



HAL
open science

Accrétion dans les disques de novae naines

Nicolas Scepi

► **To cite this version:**

Nicolas Scepi. Accrétion dans les disques de novae naines. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY020 . tel-02444294

HAL Id: tel-02444294

<https://theses.hal.science/tel-02444294>

Submitted on 17 Jan 2020

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : Astronomie & Astrophysique

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Nicolas SCEPI

Thèse dirigée par **Guillaume DUBUS**, Directeur de Recherche, **CNRS**, et
codirigée par **Geoffroy LESUR**, Chargé de Recherche, **CNRS**

préparée au sein de l'**Institut de Planétologie et
d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)**
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

Accrétion dans les disques de novæ naines

Accretion in disks of dwarf novæ

Thèse soutenue publiquement le **vendredi 14 juin 2019**,
devant le jury composé de :

M., Benoît, COMMERÇON

Chargé de recherche au Centre de Recherche Astrophysique de Lyon,
Examinateur.

M., Sébastien, FROMANG

Ingénieur chercheur au CEA, Rapporteur.

M., Jean-Marie, HAMEURY

Directeur de recherche à l'Observatoire Astronomique de Strasbourg,
Rapporteur.

M., Gilles, HENRI

Professeur à l'Université Grenoble Alpes, Président du jury.

M., Christian, KNIGGE

Professeur à l'Université de Southampton, Examinateur.



Remerciements

Pour toutes les personnes que j'ai rencontrées durant ces trois années de thèse, que ce soit dans la sphère professionnelle ou privée, pour échanger un bonjour le matin, partager un repas le midi ou une bière le soir, ce petit paragraphe vous est dédié. Cette liste ne sera pas exhaustive et je m'excuse d'avance pour ceux que je ne citerai pas, cela ne veut pas dire que je vous oublie. Je tiens tout d'abord à remercier tous les membres du jury, en particulier Sébastien et Benoît qui ont suivi mon travail tout au long de cette thèse jusqu'à la soutenance, mais également Jean-Marie pour son rapport et ses commentaires, Christian pour les nombreuses discussions sur les vents de novæ naines et Gilles pour toutes ses réponses à mes questions de RG et sa bonne humeur quotidienne. Cette thèse n'aurait bien sûr pas vu le jour sans le travail en amont, les idées, le savoir-faire, le soutien et la bienveillance de mes deux directeurs de thèse : Guillaume et Geoffroy. Un énorme merci à vous deux pour tout ce que vous m'avez donné. Je tiens également à remercier l'équipe Sherpas pour son accueil, l'aide scientifique que chacun a pu m'apporter, mais surtout pour tous les bons moments partagés. Bien sûr, un grand merci à Greg, Flo, Cyril, Killian, Kike, Jon (et sa pause quotidienne dans mon bureau) et tous les autres thésards anciens ou nouveaux, de ce labo ou d'autres, qui ont peuplé cette thèse de moments de joie et d'amitié. Une dédicace spéciale pour Laetitia, et les moments de grande science ou pas que nous avons partagés dans notre bureau en trois ans. Enfin, cette thèse aura surtout été un prétexte pour faire la plus belle des rencontres jamais vue dans un tournoi de foot inter-labo. Merci, Manon, pour ton soutien, ton amour et ton sourire au quotidien qui a illuminé ces trois années.

Résumé

Les novæ naines permettent, depuis presque 50 ans maintenant, de tester les modèles d'accrétion. Ces systèmes montrent des éruptions en optique d'une durée de l'ordre de la semaine avec des temps de récurrence de l'ordre du mois. Ces éruptions sont communément attribuées à une instabilité thermo-visqueuse au sein du disque d'accrétion entourant la naine blanche. Les temps caractéristiques de ces éruptions posent de fortes contraintes sur les mécanismes de transport de moment cinétique pilotant l'accrétion dans le disque, mécanismes qui constituent l'objet de cette thèse. Il est souvent admis que l'instabilité magnéto-rotationnelle (MRI) est responsable du transport de moment cinétique via la turbulence qu'elle produit. Cependant, je montre ici, à l'aide de simulations locales de disque d'accrétion avec transfert radiatif, que le transport turbulent produit par la MRI ne permet pas de reproduire les courbes de lumière. En quiescence, où le disque est peu ionisé, il est même peu probable que de la turbulence MRI puisse survivre. Un des résultats majeurs de cette thèse est d'avoir mis en lumière que la MRI ne participe pas qu'au transport turbulent mais peut également lancer des vents magnéto-hydrodynamiques (MHD) qui transportent également du moment cinétique, voire dominant le transport dans l'état quiescent. Ces vents MHD induisent un couple magnétique de surface sur le disque et ne peuvent être réduits à une turbulence effective, en partie car ceux-ci ne déposent pas d'énergie thermique localement mais en emportent contrairement au transport turbulent. Nous avons inclus le transport de moment cinétique dû au couple du vent MHD dans un modèle d'instabilité de disque, modèle classiquement utilisé pour reproduire les éruptions de novæ naines. Avec ce nouveau modèle, nous avons montré qu'il est possible de reproduire les courbes de lumière des éruptions de novæ naines, en utilisant un champ magnétique à la surface de la naine blanche compatible avec ce qui est attendu. C'est la première fois que les éruptions de novæ naines sont modélisées avec succès en utilisant des prescriptions pour le transport de moment cinétique basées sur des simulations MHD et non sur les observations.

Abstract

Dwarf novæ have been used for almost 50 years now as a test for the theory of accretion. These systems exhibit eruptions in optical light lasting approximately a week with a recurrence time scale of a month. Eruptions are thought to be due to a thermal-viscous instability in the accretion disk surrounding the white dwarf. This model has long been known to put constraints on the mechanisms transporting angular momentum in the disk which will be the subject of this thesis. Traditionally, transport is presumed to be turbulent where turbulence is due to the magneto-rotational instability (MRI). However, I show here, using local simulations of accretion disks with radiative transfer that there exists a discrepancy between observations and light curves obtained supposing MRI turbulence only. In quiescence, where the disk is poorly ionised, it is very unlikely that MRI can even survive. One of the key results of this thesis is that the MRI do not participate to turbulent angular momentum transport only, but is also able to drive MHD outflows which extract angular momentum very efficiently, especially in quiescence. Wind-driven transport is, by nature, very different from turbulent transport, it induces a surface-torque on the disk and do not deposit thermal energy locally but extract energy from the disk instead. We included MHD wind-driven angular momentum transport in a disk instability model, model which is usually used to reproduce light curves of dwarf novæ. Using this new model, we were able to retrieve light curves looking alike observations, with a magnetic field consistent with what is expected from the dipolar magnetic field of a white dwarf. It is the first time that eruptions of dwarf novæ are modeled with success using prescriptions for angular momentum transport derived from first principles instead of ad hoc parameters.

Table des matières

1	Introduction aux novæ naines	1
1.1	Historique	1
1.2	Classification des CVs et courbes de lumière	2
1.3	Les novæ naines : des binaires compactes	6
1.3.1	Composantes et période orbitale	6
1.3.2	Débordement du lobe de Roche	6
1.3.3	Disque d'accrétion dans les novæ naines	7
1.4	Mécanismes à l'origine des éruptions	9
1.4.1	Scénarios basés sur les observations	9
1.4.2	Une mini-nova ou un soleil instable?	11
1.4.3	Le disque : siège des éruptions	12
1.5	État de l'art des observations	13
1.5.1	Structure du disque	13
1.5.2	Contribution des composantes	14
1.5.3	Émission X et couche limite	14
1.5.4	Vents et jets	18
1.5.5	Composition du disque	19
1.6	Récapitulatif	19
2	Les novæ naines et le transport de moment cinétique	21
2.1	Cadre théorique	22
2.1.1	Conditions physiques et validité de la MHD	22
2.1.2	Équations de la MHD	24
2.1.3	Application de la MHD à un disque mince	25
2.2	Transport de moment cinétique et accrétion	30
2.2.1	Turbulence	30
2.2.2	Vents	32
2.3	Instabilité magnéto-rotationnelle	35
2.3.1	Approximation locale	35
2.3.2	Cas idéal	36
2.3.3	Cas résistif	40
2.4	Modèle d'instabilité de disque	41
2.4.1	L'instabilité thermo-visqueuse	41
2.4.2	Équations du DIM	45
2.4.3	Évolution globale du disque	47
2.4.4	Temps caractéristiques et valeur de α	48

2.5	Problématique	51
3	Méthodes numériques	53
3.1	Le code PLUTO	54
3.1.1	Méthodes des volumes finis	54
3.1.2	Schéma de Godunov	56
3.1.3	Problème de Riemann	57
3.1.4	Solveur de Riemann approché	59
3.1.5	Transport contraint et diffusion Ohmique	60
3.1.6	Approximation de la boîte cisillée	62
3.2	Module de transfert radiatif	65
3.2.1	Équations pour le transfert radiatif	65
3.2.2	Schéma numérique	66
3.3	Tests	68
3.3.1	Passage des variables conservatives aux variables primitives	68
3.3.2	Solveur et limiteur	69
3.3.3	Conditions aux frontières verticales	69
4	Simulations locales de MRI sans flux net	71
4.1	État de l’art des simulations MRI et motivation	71
4.2	Méthode	73
4.2.1	État initial	73
4.2.2	Conditions aux frontières et dans le domaine	75
4.2.3	Liste des simulations et diagnostics	76
4.2.4	Convergence numérique	77
4.3	Courbes d’équilibre thermique	79
4.4	Convection et MRI	82
4.4.1	Augmentation de α	82
4.4.2	Transport convectif	82
4.4.3	Cycles radiatifs/convectifs	86
4.5	Discussion	89
4.5.1	Rôle de la convection de Rayleigh-Bénard	89
4.5.2	Convection et MRI	92
4.5.3	Impact astrophysique sur les novæ naines	94
5	Simulations locales de MRI avec flux net	96
5.1	État de l’art et motivation	96
5.2	Méthode	98
5.2.1	Méthode	98
5.2.2	Conditions initiales	98
5.2.3	Liste des simulations	99
5.3	Transport turbulent avec flux net	99
5.4	Vents et MRI	101
5.4.1	Nature du vent	102
5.4.2	Transport de moment cinétique	105
5.4.3	Transport de masse vertical	107
5.4.4	Transport d’énergie vertical	109

5.5	Courbes d'équilibre thermique	110
5.6	Turbulence vs Vents	114
5.7	Critère d'instabilité dans un modèle vent-disque	116
5.8	Impact observationnel et conclusion	118
6	Quiescence et simulations locales résistives	120
6.1	MRI non-idéale en quiescence	120
6.2	Méthodes	121
6.3	Simulations sans flux net	122
6.4	Simulations avec flux net	124
6.5	Courbes en S	126
6.6	Effet Hall et diffusion ambipolaire	129
6.7	Irradiation	131
6.7.1	Impact sur la turbulence	131
6.7.2	Impact sur le vent	132
6.8	Discussion et conclusion	133
7	Modèle d'instabilité de disque avec vent	136
7.1	Modèle disque-vent	136
7.2	Disques stationnaires	139
7.2.1	Structures radiales	139
7.2.2	Régions dominées par le vent	141
7.3	Disques instables	143
7.3.1	Courbes de lumière	143
7.3.2	Conditions pour la stabilité du disque	147
7.4	Discussion	148
7.4.1	Signature des régions dominées par le vent	148
7.4.2	Accrétion sombre	149
7.4.3	Impact sur les prédictions du DIM	149
	Conclusions et perspectives	151
	Bibliographie	159

Chapitre 1

Introduction aux novae naines

Sommaire

1.1	Historique	1
1.2	Classification des CVs et courbes de lumière	2
1.3	Les novae naines : des binaires compactes	6
1.3.1	Composantes et période orbitale	6
1.3.2	Débordement du lobe de Roche	6
1.3.3	Disque d'accrétion dans les novæ naines	7
1.4	Mécanismes à l'origine des éruptions	9
1.4.1	Scénarios basés sur les observations	9
1.4.2	Une mini-nova ou un soleil instable ?	11
1.4.3	Le disque : siège des éruptions	12
1.5	État de l'art des observations	13
1.5.1	Structure du disque	13
1.5.2	Contribution des composantes	14
1.5.3	Émission X et couche limite	14
1.5.4	Vents et jets	18
1.5.5	Composition du disque	19
1.6	Récapitulatif	19

1.1 Historique

Les novæ naines font partie de la grande famille des variables cataclysmiques (CVs), c'est-à-dire des binaires composées d'une naine blanche accrétant de la matière de leur étoile compagne. Pour comprendre le nom de « novæ naine » revenons 500 ans en arrière.

En 1572, Tycho Brahe observa à l'oeil nu la supernova SN 1572 dans la constellation de Cassiopée (De Stella Nova 1573). Pensant qu'il venait d'assister à l'apparition d'une nouvelle étoile, il publia ses recherches dans un livre baptisé De Stella Nova (étoile nouvelle), d'où le nom de nova. Par extension, le terme « nova » a été utilisé pour qualifier différents phénomènes astrophysiques impliquant des changements

importants de luminosité d'une étoile. Ainsi nous retrouvons, entre autres, les supernovæ, les novæ classiques et les novæ naines. Les supernovæ sont la conséquence de l'effondrement d'une étoile durant lequel une énorme quantité d'énergie est libérée conduisant à une augmentation très intense de la luminosité; la magnitude absolue des supernovæ de type Ia, par exemple, peut atteindre -19,3. Les novæ classiques sont des étoiles dont l'intensité lumineuse augmente d'environ dix magnitudes durant quelques jours. La brusque augmentation de leur luminosité est due à une explosion thermonucléaire suite à l'accumulation de matière à la surface de la naine blanche. Les novæ classiques qui constituent la plus grande population de novæ n'ont été observé, par définition, qu'une seule fois en éruption. Les novæ récurrentes regroupent les novæ qui ont été observé plusieurs fois en éruption. L'intervalle de temps minimum entre deux éruptions est d'environ une dizaine d'années, intervalle qui augmente avec la diminution de leur masse.

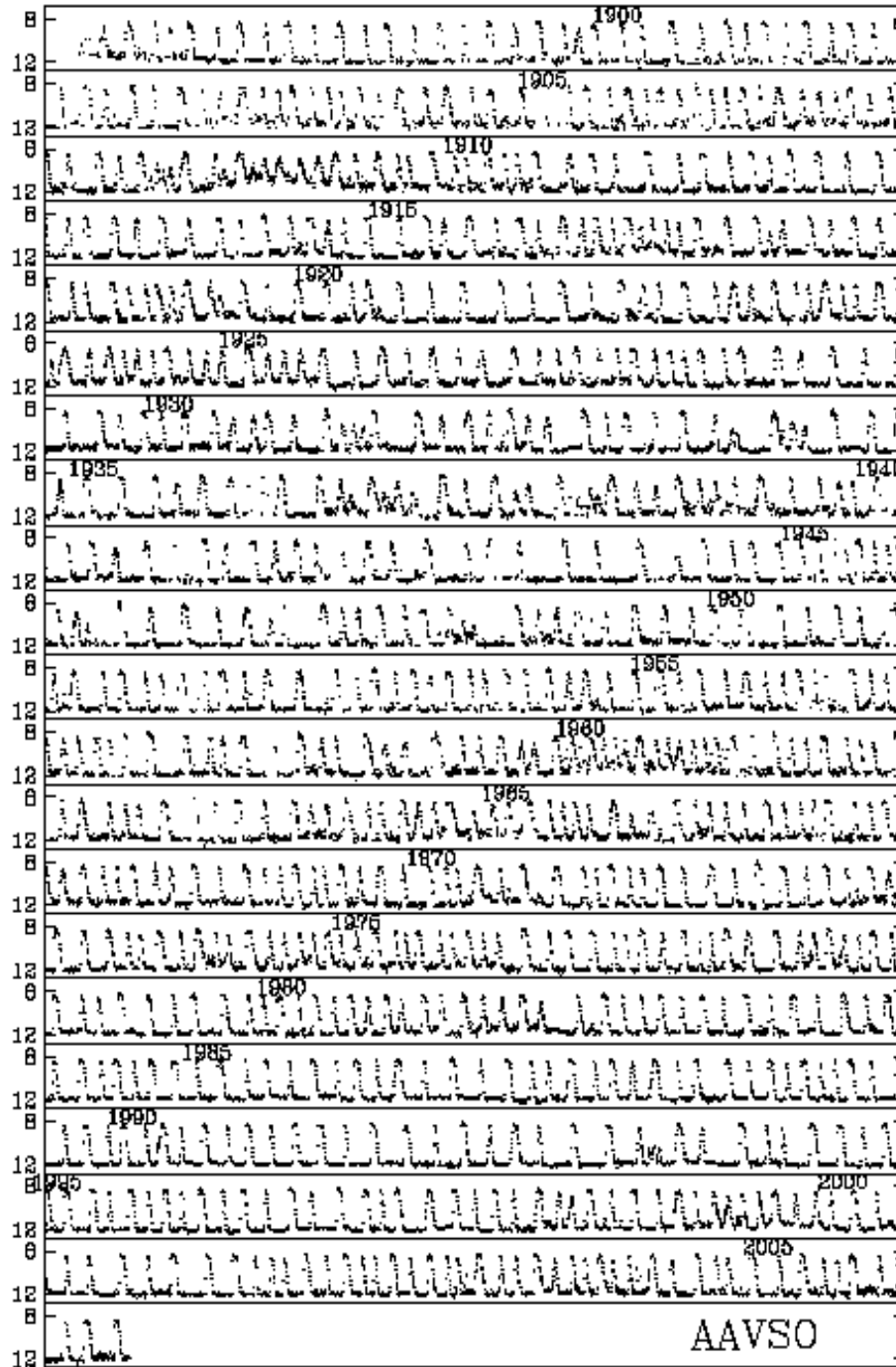
En 1855, Hind (1856) observa durant 9 jours une étoile jamais vue auparavant, pourtant située dans une partie du ciel près de l'écliptique qu'il avait longtemps étudié. Il en déduisit que c'était une étoile variable. Cette étoile fut à nouveau observée 3 mois plus tard par Pogson (1857) prouvant que ce n'était pas une nova ordinaire. La première nova naine venait d'être découverte.

