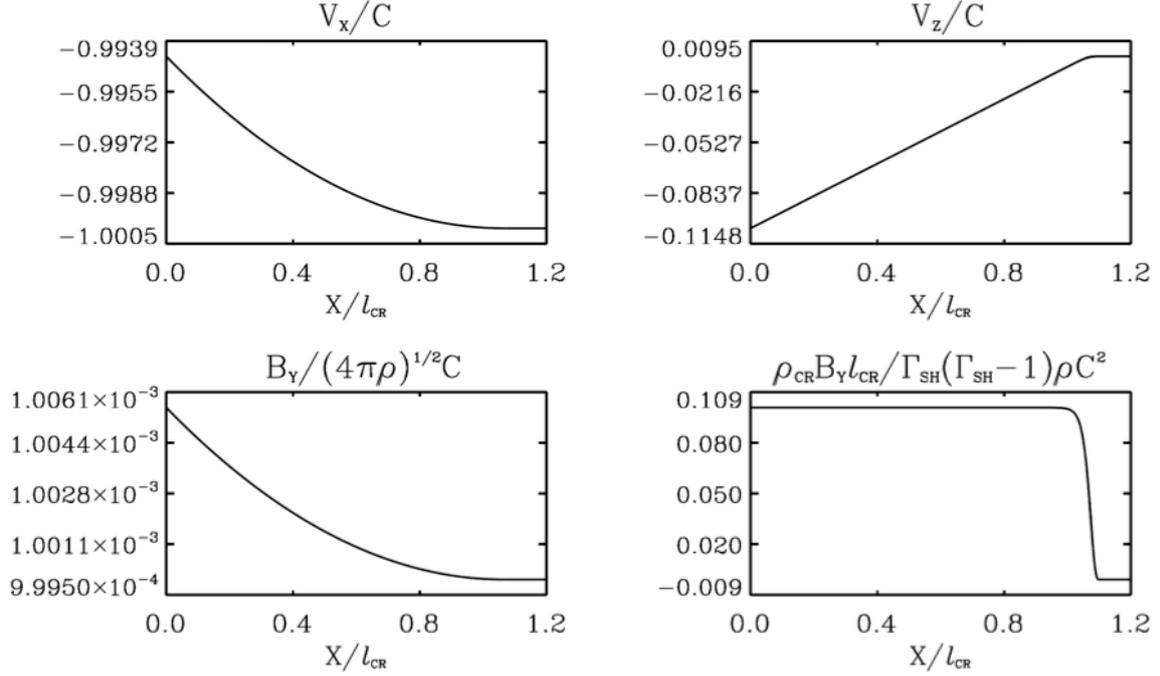
$$\begin{aligned}
 \partial_x (\beta_x B_y) &= 0 \\
 \partial_x (\Gamma\rho\beta_x) &= 0 \\
 \rho\mathbf{u} \cdot \nabla h\mathbf{u} &= \rho_{\text{pl}}\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P
 \end{aligned} \tag{6.59}$$

où en vertu de la petitesse des termes de pressions magnétique et thermique, nous négligerons les deux derniers termes de l'équation de conservation de l'impulsion relativiste (le vecteur  $\mathbf{u}$  est le quadrivecteur vitesse  $\Gamma\boldsymbol{\beta}$ ). La force dominante agissant sur le précurseur sera la force électromotrice qui s'applique sur le plasma thermique chargé. En effet, en écrivant la relation de Maxwell-Gauss on a  $\rho_{\text{pl}} = -\rho_{\text{CR}} + \partial_x E_x/4\pi$  où le champ électromoteur est donné par  $\mathbf{E} = -\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}$ . Le système d'équations décrivant la structure du précurseur est simple si l'on néglige les termes de pression et se résume à

$$\begin{aligned}
 \rho c^2 u_x \partial_x u_x &= -\rho_{\text{CR}} \frac{u_z B_y}{\Gamma} \\
 \rho c^2 u_x \partial_x u_z &= \rho_{\text{CR}} \frac{u_x B_y}{\Gamma}
 \end{aligned} \tag{6.60}$$

et  $\partial_x u_y = 0$ . Les deux équations précédentes nous indiquent alors que  $\partial_x \Gamma = 0$  dans le précurseur. La présence du champ électromoteur dont la composante dominante est orientée selon  $z$  est alors compensée par une variation de la vitesse du fluide à la fois selon les directions  $x$  et  $z$  tout en conservant un facteur de Lorentz constant  $\Gamma = \Gamma_{\text{sh}}$ . On peut estimer l'amplitude de la variation de vitesse selon la direction  $z$  comme

$$u_z(x) \simeq \frac{B_y(x)}{\Gamma_{\text{sh}}\rho(x)c^2} \int_{\ell_{\text{CR}}}^x \rho_{\text{CR}}(x) dx \tag{6.61}$$



**Figure 6.17** – Profils de vitesse le long de la normale au choc (haut à gauche), dans la direction transverse à la normale au choc et au champ magnétique (haut droit), du champ magnétique (bas gauche) et enfin de la densité de charge de rayons cosmiques (bas droite). Figure tirée de [Casse et al. \(2013\)](#).

En identifiant la taille du précurseur au rayon de Larmor des rayons cosmiques d'énergie maximale ( $\ell_{\text{CR}} \sim r_{\text{L,max}}$ ), on peut alors exprimer la vitesse du fluide selon  $z$  comme

$$|u_z|(x=0) \simeq \xi_{\text{CR}}(\Gamma_{\text{sh}} - 1) \quad (6.62)$$

où le paramètre  $\xi_{\text{CR}}$  mesure le rapport entre la densité d'énergie associée aux rayons cosmiques  $e_{\text{CR}}$  et la densité d'énergie cinétique du choc,  $\xi_{\text{CR}} = e_{\text{CR}}/\Gamma_{\text{sh}}(\Gamma_{\text{sh}} - 1)\rho c^2$ . La densité de charge électrique des rayons cosmiques est reliée à l'énergie des rayons cosmiques via la relation  $\rho_{\text{CR}} = qe_{\text{CR}}/E_{\text{CR,max}}$  et  $E_{\text{CR,max}} = q\ell_{\text{CR}}B_y$ . La valeur du paramètre  $\xi_{\text{CR}}$  est estimée entre 0.1 – 0.5 dans les restes de supernova. La valeur de ce paramètre est encore incertaine dans les chocs relativistes comme par exemple au sein des sursauts  $\gamma$ . Néanmoins, le besoin d'amplifier le champ magnétique dans le voisinage des chocs de sursauts  $\gamma$  est avéré ([Li & Waxman, 2006](#)), ce qui laisse penser qu'une certaine fraction de l'énergie cinétique du choc est effectivement convertie en rayons cosmiques. Nous allons à ce stade définir deux grandeurs utiles pour l'analyse linéaire de l'instabilité. La première de ces grandeurs est le rapport  $\chi(x) = \beta_z(x)/\beta_x(x=0)$  qui peut s'exprimer comme

$$\chi(x) = \xi_{\text{CR}} \frac{(\Gamma_{\text{sh}} - 1)\beta_z(x)}{\Gamma_{\text{sh}}\beta_z(x=0)} \quad (6.63)$$

La deuxième grandeur est la définition d'un vecteur d'onde caractéristique du précurseur défini comme

$$k_*(x) = \frac{\partial_x u_z(x)}{\Gamma_{\text{sh}}} = \xi_{\text{CR}} \frac{(\Gamma_{\text{sh}} - 1)\rho_{\text{CR}}(x)}{\ell_{\text{CR}}\Gamma_{\text{sh}}\rho_{\text{CR}}(x=0)} \quad (6.64)$$

A titre d'exemple, on peut regarder la figure (6.17) qui montre l'équilibre initial d'une simulation du précurseur soumis à l'action de la densité de charge de rayons cosmiques où  $\xi_{\text{CR}} = 0.1$  et ayant un facteur de Lorentz du choc  $\Gamma_{\text{sh}} = 100$ . Pour obtenir cet équilibre à la précision machine, nous avons intégré numériquement les équations présentées dans le système (6.58) *sans négliger les termes de pression*.

### 3.2.2 Analyse linéaire de l'instabilité non-résonante de 'streaming' relativiste

Dans Pelletier et al. (2009), les auteurs ont présenté une analyse linéaire du système d'équations (6.58) complet. Leur analyse a ensuite fait l'objet de plusieurs hypothèses réduisant la validité de l'analyse aux seuls chocs ultra-relativistes et en négligeant les termes de pression. La difficulté à dériver la relation de dispersion de l'instabilité dans Pelletier et al. (2009) provient essentiellement du fait que les auteurs n'ont en fait pas considéré l'intégralité du jeu d'équations, en particulier en ne prenant pas en compte la conservation de l'énergie totale. Je vais montrer dans la suite que la prise en compte de cette équation permet à la fois de grandement simplifier l'analyse et de rendre générale la validité de l'analyse pour tous les régimes de vitesse du choc. Nous conserverons simplement l'hypothèse de petitesse des termes de pression dans les équations.

Dans le cadre de notre étude où seules les variations selon la direction  $x$  sont considérées et en négligeant les termes de pression, le jeu *complet* d'équations RMHD s'écrit

$$\begin{aligned}
 \partial_t(\Gamma\rho) + \partial_x(\Gamma\rho\beta_x) &= 0 \\
 \partial_t(\Gamma^2\rho c^2\beta_x) + \partial_x(\Gamma^2\rho c^2\beta_x^2) &= -\rho_{\text{CR}}\beta_z B_y \\
 \partial_t(\Gamma^2\rho c^2\beta_z) + \partial_x(\Gamma^2\rho c^2\beta_z\beta_x) &= \rho_{\text{CR}}\beta_x B_y \\
 \partial_t B_y + \partial_x(B_y\beta_x) &= 0 \\
 \partial_t B_z + \partial_x(B_z\beta_x) &= 0 \\
 \partial_t(\Gamma^2\rho c^2) + \partial_x(\Gamma^2\rho c^2\beta_x) &= 0
 \end{aligned} \tag{6.65}$$

En définissant l'opérateur  $D_x = \Gamma(\partial_t + \beta_x\partial_x)$  comme l'opérateur de dérivée lagrangienne, on peut réécrire ce jeu d'équations comme

$$\begin{aligned}
 D_x\Gamma &= 0 \\
 \Gamma\rho c^2 D_x\beta_x &= -\rho_{\text{CR}}\beta_z B_y \\
 \Gamma\rho c^2 D_x\beta_z &= \rho_{\text{CR}}\beta_x B_y \\
 \frac{D_x B_y}{B_y} &= -\Gamma\partial_x\beta_x \\
 \frac{D_x\rho}{\rho} &= -\Gamma\partial_x\beta_x
 \end{aligned} \tag{6.66}$$

La prochaine étape de l'analyse consiste bien évidemment à linéariser ce système d'équations qui s'exprime comme

$$\begin{aligned}
 D_x\delta\Gamma &= 0 \\
 D_x\delta\beta_x &= -\frac{\Gamma k_* (\beta_z\delta B_y + B_y\delta\beta_z)}{B_y} \\
 D_x\delta\beta_z &\simeq \frac{\Gamma k_*\beta_x\delta B_y}{B_y} \\
 D_x\frac{\delta B_y}{B_y} &= -\Gamma\partial_x\delta\beta_x \\
 D_x\frac{\delta\rho}{\rho} &= -\Gamma\partial_x\delta\beta_x
 \end{aligned} \tag{6.67}$$

où nous avons remplacé la densité de charge  $\rho_{\text{CR}}(x)$  par  $\Gamma_{\text{sh}}^2\rho c^2 k_*(x)/B_y$ . A ce stade de l'analyse, nous allons considérer séparément les ondes MHD existant dans le précurseur.

- Ondes magnétosonores : nous considérons dans cette étude des ondes magnétosonores ayant un vecteur d'onde parallèle à la normale au choc soit  $\mathbf{k} = k_x\mathbf{e}_x$ . Ces ondes sont alors caractérisées par une perturbation magnétique orientée selon  $y$  la direction du champ magnétique, une perturbation de densité ainsi qu'une perturbation de vitesse le long de la normale au choc. En entrant dans le précurseur, cette onde va alors acquérir une perturbation de vitesse  $\delta\beta_z$  qui, en interagissant avec le

champ magnétique, va créer un champ électrique selon  $x$  modifiant alors la perturbation de vitesse  $\delta\beta_x$ . La perturbation magnétique va, quant à elle, aussi générer un champ électrique selon  $x$  à cause de la composante de vitesse transverse  $\beta_z$  présente dans le précurseur. Ces deux contributions au champ électrique le long de la normale au choc sont les déclencheurs de l'instabilité. Dans le cas où le paramètre  $\xi_{\text{CR}}$  est très petit (compatible avec une vitesse transverse très faible) nous pouvons négliger le terme proportionnel à  $\beta_z\delta B_y$  dans l'équation perturbée portant sur  $\beta_x$ . L'amplification magnétique sera alors régie par la relation suivante

$$D_x^3 \frac{\delta B_y}{B_y} = \Gamma^3 k_*^2 \beta_x \partial_x \frac{\delta B_y}{B_y} \quad (6.68)$$

Cette relation conduit à la relation de dispersion en considérant que  $\partial_t \equiv -ik_x \beta_x$  et que  $\partial_x \equiv ik_x(1 - \epsilon)$  où  $\epsilon$  est un nombre complexe dont la partie imaginaire nous donne le taux de croissance spatiale de l'instabilité,

$$\gamma_x = \text{Im}(k_x \epsilon) = \frac{\sqrt{3}}{2} \left( \frac{k_*}{\beta_{\text{sh}}} \right)^{2/3} k_x^{1/3} \quad (6.69)$$

Ce taux de croissance a été identifié par [Pelletier et al. \(2009\)](#). Si l'on considère maintenant que la vitesse transverse  $\beta_z$  n'est pas négligeable ( $\xi_{\text{CR}} \geq 0.1\%$ ), alors on obtient un autre taux de croissance en négligeant cette fois-ci le terme proportionnel à  $B_y \delta\beta_z$ , ce qui mène à un taux de croissance

$$\gamma_x(x) = \text{Im}(k_x \epsilon) \simeq \left( \frac{k_* \chi(x) k_x(x)}{2\beta_{\text{sh}}} \right)^{1/2} \quad (6.70)$$

Etant donné les estimations du paramètre  $\xi_{\text{CR}}$  dans les restes de supernova et l'amplification magnétique nécessaire à l'interprétation des sursauts  $\gamma$ , il est très probable que ce taux de croissance soit celui se produisant dans le précurseur du choc. En exprimant les dépendances de ce taux de croissance en fonction de la vitesse du choc, on constate que  $\gamma_x \propto (\Gamma_{\text{sh}} - 1)^{3/2} / \Gamma_{\text{sh}} (\Gamma_{\text{sh}} + 1)^{1/2}$ . Le taux de croissance sera maximal et indépendant du facteur de Lorentz du choc dans le cas ultra-relativiste et tendra vers zéro pour  $\beta_{\text{sh}} \rightarrow 0$ . Le taux de croissance le plus significatif sera celui d'ondes magnétosonores à courte longueur d'onde telle que  $k_x \gg k_*$ .