Vu leur flux important dans le visible, les novæ naines sont très facilement observables en éruption. De ce fait, de nombreuses courbes de lumière, sur près d'une centaine d'années, ont été collectées par des amateurs formant une formidable base de données pour le suivi de ces objets (www.aavso.org). Voici un exemple, sur la Figure 1.1, d'une courbe de lumière dans le visible tirée de Warner (2003) montrant l'évolution de SS Cyg de 1896 à 1992.

1.2 Classification des CVs et courbes de lumière

Dans le reste de ce manuscrit, lorsque je parlerai de CVs, j'exclurai systématiquement les novæ et supernovæ qui ne sont pas le sujet de cette thèse. Nous pouvons regrouper les CVs en grandes familles à partir de leurs propriétés physiques et de leurs courbes de lumière. Tout d'abord distinguons les systèmes dits magnétiques, ou polaires, des systèmes dits non-magnétiques et des systèmes intermédiaires, ou polaires intermédiaires. Les polaires ont un champ magnétique intense ($\geq 10^7$ G) qui empêche la formation d'un disque d'accrétion autour de la naine blanche et synchronise la naine blanche avec la période orbitale du système binaire (voir Cropper (1990) pour une revue sur les polaires). Les polaires intermédiaires ont un champ magnétique situé entre 10^6 et 10^7 G, suffisamment fort pour tronquer les parties internes du disque d'accrétion^[1] autour de la naine blanche et trop faible pour permettre une synchronisation avec la période orbitale comme dans les polaires (voir Patterson (1994) pour une revue sur les polaires intermédiaires). Le champ magnétique dans les polaires (Tapia 1977a, Tapia 1977b, Krzeminski et Serkowski 1977) et les polaires intermédiaires (Penning *et al.* 1986, West *et al.* 1987) a d'abord été estimé grâce à des mesures de polarisation circulaire. D'autres

[1]. J'explicitai dans §1.3.2, les mécanismes de formation du disque d'accrétion.



SS Cyg (27 Sep 1896–30 July 2006)

FIGURE 1.1 – Courbe de lumière de SS Cyg. L’axe des ordonnées donne la magnitude visuelle. Cette figure a été construite à partir des données de AAVSO (Association américaine des observateurs d’étoile variable).

mesures *via* l'effet Zeeman ou *via* les harmoniques cyclotron ont depuis confirmé des champs $\geq 10^7$ G dans les polaires Cropper (1990). Je ne m'intéresserai pas, dans cette thèse, aux polaires et polaires intermédiaires et me contenterai d'étudier les CVs dites non-magnétiques où le champ magnétique de la naine blanche est $\leq 10^6$ G.

Au sein des CVs non magnétiques, il est encore possible de classer les systèmes en trois catégories, en fonction de leurs courbes de lumière : les U Gem, les SU UMa, et les Z Cam. Les catégories sont nommées à partir des systèmes prototypes.

Toutes les novæ naines oscillent entre un état quiescent, de faible luminosité, et un état éruptif, de plus forte luminosité. Une éruption « normale » est une éruption dont l'état quiescent dure typiquement d'un à quelques mois, l'état éruptif de plusieurs jours à quelques semaines et la transition entre les deux dure de quelques heures à une journée. Les éruptions normales ont une amplitude typique de 2 à 6 magnitudes. Les Z Cams sont des systèmes qui ont des éruptions normales mais qui, de manière récurrente, restent bloqués dans un état $\approx 0,7$ magnitude moins brillant que l'état éruptif, durant un temps variant d'une dizaine de jours à quelques années (voir la Figure 1.2 pour une courbe de lumière du système Z Cam). Les SU UMa, dont fait partie V1504 Cyg (Figure 1.3), montrent, en plus des éruptions normales, des « super éruptions » qui durent environ 5 fois plus longtemps et d'amplitude $\approx 0,7$ magnitude plus lumineuse que les éruptions normales. Notons tout de même qu'il existe certaines SU UMa qui n'ont que des super éruptions. Les U Gem, dont fait partie SS Cyg (voir Figure 1.1), ont uniquement des éruptions normales. Durant ma thèse, je me suis focalisé sur les novæ naines de type U Gem. En effet, le modèle d'instabilité de disque, que je présenterai dans §2.4, permet d'expliquer en partie les éruptions de type U Gem et il semble que les particularités des SU UMa et Z Cam peuvent être expliquées par des raffinements de ce modèle. Je me suis donc d'abord concentré sur les éruptions de type U Gem, découlant du modèle le plus simple.

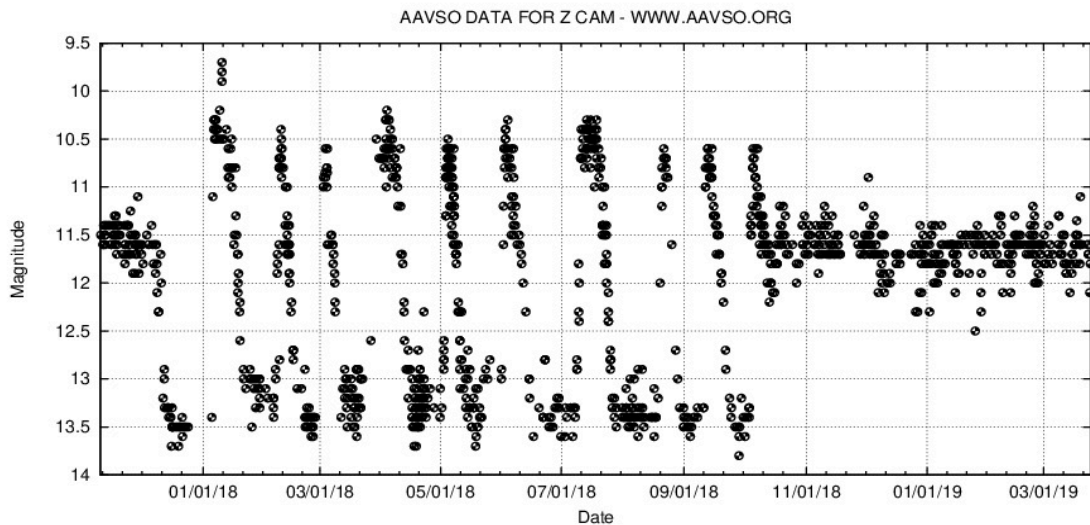


FIGURE 1.2 – Courbe de lumière dans le visible de Z Cam obtenue par l'AAVSO. Figure tirée de (www.aavso.org).

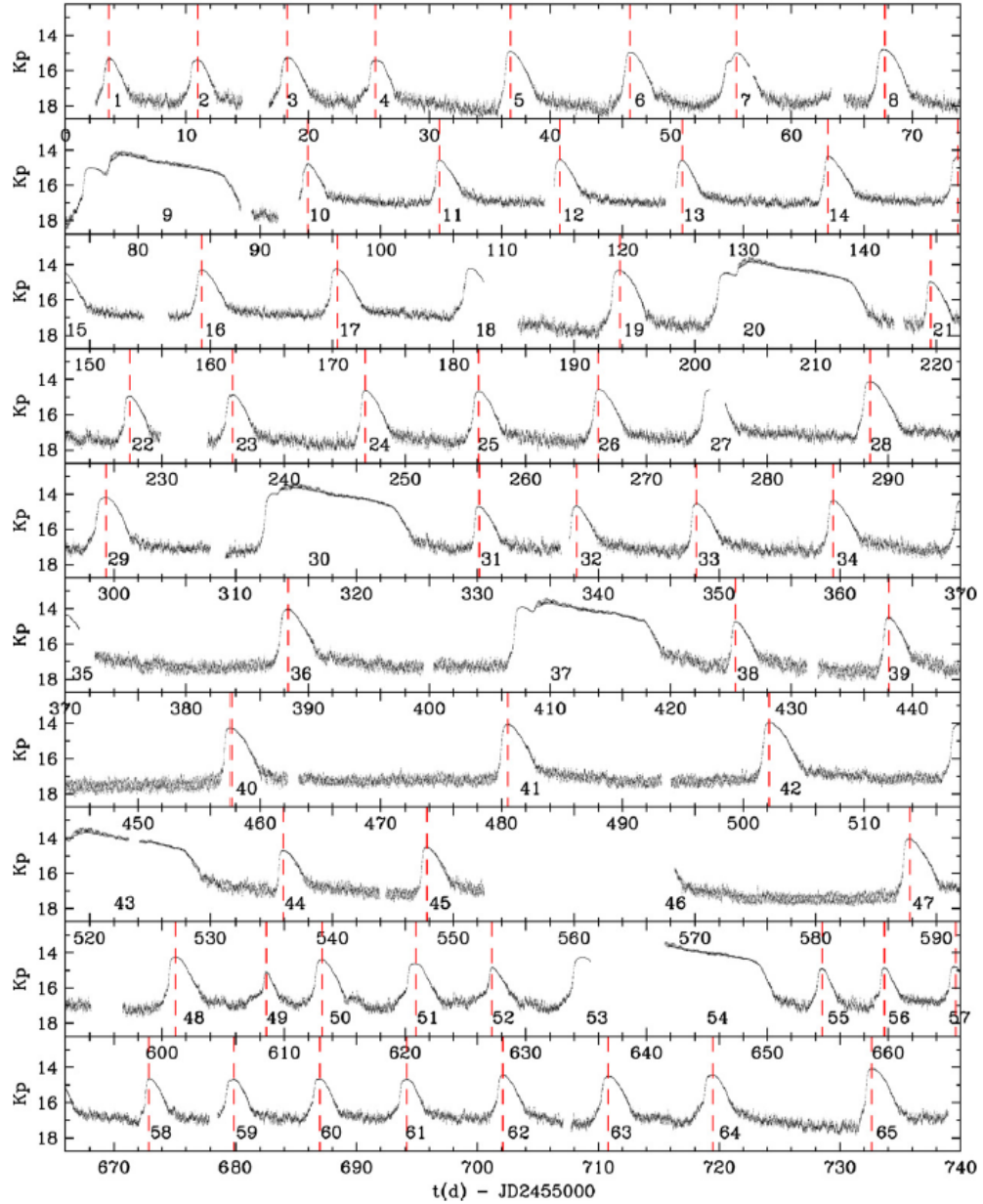


FIGURE 1.3 – Courbe de lumière dans le visible de V1504 prise avec *Kepler*. Figure tirée de Cannizzo *et al.* (2012a).

Nous garderons à l'esprit qu'il existe une certaine variabilité concernant les amplitudes et fréquences des éruptions entre systèmes, ainsi que pour un système donné, et que chaque courbe de lumière est unique.

Enfin pour terminer cet inventaire (non exhaustif), notons une classe un peu particulière de CVs : « les novæliques ». Celles-ci correspondent à des novæ naines qui restent en permanence dans l'état éruptif. Nous comprendrons mieux dans §2.4 pourquoi ces objets sont comptés parmi les CVs malgré leur manque de variabilité sur des échelles > 1 jour comme le reste des CVs.

1.3 Les novae naines : des binaires compactes

1.3.1 Composantes et période orbitale

La compréhension des novae naines évolua énormément à partir des années 50 grâce au développement de la photométrie photoélectrique. En 1954, Walker (1954) découvrit que la variable cataclysmique DQ Her (une polaire intermédiaire), connue pour son épisode de nova en 1934, était un système binaire à éclipse de très courte période orbitale (4 heures et 39 minutes). Guidé par ces résultats, Joy (1956) effectua une série d'observations spectroscopiques dans l'état quiescent de SS Cyg. Dans l'état quiescent, les novae naines montrent un spectre continu avec des raies d'émission d'hydrogène, d'hélium et de calcium. Les mesures de vitesses radiales sur ces raies montrèrent que SS Cyg était également une binaire avec une période orbitale de 6 heures et 38 minutes suggérant que les variables cataclysmiques pourraient toutes être des binaires de courte période. Suivant cette idée, Kraft (1962) entreprit une étude sur un échantillon de 7 novae naines. Il trouva que 5 étaient des binaires de période < 9 heures, qu'une était un système composite^[2] et la dernière une binaire de période indéterminée confirmant l'idée que les novae naines (et les variables cataclysmiques de manière plus générale) étaient très sûrement toutes des étoiles binaires de courte période orbitale.

D'après les raies d'émission et les températures mesurées sur les relevés spectrométriques, Joy (1956) montra que les composantes de SS Cyg correspondaient à une étoile de type G et une étoile de type Be. Les mesures de vitesses radiales indiquaient également que les deux composantes étaient d'une masse similaire d'environ $0.4 M_{\odot}$ (avec une forte incertitude sur l'inclinaison et donc la masse). De plus, leur magnitude absolue était située entre +5 et +10 (l'incertitude sur la parallaxe de SS Cyg étant grande à l'époque), ce qui amena Joy (1956) à conclure que les deux composantes étaient sûrement une étoile de type solaire et une naine blanche. Ces résultats furent confirmés sur un échantillon plus large par Kraft (1962).

Ces courtes périodes orbitales et les masses des composantes impliquent un système extrêmement compact : pour une période de 9 heures et des composantes d'environ une M_{\odot} , le système a un demi-grand axe $\approx 10^{11}$ cm. Les binaires compactes sont des systèmes où de fortes interactions gravitationnelles entre les composantes se produisent, pouvant mener à la formation d'un disque d'accrétion comme nous allons le voir dans §1.3.2.

1.3.2 Débordement du lobe de Roche

Les lobes de Roche sont les équipotentiels du potentiel de Roche, potentiel prenant en compte les forces gravitationnelles de chaque composante et la force centrifuge dans le référentiel de centre de masse. Lorsque je parle « du » lobe de Roche il s'agit de la surface équipotentielle passant par le point de Lagrange L1, point situé entre la naine blanche et l'étoile compagnon où la force gravitationnelle compense exactement la force centrifuge. Dans un système binaire, le point où les deux lobes de Roche, centrés sur chaque étoile, se rencontrent est appelé point de

[2]. un système dont le spectre montre la présence de deux étoiles de types spectraux différents.

Lagrange L1 (voir Figure 1.5). Dans le cas d’une binaire compacte, il est possible que la composante de type solaire remplisse son lobe de Roche et qu’un transfert de masse s’effectue via le point de Lagrange L1. Dans ce cas, un flot de matière venant de l’étoile de type solaire tombe sur la naine blanche, à énergie et moment cinétique constant, effectue une orbite autour de la naine blanche et se choque avec le flot qui continue à arriver, à l’endroit que nous appellerons « le point chaud » (Figure 1.4 a). À ce moment là, une grande partie de l’énergie est dissipée dans le choc sous forme d’énergie radiative, et la trajectoire du flot de matière se circularise (Figure 1.4 b). Si le moment cinétique dans le disque est transporté visqueusement (voir §2.2.1), l’anneau de matière s’étale et forme un disque (Figure 1.4 c et d). Le rayon externe du disque est fixé par la compétition entre la viscosité (tendant à étaler le disque), l’apport de matière du compagnon ayant un moment cinétique spécifique plus bas que le moment cinétique local au rayon extérieur, et les effets de marée dus au compagnon tendant à tronquer le disque (Warner, 2003).

Dans cette thèse, je m’intéresserai uniquement au stade où le disque est formé. Comme nous le verrons par la suite, une fois le disque formé la matière continue à être accrétée *via* le disque jusqu’à la naine blanche. Pour permettre cette accrétion, il faut que la matière perde son moment cinétique dans le disque. Ceci réduit l’amplitude de la force centrifuge et permet à la matière de se stabiliser sur une orbite plus basse, pour *in fine*, accréter sur la naine blanche.

1.3.3 Disque d’accrétion dans les novæ naines

La découverte qu’un disque d’accrétion se trouvait sûrement autour de la naine blanche acheva de compléter l’image actuelle que nous avons des novæ naines. Joy (1954) montra que la variable cataclysmique AE Aqr (une autre polaire intermédiaire) était une binaire compacte composée d’une étoile de type K et d’une naine blanche. Crawford et Kraft (1956) en déduisit que l’étoile de type K, sûrement en passe de devenir une géante rouge, devait remplir son lobe de Roche et qu’un transfert de masse vers la naine blanche via le point de Lagrange L1 devrait s’effectuer formant un disque ou un anneau de matière autour de la naine blanche. Cette idée fût transposée au cas des novæ naines par Kraft (1962) et fût encouragée par la présence de raies doubles dans certains systèmes, raies qui pourraient être produites par un disque. Krzeminski (1965) étudia en détail U Gem, le prototype des novæ naines, et montra que plusieurs indices pointaient vers la présence d’un disque : la présence de raies doubles, un excès d’UV et la présence d’un point chaud et brillant faisant toujours face à l’étoile de type solaire.

Dans l’interprétation de Krzeminski (1965), le point chaud se trouvait sur la surface de la naine blanche. Il faudra attendre de nouvelles observations des éclipses de U Gem par Warner et Nather (1971) et, simultanément mais indépendamment, une ré-analyse des anciennes données de U Gem par Smak (1971) pour donner le sens que nous donnons actuellement au point chaud. Il s’agit de l’endroit où le flux de matière venant de l’étoile donneuse rencontre le disque d’accrétion formé autour de la naine blanche. De même, le disque était généralement vu comme un anneau de matière, optiquement fin, de faible extension radiale. Seulement à partir de Warner et Nather (1971) et Smak (1971), le disque commença à être imaginé de la manière

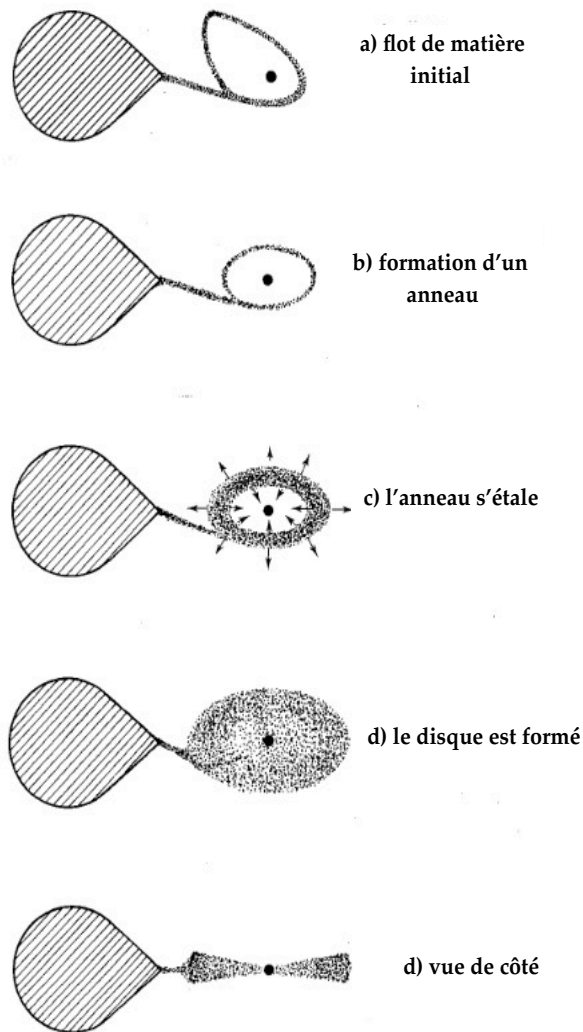


FIGURE 1.4 – Schéma des étapes de formation d'un disque d'accrétion tiré de Verbunt (1982)

actuelle, c'est-à-dire un disque étendu radialement.

Finalement, cette vision d'une novae naine comme d'un système binaire composé d'une étoile de type solaire transférant de la matière via débordement du lobe de Roche à une naine blanche, formant un disque autour de cette dernière s'imposa et reste aujourd'hui très similaire (voir Figure 1.5 pour un récapitulatif).

Toutes les observations dont j'ai parlé précédemment ont été effectuées en quiescence. Elles donnent donc une information sur la structure de l'objet mais pas sur les éruptions auxquelles nous allons nous intéresser dans la partie qui suit.

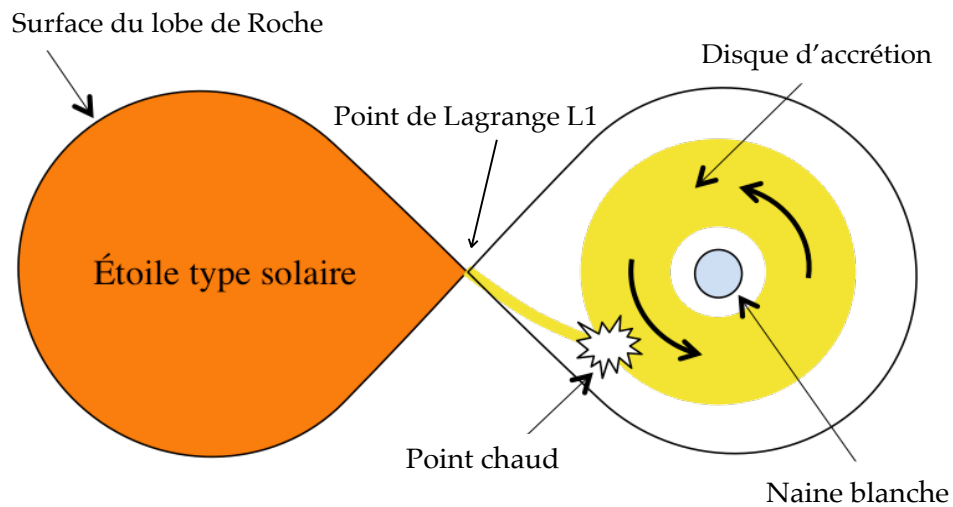


FIGURE 1.5 – Schéma récapitulatif des composantes d'une novae naines.

1.4 Mécanismes à l'origine des éruptions

1.4.1 Scénarios basés sur les observations

Les éruptions que subissent les novae naines de type U Gem peuvent être décrites à l'aide de trois paramètres : leur temps de récurrence, leur durée et leur amplitude. Chacun de ces paramètres varie d'un objet à l'autre mais également au sein d'un même objet. Par exemple, SS Cyg a des éruptions avec une période allant de 15 à 95 jours, une durée de 2 à 22 jours et une amplitude de 2 à 4 magnitudes (Martel, 1961). Les novae naines U Gem ont des cycles d'éruption allant de la semaine à quelques mois, des durées allant de la journée à quelques semaines et une amplitude de 2 à 6 magnitudes. L'éruption s'accompagne également d'un changement du spectre qui passe d'un spectre continu avec des raies d'émission d'hydrogène, d'hélium et de calcium en quiescence, à un spectre continu avec des raies d'absorption d'hydrogène (Kraft, 1962). Une illustration de ce changement du spectre tirée de Horne (1991) est donnée sur la Figure (1.6).

Plusieurs études ont cherché à comprendre l'origine des éruptions et le lien avec la structure du système binaire. Krzeminski (1965) effectua une série d'observations sur le système à éclipse U Gem. Il en déduisit que les éruptions devaient venir de l'étoile compagnon de type solaire. En effet, à partir de la profondeur d'une éclipse nous pouvons estimer la luminosité de l'objet éclipsé. En supposant que l'éclipse de la naine blanche (et donc du point chaud puisque Krzeminski (1965) situait le point chaud à la surface de la naine blanche) et du disque (à l'époque vu comme un anneau de faible extension radiale) par le compagnon stellaire est

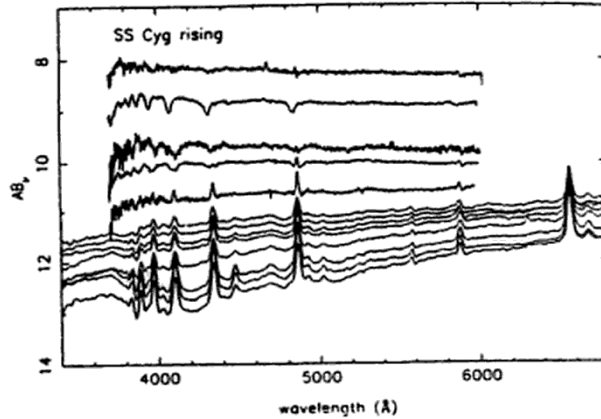


FIGURE 1.6 – Passage d’un état quiescent (spectres inférieurs) à un état éruptif (spectres supérieurs) dans SS Cyg. Tiré de Horne (1991)

totale^[3], Krzeminski (1965) déduisit que la luminosité de la naine blanche et du disque pendant l’éruption ne pouvait excéder 5 fois la luminosité totale en quiescence. Or, au cours de l’éruption la luminosité du système peut devenir jusqu’à 100 fois plus grande qu’en quiescence. Ce qui amena Krzeminski (1965) à conclure que 95% de la lumière observée en éruption devait venir de l’étoile de type solaire. Celle-ci enflerait entraînant une augmentation de sa température de surface, du taux de masse transféré à la naine blanche ainsi que de la taille de son atmosphère. Ce dernier point permettait d’expliquer la diminution de la durée de l’éclipse et du temps de sortie de l’éclipse lorsque le système passe de l’état éruptif à l’état quiescent.

Une autre étude de Walker et Chincarini (1968) porta sur le système SS Cyg qui ne possède pas d’éclipses. D’après les auteurs, les raies d’absorption caractéristiques de la phase éruptive possèdent des vitesses radiales concordant avec celles de la naine blanche en quiescence. Ils attribuèrent donc les éruptions à la naine blanche.

Finalement, Smak (1969), Warner et Nather (1971) et Smak (1971) conclurent qu’il était impossible, avec les observations disponibles à l’époque, de trancher entre les deux scénarios suivants :

- les éruptions sont dues à une augmentation du rayon et de la température de surface de l’étoile de type solaire.
- les éruptions sont dues à une instabilité de type nova dans les couches extérieures de la naine blanche.

Smak (1971) proposa même une troisième solution qui finira par s’imposer comme nous le verrons dans §1.4.3 :

- une instabilité dans le disque d’accrétion.

[3]. Nous savons maintenant que durant l’éruption le point chaud et le disque contribuent principalement au flux observé et que l’hypothèse de Krzeminski (1965) est fausse.

1.4.2 Une mini-nova ou un soleil instable ?

De nombreux travaux théoriques cherchèrent à donner une base aux différents modèles cités ci-dessus.

L'idée, dans le scénario où les éruptions viennent de la naine blanche, était que des explosions de type novae provoqueraient ces sursauts de luminosité. Les explosions de novæ sont dues à une accumulation d'hydrogène, venant de l'étoile compagnon, sur la surface de la naine blanche. Puisque la matière de la naine blanche est dans un état dégénéré, la couche d'hydrogène accumulé ne peut se détendre pour refroidir lorsque la pression augmente. La température va donc augmenter, au fur et à mesure que de l'hydrogène est accrété, jusqu'à atteindre la température de fusion de l'hydrogène via le cycle CNO. Vu le temps nécessaire pour accumuler assez de masse pour déclencher une explosion, il sembla vite difficile d'obtenir des temps de récurrence de l'ordre d'une dizaine de jours (Osaki, 1974). De plus, aucun halo de matière résultant de l'explosion ne fut observé, contrairement à ce qui est généralement observé dans les novæ, et ce scénario resta sans suite.

Le scénario dans lequel l'étoile compagnon est à l'origine des éruptions rencontra, lui, plus de succès. En particulier, Paczyński (1965), Bath (1969), Bath (1972) et Osaki (1970) s'intéressèrent aux instabilités qui pourraient intervenir à la surface de l'étoile solaire lorsque celle-ci déborde de son lobe de Roche. Paczyński (1965), Bath (1969) et Bath (1972) proposèrent un modèle dans lequel l'étoile compagnon de type solaire donne de la matière à la naine blanche par épisodes éruptifs. Dans le cas où les enveloppes extérieures sont convectives, une perte de masse par débordement du lobe de Roche mène à une situation instable. Ce modèle est basé sur deux points. Lorsque la masse de l'étoile solaire (convective à sa surface) diminue, son rayon augmente et son lobe de Roche se resserre. Les deux effets concordent à mener à une situation instable où la masse est éjectée par éruptions. Bath (1969) et Bath (1972) montrèrent en particulier que cette instabilité dans le transfert de masse pouvait mener à une augmentation de la température de surface de l'étoile et à des changements de luminosité de l'ordre de 4 à 6 magnitudes. Ceci pouvait donner une explication probable pour l'amplitude des éruptions de novae naines mais ne permettait pas d'estimer la période de récurrence des cycles.

Osaki (1970) développa également un modèle pour expliquer de quelle manière la composante de type solaire pouvait participer à l'éruption. Cependant, il adopta un autre point de vue. Il supposa que le taux de transfert de masse pouvait rester constant au cours de l'éruption mais que le rayon de l'étoile varierait selon l'efficacité du transport d'énergie dans les couches extérieures de l'étoile. Osaki (1970) postula que, lorsque l'étoile déborde de son lobe de Roche, de la turbulence due au flux de matière sortant augmenterait l'efficacité du transport d'énergie, faisant diminuer le rayon de l'étoile. Lorsque l'étoile cesse de déborder le rayon augmente à nouveau car la turbulence a disparu. Le maximum de luminosité correspond donc au moment où l'étoile solaire déborde de son lobe et le minimum lorsqu'elle ne déborde plus. Avec ce modèle, Osaki (1970) obtint des cycles avec une période de récurrence d'environ 15 jours et d'une amplitude de 1 à 2 magnitudes.

Bien que ces modèles réussissent à reproduire qualitativement quelques caractéristiques des éruptions, ils furent rapidement mis au second plan lorsque Osaki

(1974) proposa un scénario où les éruptions viennent du disque d'accrétion. Les modèles exposés ci-dessus sont de nos jours considérés comme pouvant moduler le taux de transfert de masse mais plus comme la source primaire des éruptions.

1.4.3 Le disque : siège des éruptions

Nous arrivons enfin au scénario actuel des éruptions de novae naines. Tranchant radicalement avec les théories exposées ci-dessus, Osaki (1974) proposa que le disque d'accrétion, formé par la matière accrétée de l'étoile compagne à un taux de transfert constant \dot{M}_{ext} , soit le siège des éruptions de novae naines. Lors de la quiescence le disque d'accrétion se remplit pendant un temps $t_{\text{recurrence}}$, puis, lorsqu'il atteint une masse critique, une instabilité liée au moment cinétique vide le disque en un temps t_{eruption} avec un taux d'accrétion $\dot{M}_{\text{eruption}}$. De manière similaire, une fois que le disque atteint une certaine masse, le taux d'accrétion au sein du disque diminue et le disque se remplit à nouveau pour effectuer un nouveau cycle.

Quelques rapides calculs présentés par Osaki (1974) montrent que ce scénario explique naturellement plusieurs caractéristiques observationnelles. Tout d'abord, la luminosité due à l'accrétion

$$L \approx \frac{GM_{\text{WD}}\dot{M}_{\text{acc}}}{R_{\text{WD}}} \quad (1.1)$$

pour $M_{\text{WD}} \approx 1 M_{\odot}$ et $R_{\text{WD}} \approx 5 \times 10^8$ cm et $\dot{M}_{\text{acc}} \approx 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ donne une luminosité $L \approx 4 - 40 L_{\odot}$ à comparer aux observations qui donnent $L \approx 1 - 100 L_{\odot}$.

L'argument principal invoqué par Osaki (1974) est le rapport entre la luminosité au maximum de l'éruption L_{max} et celle en quiescence L_{min} qui concorde très bien entre observations et théorie. En effet, nous pouvons écrire que la luminosité due à l'accrétion en éruption est environ :

$$L_{\text{max}} \approx \frac{GM_{\text{WD}}\dot{M}_{\text{eruption}}}{R_{\text{WD}}} \quad (1.2)$$

De plus la luminosité due au point chaud vient aussi de l'énergie d'accrétion et peut être écrite :

$$L_{\text{point chaud}} \approx \frac{GM_{\text{WD}}\dot{M}_{\text{ext}}}{R_{\text{point chaud}}} \quad (1.3)$$

Or dans le scénario évoqué ci-dessus la masse accumulée en quiescence est égale à la masse évacuée pendant l'éruption. Donc, nous avons simplement :

$$\dot{M}_{\text{ext}} \times t_{\text{recurrence}} = \dot{M}_{\text{eruption}} \times t_{\text{eruption}} \quad (1.4)$$

Sachant que, observationnellement, la luminosité du point chaud participe environ à la moitié de la luminosité en quiescence (voir §1.5.2) et en utilisant (1.2), (1.3) et (1.4), nous pouvons finalement écrire que

$$\frac{L_{\text{max}}}{L_{\text{min}}} \approx \frac{R_{\text{point chaud}}}{2R_{\text{WD}}} \frac{t_{\text{recurrence}}}{t_{\text{eruption}}} \quad (1.5)$$

où L_{min} est la luminosité en quiescence. En prenant $R_{\text{point chaud}} \approx 1.6 \times 10^{10}$ cm, $R_{\text{WD}} \approx 5 \times 10^8$ cm, $t_{\text{recurrence}} \approx 100$ jours et $t_{\text{eruption}} \approx 10$ jours, nous trouvons

$L_{\max}/L_{\min} \approx 160$. Ce qui nous donne des éruptions avec une amplitude d'environ 6 magnitudes, amplitude en total accord avec les observations. Ce raisonnement permet également de donner une base théorique à la corrélation positive observée entre la durée de la quiescence et l'amplitude des éruptions observée dès Kukarkin et Parenago (1934). Notons tout de même que cette relation est remise en cause (Otulakowska-Hypka *et al.*, 2016).

Les bases du modèle sont posées. Il reste cependant un point très important à résoudre : l'origine de l'instabilité. Je ne vais pas aborder cette question tout de suite et la reporte à §2 une fois que nous aurons introduit les grandeurs et les équations nécessaires afin d'aller plus loin.