- **Ondes d'Alfvén** : le cas particulier des ondes d'Alfvén vient de l'incompressibilité qui les accompagne et qui donne  $\delta\rho = 0 = \delta\beta_x$ . Si on se place dans un cadre un peu plus général où on suppose maintenant le vecteur d'onde comme  $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$ , le jeu d'équations linéarisées s'écrira

$$\begin{aligned} \Gamma^2 \rho c^2 D_l \delta\beta_x &= -\rho_{\text{CR}} B_y \delta\beta_z \\ \Gamma^2 \rho c^2 D_l \delta\beta_z &= \rho_{\text{CR}} B_y \delta\beta_x \\ \Gamma^2 \rho c^2 D_l \delta\beta_y &= -\rho_{\text{CR}} \beta_x \delta B_z \\ D_l \delta B_x &= B_y \partial_y \delta\beta_x \\ D_l \delta B_y &= -B_y \partial_x \delta\beta_x \\ D_l \delta B_z &= B_y \partial_y \delta\beta_z \end{aligned} \quad (6.71)$$

où  $D_l = \Gamma(D_t + \beta_x \partial_x + \beta_y \partial_y)$  est la généralisation 2D de la dérivée lagrangienne précédente. Dans ce système, on arrive alors à une équation sur  $\delta\beta_z$

$$D_l^2 \delta\beta_z = -\frac{\rho_{\text{CR}}^2 B_y^2}{\Gamma^2 \rho^2 c^4} \delta\beta_z \quad (6.72)$$

Cette équation nous indique que l'onde d'Alfvén sera modifiée par la présence de la charge des rayons cosmiques mais ne présente pas de solution exponentiellement divergente. Les ondes d'Alfvén ne seront donc pas déstabilisées par la charge des rayons cosmiques.

### 3.2.3 Simulations numériques d'ondes magnétosonores dans le précurseur

Nous avons entrepris une modélisation de la propagation d'ondes magnétosonores dans le précurseur en présence d'une densité de charge associée aux rayons cosmiques. Nous avons utilisé le code MPI-AMRVAC qui permet de résoudre de façon complète les équations non-linéaires de la RMHD (Keppens et al., 2012). Comme nous allons le voir la description d'ondes magnétosonores dans le précurseur nécessite l'emploi d'un solveur de type Harten-Lax-van Leer-Courant (HLLC) couplé à un limiteur de pente de type Koren. Cette association allie une très bonne sensibilité numérique tout en assurant une stabilité acceptable. L'emploi de la grille adaptative s'avère indispensable car nous allons nous intéresser à des ondes de très petites longueurs d'onde.

Le jeu d'équations à résoudre est celui présenté dans le système (6.58) où dans notre contexte d'étude, nous aurons  $\beta \cdot \mathbf{B} = 0$  et où naturellement la condition  $\partial_x B_x = 0$  est vérifiée. L'équilibre initial choisi est représenté sur la figure (6.17). Dans cet équilibre nous avons choisi de considérer une densité de charge  $\rho_{\text{CR}}$  constante dans le précurseur afin de simplifier la description de la propagation de l'onde. Explicitement nous avons prescrit cette densité de charge comme

$$\rho_{\text{CR}}(x) = \begin{cases} \frac{\xi_{\text{CR}} \Gamma_{\text{sh}} (\Gamma_{\text{sh}} - 1) \rho_o c^2}{\ell_{\text{CR}} B_o} \tanh^3 \left( \frac{x_* - x}{\ell_o} \right), & 0 < x \leq x_* \\ 0, & x \geq x_* \end{cases} \quad (6.73)$$

où  $x_* = 1.1 \ell_{\text{CR}}$  et  $\ell_o = 0/03 \ell_{\text{CR}}$  sont des constantes. Le profil de vitesse transverse est obtenu par la relation d'équilibre donnée plus tôt et s'exprime comme

$$u_z(x) = -\frac{(\Gamma_{\text{sh}} - 1) \xi_{\text{CR}} \ell_o}{\ell_{\text{CR}}} \left( \frac{1}{2} \text{sech}^2 \left( \frac{x - x_*}{\ell_o} \right) + \ln \left\{ \cosh \left( \frac{x - x_*}{\ell_o} \right) \right\} - \frac{1}{2} \right) \quad (6.74)$$

La composante de vitesse le long de la normale est obtenue par la conservation du facteur de Lorentz alors que le champ magnétique et la densité sont obtenus par l'équation d'induction et la conservation de la masse,

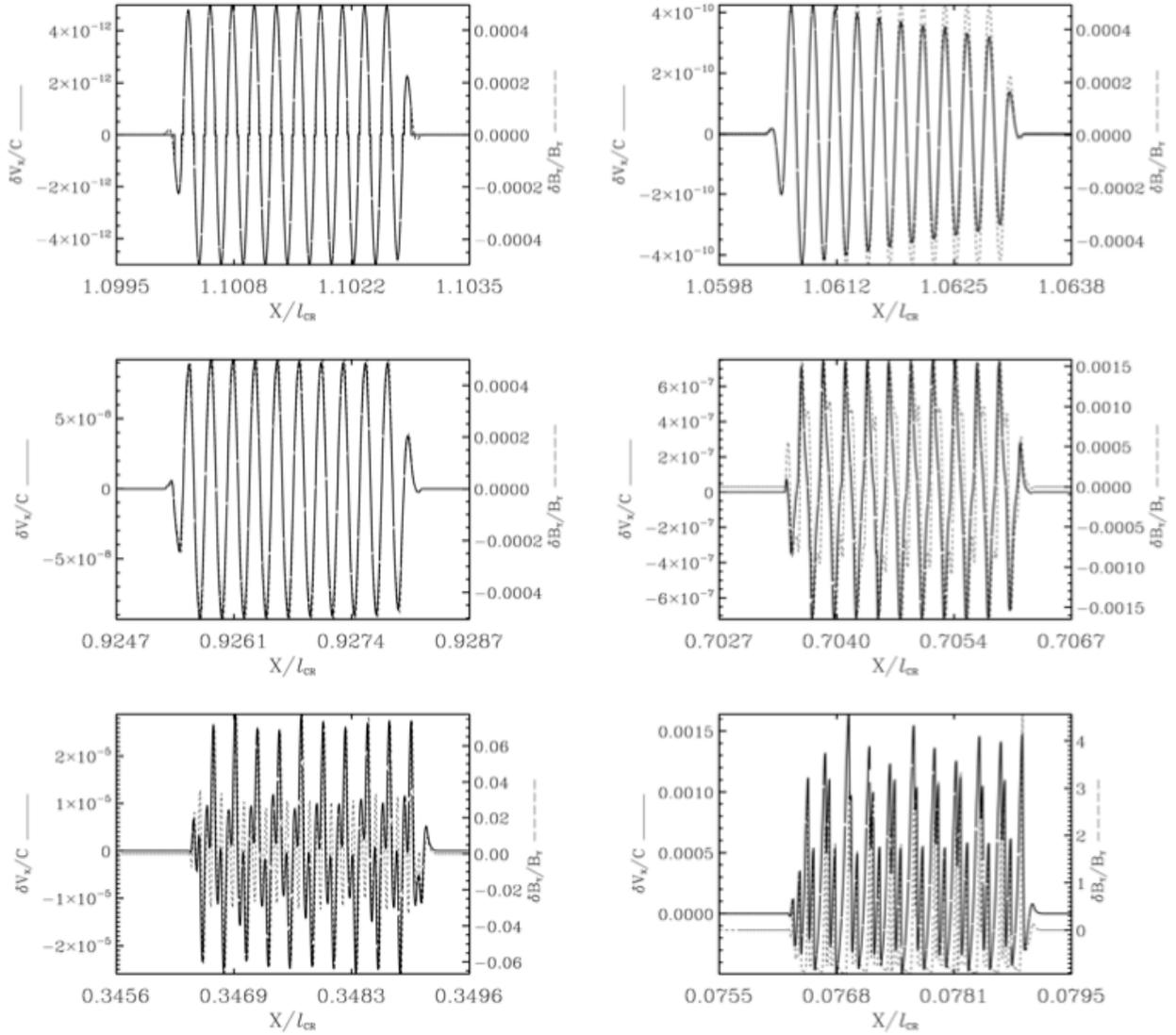
$$u_x(x) B_y(x) = -(\Gamma_{\text{sh}}^2 - 1)^{1/2} B_{\text{ISM}} \quad (6.75)$$

$$u_x(x) \rho(x) = -(\Gamma_{\text{sh}}^2 - 1)^{1/2} \rho_{\text{ISM}} \quad (6.76)$$

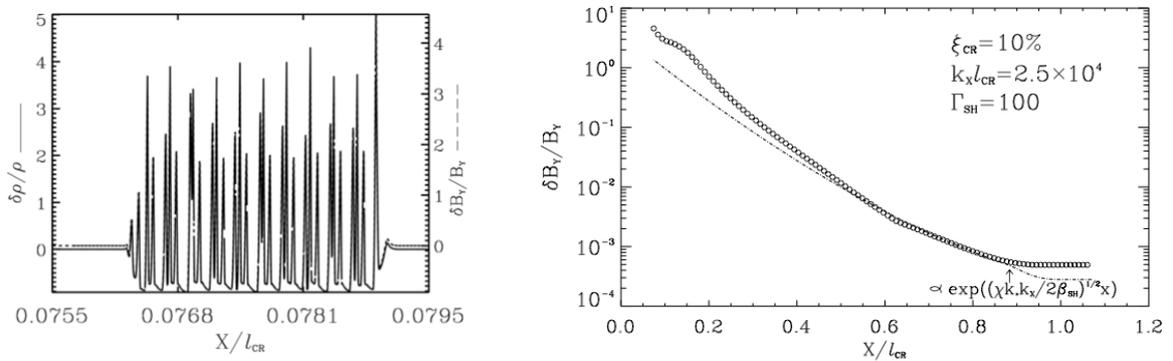
Nous avons implémenté un nouveau module de physique dans AMRVAC pour cette étude. Ce module permet de contrôler la pression thermique en la prescrivant comme  $P = \rho c_S^2$  où  $C_S^2$  est le carré de la vitesse du son. Cette prescription est utile dans notre contexte car, par exemple, dans une simulation de choc ultrarelativiste avec  $\Gamma_{\text{sh}} = 100$ , le rapport de la pression magnétique sur la densité d'énergie de masse est de l'ordre de  $10^{-10}$  et de  $10^{-8}$  pour le même rapport avec cette fois la pression thermique. De si forts contrastes sont difficiles à gérer numériquement et l'utilisation de la prescription précédente permet d'éviter que la pression thermique ne devienne localement négative à cause d'erreurs numériques. On pourra se référer à l'annexe B pour plus de détails sur le protocole numérique à suivre dans le cas des simulations RMHD. La structure de l'onde magnétosonore est obtenue en partant de la structure des ondes magnétosonores non-relativistes (ou comme vues dans le référentiel du milieu interstellaire) puis en considérant une transformation de Lorentz ce qui permet d'exprimer dans le référentiel du choc les composantes de cette onde :

$$\frac{\delta B}{B} = \frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{k_x}{|k_x|} \frac{\Gamma^2 \delta \beta_x}{\left( \frac{c_S^2}{c^2} + \frac{B^2}{4\pi \Gamma^2 \rho h} \right)^{1/2}} = \frac{k_x}{|k_x|} \frac{\Gamma_{\text{sh}}^2 \delta \beta_x}{\beta_F} \quad (6.77)$$

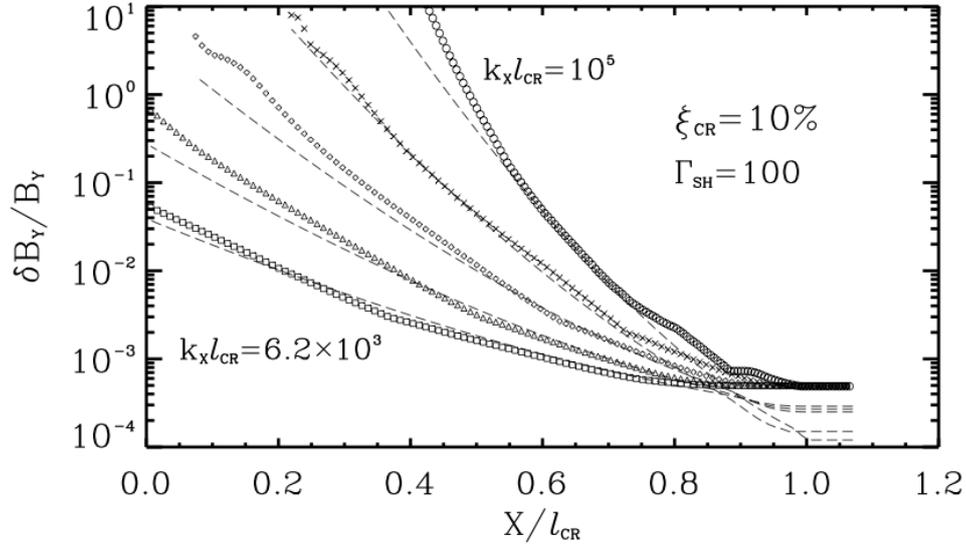
où l'on peut voir que pour obtenir une petite perturbation magnétique, disons  $\delta B/B \sim 10^{-3}$ , il faut, dans les conditions du milieu interstellaire où  $c_S \sim 10^{-4} c$  et pour un choc ultra-relativiste  $\Gamma_{\text{sh}} = 100$  prendre en compte des perturbations de vitesse de l'ordre de  $10^{-11}$  par rapport à la vitesse d'équilibre qui sera de



**Figure 6.18** – Instantanés d’une simulation RMHD d’une onde magnétosonique dans le précurseur d’un choc. Les perturbations de vitesse et de champ magnétique sont montrées depuis l’entrée dans le précurseur (haut gauche) jusqu’à l’arrivée au choc (en bas à droite). Durant sa traversée, l’onde suit trois grandes étapes qui sont explicitées dans la section (3.2.3). Figure tirée de Casse et al. (2013).



**Figure 6.19** – Gauche : Perturbation de densité et du champ magnétique à la saturation de l’instabilité. Droite : Taux de croissance de l’onde en fonction de sa position dans le précurseur. Figure tirée de Casse et al. (2013).



**Figure 6.20** – Taux de croissance de l’instabilité pour plusieurs valeurs du vecteur d’onde. Les taux de croissance issus de l’analyse linéaire sont représentés en lignes pointillées et s’accordent avec les mesures numériques ce qui suggère que le taux de croissance est proportionnel à  $k_x^{1/2}$ . Figure tirée de [Casse et al. \(2013\)](#).

l’ordre de l’unité. Une fois encore de telles conditions numériques sont extrêmement difficiles à maintenir et exige une extrême précision du code numérique.