Maintenant que nous avons introduit (presque) toutes les composantes d'une novae naine, nous allons conclure cette section introductive par un état de l'art des différentes observations avant de passer à la partie théorique dans §2.

1.5 État de l'art des observations

Je ne souhaite pas faire ici un inventaire des observations de novae naine mais plutôt donner quelques faits observationnels qui seront utiles plus tard dans ce manuscrit. Je vais principalement m'intéresser aux observations reliées au disque d'accrétion. Les propriétés observationnelles de la naine blanche et de l'étoile compagnon seront passées sous silence puisque dans le reste de cette thèse je m'appliquerai à expliquer le comportement dynamique du disque uniquement.

1.5.1 Structure du disque

Dans les novae naines à éclipse il est possible d'obtenir des images du disque d'accrétion. La technique dite d'imagerie par éclipse (eclipse mapping en anglais) consiste à reconstruire une image complète du disque en fonction du rayon à partir de plusieurs images où le disque est partiellement caché par l'étoile secondaire. À partir des observations, il existe une multitude de reconstructions possibles et des conditions supplémentaires quant à la structure pré-supposée du disque doivent être ajoutées pour obtenir une reconstruction unique (Horne, 1985). La Figure 1.7, par exemple, a été obtenue, avec un modèle de disque plat et en maximisant l'axisymétrie du disque lors de la reconstruction. On peut ainsi avoir une idée de la structure radiale et en particulier de la température de brillance du disque, calculée à partir du flux dans une bande donnée. Sur la Figure 1.7, nous pouvons voir la température de brillance dans la bande V du disque dans le système Z Cha lorsque celui-ci est en éruption. Les données sont en très bon accord avec une loi en $R^{-3/4}$ ce qui est compatible avec un disque visqueux (voir §2.2.1) émettant localement comme un corps noir. Sur la Figure 1.8, nous pouvons à nouveau observer Z Cha mais cette fois-ci en quiescence. Nous voyons que la température de brillance dans la bande V est maintenant plutôt constante en fonction du rayon.

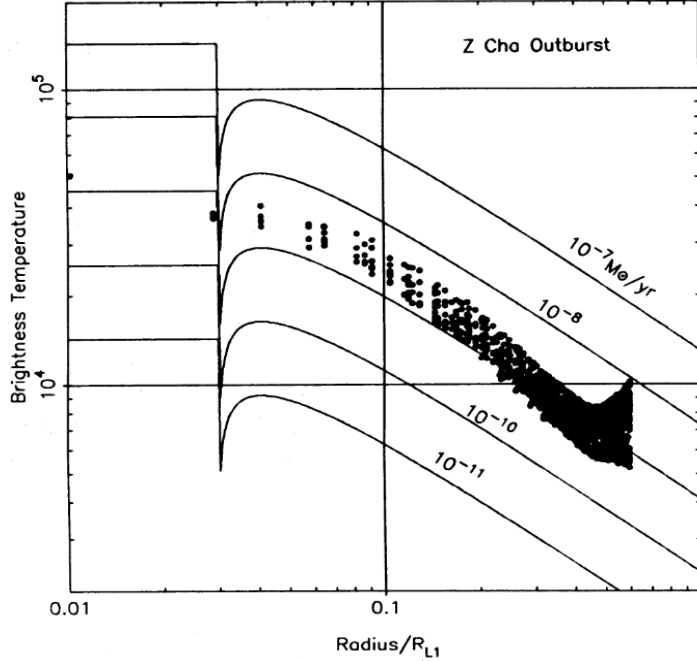


FIGURE 1.7 – Température de brillance dans la bande V du disque en éruption de Z Cha en fonction du rayon et comparée à un modèle de disque visqueux, stationnaire, optiquement épais. Figure tirée de Horne et Cook (1985)

1.5.2 Contribution des composantes

Dans l'état quiescent les novae naines possèdent une magnitude absolue dans le visible $M_V \approx 10$ à 7 (Warner, 1987). Sur la Figure 1.9, Wood *et al.* (1986) ont séparé les différentes contributions des composantes en quiescence du système Z Cha. Le disque contribue pour environ 50% de la luminosité, le point chaud environ 33% et la naine blanche environ 17%. En éruption par contre, le disque domine largement la luminosité totale et l'on peut considérer l'apport des autres composantes comme négligeable.

L'augmentation du flux venant du point chaud entre les phases orbitales $\approx -0,4$ et ≈ 0 est purement due à des effets géométriques liés à la forte inclinaison du système. Pour les phases orbitales positives, le point chaud est soit éclipsé par l'étoile compagnon soit caché par la présence du disque dans la ligne de vue. Pour les périodes orbitales négatives, le point chaud réapparaît dans la ligne de vue, cette fois-ci non obscurci par le disque, menant à l'augmentation de flux reçu. Le lecteur pourra se convaincre de cet argument géométrique à l'aide de la Figure 1.5.

1.5.3 Émission X et couche limite

Environ la moitié de l'énergie gravitationnelle au rayon interne est rayonnée par le disque (Lynden-Bell et Pringle, 1974). L'autre moitié est entraînée avec la matière sur la naine blanche. Il existe ainsi une zone entre le bord interne et la naine blanche que l'on appelle couche limite, où la matière est freinée à la vitesse de rotation

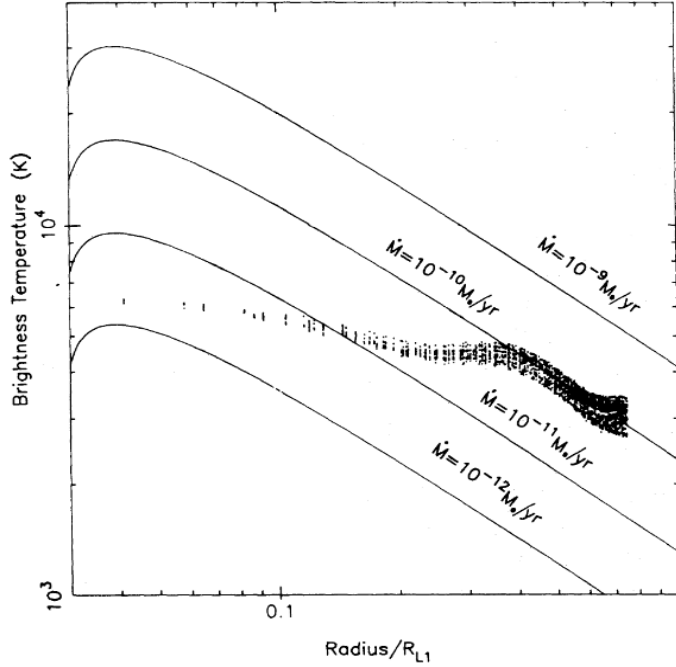


FIGURE 1.8 – Température de brillance dans la bande V du disque en quiescence de Z Cha en fonction du rayon et comparée à un modèle de disque visqueux, stationnaire, optiquement épais. Figure tirée de Wood *et al.* (1986)

de l'étoile. Cette couche limite (BL pour « boundary layer » en anglais) est une source de rayons X importante. Dans le cas où la couche limite est optiquement fine, c'est-à-dire pour des $\dot{M} \lesssim 10^{-10} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ (Savonije et Pringle 1979, Patterson et Raymond 1985b), elle rayonne principalement dans les X « mous » (0.1-5 keV). Dans le cas où elle est optiquement épaisse, pour $\dot{M} \gtrsim 10^{-10} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, elle rayonne dans l'extrême ultraviolet (EUV), (10-30 eV) (Savonije et Pringle 1979, Patterson et Raymond 1985a).

La couverture dans les X mous et/ou EUV des novae naines est encore faible et il n'existe donc pas de statistique importante sur leur comportement. Dans la plupart des cas, l'émission en X mous est supprimée en éruption (Wheatley *et al.* 2003, McGowan *et al.* 2004, Wheatley *et al.* 1996, Verbunt *et al.* 1999, Wheatley *et al.* 1996, Wheatley et Mauche 2005, Fertig *et al.* 2011) ce qui semble cohérent avec le fait que la couche limite devienne optiquement épaisse. Ce comportement est illustré sur la Figure 1.10. Les augmentations du flux en X mous au début et à la fin de l'éruption sont caractéristiques de SS Cyg mais ne représentent pas un comportement générique des novæ naines contrairement à l'anti-corrélation entre X mous et émission en optique. De plus, nous pouvons voir sur la Figure 1.11 que dans SS Cyg, encore une fois, l'émission en EUV augmente quand celle en X mous diminue renforçant l'idée que la couche limite s'épaissit optiquement. Seules les deux novae naines U Gem (Swank *et al.* 1978, Mattei *et al.* 2000) et GW Lib (Beardmore *et al.*, 2009) montrent un flux de X mous augmentant en éruption. Plus de statistiques sur l'émission en X mous et en EUV seraient requises afin de comprendre cette différence

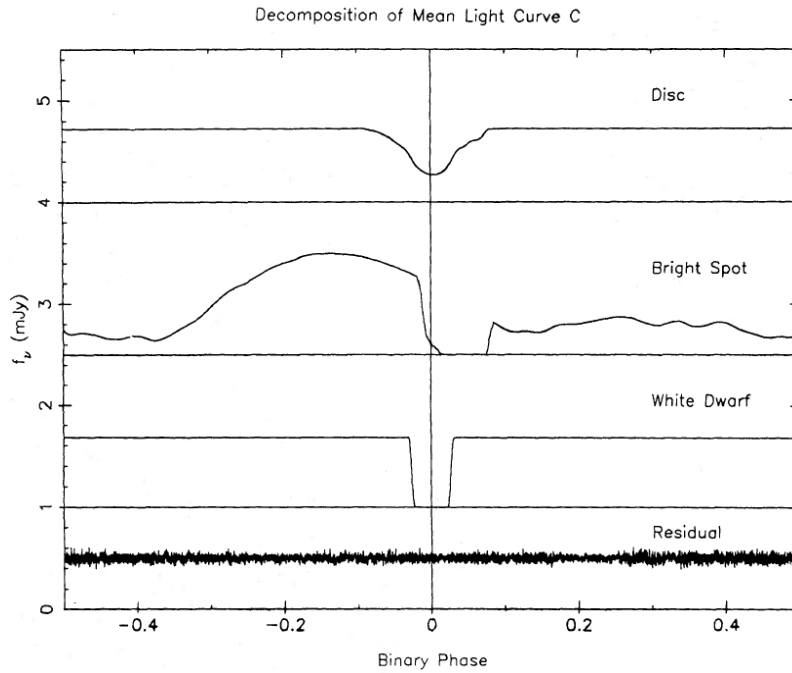


FIGURE 1.9 – Décomposition d’une courbe de lumière moyenne de Z Cha en quiescence. De haut en bas, contributions en mJy en fonction de la phase de la binaire, du disque, du point chaud et de la naine blanche. Le résidu est montré tout en bas. Tiré de Wood *et al.* (1986)

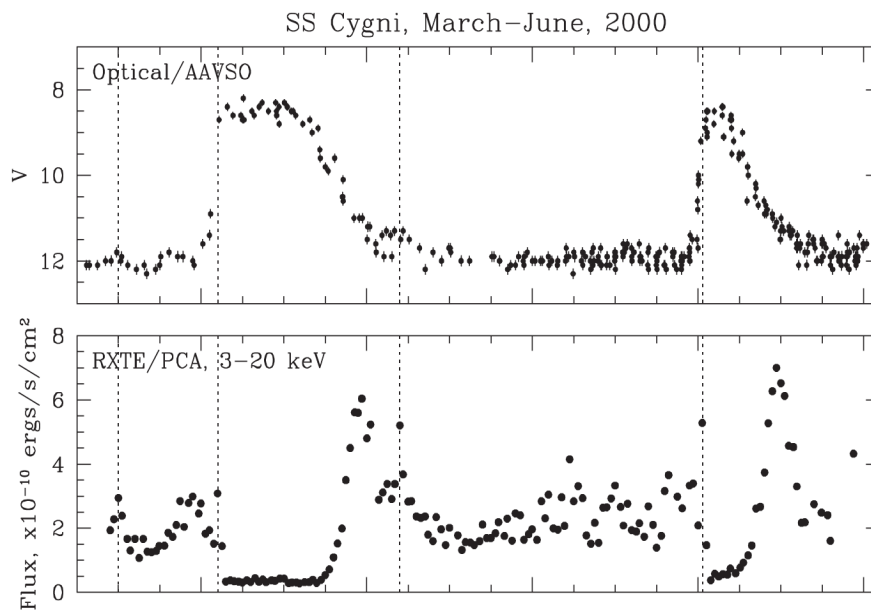


FIGURE 1.10 – Courbes de lumière de SS Cyg sur 2 éruptions dans la bande V (en haut) et en X mous (3 à 20 keV) (en bas). Tiré de McGowan *et al.* (2004)

en comportement.

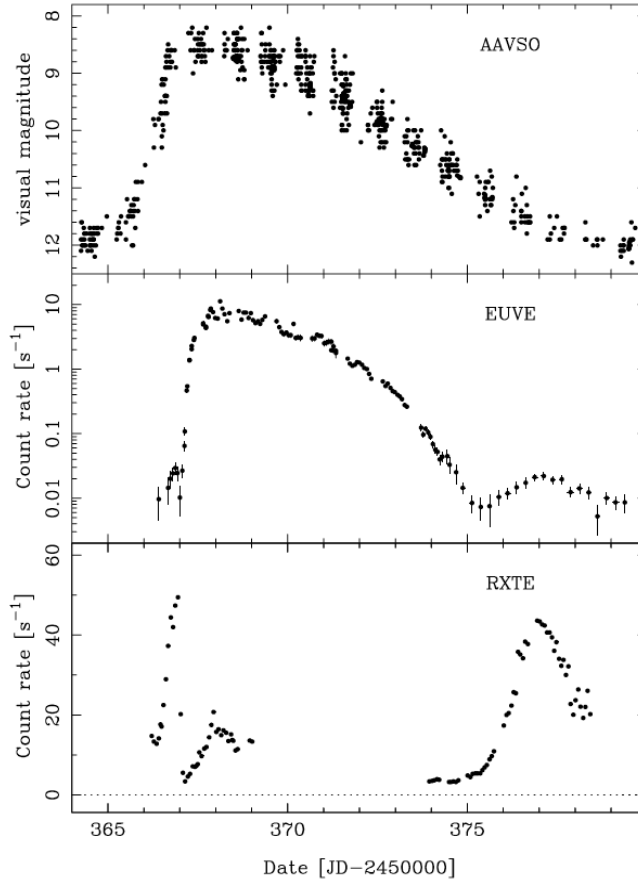


FIGURE 1.11 – Courbe de lumière de SS Cyg sur une éruption dans la bande V (en haut), en EUV (100 à 200 eV) (au milieu) et en X mous (2 à 15 keV) (en bas). Tiré de Wheatley *et al.* (2003)

À partir de l'émission en X/EUV, il est possible de calculer le taux d'accrétion indépendamment de l'émission en optique. L'émission en optique vient du disque et dépend donc du mécanisme de transport de moment cinétique et de la déposition locale d'énergie dans le disque. L'émission en X/EUV provient de la couche limite et dépend donc du taux d'accrétion au bord interne du disque et des propriétés physiques de la couche limite. À partir de modèles de refroidissement de la couche limite, modélisant cette dernière comme un plasma optiquement fin, collisionnel, hautement ionisé possédant une seule ou plusieurs températures, Pandel *et al.* (2005) ont estimé le taux d'accrétion de 9 novae naines en quiescence et ont trouvé $\dot{M} \approx 10^{-12} - 10^{-11} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. Une valeur de $\dot{M} \approx 5 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ en quiescence a également été calculée par Wheatley *et al.* (2003). Nous verrons dans §2.4 que ce point pose problème pour le modèle actuel d'éruptions des novae naines et je proposerai dans §5 une piste pour résoudre ce problème.

1.5.4 Vents et jets

La distinction, que j’effectue, entre vents et jets est basée sur des caractéristiques observationnelles. Je parlerai de jets pour des écoulements très collimatés avec des vitesses terminales relativistes tandis que j’utiliserai l’appellation de vent pour des écoulements peu collimatés dont la vitesse terminale correspond plutôt à la vitesse d’échappement locale.

1.5.4.1 Vents et jets en éruptions

De nombreuses observations montrent la présence de vents en éruption. Ces vents sont issus du disque d’accrétion (Cordova et Mason 1982, Mauche et Raymond 1987) et sont reconnaissables par la signature P Cygni de raies en UV. La vitesse de ces vents est $\approx 3000 - 5000 \text{ km s}^{-1}$ (Drew, 1990). Cela est proche de la vitesse de libération de la naine blanche et laisse donc supposer que le vent viendrait des parties internes du disque (Cordova et Mason, 1982). Les signatures P Cygni sont observées dans les systèmes peu inclinés, tandis que dans les systèmes à forte inclinaison une émission symétrique est plutôt observée favorisant des modèles de vent bi-coniques, par rapport à des vents sphérique ou équatoriaux (Drew 1990, Knigge et Drew 1997). Le consensus actuel est que le taux de perte de masse dans ces vents correspond seulement à quelques pourcents du taux d’accrétion au sein du disque (Hoare et Drew 1993, Knigge et Drew 1997).

Körding *et al.* (2008) ont également observé une éruption en émission radio corrélée à l’éruption classique en optique dans l’objet SS Cyg. Ceci a été confirmé par Russell *et al.* (2016) qui ont observé plusieurs éruptions radio dans SS Cyg de caractéristiques similaires. Suite à ces détections, deux campagnes ont été menées dans 5 novae naines (Coppejans *et al.*, 2016) et 3 novæ-like (Coppejans *et al.*, 2015) et ont conclu que tous ces objets étaient des émetteurs radios faibles et que leur non-détection jusqu’à lors était due aux limites de sensibilité instrumentale. L’émission radio dans SS Cyg a été associée à de l’émission synchrotron venant d’un jet par Körding *et al.* (2008) et Russell *et al.* (2016) en analogie avec les binaires X où la présence d’un jet est liée à de l’émission synchrotron. Des observations radios dotées d’une meilleure résolution spatiale restent nécessaires pour valider la présence de jets dans l’état éruptif des novæ naines (Coppejans *et al.*, 2016).

1.5.4.2 Des vents en quiescence ?

Il n’existe pas de preuves directes de l’existence de vents en quiescence dans des novae naines. Perna *et al.* (2003) ont observé en rayons X que la raie de OVII semble plus large que les autres raies d’éléments plus ionisés. Ils ont proposé que la présence d’un vent, possiblement moins ionisé que la couche limite, pourrait produire un tel élargissement. Malheureusement, cette idée reste purement spéculative et de nouvelles observations seraient nécessaires.

Une preuve indirecte d’un vent en quiescence a été récemment proposée par Santisteban *et al.* (2018) dans la variable cataclysmique V1838 Aql. L’observation d’un front de choc avec le milieu interstellaire coïncidant avec la direction du mouvement propre de V1838 Aql suggère fortement une éjection continue de masse provenant de

ce système. Le front a été observé 12 jours après l’entrée en éruption de V1838 Aql. Un vent ayant une vitesse de $0,1c$ (vitesse relativement élevée) ne pourrait atteindre en 12 jours la position où le front de choc a été observé. L’hypothèse la plus probable est que l’éruption serait plutôt responsable de l’illumination de ce front, front qui aurait été créé par une éjection de masse continue en quiescence.

Le manque de preuves observationnelles de l’existence de vents en quiescence ne signifie pas qu’ils n’existent pas. Le disque en quiescence étant marginalement optiquement fin et moins lumineux qu’en éruption, il est difficile d’observer des raies P Cygni ou des raies d’émission venant du vent (dues à de la réémission du continu du disque par les raies d’absorption en UV dans le vent) comme c’est le cas en éruption (Drew, 1990).

1.5.5 Composition du disque

Peu d’études systématiques existent quant à la composition du disque en quiescence. Dans la littérature et dans le manuscrit qui suit, il est souvent supposé que le disque possède une composition de type solaire. Cependant, quelques études tendent à montrer que ce n’est pas le cas. Williams et Ferguson (1982) ont observé 7 CVs dans le visible et en ont déduit que le ratio d’hélium sur hydrogène dans le disque devait être $\text{He}/\text{H} \gtrsim 100$. Harrison (2016) a effectué une étude sur 41 CVs dans le proche infrarouge et a également trouvé une sous abondance en hydrogène ainsi qu’en carbone par rapport à une composition solaire. Ce résultat a ensuite été confirmé par des mesures isotopiques menées dans 3 CVs par Harrison et Marra (2017). Des mesures d’abondances en X effectuées par Done et Osborne (1997) pourraient également tendre vers une sous abondance d’éléments lourds par rapport à une composition solaire dans le système SS Cyg.

1.6 Récapitulatif

Afin de terminer cet historique et introduction aux observations, voici, sur la Figure 1.12, un schéma récapitulatif de l’émission d’une nova naine de type U Gem en éruption et en quiescence. La ligne directrice de ma thèse va être de comprendre les dessous des éruptions de novæ naines et notamment la dynamique du disque d’accrétion et donc les mécanismes de transport de moment cinétique. Nous allons maintenant passer à la partie théorique §2 où j’aborderai en détail ces mécanismes d’instabilité thermique, visqueuse et de transport de moment cinétique, qui constituent le coeur des éruptions de novæ naines et de ma thèse.

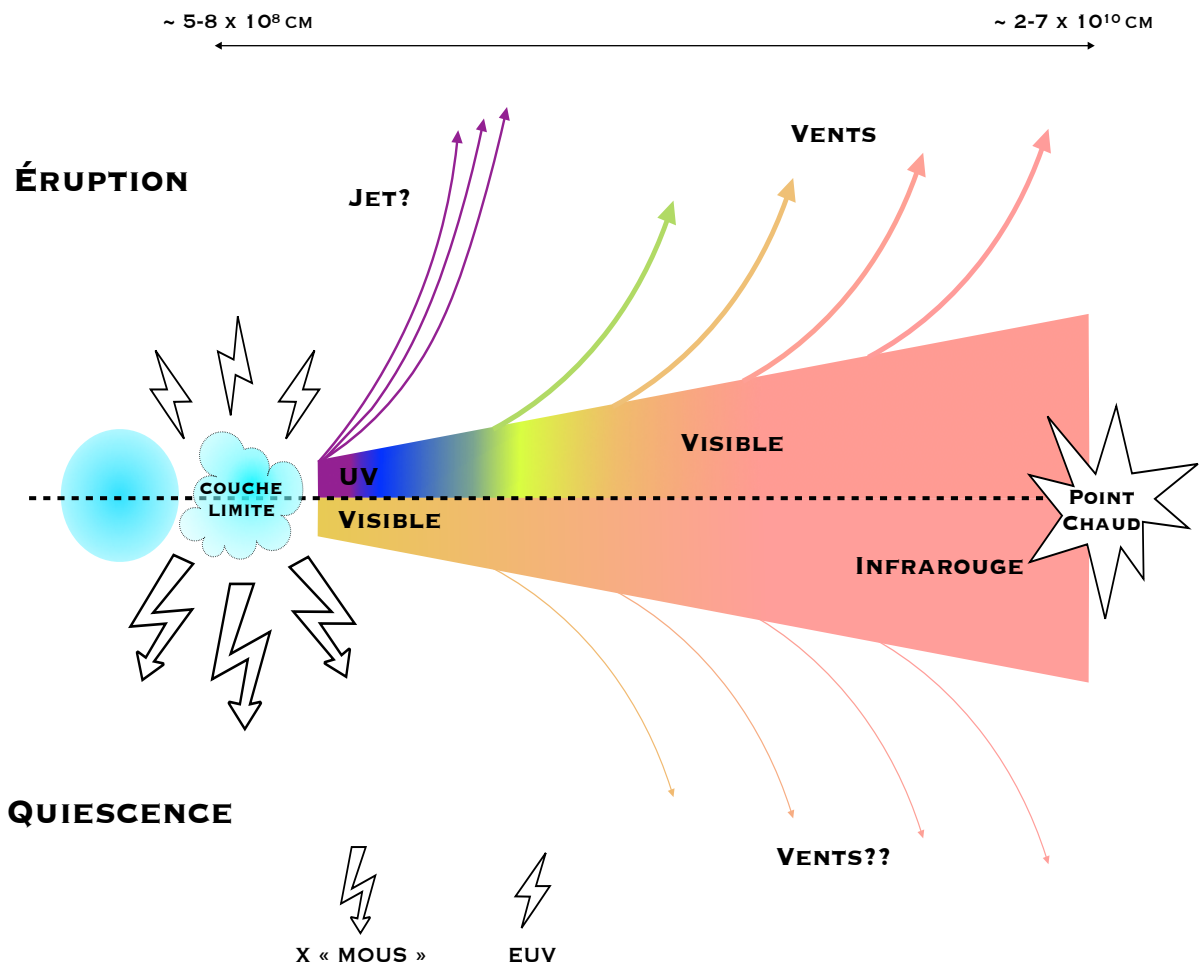


FIGURE 1.12 – Schéma récapitulatif de l'émission d'une novae naine en éruption et en quiescence.

Chapitre 2

Les novæ naines et le transport de moment cinétique

Sommaire

2.1	Cadre théorique	22
2.1.1	Conditions physiques et validité de la MHD	22
2.1.2	Équations de la MHD	24
2.1.3	Application de la MHD à un disque mince	25
2.2	Transport de moment cinétique et accrétion	30
2.2.1	Turbulence	30
2.2.2	Vents	32
2.3	Instabilité magnéto-rotationnelle	35
2.3.1	Approximation locale	35
2.3.2	Cas idéal	36
2.3.3	Cas résistif	40
2.4	Modèle d'instabilité de disque	41
2.4.1	L'instabilité thermo-visqueuse	41
2.4.2	Équations du DIM	45
2.4.3	Évolution globale du disque	47
2.4.4	Temps caractéristiques et valeur de α	48
2.5	Problématique	51

Dans ce chapitre, je vais m'éloigner des observations et aborder les modèles théoriques d'éruptions de novæ naines. Les propriétés des éruptions sont liées à la manière dont se déroule l'accrétion dans le disque. Afin d'être accrétée, la matière dans le disque doit perdre son moment cinétique (voir §1.3.2). La ligne directrice de cette thèse est donc d'étudier et de comprendre les mécanismes de transport de moment cinétique au sein des disques de novæ naines.

Pour cela, je vais d'abord présenter les équations de la magnéto-hydrodynamique (MHD) que je réécrirai dans le cadre des disques minces. J'utiliserai ensuite ces équations afin de mettre en évidence les principaux mécanismes de transport du moment

cinétique pouvant être à l’œuvre dans les novæ naines. Une fois les mécanismes identifiés, je me placerai dans une approche locale afin de présenter les équations de l’instabilité magnéto-rotationnelle (MRI). De là, j’exposerai quelques propriétés de la MRI et montrerai dans quelle mesure elle est capable de participer au transport de moment cinétique. Je présenterai également le modèle historique d’éruptions de novæ naines, appelé modèle d’instabilité de disque (DIM), et les contraintes imposées par les observations sur les mécanismes de transport. Enfin, je terminerai par poser la problématique et donner un bref sommaire des points que je vais aborder dans ce manuscrit.

2.1 Cadre théorique

2.1.1 Conditions physiques et validité de la MHD

Je modéliserai le disque d’accrétion comme un plasma collisionnel, magnétisé et partiellement ionisé. J’utiliserai donc les équations de la MHD, idéale ou non-idéale selon le contexte, qui permettent de décrire le plasma comme un seul fluide magnétisé dans lequel matière et champ électro-magnétique sont intimement couplés.

Donnons dès maintenant quelques ordres de grandeur des quantités physiques dans un disque de DNe. Nous pouvons trouver dans le Tableau 2.1, des estimations, venant d’une combinaison des modèles de disque mince et d’observations, de la température centrale T_c (i.e. dans le plan moyen du disque), de la densité centrale ρ_c , du champ magnétique grande échelle B ^[1], du rayon R dans le disque, de la fréquence Képlérienne locale $\Omega = \sqrt{GM/R^3}$, de H la hauteur du disque définie par $H \equiv c_s/\Omega$, où c_s est la vitesse du son dans le disque et du rapport d’aspect H/R .

T_c (K)	ρ_c (g cm ⁻³)	B (G)	R (cm)	Ω (s ⁻¹)	H (cm)	H/R
$10^3 - 10^6$	$10^{-4} - 10^{-7}$	$< 10^6$	$5 \times 10^8 - 10^{11}$	$1 - 10^{-3}$	$10^6 - 10^9$	$10^{-1} - 10^{-3}$

TABLE 2.1 – Conditions physiques dans un disque de novæ naines.

La validité de la MHD collisionnelle ne peut être assurée que sous quelques hypothèses :

- le plasma doit être globalement neutre. Cela signifie que la longueur de Debye λ_D , longueur d’écrantage du potentiel électrique lié à un ion, doit être petite devant toutes les longueurs considérées, avec

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_c}{8\pi n_e e^2}}$$

[1]. La grande incertitude sur le champ magnétique vient du fait qu’il n’existe pas de mesures de B dans des disques de DNe. La borne supérieure correspond à la limite pour laquelle une CV devient une polaire intermédiaire.

où n_e est la densité d'électrons, T_e la température des électrons^[2], k_B la constante de Boltzmann et e la charge élémentaire. La longueur caractéristique dans le disque est H , et la condition se traduit

$$\frac{\lambda_D}{H} \approx 10^{-11} \text{ s g}^{1/2} \text{ cm}^{-3/2} \times \frac{\Omega}{\sqrt{\rho}} \ll 1$$

Je trouve $\lambda_D/H \approx 3 \times 10^{-8} \ll 1$ d'après le Tableau 2.1 dans le cas le plus défavorable. Toutes les estimations de cette sous-section seront effectuées dans le cas défavorable d'après les conditions physiques exposées dans le Tableau 2.1.

- la sphère de Debye (sphère ayant pour rayon la longueur de Debye) doit être suffisamment remplie pour assurer l'électro-neutralité, ce qui se traduit par

$$n_e \lambda_D^3 \approx 2 \times 10^{-1} \text{ K}^{-3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{-3/2} \times \frac{T^{3/2}}{\rho^{1/2}} \gg 1$$

Je trouve $n_e \lambda_D^3 \approx 6 \times 10^5 \gg 1$.

- la pulsation plasma ω_{pe} doit être grande devant la fréquence d'évolution caractéristique du plasma pour que les électrons puissent réagir aux perturbations et garder l'électro-neutralité. Nous avons

$$\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2}$$

La fréquence caractéristique dans un disque étant donnée par Ω , la condition devient

$$\frac{\omega_{pe}}{\Omega} \approx 2,5 \times 10^9 \text{ g}^{-1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ s}^{-1} \times \frac{\rho^{1/2}}{\Omega} \gg 1$$

Je trouve $\omega_{pe}/\Omega \approx 8 \times 10^6 \gg 1$.

- la fréquence caractéristique d'évolution du plasma doit être plus petite que la fréquence cyclotron des électrons ω_{ce} , avec

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$$

où m_e est la masse d'un électron et donc

$$\frac{\omega_{ce}}{\Omega} \approx 10^{12} \text{ G}^{-1} \text{ s}^{-1} \times \frac{B}{\Omega} \gg 1$$

Même dans le cas le plus défavorable où le champ magnétique dans le disque est de l'ordre du champ dans le milieu interstellaire $B_{\text{inter}} \approx \mu\text{G}$, je trouve $\omega_{ce}/\Omega \approx 10^6 \gg 1$.

- le champ magnétique doit varier sur une échelle spatiale plus grande que le rayon de Larmor ρ_{Li} des ions où

$$\rho_{Li} = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ci}}$$

[2]. Égale à la température du plasma puisque nous sommes en MHD collisionnelle et donc toutes les espèces ont eu le temps de thermaliser.

Les variations spatiales de B se font sur une longueur caractéristique H . En supposant $v_{\perp} \approx c_s$, où c_s est la vitesse du son dans le disque, la condition revient donc à

$$\frac{\rho_{Li}}{H} \approx 10^{-8} \text{ G s} \times \frac{\Omega}{B} \ll 1$$

Or, je trouve $\rho_{Li}/H \approx 10^{-2} \ll 1$.

- Enfin, vérifions que l'hypothèse collisionnelle est vérifiée. La fréquence de collisions électrons-ions ν_{ei} dans un plasma d'hydrogène complètement ionisé est donnée par

$$\nu_{ei} = \frac{2\pi e^4}{m_e^{1/2} k_B^{3/2}} \frac{n_e \ln \Lambda}{T^{3/2}}$$

où $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien $\approx 10 - 30$. Celle-ci doit être grande devant la fréquence caractéristique d'évolution Ω , et nous avons

$$\frac{\nu_{ei}}{\Omega} \approx 10^{29} \text{ K}^{3/2} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \frac{\rho}{T^{3/2} \Omega} \gg 1$$

Le libre parcours moyen collisionnel λ_{ei} est

$$\lambda_{ei} = \frac{v_{Te}}{\nu_{ei}}$$

avec $v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$. Celui-ci doit être grand devant H et donc

$$\frac{\lambda_{ei}}{H} \approx 10^{-28} \text{ K}^{-3/2} \text{ g cm}^{-3} \text{ s} \frac{T^{3/2} \Omega}{\rho} \ll 1$$

Ceci est vérifié vu que $\lambda_{ei}/H \approx 3 \times 10^{-17}$. Toutes les conditions requises pour appliquer la MHD collisionnelle sont donc bien remplies.

2.1.2 Équations de la MHD

Voici les équations de la MHD collisionnelle, non relativiste, dans le régime non idéal :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\rho \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \left(\frac{\mathbf{B}}{4\pi} \cdot \nabla \right) \mathbf{B} - \rho \nabla \Phi + \eta_V \left(\Delta \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}. \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \eta \mathbf{J} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.6)$$

où \mathbf{v} est la vitesse fluide, P la pression thermique^[3], Φ le potentiel gravitationnel

[3]. La pression P est un scalaire puisque nous sommes en MHD collisionnelle.

de l'objet central, \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{J} le courant électrique, η la résistivité ohmique et η_V la viscosité moléculaire.

J'ai choisi, dans l'équation d'induction, de ne faire apparaître que le terme non-idéal de diffusion Ohmique, sans les termes de Hall et de diffusion ambipolaire. Je justifierai ce choix dans le cadre des novæ naines dans §6.6. En pratique, la prise en compte de la diffusion Ohmique n'est importante que dans l'état quiescent des DNe où la fraction d'ionisation peut être faible. Dans l'état éruptif, la MHD idéale reste une très bonne approximation pour modéliser les échelles grandes devant les échelles de dissipation d'énergie.