Lors de la traversée du précurseur, une onde magnétosonore rencontre plusieurs régimes de propagation. Le **premier régime** consiste en une phase d’advection des perturbations de densité et du champ magnétique. En effet, si l’on écrit les équations linéarisées RMHD, on obtient

$$\partial_t \delta \rho \simeq -\beta_x \partial_x \delta \rho - \partial_x \delta \beta_x \quad (6.78)$$

$$\partial_t \delta B_y \simeq -\beta_x \partial_x \delta B_y - \partial_x \delta \beta_x \quad (6.79)$$

qui restent des équations d’advection tant que la perturbation  $\delta \beta_x$  reste synchrone avec les deux perturbations mentionnées. Durant cette même phase, les perturbations de vitesse subissent une amplification grâce de la présence de la densité de charge de rayons cosmiques

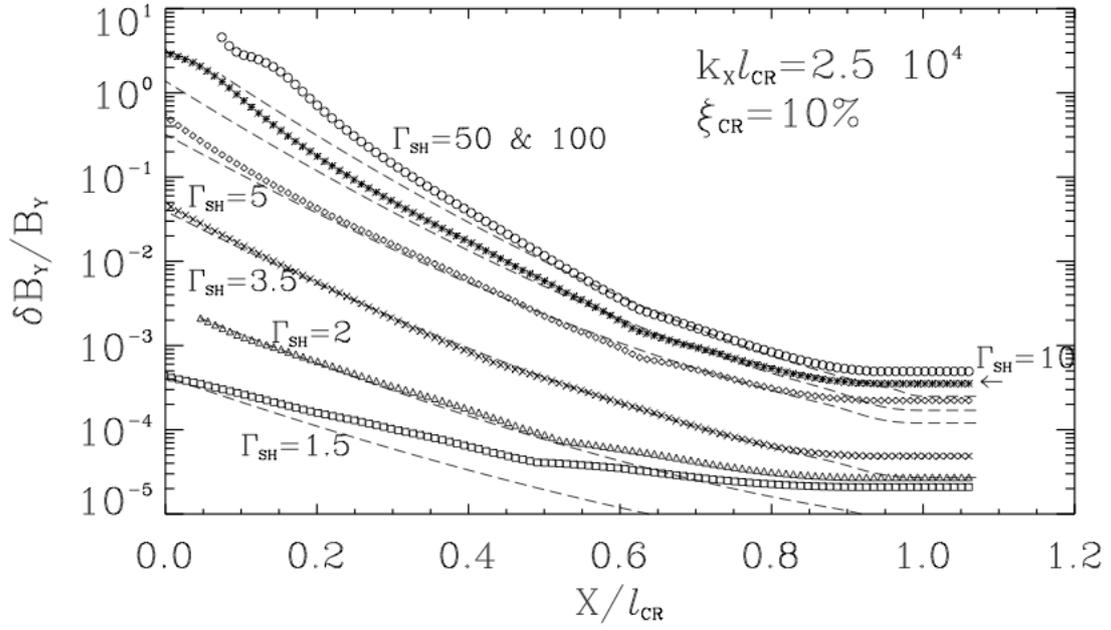
$$\partial_t \delta \beta_x + \beta_x \partial \delta \beta_x + \frac{\beta_F}{\Gamma_{sh}^2} \partial_x \frac{\delta B_y}{B_y} \simeq -\xi_{CR} \frac{\beta_z \delta B_y}{l_{CR} B_y} \quad (6.80)$$

$$\partial_t \delta \beta_z + \beta_x \partial \delta \beta_z + \frac{\beta_F}{\Gamma_{sh}^2} \partial_x \frac{\delta B_y}{B_y} \simeq \xi_{CR} \frac{\beta_x \delta B_y}{l_{CR} B_y} \quad (6.81)$$

Ces deux équations ne sont plus de simples équations d’advection à cause des termes proportionnels à  $\xi_{CR}$ . En regardant la courbe en haut à droite de la figure (6.18), on peut voir qu’à l’entrée du précurseur,  $\delta \beta_x$  croît rapidement alors que  $\delta B_y$  reste constant. Le **second régime** de la propagation arrive quand l’amplification de la perturbation de vitesse est telle que les perturbations magnétique et de densité ne sont plus en phase avec les perturbations de vitesse. En effet, en écrivant l’équation linéarisée d’induction magnétique et en intégrant celle portant sur  $\delta \beta_x$ , on voit que la perturbation magnétique est advectée à la vitesse

$$\partial_t \delta B_y + \left( \beta_x + \frac{k_x}{|k_x|} \frac{\beta_F}{\Gamma_{sh}^2} + \frac{\beta_z^2(x)}{2} (1 + \beta_x^2) \right) \partial_x \delta B_y = 0 \quad (6.82)$$

qui n’est plus alors la vitesse d’advection originale de l’onde (à cause de la présence du terme en  $\beta_z^2$ ). Le fait que les perturbations ne soient plus en phase amène alors une amplification des perturbations magnétique et de densité. Ce régime est observable sur les instantanés du milieu de la figure (6.18). La transition se



**Figure 6.21** – Taux de croissance de l’instabilité non-résonante en fonction du facteur de Lorentz. On constate que le taux de croissance est constant et maximal pour  $\Gamma_{sh} \gg 1$  et décroît pour  $\Gamma_{sh}$  décroissant. Les courbes suivent bien les prédictions linéaires sauf quand  $\Gamma_{sh} \rightarrow 1$  où la mise en place de l’instabilité (régime 1 de l’instabilité) prend tellement de temps que l’onde atteint le front de choc sans réellement avoir subi une grande amplification. Figure tirée de [Casse et al. \(2013\)](#).

produit entre les deux régimes quand  $\delta\beta_x^{\text{trans}} \sim \beta_{sh}\lambda\delta B_y/l_{CR}B_y$ . Le **troisième régime** arrive alors car toutes les perturbations croissent simultanément ce qui a pour effet de faire entrer le système dans une croissance exponentielle. A la fin de la simulation présentée sur la figure (6.18), l’instabilité a atteint une saturation où l’on observe que  $\delta B/B$  est de l’ordre de quelques unités. Cette saturation est attendue car, considérant des ondes magnéto-sonores, leur croissance sera limitée par la condition que  $\delta\rho/\rho \sim -1$ . Sur la figure (6.19) j’ai représenté pour le dernier instantané de la figure (6.18), l’état de la perturbation en densité conjointement avec la perturbation magnétique. Ces deux perturbations sont proches et de même amplitude et l’on observe bien une saturation de la densité telle que  $\delta\rho/\rho \rightarrow -1$ .

Le taux de croissance de l’onde est représenté sur la figure (6.19) où est reproduit l’amplitude maximale de l’onde en fonction de sa position dans le précurseur. Comme on peut l’observer, la croissance connaît plusieurs étapes compatibles avec les trois régimes mentionnés précédemment comme un plateau initial (régime 1) puis une inflexion initiant une croissance (régime 2) pour enfin voire apparaître une croissance exponentielle permettant à l’instabilité d’atteindre un régime non-linéaire puis une saturation (régime 3).

#### **De la dépendance envers le nombre d’onde**

Afin de comparer avec le taux de croissance prédit par l’analyse linéaire, j’ai représenté sur la figure (6.19) ce taux de croissance en ligne pointillée. On peut constater que l’accord avec la courbe numérique est assez bon dans les premières phases de croissance puis, une fois atteint le régime non-linéaire de croissance, le taux de croissance numérique dépasse celui de l’analyse linéaire pour finalement atteindre un niveau de saturation pour  $\delta B/B \geq 1$ . Afin de contrôler si la dépendance du taux de croissance envers le vecteur d’onde  $k_x$  est correcte, nous avons réalisé plusieurs simulations identiques à l’exception de la valeur du vecteur d’onde. La simulation précédente ayant été réalisée avec  $k_x l_{CR} = 2.5 \times 10^4$ , nous avons modifié le vecteur d’onde dans plusieurs simulations. Le taux de croissance de chacune des simulations est représenté sur la figure (6.20) conjointement avec le taux dérivé de l’analyse linéaire. L’accord entre les courbes numériques et théoriques est assez bon ce qui semble suggérer que le taux de croissance est effectivement proportionnel à  $k_x^{1/2}$ . Une fois cette loi vérifiée, on est en droit de se demander quelle sera le plus fort taux de croissance atteignable dans le précurseur par cette instabilité? La réponse peut être obtenue en posant que la plus petite longueur d’onde autorisée par la MHD correspond à  $\beta_a R_{L,pl}$  où  $\beta_a = V_a/c$  et  $R_{L,pl}$  est

le rayon de Larmor des protons du plasma thermique. A partir de là, on trouve alors que le taux maximal s'écrit

$$\gamma_x^{\max} \ell_{\text{CR}} \simeq \xi_{\text{CR}} \left( \frac{R_{L,\text{CRmax}}}{R_{L,\text{pl}}} \right)^{1/2} \sim \xi_{\text{CR}} \left( \frac{\Gamma_{\text{CR,max}}}{\Gamma_{\text{sh}} \beta_a} \right)^{1/2} \quad (6.83)$$

Etant donné les valeurs de  $\beta_a$  dans le milieu interstellaire, on voit que pour un choc relativiste avec  $\Gamma_{\text{sh}} = 100$  produisant des rayons cosmiques disons jusqu'à  $10^{19}$  eV, on aura alors  $\gamma_x^{\max} \ell_{\text{CR}} \sim 10^6 \xi_{\text{CR}} \gg 1$ . Il semble donc raisonnable de penser que cette instabilité est efficace pour amplifier les ondes magnétosonores dans le précurseur. Il faut noter au passage qu'obtenir un nombre  $\gamma_x^{\max} \ell_{\text{CR}}$  élevé (mais pas forcément énorme) est suffisant pour atteindre la saturation car celle-ci est assez vite obtenue dès que  $\delta B/B \sim 1$ .

### De l'ultra-relativiste vers le non-relativiste

La dernière exploration du domaine d'application de l'instabilité consiste à explorer le régime de vitesse du choc. Les simulations présentées jusqu'ici se sont cantonnées au domaine ultra-relativiste. En reprenant la même configuration que la première simulation, nous avons réalisé la même simulation en faisant décroître le facteur de Lorentz du choc pour atteindre le domaine non-relativiste. L'ensemble des simulations est regroupé dans la figure (6.21) où sont également représentés les taux de croissance linéaires. On peut constater que pour les simulations avec  $\Gamma_{\text{sh}} = 100$  et 50, les taux de croissance sont identiques alors que dès que  $\Gamma_{\text{sh}} = 10$  le taux de croissance commence à décroître. Il apparaît dans nos simulations qu'en dessous d'un facteur de Lorentz de 2, le taux de croissance est si faible que l'amplification de l'onde est à peine initiée lorsque l'onde atteint le front de choc.

### 3.2.4 Conclusion

Pour conclure, cette étude n'a fait qu'effleurer la complexité du mécanisme d'instabilité non-résonante de 'streaming'. Elle a néanmoins le mérite d'avoir présenté, dans un cas simple, une dérivation du taux de croissance de l'instabilité quelque soit le régime de vitesse du choc, allant des chocs non-relativistes jusqu'aux chocs ultra-relativistes. Il est aussi important de noter que le cadre de description RMHD est le seul capable de prédire de façon correcte l'influence de la densité de charge sur le plasma thermique. En effet, la MHD classique est basée sur deux hypothèses empêchant de réaliser une analyse complète de l'instabilité. La première est que l'on peut négliger la contribution du courant de déplacement dans l'équation de Maxwell-Faraday et la seconde est basée sur la quasi-neutralité du plasma. Clairement la présence des rayons cosmiques et de leurs charges électriques invalident cette deuxième hypothèse. Seul le formalisme de la RMHD prenant en compte les deux effets précédents est capable de rendre compte de l'intégralité de l'instabilité. On pourra se convaincre de la validité de cette remarque en comparant nos résultats avec Bell (2005) où l'auteur a dérivé une relation générale en MHD classique non-relativiste donnant la relation de dispersion de l'instabilité quelque soit les angles entre le courant de rayons cosmiques, le champ magnétique ainsi que le vecteur d'onde. Dans Bell (2005), aucune instabilité n'apparaît dans notre configuration car la contribution du champ électromoteur n'a pu être prise en compte. Un autre aspect important de ce travail a consisté à prouver que les codes RMHD existants (ou tout du moins AMRVAC) sont capables de rendre compte de la dynamique d'onde à courte longueur d'onde dans le contexte d'un précurseur de choc ultra-relativiste. Les exigences numériques de cette étude en font une des plus ardues à réaliser dans la littérature MHD en astrophysique.



Troisième partie

Synthèse



---

---

# Chapitre 7

---

## Un bilan et des perspectives

### 1 Du lien entre accrétion-éjection et turbulence magnétique

La modélisation physique des objets accrétant de la matière dans l'Univers a fait beaucoup de progrès dans les vingt dernières années. Bien que les premiers concepts de disques datent maintenant de plus de deux siècles, ce n'est que depuis les deux dernières décennies que la description de ces structures a franchi des étapes décisives. Une première étape a été franchie quand Balbus & Hawley ont identifié une instabilité candidate à la production de la turbulence nécessaire à l'explication des mouvements d'accrétion observés à travers l'Univers. Cette première étape a illustré le fait que le champ magnétique et la turbulence qui l'accompagne jouent très vraisemblablement un rôle majeur dans la dynamique de ces structures. La découverte de jets dans tous les types de disque d'accrétion a fortement stimulé l'imagination des astrophysiciens mais grâce à l'accumulation de données observationnelles, le nombre de modèles capables de reproduire les observables a été réduit de façon drastique. Peu à peu le modèle dont le scénario a été proposé par Blandford et Payne en 1982 s'est imposé comme le modèle le plus crédible à l'aulne des observations. Néanmoins, il ne saurait à lui tout seul expliquer l'intégralité du phénomène d'éjection de matière, en particulier à cause de la détection dans divers types de systèmes de plusieurs composantes dans les jets. La géométrie des jets MHD lancés depuis un disque d'accrétion est creuse et permet la coexistence avec un flot interne, généralement plus chaud et/ou plus rapide.

J'ai apporté, avec l'aide de mes collaborateurs, plusieurs contributions à la description physique des disques d'accrétion MHD émettant des jets à grande échelle : (1) les disques turbulents à la fois visqueux et résistifs sont capables de produire de façon stable des jets MHD qui engendrent un couple de freinage magnétique sur le disque dont l'intensité est contrôlée par les coefficients de transport turbulent ; (2) l'équation d'énergie qui régit la thermodynamique du disque et de sa couronne contrôle la quantité de masse prélevée par le jet ainsi que la quantité d'énergie thermique nourrissant le flot d'éjection ; (3) la comparaison des données issues des jets d'étoiles jeunes privilégie des jets 'chauds' issus de disques où le couple magnétique est dominant mais où un chauffage coronal significatif est présent ; (4) la première modélisation MHD dépendante du temps de la littérature décrivant à la fois le disque résistif et visqueux et le jet laminaire au sein d'une même simulation ; (5) les jets issus de disques d'accrétion MHD turbulents sont capables de cohabiter et d'entourer des flots issus de l'objet central comme un vent stellaire et le mécanisme de collimation magnétique du jet est si puissant qu'il peut collimater l'écoulement interne. En outre, j'ai mené des travaux sur d'autres parties des disques d'accrétion où le phénomène d'éjection n'est pas à l'oeuvre. Parmi les contributions que j'ai réalisées avec mes collaborateurs, on peut citer : (1) l'étude de la zone de jonction entre un disque émetteur de jet et un disque 'standard' dominé par l'instabilité magnéto-rotationnelle ; (2) la démonstration que les modèles actuels de vent X ne peuvent être compatibles avec les disques képlériens ; (3) que dans des conditions physiques assimilables à des régions proches de la frontière des zones mortes de disque protoplanétaires, il est possible de créer des tourbillons tridimensionnels stables sur un grand nombre de rotations dont la structure tridimensionnelle a été pour la première fois obtenue (et compatible avec une zone viable pour l'agrégation de poussières qui formeront des planètes). Le travail que j'ai réalisé sur cette thématique a été de double nature, à la fois théorique et

numérique. Ces deux aspects de mon travail sont complémentaires et s'enrichissent l'un l'autre. Ils m'ont permis de présenter plusieurs modélisations pionnières sur le sujet de l'accrétion-éjection.

Malgré les progrès réalisés dans les vingt dernières années, certains aspects de la physique des structures d'accrétion-éjection magnétisées restent inexpliqués. Le premier d'entre eux est sans conteste l'origine de la turbulence générant les coefficients de transport macroscopique nécessaires à l'existence de ces structures. La redécouverte de l'intérêt de l'instabilité magnéto-rotationnelle comme instabilité permettant l'existence de la turbulence dans le disque a apporté beaucoup d'espoir pour la compréhension de la physique des disques. Les simulations numériques de cette instabilité montrent que des coefficients de transport macroscopiques significatifs pourraient être générés par cette instabilité. Des travaux récents ([Fromang et al., 2013](#); [Lesur et al., 2013](#)) suggèrent aussi que l'instabilité magnéto-rotationnelle pourrait fournir des conditions physiques dans le disque compatibles avec le lancement de jet. Néanmoins, ces simulations ont été réalisées dans un formalisme extrêmement limité (boîte de cisaillement) où les conditions de bord pourraient influencer sur les solutions numériques obtenues. La magnétisation nécessaire au lancement de jets puissants d'après les travaux présentés dans ce mémoire est proche de l'équipartition, un niveau où l'instabilité magnéto-rotationnelle est inhibée. Afin de lever le doute sur cette contradiction, il faudra à l'avenir réaliser des simulations globales du disque soumis à l'instabilité afin d'étudier la stabilité du niveau de saturation de l'instabilité et de savoir si l'orientation du champ moyen obtenu satisfait les critères de lancement du jet. De telles simulations sont extrêmement difficiles car elles nécessitent des ressources informatiques considérables et un temps de calcul assez colossal. De plus, étant donné le comportement assez violent de l'instabilité, il est nécessaire de disposer d'une algorithmique à la fois suffisamment fine et robuste pour décrire correctement le transport dans ce disque. Il faut aussi garder à l'esprit que l'instabilité magnéto-rotationnelle n'est pas la seule instabilité candidate à la genèse de la turbulence. Parmi toutes les candidates, on peut citer l'instabilité d'Accrétion-éjection (AEI ([Tagger & Pellat, 1999](#))) ou encore l'instabilité par ondes de Rossby MHD qui toutes deux sont fonctionnelles à l'équipartition. J'envisage prochainement de m'atteler à des simulations globales de disques magnétisés afin de tester les diverses instabilités et les conditions physiques qu'elles peuvent générer. Il ne sera pas possible de prime abord de pouvoir reproduire des simulations disque-jet telles que celles présentées dans ce mémoire car étudier le développement d'une instabilité se fait dans le cadre de la MHD idéale initialement. Cette hypothèse de départ empêchera l'obtention d'une situation stable sur le long terme et préviendra tout équilibre entre disque et jet. La turbulence générée par une instabilité MHD ne saurait être entièrement décrite par le formalisme MHD, principalement car la physique des petites échelles échappe à son contrôle. Néanmoins une première étude consisterait à mesurer, grâce à des simulations globales ultra-performantes comme celles citées précédemment, les coefficients de transport macroscopiques et de les injecter à posteriori dans des simulations non idéales.

L'autre axe de travail sur cette thématique est le dépassement du modèle de disque képlérien. En effet, les travaux présentés dans ce mémoire se basent sur la structure de disque képlérien qui, on peut le rappeler, se base sur deux hypothèses : le disque est mince et le profil de rotation de la matière est proche de la vitesse angulaire de Kepler. Si les disques protoplanétaires suivent assez bien cette description, les parties les plus internes des disques autour des objets compacts ne suivent pas obligatoirement cette description. En particulier deux aspects modifient probablement le comportement du disque : la gravité modifiée engendrée par la présence de l'objet compact (surtout pour les trous noirs) et la température exceptionnellement haute du disque qui pourrait donner naissance à des disques épais. J'envisage dans un futur proche de m'atteler à la description des effets de gravité non-newtonnienne sur le lancement de jet en réalisant des simulations MHD dans le cadre de la relativité générale. L'équipe de simulation du groupe ADAMIS collabore très activement avec des membres du LUTh (en particulier Z. Meliani) pour développer la version GRMHD du code MPI-AMRVAC. Un tel outil va nous permettre de décrire l'interaction du disque d'accrétion avec le trou noir mais aussi le comportement d'un champ magnétique à grande échelle dans cette interaction. L'objectif fixé est à terme de pouvoir réaliser des simulations de jets lancés par un disque dont le rayon interne est situé à la dernière orbite stable et de voir les modifications apportées par la présence de l'horizon du trou noir. Il sera aussi très intéressant de pouvoir observer les conditions régnant vers l'axe du disque pour savoir si des mécanismes de création de particules sont envisageables tout en cohabitant avec le jet. Actuellement, des simulations GRMHD sont déjà produites mais uniquement dans des groupes à l'étranger (voir par exemple la revue de [Hawley \(2011\)](#)) : la communauté française présente un vrai retard dans ce domaine et il est crucial que cette thématique se développe. Les simulations actuelles s'attellent à essayer de reproduire des jets mais aucune, à l'heure actuelle, ne réussit à produire des jets à grande échelle de

façon stable. Cette lacune tient principalement à deux raisons : (1) la géométrie du disque initial employée n'est pas à l'équilibre et est très souvent limitée à un rayon extérieur proche qui a pour effet de limiter très vite le réservoir de matière à accrêter ; (2) les simulations emploient presque toutes un formalisme de GRMHD idéale qui ne peut se prêter à une émission stationnaire de matière car les lignes de champ sont alors advectées vers le trou noir créant alors une accumulation de flux magnétique qui, à un moment donné, stoppera l'accrétion de matière. Bien que du retard sur le plan numérique ait été pris, il reste encore beaucoup de domaines non encore étudiés. L'expertise acquise dans la dynamique des disques MHD au travers des travaux présentés ici permettront, je le pense, de trouver de nouveau standard dans l'étude de l'éjection de matière dans l'environnement des trous noirs.

## 2 De la nécessité d'une description multi-échelle des la turbulence magnétique dans les chocs astrophysiques

L'observation du spectre de rayons cosmiques a connu des avancées significatives dans la dernière décennie. En particulier, la confirmation de l'existence de la coupure GZK dans le spectre a vraiment permis de faire une ségrégation entre les innombrables modèles proposés jusque-là pour expliquer l'existence des rayons cosmique de ultra haute énergie (RCUHE). Il semble maintenant établi que les rayons cosmiques sont des noyaux atomiques accélérés dans des enceintes astrophysiques par un mécanisme dont on pense qu'il coïncide avec un mécanisme d'accélération dit de Fermi. Ce mécanisme proposé et étudié depuis maintenant presque quatre décennies reste encore mal contraint principalement car l'un de ses ingrédients et ces effets sont mal connus : la turbulence magnétique. En effet, la turbulence magnétique et ses effets sur le transport de particules relativistes sont le coeur du mécanisme d'accélération car ils déterminent à la fois les capacités d'accélération des enceintes astrophysiques mais aussi les propriétés de confinement de ces mêmes enceintes. Si les sites d'accélération des rayons cosmiques galactiques commencent à être de plus en plus contraints observationnellement, les sites de production des rayons cosmiques de plus haute énergie restent encore assez mal connus. L'incertitude est telle qu'en fait nous ne sommes toujours pas sûrs de savoir quelles sont les sources responsables de la production des RCUHE.

Dans ce contexte, mes travaux ont apporté plusieurs contributions à l'étude de l'accélération des rayons cosmiques : (1) dans le contexte d'une turbulence magnétique de type Kolmogorov, les coefficients de diffusion spatiale parallèles au champ magnétique moyen suivent la loi de diffusion donnée par l'estimation quasi-linéaire et ce quel que soit le niveau de la turbulence magnétique ( $D \propto E^{1/3}$ ); (2) les coefficients de diffusion transverse au champ magnétique moyen sont fortement affectés par la présence du chaos magnétique et leur comportement s'assimile à un régime de diffusion chaotique où les coefficients de diffusion transverse sont proportionnels aux coefficients de diffusion parallèle au champ moyen ; (3) le coefficient de proportionnalité entre les coefficients parallèle et transverse ne dépend que du niveau de turbulence ; (4) pour les rayons cosmiques dont le rayon de Larmor est supérieur à la plus grande longueur d'onde de la turbulence, le comportement de diffusion spatiale reste valide mais change de comportement pour devenir proportionnel à l'énergie  $\propto E^2$ .

J'ai par ailleurs développé en collaboration avec A. Marcowith, un code numérique permettant de calculer numériquement l'accélération des rayons cosmiques et des électrons associés dans une enceinte astrophysique donnée. Ce code couple une description MHD à l'emploi d'équations stochastiques différentielles (ESD) permettant de résoudre numériquement l'équation de Fokker-Planck décrivant le transport de ces particules supra-thermiques dans le plasma thermique. Ce code nécessite l'hypothèse de la nature de la turbulence magnétique présente dans l'enceinte (afin de déterminer les coefficients de diffusion) et se restreint à la limite 'particule test' où aucune rétro-action de la population supra-thermique n'est prise en compte dans l'évolution du plasma thermique. Ce code a été appliqué sur les jets extra-galactiques (à la fois les chocs internes de jets et les chocs terminaux ainsi que les restes de supernova) et a permis de montrer que : (1) dans les chocs internes de jets extra-galactiques de type FR2, le confinement des particules supra-thermiques ne semble pas être capable de pouvoir accélérer les particules jusqu'aux plus hautes énergies à cause des fluctuations du champ magnétique moyen qui engendrent une diffusion spatiale radiale supérieure à une simple diffusion spatiale transverse au champ magnétique moyen ; (2) en s'appuyant sur les contraintes observationnelles issues de l'émission des électrons relativistes présents dans les 'hotspots' des jets FR2, on a montré que certains hotspots sont potentiellement des producteurs de RCUHE si leur fréquence de coupure synchrotron est suffisamment élevée et leur géométrie magnétique dominée par la composante toroïdale du champ ; (3) les filaments en rayons X observés au voisinage des chocs dans les

restes de supernova ont une extension spatiale qui pourrait être limitée par la relaxation de la turbulence magnétique dans le milieu aval du choc, en particulier dans les restes de supernova plus âgés. Un dernier aspect de mon travail sur la problématique des rayons cosmiques a consisté à étudier un régime d'instabilité MHD potentiellement responsable de la présence de turbulence magnétique dans les chocs ultra-relativistes. En effet, j'ai présenté très récemment les premières simulations de l'instabilité de streaming non-résonante dans le précurseur de ces chocs (dans une géométrie encore limitée). Ces simulations, accompagnées d'un calcul linéaire du taux de croissance de l'instabilité, montrent que les ondes magnéto-acoustiques sont systématiquement déstabilisées par la présence de rayons cosmiques et que le taux de croissance de cette instabilité est maximal dans le régime ultra-relativiste.

La modélisation de l'accélération des rayons cosmiques est un problème intrinsèquement multi-échelle et complexe. Cette modélisation nécessite de prendre en compte de façon cohérente l'interaction du trio plasma thermique - champ magnétique - particules supra-thermiques. A l'heure actuelle il n'est pas encore possible de décrire une telle interaction car chaque composante est décrite par un formalisme différent. L'approche multi-échelle que j'ai présentée dans ce mémoire était une première tentative de description du processus. D'autres approches plus évoluées ont vu le jour dans les dix dernières années en essayant à chaque fois de modéliser l'interaction entre populations en prenant en compte la rétroaction de chacune des composantes. On pourra par exemple mentionner des simulations MHD hybrides où une simulation MHD est couplée à un description cinétique où une équation de type Vlasov-Fokker-Planck est résolue (en prescrivant les coefficients de diffusion spatiale) et où la rétroaction de chaque composante est prise en compte via quelques hypothèses (Reville & Bell, 2013). D'autres approches hybrides ont été considérées comme celles de Caprioli & Spitkovsky (2013); Gargaté et al. (2007) où les ions sont traités de façon cinétique et les électrons sont considérés comme un fluide. Une troisième voie est possible via des simulations 'Particles in Cell' (PIC) où les particules supra-thermiques sont regroupées dans des cellules d'un grand nombre de particules et où l'interaction avec le champ électromagnétique est restituée via les équations de Maxwell (voir les résultats apportés par les simulations de Sironi & Spitkovsky (2009, 2013) par exemple sur les chocs relativistes). Tous ces travaux ont amélioré la description de l'accélération de particules en allant au delà du simple modèle de l'accélération de Fermi.

La dernière étape vers la modélisation complète du mécanisme n'est pas encore franchie car dans aucune des simulations mentionnées précédemment les trois composantes de l'accélération ne sont décrites de façon cohérente sur des échelles allant du microscopique jusqu'au macroscopique. Je suis impliqué dans une collaboration visant à produire le code numérique le plus abouti à ce jour pour permettre une description complète du mécanisme d'accélération. Cette collaboration regroupe des gens de divers horizons comme celui des Laser-plasma (L. Gremillet, V. Tikhonchuk), des plasmas magnétosphériques (B. Lembège) ou d'astrophysique (G. Pelletier, M. Lemoine et A. Marcowith) et vise à produire un outil numérique multi-échelle couplant une approche MHD avec une approche PIC. Ce code permettrait de réaliser à la fois une description à petite échelle de la physique de l'accélération grâce à l'approche PIC (particules supra-thermiques et champ électromagnétique en dessous de l'échelle MHD) et aussi de modéliser les répercussions de cette accélération à grande échelle via une description MHD. Ce projet est très ambitieux et repose sur des codes PIC (MP-Tristan) et RMHD (MPI-AMRVAC) déjà opérationnels. L'essentiel du travail sera bien évidemment de réaliser un couplage temporel et structurel entre les deux codes. Du point de vue physique, le principal écueil sera la rétroaction du code PIC sur le code MHD. En effet, étant données les échelles spatiales mises en jeu dans chaque description, le code PIC utilisera toujours des pas de temps très inférieurs à celui de la MHD ce qui entraîne que la principale rétroaction sera ascendante, c'est-à-dire des petites vers les grandes échelles. La rétroaction se fera par plusieurs effets, en particulier en incluant la pression associée aux particules non-thermiques mais aussi par la prise en compte aux petites échelles du champ magnétique turbulent qui modifiera localement la densité d'énergie magnétique. Ce projet ambitieux est transdisciplinaire puisqu'il pourra s'attaquer à la description de nombreux mécanismes d'accélération rencontrés dans les divers plasmas astrophysiques et de laboratoire.

# **Annexes**



---

---

# Annexe A

---

## Le formalisme des équations stochastiques différentielles

La description mathématique des processus stochastique a posé un certain nombre de problèmes aux physiciens et mathématiciens du début du XXème siècle. Ces processus sont par nature imprédictibles ce qui rend impossible leur description par des outils d'analyse conventionnels au sens de Riemann. Un exemple célèbre de ce type de phénomène est le mouvement brownien d'une particule qui, bien que pouvant être soumise à un mouvement d'ensemble parfaitement défini, est aussi soumise à des forces aléatoires dont on ne peut qu'estimer la valeur moyenne et la variance. Parmi les processus stochastiques, les processus de Wiener sont les plus courants et sont caractérisés par les propriétés suivantes :

- La valeur moyenne d'un processus de Wiener  $W$  sur un très grand nombre de réalisations  $W_k$  est nulle,  $\langle W \rangle = 0$ .
- La fonction  $W_t$  est presque sûrement continue partout, ce qui implique que la probabilité d'un état obtenu après un instant  $t$  soit égale à l'unité si l'on prend en compte la totalité des réalisations possibles.
- $W$  suit une loi de probabilité normale donnée par le théorème central limite. Sa variance est donc  $\langle W^2 \rangle \propto t$ .

Le mouvement brownien ou phénomène de diffusion sont des processus de Wiener vérifiant les propriétés énoncées ci-dessus.

### 1 Lien entre ESD et l'équation de Fokker-Planck

Si l'on prend une particule plongée dans un fluide de vitesse  $A$  dans l'espace des phases, sa trajectoire  $X$  sera une superposition d'une composante déterministe et d'une composante aléatoire de la forme

$$dX_i = A_i dt + \sum_{k=1}^N B_{i,k} dW_k \quad (\text{A.1})$$

où  $B_{i,k}$  est un élément d'un tenseur caractérisant le mouvement chaotique de la particule et  $N$  la dimension de l'espace des phases. Prenons maintenant n'importe quelle fonction  $h(X)$  et écrivons sa différentielle en prenant en compte les deux premiers termes d'un développement de Taylor

$$dh = \sum_{i=1}^N \frac{\partial h}{\partial X_i} dX_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\partial^2 h}{\partial X_i \partial X_j} dX_i dX_j + \mathcal{O}(dX^3) \quad (\text{A.2})$$

En remplaçant tous les éléments différentiels par la relation (A.1), on arrive alors à la relation suivante en prenant en compte que  $dW_i dW_j = \delta_{i,j} dt$  et que tous les termes  $dt dW_i \propto dt^{1+\epsilon} \rightarrow 0$  avec  $\epsilon > 0$  (on prend

la limite où  $dt \rightarrow 0$  :

$$dh = \left[ \sum_{i=1}^N \frac{\partial h}{\partial X_i} A_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N B_{i,k} B_{j,k} \frac{\partial^2 h}{\partial X_i \partial X_j} \right] dt + \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^N \frac{\partial h}{\partial X_i} B_{i,k} dW_k \quad (\text{A.3})$$

On retrouve alors pour la fonction  $h(\mathbf{X})$  une différentielle stochastique de la même forme que la variable stochastique  $\mathbf{X}$ , ce qui est en fait aussi une variable stochastique. Cette relation constitue le Lemme de Itô et va nous permettre d'identifier ces équations à l'équation de Fokker-Planck.