Une équation sur l'énergie et une équation de clôture sur la pression doivent également être ajoutées pour compléter le système.

2.1.3 Application de la MHD à un disque mince

Je vais suivre la démarche de Balbus et Papaloizou (1999) en partant des équations de la MHD et en les appliquant à un disque mince, pour retrouver ce que la communauté appelle généralement les équations d'un disque α (Shakura et Sunyaev, 1973). J'ai également étendu ce modèle au cas où des éjections, de quelque nature qu'elles soient, par les bords inférieurs ou supérieurs du disque, transporterait de la masse, du moment cinétique ou de l'énergie.

Dans ce qui suit j'effectuerai des moyennes radiales sur une zone d'extension $\Delta R \gtrsim H \ll R$ ^[4]. Une valeur approximative de H peut être déduite des mesures de température de brillance obtenues par « eclipse mapping » (voir §1.5.1). Ces mesures suggèrent que $H/R \ll 1$ (voir Tableau 2.1) validant l'approximation d'un disque mince. L'approximation de disque mince implique que les déviations à la vitesse Képlérienne dans le disque sont très faibles, que la vitesse du son c_s est faible devant la vitesse Képlérienne $R\Omega$ et que le disque est capable de refroidir radiativement de manière très efficace (Frank *et al.*, 2002). Dans de tels disques, il est souvent admis que les échelles d'évolution radiale et verticale sont clairement découplées. La turbulence due à l'instabilité magnéto-rotationnelle que nous aborderons dans §2.3, responsable de la dissipation de l'énergie d'accrétion, s'étend sur des échelles $\lesssim H$. Il est donc nécessaire de trouver une échelle intermédiaire, englobant toute la physique locale du transport et de la dissipation d'énergie, plus petite que l'échelle d'évolution radiale. Nous considérerons que cette propriété est vérifiée sur l'intervalle ΔR .

Afin d'alléger les calculs de cette section, je supposerai également que le disque est axisymétrique ($\partial_\phi = 0$). Notons bien que les résultats qui en découleront ne dépendent pas de cette approximation. En effet, le calcul en toute généralité montre que les contributions des termes non-axisymétriques s'annulent après une moyenne azimutale.

[4]. Le champ magnétique peut aussi jouer un rôle dans l'équilibre vertical et définir une hauteur H_B . Je ne considère ici que des champ magnétiques sub-thermiques de telle sorte que $H_B < H$.

Conservation de la masse

Commençons par écrire la conservation de la masse (2.1) dans un repère cylindrique :

$$\partial_t \rho + \frac{1}{R} \partial_R (R \rho v_R) + \partial_z (\rho v_z) = 0$$

Nous pouvons intégrer cette équation sur $\Delta R \ll R$, ϕ et z pour obtenir :

$$\partial_t \Sigma + \frac{1}{R} \partial_R (R \Sigma \langle u_R \rangle_\rho) + \left[\Sigma \langle \rho u_z \rangle_{R\phi} \right]_{H^-}^{H^+} = 0 \quad (2.7)$$

où la moyenne $\langle \rangle_\rho$ est définie ainsi

$$\langle X \rangle_\rho \equiv \frac{1}{2\pi \Sigma \Delta R} \int_{-H^-}^{H^+} \int_0^{2\pi} \int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \rho X dR' d\phi dz \quad (2.8)$$

où H^+ et H^- sont les surfaces formelles du disque^[5], la densité de surface Σ est

$$\Sigma \equiv \frac{1}{2\pi \Delta R} \int_{-H^-}^{H^+} \int_0^{2\pi} \int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} \rho dR' d\phi dz$$

et la moyenne $\langle \rangle_{R\phi}$ est définie comme

$$\langle X \rangle_{R\phi} = \frac{1}{2\pi \Delta R} \int_0^{2\pi} \int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} X d\phi dR' \quad (2.9)$$

Conservation du moment cinétique

Passons maintenant à l'équation de conservation du moment cinétique. Nous pouvons multiplier la composante ϕ de l'équation (2.2) par R , et utiliser l'équation (2.1) pour obtenir l'équation de conservation du moment cinétique

$$\partial_t (R \rho v_\phi) + \nabla \cdot \left[R \rho v_\phi \mathbf{v} - R \frac{B_\phi \mathbf{B}}{4\pi} \right] = 0 \quad (2.10)$$

J'ai choisi de négliger la viscosité moléculaire dans l'équation (2.2) car celle-ci a un impact mineur sur le transport de moment cinétique comparée aux autres termes comme nous allons le voir dans la suite.

En posant $\mathbf{u} = \mathbf{v} - R\Omega \mathbf{e}_\phi$ pour faire apparaître les fluctuations de vitesse, nous avons

$$\partial_t (\rho R u_\phi) + \partial_t (\rho R^2 \Omega) + \nabla \cdot \left[R \left(\rho u_\phi \mathbf{u} + \rho R \Omega \mathbf{u} - \frac{B_\phi \mathbf{B}}{4\pi} \right) \right] = 0$$

En supposant que les fluctuations de vitesse sont faibles et donc $u_\phi \ll R\Omega$, nous pouvons négliger $\partial_t (\rho R u_\phi)$ devant $\partial_t (\rho R^2 \Omega)$. En moyennant selon la procédure en (2.8), nous arrivons finalement à

$$\begin{aligned} \partial_t \Sigma \langle R^2 \Omega \rangle_\rho + \frac{1}{R} \partial_R (\Sigma R^3 \Omega \langle u_R \rangle_\rho + \Sigma R^2 W_{R\phi}) + \\ \left[R_0^2 \Omega \langle \rho u_z \rangle_{R\phi} \right]_{H^-}^{H^+} + [R W_{z\phi}]_{H^-}^{H^+} = 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

[5]. Je reviendrai sur ce point dans §5.4.2

où

$$W_{R\phi} = \left\langle u_R u_\phi - \frac{B_R B_\phi}{4\pi\rho} \right\rangle_\rho \quad (2.12)$$

et

$$W_{z\phi} = \left\langle \rho u_\phi u_z - \frac{B_\phi B_z}{4\pi} \right\rangle_{R\phi}. \quad (2.13)$$

Nous voyons qu'il existe ici quatre manières de transporter du moment cinétique. Le deuxième terme de l'équation (2.11) correspond au flux de moment cinétique transporté avec le flot d'accrétion radial. Le troisième terme représente le flux de moment cinétique transporté par les perturbations de vitesse et de champ magnétique. Ce terme a été historiquement assimilé à un terme de contrainte visqueuse et peut en effet l'être, pourvu que $W_{R\phi}$ soit défini localement et positif (Balbus et Papaloizou, 1999).

Regardons plus en détail (2.12). $W_{R\phi}$ peut être décomposé en deux termes, le terme de Reynolds $\mathcal{R}_{R\phi}$ impliquant les corrélations de vitesse et le terme de Maxwell $\mathcal{M}_{R\phi}$ impliquant les corrélations de champ magnétique. Ces deux termes peuvent être compris très intuitivement. Prenons une particule super-Képlérienne ($u_\phi > 0$) allant vers l'intérieur ($u_R < 0$); cela revient à un flux de moment cinétique vers l'intérieur. La dérivée radiale de $\Sigma R \mathcal{R}_{R\phi}$ nous donne la part de ce flux déposé localement. La dérivée radiale de $\Sigma R \mathcal{M}_{R\phi}$, quant à elle, nous donne le couple exercé par la force de Lorentz $B_R \partial_R B_\phi$ sur le fluide, couple qui produit une perte ou un gain de moment cinétique localement.

Le quatrième terme représente le moment cinétique emporté verticalement hors du disque. Enfin, le cinquième terme représente, de manière équivalente à $W_{R\phi}$, le transport dû aux corrélations dans les fluctuations de vitesses azimutales et verticales ainsi que le transport induit par le couple exercé par la deuxième composante de la force de Lorentz azimutale $B_z \partial_z B_\phi$.

Nous pouvons également réécrire (2.11) en utilisant (2.7) afin de relier directement la vitesse d'accrétion à $W_{R\phi}$ et $W_{z\phi}$.

$$\Sigma \langle u_R \rangle_\rho = -\frac{1}{(R^2 \Omega)'} \left(\frac{1}{R} \partial_R (\Sigma R^2 W_{R\phi}) + [RW_{z\phi}]_{H^-}^{H^+} \right) \quad (2.14)$$

Cette expression montre très clairement que l'accrétion est due uniquement aux corrélations des fluctuations de vitesse et de champ magnétique. Le deuxième terme et le quatrième terme de (2.11) ne participent pas à l'équation car ils ne transportent pas de moment cinétique spécifique. Nous détaillerons cela plus en détail dans §2.2.

Conservation de l'énergie

En multipliant (2.2) par $\mathbf{v} \cdot$, (2.3) par $\mathbf{B} \cdot$ et en utilisant (2.1), (2.4), (2.5) et

(2.6), nous pouvons écrire l'équation de conservation de l'énergie mécanique,

$$\begin{aligned} \partial_t \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \Phi + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[\mathbf{v} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \Phi + P \right) + \mathbf{\Pi} + \mathbf{F}_{\text{diss}} \right] = P \nabla \cdot \mathbf{v} \\ - \eta_V \left(\frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 + (\partial_i v_j)(\partial_i v_j) \right) - \frac{\eta}{4\pi} |\nabla \times \mathbf{B}|^2 \end{aligned}$$

où $\mathbf{\Pi} \equiv \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) / 4\pi$ est le flux de Poynting, \mathbf{F}_{diss} le flux contenant le flux d'énergie lié à la viscosité et à la résistivité défini comme

$$\mathbf{F}_{\text{diss}} = \eta_V \left(\nabla \frac{v^2}{2} + \frac{\mathbf{v}}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) - \frac{\eta}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B},$$

$P \nabla \cdot \mathbf{v}$ le travail des forces de pression, $-\eta |\nabla \times \mathbf{B}|^2 / 4\pi$ les pertes par effet Joule et $-\eta_V (1/3 (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 + (\partial_i v_j)(\partial_i v_j))$ les pertes dues à la viscosité moléculaire. Les pertes d'énergie mécanique résistives et visqueuses sont des termes sources pour l'énergie interne et sont responsables du chauffage du disque. En négligeant \mathbf{F}_{diss} devant les autres flux d'énergie et en rassemblant les pertes résistives et visqueuses dans un terme de dissipation appelé Diss., nous pouvons écrire

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \Phi + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[\mathbf{v} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \Phi + P \right) + \mathbf{\Pi} \right] = P \nabla \cdot \mathbf{v} - \text{Diss.} \quad (2.15)$$

J'ai pris ici un potentiel gravitationnel $\Phi(R, z)$ axisymétrique pouvant être décomposé en, une contribution due à l'objet central dans le plan central Ψ , et une contribution due à la déviation du potentiel Ψ lorsque l'on s'éloigne du plan central ψ , de telle sorte que

$$\Phi = \Psi(R) + \psi(R, z)$$

De plus, je supposerai que l'équilibre radial dans le plan central se fait entre la force centrifuge et la gravité uniquement, de sorte que

$$\Omega^2 R = \partial_R \Psi \quad (2.16)$$

À partir de là, il est possible de réécrire l'équation (2.15) pour faire apparaître les équations de conservation de la densité et du moment cinétique

$$\begin{aligned} \partial_t \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \rho \psi + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{fluct}} + R \left(\rho u_\phi \mathbf{u} - \frac{B_\phi \mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right) \cdot \nabla \Omega \\ + \Omega \left(\partial_t (\rho R u_\phi) + \nabla \cdot \left[\rho R u_\phi \mathbf{u} - R \frac{B_\phi \mathbf{B}}{4\pi} \right] \right) + \left[\frac{1}{2} \Omega^2 R^2 + \Psi \right] (\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u})) \\ + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla [\Psi + \frac{1}{2} R^2 \Omega^2] = P \nabla \cdot \mathbf{v} - \text{Diss.} \end{aligned}$$

où

$$\mathbf{F}_{\text{fluct}} = \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \rho \psi + P + \frac{B^2}{4\pi} \right) \mathbf{u} - \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}}{4\pi} \mathbf{B} \quad (2.17)$$

est le flux d'énergie mécanique lié aux fluctuations. Nous pouvons réécrire l'équation (2.10) comme

$$\partial_t (\rho R u_\phi) + \nabla \cdot \left[\rho R u_\phi \mathbf{u} - R \frac{B_\phi \mathbf{B}}{4\pi} \right] = -\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Omega R^2 \quad (2.18)$$

En utilisant (2.1), (2.18) et en remarquant que $\Omega \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Omega R^2 = \rho \mathbf{u} \cdot \nabla [\Psi + \frac{1}{2} R^2 \Omega^2]$, nous pouvons finalement écrire l'équation de conservation de l'énergie mécanique comme

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \rho \psi + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{fluct}} + R \left(\rho u_\phi \mathbf{u} - \frac{B_\phi \mathbf{B}}{4\pi} \right) \cdot \nabla \Omega = P \nabla \cdot \mathbf{v} - \text{Diss.} \quad (2.19)$$

Définissons maintenant Q^+ le taux de création local d'énergie interne irréversible, ou taux de chauffage local irréversible, moyenné sur la hauteur, comme étant égal au taux de perte d'énergie mécanique par la viscosité moléculaire et la résistivité moléculaire. Nous supposons donc que toute l'énergie dissipée à grande échelle cascade jusqu'aux petites échelles où elle est transformée en énergie interne par les processus dissipatifs. Notons bien que Q^+ n'inclue pas tous les termes de chauffage ; il n'inclut pas par exemple l'advection radiale d'énergie ou le terme de compression/expansion $P \nabla \cdot \mathbf{v}$ qui est un terme de perte d'énergie réversible. Définissons donc

$$Q^+ \equiv \langle \eta_V \left(\frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 + (\partial_i v_j)(\partial_i v_j) \right) + \frac{\eta}{4\pi} |\nabla \times \mathbf{B}|^2 \rangle_{R\phi z} \times (H^+ - H^-)$$

où

$$\langle X \rangle_{R\phi z} = \frac{1}{2\pi \Delta R \times (H^+ - H^-)} \int_{H^-}^{H^+} \int_0^{2\pi} \int_{R-\Delta R/2}^{R+\Delta R/2} X d\phi dR' dz. \quad (2.20)$$

Avant toute chose, remarquons que Q^+ est défini positif d'après le second principe de la thermodynamique.

En moyennant selon (2.8) l'équation (2.19) nous obtenons,

$$\begin{aligned} \partial_t \left(\Sigma \left\langle \frac{1}{2} u^2 + \psi + \frac{B^2}{8\pi \rho} \right\rangle \right) + \frac{1}{R} \partial_R \left(\Sigma \langle F_{\text{fluct}_R} / \rho \rangle \right) + \left[\langle F_{\text{fluct}_z} \rangle_{R\phi} \right]_{H^-}^{H^+} \\ + \Sigma W_{R\phi} \frac{d\Omega}{d \ln R} = \Sigma \left\langle \frac{P}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} \right\rangle_{\rho} - Q^+ \end{aligned} \quad (2.21)$$

Cette équation mérite quelques remarques. Tout d'abord, plaçons nous dans un cas où les fluctuations d'énergie mécaniques sont quasi-stationnaires tel que l'est un état turbulent. Comme nous l'avons dit précédemment, le terme en $P \nabla \cdot \mathbf{v}$ est un terme de chauffage réversible. Nous allons ici nous intéresser au chauffage *irréversible* et allons donc mettre de côté le terme $P \nabla \cdot \mathbf{v}$. Nous allons également restreindre nos remarques au chauffage local et nous annulons donc la divergence radiale du flux d'énergie lié aux fluctuations.^[6] Dans ce cas, nous pouvons réécrire (2.21),

$$\begin{aligned} Q^+ &= -\Sigma W_{R\phi} \frac{d\Omega}{d \ln R} - \left[\langle F_{\text{fluct}_z} \rangle_{R\phi} \right]_{H^-}^{H^+} \\ &\leq -\Sigma W_{R\phi} \frac{d\Omega}{d \ln R} \end{aligned} \quad (2.22)$$

[6]. La turbulence MHD se traite bien à l'approximation locale mais ce n'est pas le cas de l'auto-gravité par exemple (voir Balbus et Papaloizou (1999)).

pourvu que le flux d'énergie mécanique soit sortant comme dans le cas d'un vent ou d'un jet emportant de la matière, du moment cinétique et de l'énergie hors du disque. Nous voyons donc que lorsqu'il n'y a pas d'éjections par les frontières verticales du disque, nous retrouvons la célèbre formule de Lynden-Bell et Pringle (1974),

$$Q^+ = -\Sigma W_{R\phi} \frac{d\Omega}{d \ln R}, \quad (2.23)$$

reliant le chauffage irréversible local au tenseur de contrainte $W_{R\phi}$. Cette relation indique que de l'énergie gravitationnelle est continuellement extraite des grandes échelles (via le différentiel de la fréquence de rotation dans un disque Képlérien) par le terme $W_{R\phi}$ et transférée aux petites échelles par la turbulence où elle est dissipée.

Cependant, nous voyons que les éjections verticales ont également un impact sur l'énergétique du disque. Le flux d'énergie mécanique sortant emporte de l'énergie avec l'éjection et le chauffage irréversible local est en réalité plus faible que ce qui est donné par (2.23). Nous reviendrons sur ce point dans §5.4.4.