Si l'on considère la valeur moyenne de  $dh$  exprimée plus tôt, on peut facilement voir que

$$\langle dh \rangle = \left\langle \left[ \sum_{i=1}^N \frac{\partial h}{\partial X_i} A_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N B_{i,k} B_{j,k} \frac{\partial^2 h}{\partial X_i \partial X_j} \right] dt \right\rangle \quad (\text{A.4})$$

où le terme proportionnel à  $dW_k$  possède une moyenne nulle. On peut alors exprimer la dérivée temporelle de cette valeur moyenne comme

$$\frac{d}{dt} \langle h \rangle = \frac{\langle dh \rangle}{dt} = \left\langle \left[ \sum_{i=1}^N \frac{\partial h}{\partial X_i} A_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N B_{i,k} B_{j,k} \frac{\partial^2 h}{\partial X_i \partial X_j} \right] \right\rangle \quad (\text{A.5})$$

D'un autre côté, on peut exprimer la dérivée temporelle de cette valeur moyenne en utilisant la densité de probabilité  $Pr(\mathbf{X}, t)$

$$\frac{d}{dt} \langle h \rangle = \int h(\mathbf{X}) \frac{\partial Pr(\mathbf{X}, t)}{\partial t} d\mathbf{X} \quad (\text{A.6})$$

et la valeur moyenne du membre de droite de l'équation (A.5)

$$\left\langle \sum_{i=1}^N \left[ \frac{\partial h}{\partial X_i} A_i + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N B_{i,k} B_{j,k} \frac{\partial^2 h}{\partial X_i \partial X_j} \right] \right\rangle = \int \sum_{i=1}^N \left[ \frac{\partial h}{\partial X_i} A_i + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N B_{i,k} B_{j,k} \frac{\partial^2 h}{\partial X_i \partial X_j} \right] Pr(\mathbf{X}, t) d\mathbf{X} \quad (\text{A.7})$$

Les deux membres de droite des deux équations précédentes sont égaux et mène à la relation que l'on peut transformer en intégrant les termes par parties

$$\int h(\mathbf{X}) \left\{ \frac{\partial Pr(\mathbf{X}, t)}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \frac{\partial}{\partial X_i} (v_i Pr(\mathbf{X}, t)) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\partial^2}{\partial X_i \partial X_j} (Pr(\mathbf{X}, t) \sum_{k=1}^N B_{i,k} B_{j,k}) \right\} d\mathbf{X} = 0 \quad (\text{A.8})$$

Cette expression étant vraie pour toute fonction  $h$ , on en déduit que le terme entre parenthèses est nul, ce qui nous permet d'obtenir l'équation de Fokker-Planck

$$\frac{\partial Pr(\mathbf{X}, t)}{\partial t} = - \sum_{i=1}^N \frac{\partial}{\partial X_i} (A_i Pr(\mathbf{X}, t)) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\partial^2}{\partial X_i \partial X_j} \left( Pr(\mathbf{X}, t) \sum_{k=1}^N B_{i,k} B_{j,k} \right) \quad (\text{A.9})$$

où les termes  $A_i$  représentent la vitesse de la particule dans l'espace des phases et les termes  $B_{i,j}$  sont proportionnels à la racine carrée des coefficients de diffusion. La correspondance entre l'équation de Fokker-Planck et le jeu d'équations stochastiques différentielles est obtenu en réalisant une moyenne des positions et quantités de mouvement sur un grand nombre de particules. L'intérêt de ces équations est donc de permettre de modéliser la dynamique d'un ensemble de particules sans avoir à calculer la structure complète du champ électromagnétique mais au prix d'une hypothèse sur les coefficients de diffusion.

## 2 Calcul des intégrales stochastiques

L'intégration des ESD est nécessaire pour l'obtention de la trajectoire d'une particule donnée à travers l'espace des phases. La difficulté de cette intégration réside dans la présence d'un terme stochastique  $dW_k$

qui ne suit pas les règles d'intégration au sens de Riemann. Prenons par exemple une des variables  $X_i$  dont nous avons écrit la différentielle

$$dX_i = A_i dt + \sum_{k=1}^N B_{ik} dW_k \quad (\text{A.10})$$

Le comportement stochastique des variables  $dW_k$  nous empêche de définir la dérivée  $dX_i/dt$  car la variable  $X_i$ , bien que presque continue partout n'est pas dérivable. On peut alors contourner le problème en écrivant la grandeur  $X(t)$  sous forme intégrale

$$X_i(t + \tau) = X_i(t) + \int_t^{t+\tau} A_i(\mathbf{X}(t')) dt' + \sum_{k=1}^N \int_t^{t+\tau} B_{i,k}(\mathbf{X}(t')) dW_k(t') \quad (\text{A.11})$$

Le dernier terme de l'équation n'est pas une intégrale ordinaire mais une intégrale de Riemann-Stieljes définie comme

$$\int_t^{t+\tau} B_{i,k}(\mathbf{X}(t')) dW_k(t') = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^n B_{i,k}(t_j^*) (W(t_{j+1}) - W(t_j)) \quad (\text{A.12})$$

où le temps  $t_j^* \in [t_j, t_{j+1}]$ . Dans le cas d'une variable non-stochastique, on trouverait alors que  $(W(t_{j+1}) - W(t_j)) \propto dX$  ce qui redonnerait alors l'expression des intégrales en sommes de Darboux, équivalentes à la définition ordinaire d'une intégrale au sens de Riemann. Dans ce cas, l'intégrale ne dépend pas du choix des temps  $t_j^*$ . Dans le cas d'une intégrale stochastique, ceci n'est plus vérifié car pour un processus stochastique de Wiener la somme

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^n |W(t_{j+1}) - W(t_j)| = +\infty \quad (\text{A.13})$$

Le résultat de l'intégrale stochastique dépendra alors du choix du temps  $t_j^*$ . Si l'on considère la valeur moyenne du processus de Wiener sur un intervalle de temps  $[t, t + \tau]$

$$\int_t^{t+\tau} \langle W_k dW_k \rangle = \langle \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^n W(t_j^*) (W(t_{j+1}) - W(t_j)) \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^n (\langle W(t_j^*) W(t_{j+1}) \rangle - \langle W(t_j^*) W(t_j) \rangle) \quad (\text{A.14})$$

Les processus de Wiener ont comme propriété de vérifier  $\langle W(t_1) W(t_2) \rangle = \min(t_1, t_2)$  ce qui permet de voir que la valeur moyenne calculée précédemment peut s'écrire

$$\int_t^{t+\tau} \langle W_k dW_k \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^n (t_j^* - t_j) \quad (\text{A.15})$$

La dépendance sur le choix de  $t_j^*$  apparaît clairement dans cette relation. On peut paramétrer ce temps intermédiaire d'une façon générale comme étant  $t_j^* = \alpha t_{j+1} + (1 - \alpha) t_j$ , ce qui a pour conséquence de donner

$$\int_t^{t+\tau} \langle W_k dW_k \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^n \alpha (t_{j+1} - t_j) = \alpha \tau \quad (\text{A.16})$$

Deux stratégies ont été proposées pour le calcul de ces intégrales.

- Définition de Itô : Le choix est de prendre  $\alpha = 0$  conduit directement à avoir une valeur moyenne du processus de Wiener nulle. Ce choix correspond à imposer  $t_j^* = t_j$ , ce qui est cohérent avec un schéma d'intégration numérique de type eulérien, c'est-à-dire que l'intégration temporelle se fera en déterminant les grandeurs pertinentes avant de faire le pas temporel d'intégration. On évaluera ainsi la nouvelle valeur de  $X_i(t + \Delta t)$  comme

$$X_i(t + \Delta t) = X_i(t) + A_i \Delta t + \sum_{k=1}^N B_{ik} dW_k(X_i(t), t) \quad (\text{A.17})$$

où le tirage aléatoire de la variable stochastique est fait au temps  $t$ .

- Définition de Stratonovitch : dans cette définition on choisit  $\alpha = 1/2$ , c'est-à-dire que le temps intermédiaire  $t_j^* = (t_{j+1} + t_j)/2$  se situe au milieu de l'intervalle de temps considéré. Cette définition est cohérente avec des schémas implicites où plusieurs étapes sont réalisées pour calculer la nouvelle valeur de  $X_i$ . Un exemple consiste en un schéma en deux pas où dans un premier temps on calcule une valeur de  $X_i$  au milieu de l'intervalle par le moyen d'un schéma eulérien

$$X_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) = X_i(t) + A_i \frac{\Delta t}{2} + \sum_{k=1}^N B_{ik} dW_k\left(X_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right), t + \Delta x/2\right) \quad (\text{A.18})$$

puis un seconde étape

$$X_i(t + \Delta t) = X_i(t) + A_i\left(X_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right), t + \frac{\Delta t}{2}\right) \Delta t + \sum_{k=1}^N B_{ik} dW_k\left(X_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right), t + \frac{\Delta t}{2}\right) \quad (\text{A.19})$$

Ces méthodes implicites permettent de mieux prendre en compte les irrégularités dues au champ de vitesse  $A_i$ . Il est important de noter que dans la définition de Stratonovitch, la valeur moyenne des processus de Wiener n'est pas nul car égale à  $\tau/2$ . Ce choix de définition modifie la définition des coefficients  $A_i$  et  $B_{i,j}$ , en particulier en introduisant un drift dans le terme d'advection.

---

---

# Annexe B

---

## La magnétohydrodynamique relativiste

La description macroscopique des fluides magnétisés dans le cadre de la relativité restreinte nécessite de prendre du recul vis-à-vis de la description classique des fluides. En effet, la présence simultanée d'un fluide électriquement chargé et d'un champ électromagnétique requière de revisiter les relations de base permettant de lier le fluide au champ électromagnétique, à commencer par la loi d'Ohm. Je vais donner dans cette annexe une présentation volontairement limitée et simple de la MHD relativiste destinée aux non-initiés.

### 1 MHD en relativité restreinte

Les deux composantes de la MHD que sont le fluide et le champ électromagnétique peuvent être décrit séparément dans des formalismes adaptés. Le fluide seul est lui décrit par les équations de l'hydrodynamique relativiste qui traduit les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie au travers d'un tenseur énergie-impulsion de la forme

$$T^{\mu,\nu} = (e + P)U^\mu U^\nu - P\eta^{\mu\nu} \quad (\text{B.1})$$

où  $P$  est la pression thermique du fluide et  $e$  son énergie interne. L'énergie interne du fluide est la somme de son énergie de masse et de son enthalpie  $H$  que l'on peut écrire pour un fluide polytropique comme  $P/(\gamma - 1)$  où  $\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques. Le quadri-vecteur  $U^\nu$  est le quadri-vecteur vitesse défini comme  $U^\nu = \gamma(1, \vec{\beta})$  où  $\vec{\beta} = \vec{v}/c$  est la normalisation du vecteur vitesse à la vitesse de la lumière et  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  est le facteur de Lorentz du fluide. Les équations de l'hydrodynamique relativiste se retrouvent en exprimant que la dérivée covariante de ce tenseur est nulle, c'est-à-dire  $D_\nu T^{\nu\mu} = 0$ , ce qui dans une métrique de Minkowski  $\eta^{\mu\nu}$  nous donne

$$\begin{aligned} \partial_t (\gamma^2 \omega - P) + \partial_i (\gamma^2 \omega v^i) &= 0 \\ \partial_t (\gamma^2 \omega v^i) + \partial_j (\gamma^2 \omega v^i v^j + P \delta^{ij}) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement du fluide. Au passage nous avons utilisé  $\omega = e + P$ . Cette formulation des équations de l'hydrodynamique tient compte des effets de contraction des longueurs et de la dilatation du temps pour exprimer de façon covariante, c'est-à-dire identique dans tous les référentiels d'inertie.

La prise en compte de la présence d'un champ électromagnétique et de ses effets sur le fluide est relativement aisée car les équations de Maxwell décrivant l'évolution du champ électromagnétique sont pleinement relativistes par nature. L'écriture des équations de Maxwell se fait par le biais de deux tenseurs. Le premier,

appelé tenseur de Faraday, s'écrit sous forme matricielle

$$F^{\nu\mu} = \begin{bmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Le second tenseur est le tenseur adjoint du premier et s'exprime comme

$$F^{*\nu\mu} = \begin{bmatrix} 0 & -B_x & -B_y & -B_z \\ B_x & 0 & E_z & -E_y \\ B_y & -E_z & 0 & E_x \\ B_z & E_y & -E_x & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

où les termes  $E_i$  et  $B_i$  sont les composantes des champs électrique et magnétique. Les équations de Maxwell s'obtiennent à partir de  $D_\mu F^{\mu\nu} = J^\nu$  et  $D_\mu F^{*\nu\mu} = 0$  où  $J^\nu$  est le quadrivecteur courant défini comme  $J^\nu = \rho_e U^\nu$  ( $\rho_e$  densité de charge électrique). Le tenseur énergie-impulsion permettant entre autres de décrire la densité d'énergie électromagnétique s'exprime alors comme

$$T_{EM}^{\mu\nu} = \frac{1}{\mu_o} \left( F_\alpha^\mu F^{\alpha\nu} + \frac{\eta^{\nu\mu}}{4} F_{\alpha,\zeta} F^{\alpha,\zeta} \right) \quad (\text{B.5})$$

Le couplage entre le plasma et le champ électromagnétique est obtenu au travers de la loi d'Ohm qui stipule qu'étant donné le contraste de masse entre les électrons et les ions composant le plasma, les électrons ont un temps de réponse à une force donnée quasi instantanée par rapport à celle des ions. Ainsi sous cette hypothèse on peut supposer que l'ensemble des forces à grande échelle (plus grande que la longueur de Debye) s'appliquant sur les électrons est nulle car les électrons restent à l'équilibre. Deux forces peuvent s'appliquer sur les électrons : la force de pression et la force de Lorentz. Le couplage électromagnétique des électrons étant beaucoup plus fort que celui à la thermique du plasma, cela revient à supposer que la force de Lorentz est globalement nulle dans le plasma. Dans un cadre relativiste cette force s'exprime de façon générale en l'absence de phénomène de transport anormaux comme  $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ . Dans le formalisme RMHD idéal, le champ électrique est toujours perpendiculaire à la vitesse du fluide et au champ magnétique. Cette propriété est intéressante car elle permet d'exprimer la loi d'Ohm à partir d'un quadrivecteur électrique défini comme

$$E^\mu = F^{\mu\nu} U_\nu = \gamma(\vec{E} \cdot \vec{\beta}, \vec{E} + \beta \times \vec{B}) \quad (\text{B.6})$$

qui est identiquement nul en vertu de la loi d'Ohm. De la même façon, il est commode de définir un quadrivecteur magnétique de la forme

$$B^\mu = F^{*\mu\nu} U_\nu = \gamma(\vec{B} \cdot \vec{\beta}, \vec{B} - \beta \times \vec{E}) \quad (\text{B.7})$$

Ces deux quadrivecteurs sont utiles car ils permettent de réexprimer le tenseur de Faraday sous la forme

$$F^{\mu\nu} = U^\nu E^\mu - U^\mu E^\nu + \frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\zeta}}{2} (U^\alpha B^\zeta - U^\zeta B^\alpha) \quad (\text{B.8})$$

où les éléments  $\epsilon$  valent 1 si  $(\mu, \nu, \alpha, \zeta)$  est une permutation circulaire de  $(t, x, y, z)$ ,  $-1$  si c'est une permutation impaire et 0 sinon. De même on peut réécrire le tenseur adjoint de Faraday comme

$$F^{*\mu\nu} = U^\nu B^\mu - U^\mu B^\nu + \frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\zeta}}{2} (U^\alpha E^\zeta - U^\zeta E^\alpha) \quad (\text{B.9})$$

Dans l'approximation MHD, la loi d'Ohm permet de simplifier ces tenseurs car le quadrivecteur  $E^\mu$  est nul ce qui réduit ces deux tenseurs à la forme suivante

$$\begin{aligned} F_{\text{MHD}}^{\mu\nu} &= \frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\zeta}}{2} (U^\alpha B^\zeta - U^\zeta B^\alpha) \\ F_{\text{MHD}}^{*\mu\nu} &= U^\nu B^\mu - U^\mu B^\nu \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

La dernière étape pour obtenir les équations de la MHD relativiste est bien-sûr de réexprimer (ou plutôt de simplifier) le tenseur énergie-impulsion électromagnétique en un tenseur

$$T_{\text{MHD}}^{\mu\nu} = \frac{H^2}{\mu_o} U^\mu U^\nu - \frac{H^2}{2\mu_o} \eta^{\mu\nu} - \frac{B^\mu B^\nu}{\mu_o} \quad (\text{B.11})$$

où la grandeur  $H^2 = B^\mu B_\mu = B^2 + ((\vec{\beta} \cdot \vec{B})^2 - B^2 \beta^2)$ . En définissant des grandeurs totale comme la pression  $P_{\text{tot}} = P + H^2/2\mu_o$  et l'énergie interne totale  $e_{\text{tot}} = e + H^2/2\mu_o$ , on peut retrouver alors une expression proche du tenseur énergie-impulsion hydrodynamique

$$T_{\text{MHD}}^{\mu\nu} = (e_{\text{tot}} + P_{\text{tot}}) U^\mu U^\nu - P_{\text{tot}} \eta^{\mu\nu} - \frac{B^\mu B^\nu}{\mu_o} \quad (\text{B.12})$$

Les équations régissant la MHD relativiste s'obtiennent en exprimant que la dérivée covariante de ce tenseur est nulle. Cela nous donne, outre la conservation de la masse qui est strictement identique à celle de l'hydrodynamique relativiste  $\partial_t D + \partial_i (D v^i) = 0$  où  $D = \gamma \rho$  est la densité de masse relativiste,

$$\partial_t (\tau) + \partial_i (\tau \beta^i + P_{\text{tot}} \beta^i - (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) B^i) = 0 \quad (\text{B.13})$$

$$\partial_t (S^i) + \partial_j \left( S^i \beta^j - \left( \frac{B^i}{\gamma^2} + (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) \beta^i \right) B^j + P_{\text{tot}} \delta^{ij} \right) = 0 \quad (\text{B.14})$$

où  $\tau$  est défini comme la densité d'énergie totale du système moins l'énergie de masse  $\tau = \gamma^2 \omega + B^2 - P_{\text{tot}} - \gamma \rho$  et le vecteur  $S^i = (\gamma^2 \omega + B^2) \beta^i - (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) B^i$  est le vecteur quantité de mouvement relativiste. Cette description MHD est évidemment complétée par une équation d'induction du champ magnétique dont la forme est similaire à celle utilisée dans la limite non-relativiste

$$\partial_t B^i + \partial_j (v^j B^i - v^i B^j) = 0 \quad (\text{B.15})$$

## 2 Description numérique des écoulements relativistes

La résolution des équations RMHD s'avère être presque systématiquement impossible du point de vue analytique en raison de la très grande complexité des équations de celle-ci. La résolution numérique de ce système est donc extrêmement utile pour modéliser la dynamique d'un certain nombre d'objets astrophysiques. Le jeu d'équation de la RMHD présenté ici a le bon goût de s'écrire sous forme conservative de la même manière que dans la limite non-relativiste. La résolution de ces équations peut donc employer des techniques similaires pour les deux cas, à la différence près que les flux aux interfaces des cellules de l'espace de simulation soient correctement exprimés pour chacun des cas. Une différence majeure existe malgré tout entre les deux régimes. En effet, dans le cadre non-relativiste, les variables conservatives sont directement reliées aux caractéristiques du fluides ( $\rho, \rho \vec{v}, e, \vec{B}$ ). Dans le formalisme relativiste, les variables conservatives ( $D, \vec{S}, \tau, \vec{B}$ ) ne sont plus directement reliées à ces caractéristiques.

Ainsi on ne peut accéder directement à la vitesse du fluide à partir des variables conservatives. La procédure pour passer du jeu de variables conservatives aux variables primitives consiste à définir des variables auxiliaires et à résoudre une équation impliquant ces variables auxiliaires afin d'obtenir les valeurs des grandeurs primitives. La première de ces variables est l'enthalpie relativiste  $\xi = \gamma^2 (\rho c^2 + \Gamma P / (\Gamma - 1))$  et la seconde est le facteur de Lorentz du fluide soit  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . A partir des variables conservatives et de ces deux variables auxiliaires, on peut définir toutes les variables primitives comme  $\rho = D / \gamma$ ,

$$P = \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} \frac{(\xi - \gamma D)}{\gamma^2} \text{ et } \vec{v} = \frac{\vec{S} + (\vec{S} \cdot \vec{B}) \vec{B} / \xi}{\xi + B^2} \quad (\text{B.16})$$

En utilisant la définition de l'énergie  $\tau$  on arrive alors à une équation sur  $\xi$  à résoudre

$$f(\xi) = \xi - \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} \frac{(\xi - \gamma D)}{\gamma^2} - \tau - D + B^2 - \frac{1}{2} \left[ \frac{B^2}{\gamma^2} + \frac{(\vec{S} \cdot \vec{B})^2}{\xi^2} \right] = 0 \quad (\text{B.17})$$

où le facteur de Lorentz du fluide s'exprime en fonction de  $\xi$

$$\frac{1}{\gamma^2} = 1 - \frac{|\vec{S} + (\vec{S} \cdot \vec{B})\vec{B}/\xi|^2}{(\xi + B^2)^2} \quad (\text{B.18})$$

Pour chaque cellule de l'espace de simulation et à chaque pas de temps, le code devra trouver la valeur de  $\xi$  et  $\gamma$  annulant l'équation (B.17) à l'aide l'équation définissant  $\gamma$ . un simple algorithme de Newton Raphson permet d'obtenir la solution avec un coût de calcul relativement modeste. Pour ce faire, nous encadrons la plage de valeur de  $\xi$  possible en supposant dans un premier temps une pression nulle, ce qui nous donne une borne  $\xi_{\min} = D$ . Pour cette valeur de  $\xi$ , on montre que la fonction  $f(\xi)$  est négative. Il nous reste alors simplement à augmenter la valeur de  $\xi$  afin de trouver une plage de valeurs où  $f(\xi)$  et nous aurons entouré la racine de la fonction  $f(\xi)$ .

Dans certaines applications, il peut s'avérer inutile de résoudre l'équation d'énergie complète. en remplacement, on peut être tenté d'utiliser une relation isotherme reliant directement la pression thermique à la densité de masse par  $P = c_o^2 \rho$  où  $c_o^2$  est une constante. Cette définition implique de redéfinir la procédure numérique permettant de calculer  $\xi$  et  $\gamma$ . La définition du facteur de Lorentz est identique au cas précédent mais l'enthalpie est elle directement reliée à  $\gamma$  via  $\xi = \gamma D(1 + \Gamma c_o^2/(\Gamma - 1)) = \gamma D\mathcal{F}$ . Ces deux relations amènent un polynôme de degré 4 à résoudre pour obtenir  $\gamma$

$$\gamma^4 D^2 \mathcal{F}^2 + 2\gamma^3 D\mathcal{F}B^2 + \gamma^2 (B^4 - S^2 - D^2 \mathcal{F}^2) - 2\gamma \left( B^2 D\mathcal{F} + \frac{(\vec{S} \cdot \vec{B})^2}{D\mathcal{F}} \right) - B^4 - \frac{(\vec{S} \cdot \vec{B})^2 B^2}{D^2 \mathcal{F}^2} = 0 \quad (\text{B.19})$$

On peut montrer facilement que dans les cas où  $D \gg B^2$  alors ce polynôme possède une et une seule racine dans le domaine nous intéressant, c'est-à-dire pour  $\gamma \in [1, +\infty[$  (voir Casse et al. (2013) pour plus de détails).

---

---

# Annexe C

---

## Curriculum-Vitae

### Fabien CASSE

Date de naissance : 28 juin 1975 (38 ans) à Orléans (45).  
Situation actuelle : Maître de Conférences - Classe Normale  
Université Paris Diderot (Paris 7) - U.F.R. de Physique  
Laboratoire AstroParticule & Cosmologie (APC)  
Section CNU no 34 (Astronomie, Astrophysique)  
Pacsé, une fille née le 8 novembre 2008

#### ACTIVITÉS DE RECHERCHE

---

- Depuis 09/2004 Maître de Conférences à l'Université Paris Diderot - Paris 7  
Laboratoire AstroParticule & Cosmologie (APC).
- 08/2001-08/2004 Séjour postdoctoral à l'Institut de Physique des Plasmas "Rijnhuizen" (Pays-Bas),  
sous la direction du Pr R.Keppens et du Pr. H.Goedbloed.  
Bourse postdoctorale "Marie-Curie" obtenue au sein du RTN "PLATON"
- 10/1998-07/2001 Thèse de doctorat : Du lancement de jets MHD aux rayons cosmiques : la  
fonction de la turbulence magnétique" au L.A.O.G., Grenoble (26 juin 2001).  
Directeurs de thèse : Pr. Guy Pelletier et Dr. Jonathan Ferreira
- 1998 Stage de DEA : Etude d'une structure d'accrétion-éjection magnétisée et vis-  
queuse au L.A.O.G. (Avril à juin 1998).  
Maîtres de stage : Pr. Guy Pelletier et Dr. Jonathan Ferreira
- 1997 Stage de Maitrise : Etude des Régions d'Interaction en Corotation dans l'hélio-  
sphère au DASOP, Observatoire de Paris-Meudon, France.  
Maître de stage : Dr. Monique Pick

#### ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT

---

- Depuis 2004 Maitre de Conférences à l'Université Paris Diderot (Paris 7)  
Laboratoire Astroparticules & Cosmologie (APC).  
Volume d'enseignement : 192h-TD/an.
- (2011- ) Responsable de l'enseignement d'électromagnétisme de la Licence 2 de Physique (Cours, TD).
  - (2009 - ) Responsable du cours "Particules de haute énergie dans l'Univers" dispensé dans le Master 2 Recherche AAIS à Meudon.
  - (2008-2012 ) Cours d'Electromagnétisme I (51PH2PM3) et TD - L2 Mathématiques
  - (2004-2007) Travaux pratiques Electrostatique/Magnétostatique (51PH2EM3) - L2 Physique
  - (2004-2008) Travaux dirigés en Premier Cycle d'Etudes Médicales - PCEM 1
  - (2005-2008) Travaux dirigés de Mécanique (section CD) en L1 Physique
- 1998-2001 **Monitorat** accompli à l'université Joseph Fourier, Grenoble I  
Encadrement de travaux pratiques de physique en Deug "science de la vie, science de la Terre" niveaux I et II.  
Durée d'enseignement : équivalent 192h de travaux dirigés.  
Tuteur de monitorat : Manuel Forestini et David Mouillet (MdC UJF affecté au LAOG)

### FORMATION UNIVERSITAIRE

---

- 10/1998 - 07/2001 Thèse de doctorat : Du lancement de jets MHD aux rayons cosmiques : la fonction de la turbulence magnétique" au L.A.O.G., Grenoble.  
Soutenue à l'Université Joseph Fourier, Grenoble I le 26 juin 2001  
Directeurs de thèse : Pr. Guy Pelletier et Dr. Jonathan Ferreira
- 1998 DEA "Astrophysique et Milieux Dilués"  
(mention bien - major de promotion) - Université C. Bernard (Lyon I).  
Obtention du Certificat International d'Astronomie et d'Astrophysique (CIAA).
- 1996 -1997 Licence et Maîtrise de Physique fondamentale  
(mention très bien - major de promotion) - Université d'Orléans.
- 1993 - 1995 DEUG Sciences des Structures et de la Matière - Université d'Orléans.

### ENCADREMENT SCIENTIFIQUE

---

- Encadrement de la thèse d'Ileyk El Mellah à partir du 1er septembre 2013 (co-direction avec Andrea Goldwurm).
- Encadrement de la thèse d'Héloïse Méheut de sept. 2007 à sept. 2010 (co-direction avec Michel Tagger). Encadrement à 70%. Thèse soutenue le 27 septembre 2010. Héloïse est actuellement post-doctorante à SAp après avoir été pendant deux ans postdoctorante à l'université de Berne (Suisse) dans l'équipe de W. Benz. Le travail de thèse a donné lieu à trois publications dans A&A et MNRAS.
- Encadrement du postdoctorat de Zakaria Meliani en 2005-2006 à l'université Paris Diderot - Paris 7 (1/2 ATER). Cet encadrement a donné lieu à une publication dans A&A.
- Participation à l'encadrement du postdoctorat de Céline Combeten 2009-2010 à l'université Joseph Fourier (Grenoble I) (1/2 ATER). Cet encadrement a donné lieu à une publication dans A&A.
- Encadrement du stage de M2 d'Ileyk El Mellah "Etude tridimensionnelle des tourbillons dans les disques d'accrétion magnétisés", Avril-juin 2013.
- Encadrement du stage de M2 d'Héloïse Méheut , Mai-juin 2007.
- Participation à l'encadrement du post-doctorat de Zakaria Meliani au département de Mathématiques appliquées de l'université catholique de Leuven (KUL) de 2007 à 2010(encadrement principal Pr. Rony Keppens). Encadrement à 20%. Zakaria a été recruté comme astronome-adjoint au LUTh à l'observatoire de Paris-Meudon en 2011! Cette collaboration a donné lieu à deux publications dans MNRAS et A&A.

#### RESPONSABILITÉS SCIENTIFIQUES ET ADMINISTRATIVES

---

- Membre titulaire élu au Comité National des Universités (CNU) dans la section 34 "Astronomie, Astrophysique" depuis octobre 2011.
- Co-I de la mission SVOM/ECLAIRs depuis 2005 et responsable de la composante de la mission à l'APC.
- Membre expert externe du comité de sélection de l'université Pierre et Marie Curie (Paris 6) en section CNU 34 depuis 2010.
- Membre élu de du Groupement d'Expert Thématique (GET) 2 infinis de l'université Paris Diderot.
- Expert auprès du comité thématique no 4 (Astrophysique et Géophysique) d'attribution du temps de calcul des centres de calcul nationaux IDRIS - CINES - CCRT depuis 2005.
- Rapporteur pour l'Agence Nationale pour la Recherche (ANR) pour des projets Jeunes Chercheurs depuis 2010.
- Responsable de la répartition des enseignements au sein de l'UFR de Physique de l'université Paris Diderot de 2008 à 2010.
- Membre du conseil des enseignements (CENS) de l'UFR de Physique de l'université Paris Diderot entre 2008-2011.
- Referee pour les revues *Astronomy & Astrophysics*, *Astrophysical Journal*, *Science* et *Astrophysics and Space Sciences*.