2.2 Transport de moment cinétique et accrétion

Comme je l'ai brièvement dit précédemment, l'accrétion de matière résulte d'une perte locale de moment cinétique. Définissons le taux d'accrétion dans le disque $\dot{M} \equiv -2\pi R \Sigma \langle u_R \rangle_\rho$. À partir de (2.14), nous pouvons écrire

$$\dot{M} = \frac{4\pi}{\Omega} \left(\frac{1}{R} \partial_R (\Sigma R^2 W_{R\phi}) + [RW_{z\phi}]_{H^+}^{H^-} \right) \quad (2.24)$$

Nous voyons immédiatement qu'il existe deux manières de perdre du moment cinétique et donc d'accréter. Étudions chaque terme plus en détail.

2.2.1 Turbulence

Le transport par la turbulence a été une des premières hypothèses avancée pour expliquer l'accrétion dans les disques. Il a vite été réalisé que la viscosité moléculaire dans les disques était beaucoup trop faible pour expliquer les luminosités observées. En effet, nous pouvons écrire, dans un plasma ionisé, la viscosité moléculaire ν_{mol} comme étant $\nu_{\text{mol}} \approx \lambda_{ei} c_s$ où λ_{ei} est le libre parcours moyen pour des collisions électrons-ions défini dans §2.1.1. Nous pouvons reprendre les calculs de §2.1.1 pour obtenir $\nu_{\text{mol}} \approx 10^{-19} T^{5/2} / \rho \approx 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ d'après le Tableau 2.1. Si nous supposons que le transport se fait de manière visqueuse dans tout le disque, alors la durée d'une éruption, qui correspond au temps pour vider le disque visqueusement, est $\approx R_{\text{ext}}^2 / \nu_{\text{mol}}$ où R_{ext} est le rayon externe du disque. Pour $R_{\text{ext}} \approx 10^{10} \text{ cm}$, nous trouvons une durée d'éruption d'environ 10^{15} ans. Clairement, ce temps est beaucoup trop long comparé au temps observé qui est de l'ordre de la journée.

Puisque la viscosité moléculaire est bien trop faible pour reproduire les observations, il a été postulé que la turbulence pourrait agir comme une viscosité effective (Shakura et Sunyaev, 1973). L'idée très générale étant qu'elle induirait plus d'interactions entre deux couches de fluides adjacentes que dans un écoulement laminaire.

La théorie des disques visqueux (Shakura et Sunyaev 1973, Lynden-Bell et Pringle 1974, Pringle 1981) fut donc utilisée pour décrire les disques d'accrétion en utilisant une viscosité effective (ou anormale)

$$\nu_t \approx \alpha c_s H$$

prenant en compte la turbulence dans le paramètre α . Ce paramètre peut a priori prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1. La viscosité effective peut aussi s'écrire $\nu_t \approx v_{\text{turb}} l_{\text{turb}}$ où v_{turb} correspond à la vitesse caractéristique de la turbulence et l_{turb} la longueur caractéristique de la turbulence. Puisque l_{turb} peut difficilement dépasser quelques H , cela signifie que pour $\alpha > 1$, $v_{\text{turb}} > c_s$. Dans ce cas, le système devient fortement dissipatif menant à un retour à une vitesse sub-sonique (Shakura et Sunyaev, 1973). En attendant de trouver un mécanisme efficace pouvant produire de la turbulence dans les disques astrophysiques, les modèles de disque se sont développés autour de cette prescription α .

Nous voyons d'après les équations de disque mince développées dans §2.1.3 qu'il est possible de donner une base théorique à cette viscosité effective (Balbus et Papaloizou, 1999). En effet en posant,

$$\nu_t = \frac{2}{3\Omega} W_{R\phi} \quad (2.25)$$

nous trouvons que l'équation (2.26) peut se réécrire comme une équation de transport visqueux.

En négligeant les termes de surface et en combinant (2.11), (2.7) et (2.25), nous pouvons facilement obtenir une équation d'évolution visqueuse de la densité qui établit un premier lien avec la théorie visqueuse (Shakura et Sunyaev 1973, Lynden-Bell et Pringle 1974, Pringle 1981) que je présenterai dans §2.4 :

$$\partial_t \Sigma = \frac{1}{R} \partial_R \left(\frac{1}{(R^2 \Omega)'} \partial_R \left(\frac{3}{2} \nu_t \Omega \Sigma R^2 \right) \right) \quad (2.26)$$

La viscosité anormale est ici donnée par la valeur de $W_{R\phi}$. Nous voyons de cette analogie qu'il s'agit des corrélations de vitesse et de champ magnétique et non la seule existence de la turbulence qui donne une viscosité anormale et donc un flux de moment cinétique accru (Balbus et Hawley, 1998).

Pour satisfaire les propriétés d'une viscosité il faut également que $\langle u_R u_\phi \rangle_\rho > 0$ et $\langle B_R B_\phi \rangle_\rho < 0$ ce qui n'est a priori pas évident. Cependant, nous pouvons dès maintenant, à partir d'arguments énergétiques, montrer que la turbulence MRI ne peut que mener à $W_{R\phi} > 0$. Dans un système dissipatif, la turbulence doit être maintenue afin de rester en régime stationnaire. Or, la seule source d'énergie libre disponible pour le développement d'une instabilité menant à de la turbulence est l'énergie gravitationnelle, c'est à dire l'énergie de cisaillement. Extraire cette énergie revient à annuler le cisaillement et donc à transporter le moment cinétique vers l'extérieur, menant à $W_{R\phi} > 0$. Notons que cela ne revient pas à déplacer les particules fluides internes vers l'extérieur à moment cinétique constant et les particules fluides externes vers l'intérieur à moment cinétique constant ce qui reviendrait à transporter du moment

cinétique vers l'intérieur. Le transport de moment cinétique dans un espace en rotation est plus subtil et ne peut être compris avec cette image simpliste (Clarke et Pringle, 2004).

Nous pouvons ainsi réécrire l'équation (2.24) en utilisant la paramétrisation α ,

$$\dot{M} = \frac{4\pi}{\Omega} \left(\frac{1}{R} \partial_R (\Sigma R^2 \alpha \langle c_s^2 \rangle_\rho) + [RW_{z\phi}]_{H^-}^{H^+} \right)$$

où

$$\alpha \equiv W_{R\phi} / \langle c_s^2 \rangle_\rho \quad (2.27)$$

Définissons dès maintenant $\dot{M}_{R\phi}$ le taux d'accrétion dû au transport radial de moment cinétique par la turbulence comme

$$\dot{M}_{R\phi} \equiv \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{R} \partial_R (\Sigma R^2 \alpha \langle c_s^2 \rangle_\rho) \quad (2.28)$$

2.2.2 Vents

Les vents furent également proposés comme mécanisme pour transporter du moment cinétique. Les travaux de Blandford et Payne (1982) sur les vents magnéto-centrifugés et leur propension à transporter du moment cinétique ont amorcé de nombreux travaux dans le domaine dans les années qui suivirent (Pudritz *et al.* 1983, Lovelace *et al.* 1987, Lovelace *et al.* (1991), Pelletier et Pudritz (1992), Ferreira et Pelletier 1995).

Le mécanisme de lancement de vents magnéto-centrifugés de Blandford et Payne (1982) est souvent résumé, à tort, comme celui de « perles » sur un fil rigide. Les lignes de champ magnétique seraient parfaitement rigides à la surface du disque et entraînées par la rotation du disque. La force centrifuge (radiale) permettrait donc à la matière de « glisser » le long des lignes de champ. Cette image de lignes de champ parfaitement rigides est incorrecte. En effet dans Blandford et Payne (1982) du champ toroïdal est créé, à partir des lignes de champ poloïdales, par la rotation du disque dans lequel les lignes de champ sont ancrées. C'est d'ailleurs via ce champ toroïdal que du moment cinétique est extrait du disque. De plus, le gradient de pression magnétique $\partial_z B_\phi^2$ permet l'accélération verticale de la matière, menant à la formation d'un jet, et la force centrifuge donne une accélération radiale. Dans ce modèle, il est admis que le jet extrait une grande partie du moment cinétique dans le disque mais sans calcul explicite de la structure du disque et donc des mécanismes d'extraction du moment cinétique.

Le mécanisme de lancement d'un vent ou jet^[7] est intimement connecté à la physique du disque. En prenant en compte l'accrétion et l'éjection de manière couplée et en résolvant les équations d'un disque avec jet de manière auto-similaire, Ferreira et Pelletier (1995) ont mis en avant les mécanismes d'éjection et d'extraction du moment cinétique par un jet. Les effets en jeu sont résumés sur la Figure 2.1 où est représentée une ligne de champ magnétique initialement verticale, déformée par

[7]. La distinction entre vent et jet semble se faire actuellement sur la collimation de l'écoulement ; je ne rentrerai pas dans ce genre de détail et parlerai de jet quand la magnétisation est forte et de vents dans les autres cas.

la rotation dans le disque. J'ai aussi représenté sur la Figure 2.1 les composantes, $F_\phi = -j_R B_z$, et $F_z = j_R B_\phi$, de la force de Lorentz résultant de la déformation des lignes de champ. Les lignes de champ, initialement verticales, sont déformées par l'accrétion radiale dans le disque, créant du champ B_R . Le champ radial est ensuite cisailé par le flot Képlérien créant un champ toroïdal $B_\phi < 0$ dans le demi-plan supérieur du disque. Ceci va induire un courant j_R , résultant en une force de Lorentz verticale $j_R B_\phi$ et une force de Lorentz azimuthale $-j_R B_z$. La force F_ϕ correspond à la tension magnétique des lignes de champ. Elle est négative dans le disque, ceci veut dire que le champ magnétique freine le disque à cause de la tension magnétique s'opposant à la déformation des lignes de champ. Ceci induit de l'accrétion radiale et alimente le champ magnétique radial B_R . La force de Lorentz $j_R B_\phi$ correspond à la pression magnétique $\partial_z B_\phi^2$. Cette pression magnétique est créée lors de l'enroulement des lignes de champ dans la direction toroïdale par le disque. Elle est positive au-dessus de la surface du disque et éjecte la matière verticalement. En dessous de la surface du disque, elle est négative. Le disque est comprimé par le vent/jet qui s'appuie sur les régions inférieures pour être lancé.

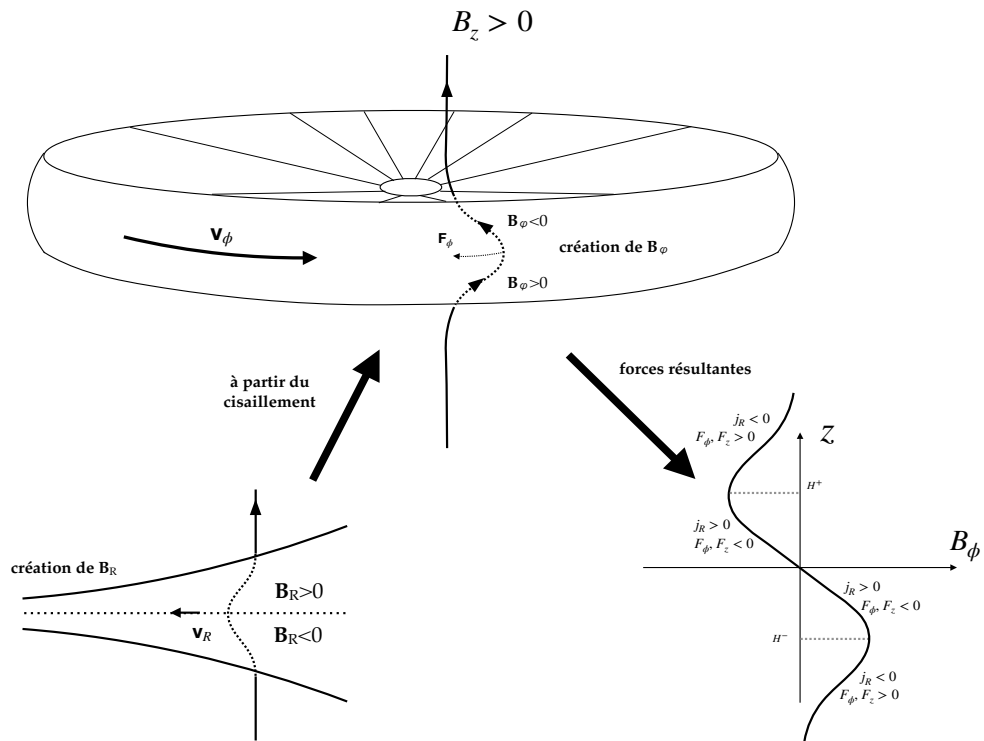


FIGURE 2.1 – Illustration d'une ligne de champ magnétique, initialement verticale, déformée par le mouvement Képlérien et des courants et forces associés.

Regardons maintenant le bilan de moment cinétique. Le couple magnétique dû à la force Lorentz azimuthale $F_\phi = -j_R B_z$ ralentit la matière dans le disque et le moment cinétique est stocké dans le champ magnétique toroïdal. Il est d'ailleurs

possible d'écrire, en MHD stationnaire, axisymétrique, un invariant de l'écoulement correspondant au moment cinétique spécifique total l ,

$$l = Rv_\phi - \frac{RB_\phi}{k} \quad (2.29)$$

où k est un autre invariant de l'écoulement. Nous voyons très clairement de cette relation que le moment cinétique est soit stocké dans la vitesse toroïdale soit dans le champ magnétique toroïdal. Au dessus de la surface du disque, la force de Lorentz azimuthale accélère la matière, i.e. le moment cinétique est retransmis à la matière, induisant une force centrifuge accélérant également radialement la matière hors du disque.

Revenons maintenant à l'équation (2.24). La contribution magnétique de $W_{z\phi}$ représente tout simplement la force de Lorentz azimuthale $F_\phi = -j_R B_z$ que nous venons d'évoquer, moyennée sur la hauteur du disque. La contribution hydrodynamique de $W_{z\phi}$ correspond au flux de moment cinétique transporté par les fluctuations dans l'écoulement vertical. Le terme $[RW_{z\phi}]_{H^-}^{H^+}$ donne donc le couple magnétique exercé par le vent et le flux de moment cinétique transporté verticalement par les fluctuations. Dans un vent/jet, les deux contributions seront positives dans le disque comme nous l'avons vu et le moment cinétique sera perdu localement, menant à de l'accrétion *radiale*.

Nous pouvons introduire, comme nous l'avons fait pour la turbulence, un nombre adimensionné q prenant en compte le couple dû au vent. En écrivant,

$$q \equiv \frac{4\pi}{B_z^2} [W_{z\phi}]_{H^-}^{H^+} \quad (2.30)$$

$$\equiv \frac{\beta_{\text{mid}}}{2 \langle P_{\text{mid}} \rangle_{R\phi}} [W_{z\phi}]_{H^-}^{H^+} \quad (2.31)$$

où $c_{s \text{ mid}}$ est la vitesse du son dans le milieu du disque et $\beta_{\text{mid}} \equiv 8\pi \langle P_{\text{mid}} \rangle_{R\phi} / B_z^2$ est le ratio de la pression thermique sur la pression magnétique au milieu du disque. Nous pouvons ainsi réécrire l'équation (2.24),

$$\dot{M} = \frac{4\pi}{\Omega} \left(\frac{1}{R} \partial_R (\Sigma R^2 \alpha \langle c_s^2 \rangle_\rho) + \frac{2q}{\beta_{\text{mid}}} R \langle P_{\text{mid}} \rangle_{R\phi} \right) \quad (2.32)$$

et définir $\dot{M}_{z\phi}$ le taux d'accrétion radial dû au transport *vertical* de moment cinétique par le vent

$$\dot{M}_{z\phi} \equiv \frac{8\pi}{\beta_{\text{mid}}} q \langle P_{\text{mid}} \rangle_{R\phi} \frac{R}{\Omega} \quad (2.33)$$

Pour finir sur les vents, je tiens à insister sur le fait que nous ne parlons *pas* dans l'équation (2.24), du taux de perte de masse dans le vent. Il s'agit de l'accrétion radiale provoquée par une perte de moment cinétique spécifique dans l'écoulement vertical. Le taux de perte de masse intervient dans (2.7) et (2.11); il provoque une perte de moment cinétique en emportant de la matière mais n'induit pas de perte de moment cinétique spécifique et donc ne provoque pas d'accrétion radiale de

matière.

Nous voyons que nous avons pu réécrire l'équation (2.24), qui découle naturellement des équations de la MHD dans un disque mince, de la manière suivante

$$\dot{M} = \dot{M}_{R\phi} + \dot{M}_{z\phi} \quad (2.34)$$

où nous avons identifié $\dot{M}_{R\phi}$ à l'accrétion induite par le transport radial de moment cinétique par la turbulence et $\dot{M}_{z\phi}$ à l'accrétion induite par le transport vertical de moment cinétique par un vent/jet. Ces deux mécanismes d'accrétion seront le principal sujet d'étude de cette thèse.