---

---

## Annexe D

---

### Liste de publications dans des revues à comité de lectures

1. Non-resonant MHD streaming instability near relativistic shocks  
F. Casse, A. Marcowith & R. Keppens, 2013, MNRAS (in press)
2. On fan-shaped cold MHD winds from Keplerian accretion discs  
J. Ferreira & F. Casse, 2013, MNRAS Vol. 428, 307
3. Formation and long-term evolution of 3D vortices in protoplanetary discs  
H. Méheut, R. Keppens, F. Casse and W. Benz, 2012, Astronomy & Astrophysics, Vol.542, 9
4. Molecule survival in magnetized protostellar disk winds  
D. Panoglou, S. Cabrit, G. Pineau des Forets, P.J.V. Garcia, J. Ferreira & F. Casse, 2012, Astronomy & Astrophysics, Vol. 538, 2
5. Ionisation of Jet Emitting Discs  
C. Combet, J. Ferreira & F. Casse, 2010, Astronomy & Astrophys, Vol. 519, p.A108
6. Rossby Wave Instability and three-dimensional vortices in accretion disks  
H. Méheut, F. Casse, P. Varnière & M. Tagger, 2010, Astronomy & Astrophysics Vol. 516, 31q
7. Postshock turbulence and diffusive shock acceleration in young supernova remnants  
A. Marcowith & F. Casse, 2010, Astronomy & Astrophysics Vol. 515, 90
8. Vertical angular momentum transfer from accretion disks and the formation of large-scale astrophysical jets  
F. Casse, 2008, Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 50, Issue 12, pp.124020
9. Extragalactic jets with helical magnetic fields : relativistic MHD simulations  
R. Keppens, Z. Meliani, B. van der Holst & F. Casse, 2008, Astronomy & Astrophysics Vol. 486, 663
10. AMRVAC and Relativistic Hydrodynamic simulations for GRB afterglow phases  
Z. Meliani, R. Keppens, F. Casse & D. Giannos 2007 MNRAS 376, 1189
11. The ECLAIRs micro-satellite mission for gamma-ray bursts multi-wavelength observations  
S. Schanne, J.L. Atteia, D. Barret, S.Basa, M. Boer, F. Casse et al., 2006, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, Vol.567, 327
12. Two-component outflows around young stellar objects : Interplay between stellar winds and disc-driven jets  
Z.Meliani, F.Casse & C.Sauty 2006, Astronomy & Astrophysics Vol.460, 1
13. Astroparticle yield in extragalactic jet terminal shock  
F.Casse & A.Marcowith 2005, Astroparticle Physics Vol.23, 31
14. Predicted rotation signatures in MHD disc winds and comparison to DG Tau observations  
N.Pesenti, C.Dougados, S.Cabrit, J.Ferreira, F.Casse et al. 2004, A. & A. 416, L9

15. Stationary Accretion disks launching super fast-magnetosonic MHD Jets  
J. Ferreira & F. Casse 2004, ApJ 601, L139
16. Radiatively inefficient MHD Accretion-ejection structures  
F. Casse & R. Keppens 2004, ApJ 601, 90
17. Relativistic particle transport in extragalactic jets : I. Coupling MHD and Kinetic theory  
F.Casse & A.Marcowith 2003, Astron. & Astrop. 404, 405
18. MAES : 2.5D MHD simulations of continuous ideal jet launching from resistive accretion disks  
F.Casse & R.Keppens 2002 ApJ 581, 988
19. Waves and Instabilities in accretion disks : Magnetohydrodynamic spectroscopic analysis  
R.Keppens, F.Casse, J.P. Goedbloed 2002, ApJ 569 L121
20. Transport of Cosmic Rays in Chaotic magnetic fields  
F.Casse, M.Lemoine, G.Pelletier, 2002 Physical Review D, Vol.65 023002
21. Magnetized accretion-ejection structures : V Effects of entropy generation inside the disc  
F.Casse, J.Ferreira, 2000, Astron. & Astrophys. 361, 1178
22. Magnetized accretion-ejection structures : IV Magnetically-driven jets  
F.Casse, J.Ferreira, 2000, Astron. & Astrophys. 353, 1115

22 actes de conférences publiés. Au 01/07/2013, le nombre de citations est de 749 (h-index 13).

---

# Bibliographie

- Abdo et al. 2009, Phys. Rev. Lett. 103.25, 251101 [75](#)
- Aharonian, F., Bykov, A., Parizot, E., Ptuskin, V.S. & Watson A. 2011, *Astrop. Spa. Sci.* 166, 1 [79](#)
- Abramowicz, M.A. et al. 1995, *ApJ*, 438, L37 [41](#)
- Abramowicz, M.A. et al. 1988, *ApJ*, 332, 646 [41](#)
- Anderson, J.M., Li, Z.Y., Krasnopolsky, R. et al. 2003, *ApJ* 590, L107 [33](#)
- André, P., Ward-Thompson, D. & Barsony, M. 1993, *ApJ* 406, 122 [5](#)
- Antonucci, R. 2012, *A&A Trans.* 4, 557 [7](#)
- Axford W I, Leer E & Skadron G 1977, Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv vol 11 (Budapest :Central Research Institute for Physics) pp 132-7 [75](#)
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934, Proceedings of the National Academy of Science, 20, 259 [74](#)
- Bacciotti, F., Mundt, R., Ray, T.P. et al. 2000, *ApJ* 576, 222 [32](#)
- Bacciotti, F., Ray, T.P., Mundt, R. et al. 2002, *ApJ* [33](#)
- Balbus, S.A. 2003, *ARA&A* 41, 555 [59](#)
- Balbus, S.A. & Hawley, J.F. 1991, *ApJ*, 376, 214 [28](#), [59](#)
- Balbus, S.A. & Hawley, J.F. 1998, *Rev. Mod. Phys.* 70, 1 [61](#)
- Balbus, S. 2011, *Physical Processes in Circumstellar Disks around Young Stars*, Edited by Paulo J.V. Garcia, Chicago press [59](#)
- Bamba, A., Yamazaki, R. & Hiraga, J.S. 2005, *ApJ* 632, 294 [110](#)
- Barge, P. & Sommeria, J. 1995, *A&A* 295, L1 [65](#)
- Baty, H. & Keppens, R. 2002, *ApJ* 580, 800 [94](#)
- Begelman, M.C., Rudak, B., Sikora, M. 1990, *ApJ* 362, 28 [100](#)
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS* 182, 147 [75](#)
- Bell, A.R. & Lucek, S.G. 2001, *MNRAS* 312, 433 [111](#)
- Bell, A.R. 2004, *MNRAS* 353, 550 [111](#), [112](#)
- Bell, A.R. 2005, *MNRAS* 358, 181 [130](#)
- Benz, W. 2000, *Space Sci. Rev.* 92,279 [65](#)
- Berezhko, E.G., Ksenofontov, L.T. & Völk, H.J. 2003, *A&A* 412, 11 [110](#)
- Bessolaz, N., Zanni, C. et al. 2008, *A&A* 478, 155 [31](#)
- V. S. Berezhinskii, S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, V. L. Ginzburg and V. S. Ptuskin, "Astrophysics of Cosmic Rays" (North Holland, 1990). [79](#)
- Biermann, P.L. & Strittmatter, P.A. 1987, *ApJ* 322, 643 [99](#)
- Blandford, R. & Rees, M. 1974, *MNRAS* 169, 395 [10](#)
- Blandford, R. & Znajek, R.L. 1977, *MNRAS* 179, 433 [10](#)
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978 *ApJ.* 221, L29 [75](#)
- Blandford, R.D. & Payne, D.G. 1982, *MNRAS*, 199, 883 [10](#), [11](#), [15](#), [16](#)
- Blandford, R.D. & Begelman, M.C 1999, *MNRAS*, 303, L1 [41](#), [50](#)
- Bohm, D. 1949, 'The characteristics of electrical discharges in magnetic fields; ed A. Guthrie and R. K. Wakerling' (New York : McGraw-Hill) [79](#)
- Brackbill, J.U. & Barnes, D.C. 1980, *J. Comput. Phys.*, 35, 426 [36](#)
- Brunetti, G. 2001, *ApJ* 561, L157 [99](#)
- Burrows, C.J. et al. 1996, *ApJ* 473, 437 [51](#)
- Bykov A.N. & Toptygin, I.N. 1987, *Ap&SS* 138, 341. [87](#)
- Bykov, A., Gehrels, N., Krawczynski, H., Lemoine, M., Pelletier, G. & Pohl, M. 2012, *Spa. Sci. Rev.* 173, 309 [88](#)
- Cabrit, S. Edwards, S., Strom, S.E. & Strom, K.M. 1990, *ApJ* 354, 687 [6](#)
- Cabrit, S. & André, P. 1991, *ApJL* 379, L25 [6](#)
- Cabrit, S., Codella, C., Gueth, F. et al. 2007 *A&A* 468, L29 [34](#)
- Cabrit, S. 2007, IAU conference "Star-disk interaction in YSO", IAU Symposium Vol. 243, 203 [6](#), [32](#)
- Cai, M.J., Shang, H., Lin H.H. et al. 2008, 672 489 [11](#)
- Candia, J. & Roulet, E., 2004, *Jour. of Cosm. and Astrop. Phys.* 10, 007 [86](#), [87](#)
- Caprioli, D. & Spitkovsky, A. 2013, *ApJ* 765, 20 [136](#)

- Cassam-Chenaï, G. et al. 2004, A&A 414, 545 [110](#)
- Casse, F. & Ferreira, J. 2000a, A&A, 353, 1115 [13](#), [17](#), [19](#), [20](#), [22](#), [28](#), [33](#), [53](#)
- Casse, F. & Ferreira, J. 2000b, A&A, 361, 1178 [v](#), [13](#), [23](#), [24](#), [25](#), [26](#), [32](#), [33](#)
- Casse, F. & Keppens, R. 2002, ApJ, 581, 988 [v](#), [28](#), [35](#), [36](#), [37](#), [38](#), [39](#), [40](#), [41](#), [42](#), [43](#), [47](#), [50](#)
- Casse, F. & Keppens, R. 2004, ApJ, 601, 90 [35](#), [42](#), [43](#), [44](#), [45](#), [46](#), [47](#), [48](#), [49](#), [50](#), [52](#)
- Casse, F., Lemoine, M. & Pelletier, G. 2002, Phys. Rev. D 65, 023002 [73](#), [81](#), [83](#), [84](#), [85](#), [97](#), [105](#), [112](#)
- Casse, F. & Marcowith, A. 2003, A&A 404, 405 [91](#), [94](#), [95](#), [96](#), [97](#), [98](#)
- Casse, F. & Marcowith, A. 2005, Astropart. Physics 23, 31 [91](#), [99](#), [101](#), [103](#), [107](#), [108](#), [109](#), [110](#)
- Casse, F., Marcowith, A. & Keppens, R. 2013, MNRAS (sous presse) [91](#), [112](#), [121](#), [123](#), [127](#), [128](#), [129](#), [146](#)
- Chandran, B. 2000, ApJ, 529, 513 [79](#), [106](#)
- Chandrasekhar, S. 1961, Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Oxford Press [59](#)
- Coffey, D., Bacciotti, F., Ray, T.P. et al. 2007, ApJ, 663, 350 [32](#)
- Coffey D., Rigliaco E., Bacciotti F., Ray T. P., Eisloffel J., 2012, ApJ, 749, 139 [33](#)
- Contopoulos, J. & Lovelace, R.V.E., ApJ, 429, 139 [16](#)
- Corbel, S. 2001, IAU Symp. 275, 205 [8](#)
- Cranmer, 2004, SOHO, 15, 154 [54](#)
- Cudworth K., Herbig, G. 1979, ApJ 84, 548 [5](#)
- Di Matteo, T. et al. 2003, ApJ, 582, 133 [41](#), [50](#)
- Dominik, C. 2009, in Ast. Soc. of the Pac. Conference Series, Vol. 414, Cosmic Dust - Near and Far, ed. T. Henning, E. Grün, & J. Steinacker, 494 [65](#)
- Dougados, C., Cabrit, S., Ferreira, J. et al. 2004, ApSS, 293,45 [32](#)
- Donnarumma, I. for AGILE team 2012, Journal of Phys., Conf. Series 355, 012004 [51](#)
- Drury, L'O.C. 1983, Rep. Prog. Mod. Phys. 46, 973 [75](#), [79](#), [97](#)
- Drury, L'O.C., Aharonian, F. & Voelk, H. 1994, A&A 287, 959 [75](#)
- Drury, L.O.C. 2012, AstroP. Physics 32, 52 [73](#)
- Du, L.M., Bai, J.M. & Xie, Z.H. 2013, New Astro. 18, 1 [8](#)
- Dupree, A.K., Brickhouse, N.S. et al. 2005, ApJ 625, L131 [51](#)
- Fermi, E. 1949, Phys. Rev. 75, 1169 [75](#)
- Ferreira, J., 1997, A&A 319, 340 [16](#), [18](#), [19](#), [32](#), [46](#)
- Ferreira, J. & Pelletier, G., 1993, A&A 276, 625 [16](#)
- Ferreira, J. & Pelletier, G., 1995, A&A 295, 807 [16](#), [22](#)
- Ferreira, J. & Casse, F. 2004, ApJ, 601, L139 [13](#), [26](#), [27](#)
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, A&A 453, 785 [28](#), [33](#), [56](#)
- Ferreira, J., Petrucci, P.O., Henri, G. et al. 2006, A&A 447, 813 [51](#)
- Ferreira, J. & Casse, F. 2013, MNRAS, 428, 307 [13](#), [29](#)
- Fender, R., Gallo, E. & Jonker, P.G. 2003, MNRAS, 343, L99 [41](#)
- Fender, R. et al 1997, MNRAS, 272, L65 [51](#)
- Filius, B. Wake, W.-H. Ip & I. Axford, in International Cosmic Ray Conference (1983, Bangalore). [79](#)
- Frieman, E. & Rotenberg, M. 1960, Rev. Mod. Phys. 32, 898 [60](#)
- Fromang, S. & Nelson, R. P. 2005, MNRAS, 364, L81 [65](#)
- Fromang, S., Latter, H., Lesur, G., Ogilvie, G. 2013, A&A 552, 71 [134](#)
- Gammie, C.F. 1996, ApJ 467, 355 [59](#), [65](#)
- Gargaté, L.; Bingham, R.; Fonseca, R. A.; Silva, L. O., 2007, Comp. Scien. Comm. 176, 719 [136](#)
- Giacalone, J. & Jokipii, J.R. 1999, ApJ 520, 204 [81](#), [82](#), [83](#), [84](#)
- Goldreich, P. & Sridhar, A. 1995, ApJ 438, 763 [106](#)
- Goldstein, M.L., Roberts, D.A. & Matthaeus, W.H., 1995, ARA&A 33, 283 [54](#)
- Gaisser, T., Stanev, T. & Tilav, S. 2013, Frontier of New Physics (arXiv/1303.3565) [73](#), [74](#), [75](#)
- Getmantsev, S.S. 1966, Soviet Astron.-AJ 6, 477. [86](#)
- Griesen, K. 1966, Phys. Rev. Lett. 16, 748 - Zatsepin, G.T. & Kuzmin, V.A. 1966, Pisma Zh. Ex- perim. Theor. Phys. 4, 114 [74](#)
- Gullburing, Hartmann L., Briceno, C. et al. 1998, ApJ, 492, 323 [54](#)
- Hartmann, L. & Stauffer, J.R. 1989, AJ 97, 873 [51](#), [56](#)
- Hartigan, P., Edwards, S., Pierson, R. 2004, ApJ 609, 261 [28](#), [32](#)
- Hartigan, P., Edwards, S., Gandhour, L. 1995, ApJ 452, 736 [6](#), [54](#)

- Hasselmann, K. et Wibberenz, G. 1970, ApJ 162, 1049. [80](#)
- Hawley, J.F. 2011, Proc. in Astron. Socie. of Pacific (ASPC) 444, 63 [134](#)
- Henri G. & Pelletier, G. 1991, ApJ 383, L7 [51](#)
- Herbig, G.H. & Jones, B.F. 1981, Astro. Journal 86, 1232 [5](#)
- Heyvaerts, J. & Noman, C. 1989, ApJ 347, 1055 [12](#)
- Heyvaerts, J., Priest, E. R., & Bardou, A. 1996, ApJ, 473, 403 [28](#)
- Hlavecck-Larrondo, J., Fabian, A.C., 2011, MNRAS, 413, 313 [41](#)
- Igumenshchev, I. V., Abramowicz, M. A., & Narayan, R. 2000, ApJ, 537, L27 [41](#)
- Itô, K. 1951, Mem. Am. Math. Soc., 4, 1 [91](#)
- Johansen, A., Youdin, A. & MacLow, M.M. 2009, ApJ 704, L75 [65](#)
- Johns-Krull, C.M. et al. 2001, in ASP Conf. Ser. 223, eds Garcia-Lopez, Rebolo, Zapatero Osorio (ASP, San Francisco) [54](#)
- Jokipii, J.R. 1966, ApJ, 146, 480 [80](#)
- Jokipii, J.R. 1968, ApJ, 152, 671 [80](#)
- Jokipii, J.R. 1969, ApJ 155, 777 [105](#)
- Jokipii, J.R. 1973, ApJ, 183, 1029 [80](#)
- Junor, W., Biretta, J.A. & Livio, M. 1999, Nature 6756, 891 [8](#), [28](#), [51](#)
- Keppens, R. Casse, F. & Goedbloed, J.P. 2002, ApJ, 569, L121 [59](#), [62](#), [63](#), [64](#)
- Keppens, R., Meliani, Z., van Marle, A., et al. 2012, Journal of Comp. Physics, 231, 718, special Issue : Computational Plasma Physics [66](#), [126](#)
- Kim, W.T. & Ostriker, E.C. 2000, ApJ 540, 372 [61](#)
- King, A., Pringle, J.E. & Livio, M. 2007, MNRAS 376, 1740
- Kirek, J.G., Duffy P., & Gallant, Y. A. 1996, A&A 314, 1010 [86](#)
- Kitchatinov, L.L. & Pipin, V.V. 1994, Astron. Nachr. 314, 157 [52](#)
- Klahr, H. H. & Bodenheimer, P. 2003, ApJ, 582, 869 [65](#)
- Klöeden, P.E. & Platern, E. 1991, in 'Numerical solutions of SDEs' (Berlin :Springer) [93](#)
- Kolmogorov, A.N. 1941, Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 30, 4 [81](#)
- Kraichnan, R.H. 1965, Phys. Fluids 8 1385. [81](#)
- Keppens, R., Nool, M. Toth, G. & Goedbloed, J.P. 2003, J. Comput. Phys. 153, 117 [102](#)
- Kerswell, R.R. 2002, Ann. Rev. of Fluid Mech. 34, 83 [69](#)
- Königl, A. 1989, ApJ, 343, 208 [16](#)
- Königl, A., & Salmeron, R., 2011, *Physical Processes in Circumstellar disks around young stars*, Ed. P.V.J. Garcia (Univ. Chicago press) [16](#)
- Koren, B. 1993, 'A robust upwind discretization method for advection, diffusion and source terms', Vol. 45, Notes on numerical fluid mechanics, ed. C. B. Vreugdenhil & B. Koren, 117 [67](#)
- Kretke, K.A. & Lin, D.N.C. 2007, ApJ 664, 55 [65](#)
- Krulls, W.M. & Archterberg, A. 1994, A&A 286, 314 [93](#), [94](#)
- Krymsky, G. F. 1977, Dokl. Akad. Nauk SSSR 234 1306-8 [75](#)
- Lacombe, C. 1977, A&A 54, 1 [96](#)
- Laing, R. et al. 2006, MNRAS 372, 510 [7](#)
- Landau, L. & Lifchitz, E. 1954, Mécanique des fluides dans *Physique théorique*, vol. 6, Editions MIR, Moscou [29](#), [52](#)
- Lasota, J.P. 1996 in *Physics of accretion disks*, eds S.Kato, J. Fukue & S. Mineshigue (Gordon & Breach) p85 [41](#)
- Lagage, P.O. & Cesarsky, C. 1981, Proc. Int. School and Workshop on Plasma Astrophysics, Varenna ESA SP-161, pp 317-8 [79](#)
- Lerche, I. 1967, ApJ 147, 698 [111](#)
- Lesur, G. & Longaretti, P.Y. 2009, A&A 504, 309 [15](#), [18](#), [28](#), [52](#)
- Lesur, G. & Papaloizou, J.C.B. 2009, A&A 498, 1 [69](#)
- Lesur, G. & Papaloizou, J. C. B. 2010, A&A, 513, A60+ [65](#)
- Lesur, G., Ferreira, J., Ogilvie, G. 2013, A&A 550, L61 [134](#)
- Li, Z.Y. 1996, ApJ 465, 855 [16](#)
- Li, H., Finn, J. M., Lovelace, R. V. E., & Colgate, S. A. 2000, ApJ, 533, 1023 [65](#)
- Li, Z. & Waxman, E. 2006, ApJ 621, 328 [123](#)
- Lin, M.K. & Papaloizou, J.C.B. 2011, MNRAS 415, 1445 [65](#)
- K.R. Lind, D.G. Payne, D.G., Meier, D.L. & R.D. Blandford 1989, ApJ 344, 89. [102](#)
- Livio, M. 1999, Phys. REports 225, 245 [51](#)

- Lovelace, R.V.E. & Hohlfield, R.G. 1977, ApJ, 221, 51 [65](#)
- Lovelace, R.V.E. et al. 1999, ApJ 513, 805 [59](#), [65](#)
- Lubow, S. H., Papaloizou, J. C. B., & Pringle, J. E. 1994, MNRAS, 267, 235 [28](#)
- Lyra, W. & Klahr, H. 2011, A&A, 527, A138+ [65](#)
- Lyra, W. & MacLow, M. 2012, ApJ 756, L62 [66](#)
- Massaglia, S., Bodo, G., Ferrari, A. 1996, A&A 307, 997 [102](#)
- Matt, S. & Pudritz, R.E. 2005, ApJ 632, L135 [51](#), [55](#)
- Markoff, S. 2010, Lect. Notes in Phys. 794, 243 [8](#)
- Marcowith, A. & Casse, F. 2010, A&A 515, 90 [91](#), [114](#), [115](#), [116](#), [118](#), [120](#)
- Marcowith, A. & Kirk, J. 1999, A&A 347, 391 [94](#)
- Marcowith, A., Lemoine, M. & Pelletier, G. 2006, A&A 453, 193 [111](#), [116](#)
- Massaro, F. et al. 2013, ApJS 206, 7 [99](#)
- Méheut, H., Casse, F., Varnière, P. & Tagger, M. 2010, A&A 516, 31 [59](#), [66](#)
- Méheut, H., Keppens, R., Casse, F. & Benz, W. 2012, A&A 542, 9 [59](#), [66](#), [67](#), [68](#), [69](#), [70](#)
- Méheut, H., Meliani, Z., Varniere, P. & Benz, W. 2012, A&A 545, 134 [70](#)
- Meliani, Z., Casse, F. & Sauty, C. 2006, A&A, 460, 1 [35](#), [51](#), [52](#), [53](#), [55](#), [56](#), [57](#)
- Mesenheimer, K. 2003, New Astrono. 47, 495 [99](#)
- Mesenheimer, K., Yates, M.G., Roser, H.J. 1997, A&A 325, 57 [vii](#), [104](#)
- Mirabel, F. & Rodriguez, L.F. 1994, Nature 371, 46 [8](#)
- Mirabel, F. et al 1998, A&A, 330, L9 [8](#), [9](#), [41](#)
- Mirabel, F. 1999, ARA&A 37, 409 [51](#)
- Mirabel, F. 2003, NewAR 47, 471 [51](#)
- Narayan, R. & McClintock, J.E. 2008, New Astro. Rev. 51, 733 [42](#)
- Narayan, R. & Yi, I. 1994, ApJ 428, L13 [23](#), [41](#)
- Narayan, R. & Yi, I. 1995, ApJ 452, 710 [41](#)
- Nijboer, R.J., van der Holst, B., Poedts, S. & Goedbloed, J.P. 1997, Jour. Comp. Phys. Comm. 101, 39 [62](#)
- Norman, M.L. et al. 1982, ApJ 113, [102](#)
- Olinto, A.V. 2012, JPhCS 365, 052001 [99](#)
- Ostrowski, M. S Schlickeiser, R. 1996, SoPh 167, 3810 [117](#)
- Papaloizou, J.C.E. & Pringle, J.E. 1984, MNRAS 208, 72 [59](#), [62](#)
- Papaloizou, J.C.E. & Pringle, J.E. 1985, MNRAS 213, 799 [65](#)
- Panoglou, D., Cabrit, S., Pineau des Forêts, G. et al. 2012, A&A 538, 2 [13](#), [34](#)
- Parizot, E. 2004, Nucl. Phys. B 136, 169 [87](#)
- Parizot, E. & Drury, L'O.C. 1999, A&A349, 673 [87](#)
- Parizot, E., Marcowith, A., Ballet, J. & Gallent, Y.A. 2006, A&A 453, 387 [87](#), [110](#), [111](#), [113](#), [114](#), [116](#)
- Pelletier, G. & Pudritz, R.E. 1992, ApJ 394, 117 [15](#)
- Pelletier, G. Lemoine, M. & Marcowith, A. 2006, A&A 453, 181 [112](#), [115](#)
- Pelletier, G. Lemoine, M. & Marcowith, A. 2009, MNRAS 393, 587 [112](#), [121](#), [124](#), [125](#)
- Pesenti, N., Dougados, C., Cabrit, S. et al. 2004, A&A 416, L9 [v](#), [13](#), [32](#), [33](#), [34](#)
- Pohl, M., Yan, H. & Lazarian, A. 2005, ApJ 626, 101 [111](#), [118](#)
- Pouquet, A., Frisch, U., Léorat, J. 1976, J. Fluid Mech., 77, 321 [18](#), [52](#)
- Pringle, J.E 1993, in "Astrophysical Jets", eds Burgella, Livio & O'Dea, Cambridge University Press [51](#)
- Ptuskin, V.S. 1974, Astrop. Spa. Sci. 28, 17 [79](#)
- Ptuskin, V.S. & Zirakahsvili, V.N. 2003, A&A 403, 1 [111](#), [118](#)
- Pudritz, R.E. & Norman, C.E. 1986 ApJ 301, 571 [53](#)
- Pudritz, R., Hardcastle, M.J. & Gabuzda, D.C. 2012, Spac. Science Rev. 169, 27 [12](#)
- Pyo, T.S. et al. 2006, ApJ, 649, 836 [33](#)
- Rachen, J.P. & Biermann, P.L. 1993, A&A 272, 161 [99](#), [102](#)
- Rauch, B. 2012, 39th Cospar meeting proceedings [75](#), [88](#)
- Ray, T. et al. 2007, in Proto.&Planets V, eds Reipurth, Jewitt, Keil (Univ. Arizona Press, Tucson). [6](#), [32](#)
- Ray, T. 2009, Rev. Mex. A&A 36, 179 [6](#)
- Rayleigh, 1916, Proc. R.Soc. London A, 93, 143 [61](#)
- Rechester, S. & Rosenbluth, M. 1977, Phys. Rev. Lett. 40, 38 [85](#)
- Reipurth, B. & Bachiller, R. 1997, IAU Symp. Vol. 170, 165 [5](#)
- Remillard, R. & McClintock, J.E. 2006, ARA&A 44, 49 [41](#)

- Reville, B. & Bell, A. 2013, MNRAS 430, 2873 [136](#)
- Romanova, M.M., Ustyogova, G.V., et al. 2002, ApJ 578, 420 [31](#)
- Romanova, M.M., Ustyogova, G.V., et al. 2009, MNRAS 416, 416 [31](#)
- Rothstein, D. M. & Lovelace, R. V. E. 2008, ApJ, 677, 1221
- Rutten, R. G. M., Van Paradijs, J., & Tinbergen, J. 1992, A&A, 260, 213 [41](#)
- Sauty, C. & Tsinganos, K. 1994, A&A, 287, 893 [16](#)
- Sauty, C., Meliani, Z., J.J.G. Lima, K. Tsinganos, V. Cayatte, N. Globus 2011, A&A 533, 46 [16](#)
- Sauty C., Tsinganos K., Trussoni E., 1999, A&A, 348, 327 [16](#)
- Sauty C., Trussoni E., Tsinganos K., 2002, A&A, 389, 1068 [16](#)
- Schlickeiser, R. 2002, Cosmic ray astrophysics, Astronomy and Astrophysics Library; Physics and Astronomy Online Library. Berlin : Springer [80](#)
- Schure, K., Bell, A.R., Drury, L'O.C. & Bykov, A.M. 2012, Space Scien. Rev., 173, 491 [87](#), [111](#)
- Serjeant, S. et al. 1998, MNRAS 294,494 [8](#)
- Shakura, N.I. & Sunyaev, R.A. 1973, A&A, 24, 337 [9](#), [10](#), [41](#), [51](#), [62](#)
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E. et al. 1994, ApJ, 429, 781 [28](#), [31](#)
- Sikora, M. 2011, Proceedings of the IAU, IAU Symposium, Vol. 275, 59 [7](#), [51](#)
- Sironi, M. & Spitkovsky, A. 2009, ApJ 707, 92 [136](#)
- Sironi, M. & Spitkovsky, A. 2013, ApJ 771, 54 [136](#)
- Skilling, J. 1975, MNRAS 172, 557 [78](#), [92](#), [111](#)
- Smith, A.M. & Gardiner, G.W. 1991, Phys. Rev. A, 39, 3511 [93](#)
- Sol, H. Pelletier, G. et Asseo, E. 2012, MNRAS 237, 411 [51](#)
- Sol, H. et al. 2012, Astroparticle Physics 43, 215 [51](#)
- Strong, A.W. et al. 2010, ApJ 722, L58 [74](#)
- Tagger, M. 2001, A&A 380, 750 [59](#)
- Tagger, M. & Pellat, D. 1999, A&A 349, 1003 [59](#), [64](#), [134](#)
- Terquem, C. & Papaloizou, J.C.E. 1996, MNRAS 279, 767 [59](#), [61](#)
- Toth, G. 1996, Astro. Lett., 34, 245 [35](#), [66](#)
- Toth, G. & Odstrcil, 1996, J. Comput. Phys., 128, 82 [35](#)
- Truelove, J.K ; & McKee, C.F. 1999, ApJS 120, 199 [114](#)
- Tzeferacos, P. ; Ferrari, A. ; Mignone et al. 2009, MNRAS 400, 820 [28](#)
- Varniere, P. & Tagger, M. 2006, A&A, 446, L13 [65](#), [66](#)
- Velikov, 1958 [59](#)
- Vink, J. 2004, Nucl. Phys. B, Proc. Supp. 132, 21 [110](#)
- Vlahakis, N. et al. 2000, MNRAS, 318, 417 [26](#)
- Völk, H.J., Berezhko, E.G. & Ksenofontov, L.T. 2005, A&A 433, 229 [110](#)
- Wardle, M. & Königl, A. 1993, ApJ, 410, 218 [16](#)
- Webb, G. M., Drury, L. O'C., & Biermann, P. 1984, A&A, 137, 185 [96](#), [97](#)
- Weidenschilling, S. J. 1977, MNRAS, 180, 57 [65](#)
- A.S. Wilson, A.J. Young, P.L. Shopbell 2000, ApJ 544, L27. [107](#), [108](#)
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2009, A&A 508, 1117 [31](#)
- Zirakhasvili, V.N. & Ptuskin, V.S. 2008, ApJ 678, 939 [111](#)