2.3 Instabilité magnéto-rotationnelle

Je vais maintenant présenter l'instabilité magnéto-rotationnelle (MRI), qui est à ce jour le meilleur candidat pour la génération de turbulence mais aussi également de vents et donc du transport de moment cinétique dans les disques d'accrétion de novæ naines. Pour cela, je vais développer les équations de la MHD dans une approximation locale, équations que je linéariserai ensuite afin d'explicitier le développement de la MRI. Je donnerai une explication qualitative du fonctionnement de cette instabilité dans le cas où un champ grande échelle traverse le disque. Enfin, je m'intéresserai à l'impact de la résistivité Ohmique sur la MRI.

2.3.1 Approximation locale

Pour étudier, la dynamique locale dans un disque il est plus aisé de se placer dans l'approximation de Hill. Celle-ci consiste à se mettre en co-rotation avec le fluide à un rayon R_0 et à une vitesse angulaire Ω_0 , correspondant à la fréquence Képlérienne en R_0 . Des termes inertiels vont donc être ajoutés à l'équation (2.2) pour donner

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\rho \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla(P + \frac{B^2}{8\pi}) - \rho \nabla \Phi + (\frac{\mathbf{B}}{4\pi} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \rho \Omega_0^2 R \mathbf{e}_R - 2\rho \boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{v} \quad (2.35)$$

où l'avant dernier terme représente la force centrifuge et le dernier terme la force de Coriolis. Dans un premier temps, intéressons nous seulement aux forces inertielles et à la composante radiale de la gravité :

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -R(\Omega^2 - \Omega_0^2) \mathbf{e}_R - 2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{v} \quad (2.36)$$

Dans l'approximation locale $\Omega \simeq \Omega_0 + \delta R \frac{d\Omega}{dR}$, avec $\delta R = R_0 - R$, donc :

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = R(\Omega_0 - \Omega)(\Omega_0 + \Omega) \mathbf{e}_R - 2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{v} \quad (2.37)$$

$$\simeq -2R\Omega_0 \delta R \left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_0} \mathbf{e}_R - 2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{v} \quad (2.38)$$

Le premier terme du membre de droite est la force de marée, qui agit comme une force de rappel radiale. Posons maintenant

$$q_0 = - \left. \frac{d \ln \Omega}{d \ln R} \right|_{R_0} \quad (2.39)$$

et

$$\kappa_0^2 = 2(2 - q_0)\Omega_0^2 \quad (2.40)$$

Les solutions du système (2.38), dans le référentiel tournant sont des trajectoires elliptiques autour de la position d'équilibre, à la fréquence épicyclique κ_0 , qui dans le cas Képlérien est égale à Ω_0 . Nous voyons bien que dans le cas où $q_0 < 2$ le système est stable. Il s'agit du critère de Rayleigh. Dans le cas d'écoulements (quasi)-Képlérien, comme ceux que nous considérerons par la suite, ce critère sera vérifié puisque $q_0 = 1, 5$.

Une solution stationnaire de (2.38) est donnée par

$$v_R = 0, \quad v_\phi = q_0 \Omega_0 \delta R \equiv v_K \quad (2.41)$$

Nous pouvons changer de variable pour faire apparaître les perturbations de vitesse par rapport à la vitesse Képlérienne en posant $\mathbf{u} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_K$ et en définissant une nouvelle dérivée Lagrangienne,

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{u} + \mathbf{v}_K) \cdot \nabla \approx \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla + \delta R \frac{d\Omega}{dR} \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (2.42)$$

où j'ai négligé les termes de courbure en vertu de l'approximation locale. Après calcul, nous arrivons facilement aux équations de la MHD dans l'approximation locale :

$$\rho \left(\frac{Du_R}{Dt} - 2\Omega_0 u_\phi \right) = - \frac{\partial}{\partial R} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \left(\frac{\mathbf{B}}{4\pi} \cdot \nabla \right) B_R \quad (2.43a)$$

$$\rho \left(\frac{Du_\phi}{Dt} + \frac{\kappa_0^2}{2\Omega_0} u_R \right) = - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \left(\frac{\mathbf{B}}{4\pi} \cdot \nabla \right) B_\phi \quad (2.43b)$$

$$\rho \frac{Du_z}{Dt} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \left(\frac{\mathbf{B}}{4\pi} \cdot \nabla \right) B_z \quad (2.43c)$$

pour l'équation de conservation du moment cinétique (2.2) et

$$\frac{D\mathbf{B}}{Dt} = \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{u} - \mathbf{B} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - q_0 \Omega_0 B_R \mathbf{e}_\phi \quad (2.44)$$

pour l'équation d'induction dans l'approximation idéale.

2.3.2 Cas idéal

2.3.2.1 Avec B_z

Nous nous placerons dans la limite où le plasma est incompressible et non stratifié. Cette dernière hypothèse peut se justifier en considérant que nous étudions la

dynamique dans le plan du disque. Prenons le cas où un champ magnétique vertical à grande échelle existe déjà dans le disque de telle sorte que $\mathbf{B} = B_z \mathbf{e}_z + \delta \mathbf{B}$ et $\mathbf{k} = k_z \mathbf{e}_z$ par simplicité. Les perturbations se propageant parallèlement aux lignes de champ étant les plus instables (Balbus et Hawley, 1991), nous ne perdons pas beaucoup de la physique de l'instabilité à considérer $\mathbf{k} = k_z \mathbf{e}_z$ mais gagnons en simplicité mathématique. Introduisons maintenant une perturbation de type WKB de la forme $e^{i(k_z z - \omega t)}$ et linéarisons les équations (2.43) et (2.44). L'équation de conservation de la masse, nous donne :

$$-\omega \frac{\delta \rho}{\rho} + k_z \delta u_z = 0 \quad (2.45)$$

Or, $\delta \rho = 0$ à cause de l'incompressibilité du plasma, donc $\delta u_z = 0$. Le reste des équations, nous donne :

$$-i\omega \delta u_R - 2\Omega \delta u_\phi - \frac{ik_z B_z}{4\pi\rho} \delta B_R = 0 \quad (2.46)$$

$$-i\omega \delta u_\phi + \frac{\kappa_0^2}{2\Omega} \delta u_R - \frac{ik_z B_z}{4\pi\rho} \delta B_\phi = 0 \quad (2.47)$$

$$-i\omega \delta B_R - ik_z B_z \delta u_R = 0 \quad (2.48)$$

$$-i\omega \delta B_\phi - ik_z B_z \delta u_\phi - q_0 \Omega_0 \delta B_R = 0 \quad (2.49)$$

$$\delta B_z = 0 \quad (2.50)$$

Ce qui nous donne la relation de dispersion suivante :

$$\omega^4 - \omega^2 [\kappa_0^2 + 2(k_z V_{A,z})^2] + (k_z V_{A,z})^2 ((k_z V_{A,z})^2 - 2q_0 \Omega_0^2) = 0 \quad (2.51)$$

où $V_{A,z} = B_z / \sqrt{4\pi\rho}$. Nous voyons immédiatement que la condition d'instabilité est :

$$(k_z V_{A,z})_{\text{crit}}^2 < 2q_0 \Omega_0^2 \quad (2.52)$$

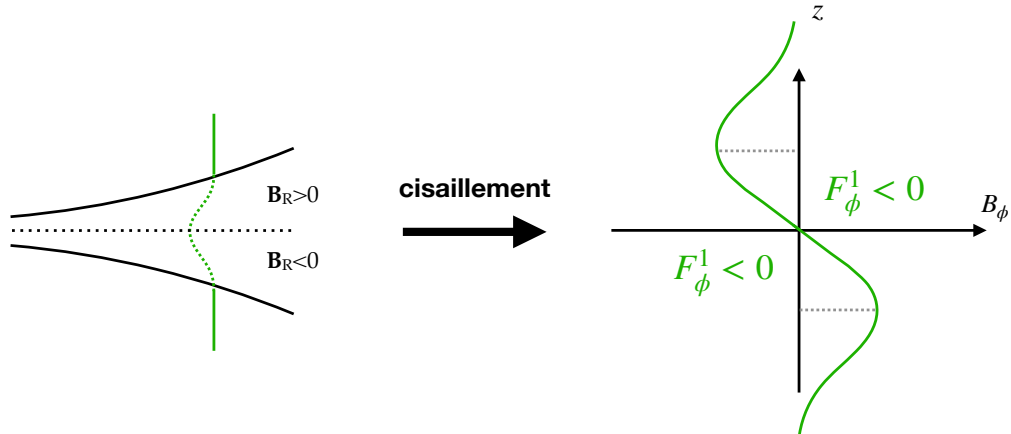
L'équation (2.52) nous indique qu'un disque Képlérien peut toujours être instable pourvu que nous regardions des perturbations suffisamment grandes échelles. En effet, la tension magnétique étant moins importante pour les grandes longueurs d'ondes (il est plus facile de « tordre » une ligne de champ magnétique à grande échelle qu'à petite échelle), il est toujours possible de trouver une longueur d'onde telle que le critère (2.52) soit vérifié. Néanmoins, dans un disque astrophysique, la hauteur maximum du disque induit une longueur d'onde maximum pour les perturbations. Ceci implique que le disque devient instable uniquement pour un champ magnétique vertical sub-thermal. En effet, si la longueur d'onde maximum est $\lambda_{\text{max}} \approx H$, la hauteur du disque, alors la condition d'instabilité (2.52) devient

$$\frac{2\pi^2}{q_0} < \left(\frac{c_s^2}{V_{A,z}^2} \right). \quad (2.53)$$

Notons que seul le champ magnétique vertical doit être sub-thermal.

Nous avons vu que les forces inertielles ont tendance à stabiliser l'écoulement dans un cas purement hydrodynamique. Lorsque nous ajoutons du champ magnétique, la tension des lignes de champ magnétique va également agir comme un

Particule déplacée vers l'intérieur



Particule déplacée vers l'extérieur

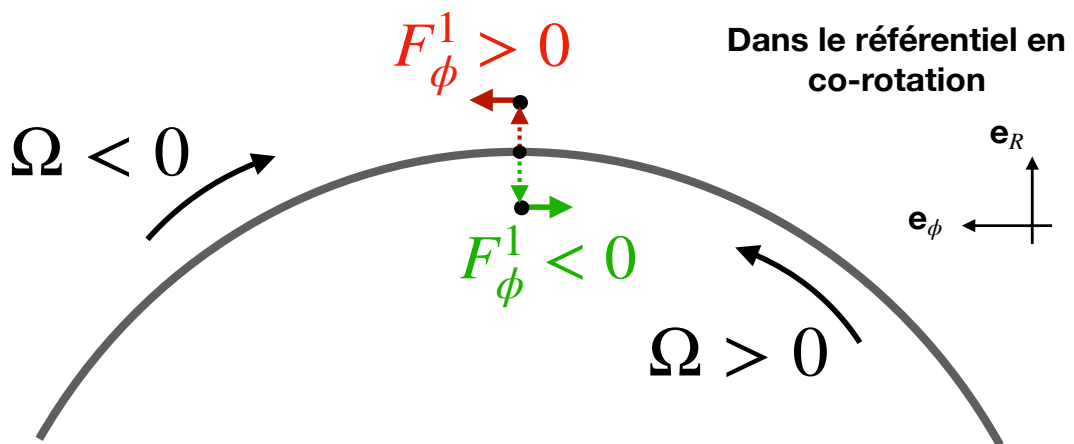
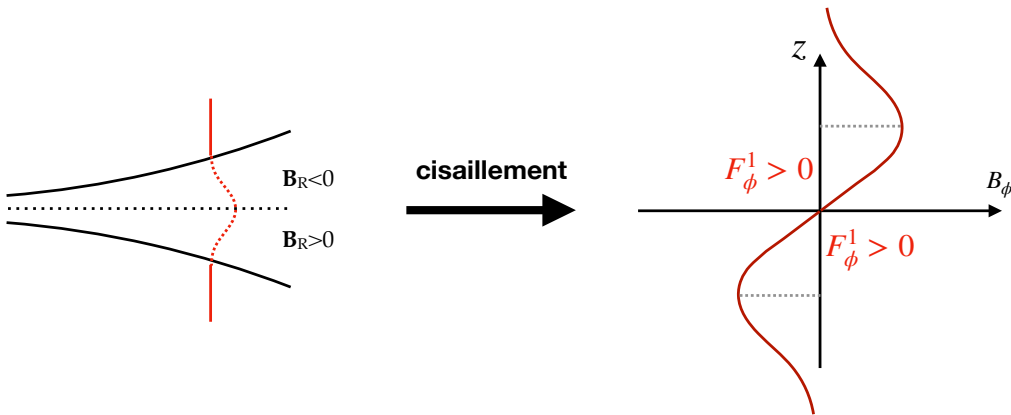


FIGURE 2.2 – Illustration du mécanisme de la MRI dans le repère local en co-rotation.

élément stabilisateur en cherchant à ramener une particule sur son orbite d'origine. D'où vient donc l'instabilité MRI ?

Le coeur de la MRI se trouve dans le dernier terme de (2.49). Le cisaillement dans le disque crée du champ toroïdal δB_ϕ à partir du champ poloïdal δB_R à un taux égal au taux de cisaillement $q_0\Omega_0$. Ce mécanisme est similaire à ce que nous avons exposé dans le cas d'un vent sur la Figure 2.1. Il correspond à la création de champ toroïdal par le cisaillement à partir du champ radial. Sur la Figure 2.1, nous avons considéré le cas où les lignes de champs radiales sont déformées vers l'intérieur dans le disque. Dans ce cas, nous avons vu qu'un couple de freinage s'exerce sur le disque *via* la force de Lorentz azimutale $F_\phi^1 < 0$, force de tension résultante de la déformation de la ligne de champ par l'écoulement. Dans le cas où les lignes de champ poloïdales sont déformées vers l'extérieur, la force de Lorentz azimutale $F_\phi^1 > 0$ accélère l'écoulement dans la direction azimutale comme nous le voyons sur la Figure 2.2. En fait, la force de tension F_ϕ^1 s'oppose toujours à l'écoulement mais, dans le repère local, l'écoulement change de sens entre l'intérieur et l'extérieur (voir Figure 2.2). F_ϕ^1 s'oppose donc au retour à l'équilibre lorsque $d\Omega/dR < 0$, comme illustré sur la Figure 2.2. En effet, F_ϕ^1 ralentit les particules allant vers l'intérieur, les faisant donc dévier encore plus vers l'intérieur, et accélère les particules allant vers l'extérieur les faisant dévier encore plus vers l'extérieur. La fréquence caractéristique de ce mécanisme de déstabilisation dépend de la longueur d'onde mais sa valeur maximum est donnée par le cisaillement $q_0\Omega_0$.

Le deuxième terme de (2.49) correspond au δB_ϕ induit par une augmentation de la vitesse δu_ϕ . Cette deuxième partie de la force de Lorentz azimutale, F_ϕ^2 , qui correspond à une force de rappel, tend à minimiser δu_ϕ pour ramener le disque à l'équilibre.

La force de Lorentz radiale, F_R , tend également à ramener le disque vers l'équilibre en s'opposant à la création de δu_R . Puisque le champ radial δB_R est généré par δu_R d'après l'équation (2.48), la force de Lorentz radiale est l'élément crucial permettant de stopper un emballement critique de l'instabilité.

Il existe donc une compétition entre, d'un côté, les forces de rappel F_ϕ^2 et F_R , qui tendent à stabiliser le système, et de l'autre côté la force de Lorentz azimutale F_ϕ^1 , qui tend à déstabiliser le système. Tant que δB_ϕ dû au cisaillement est créé plus rapidement que δu_R n'est ramené à zéro par la tension magnétique radiale, alors, le système sera instable. C'est à dire tant que le temps caractéristique sur lequel la tension magnétique stabilise les perturbations, qui est $\approx 1/(k_z V_{A,z})$, est plus long que le temps caractéristique sur lequel F_ϕ^1 déstabilise le disque $\approx 1/q_0\Omega_0$. Cela se produit aux grandes longueurs d'ondes (où la tension magnétique est moins importante) ou quand B_z devient petit. Nous retrouvons donc le critère de stabilité (2.52).

Nous comprenons également que le critère $d\Omega/dR > 0$ pour un système stable provient tout simplement de la condition que la force azimutale provoquée par le cisaillement, F_ϕ^1 , ne s'oppose pas au retour à l'équilibre.

La longueur d'onde du mode le plus instable de la MRI est $\lambda_{\max} \approx 2\pi H \sqrt{(2/\beta)}$ où β est le rapport de la pression thermique sur la pression magnétique. Le mode le plus instable grandit sur un temps caractéristique $\simeq 1/\Omega$. Le taux de croissance de

l'instabilité est également maximum lorsque $\mathbf{k} = k_z \mathbf{e}_z$. Il semble ici que l'instabilité MRI peut grandir indéfiniment. En réalité, des instabilités parasites, principalement de type Kelvin-Helmoltz, vont saturer l'instabilité MRI linéaire en un régime turbulent (Goodman et Xu, 1994).

La turbulence MRI est maintenant considérée comme la source la plus prometteuse de turbulence dans les disques d'accrétion. Elle peut être réduite à une prescription α dans un disque mince (voir §2.2.1). De nombreux travaux de simulations numériques de turbulence MRI ont été effectués afin d'avoir des valeurs de α réalistes. Dans le cas où un B_z grande échelle traverse le disque, la valeur de α dépend de la magnétisation β du champ à grande échelle (Hawley *et al.*, 1995).

Nous ferons remarquer au lecteur la similarité du mécanisme à l'origine de l'instabilité magnéto-rotationnelle et de celui à l'origine de l'éjection de matière par des vents MHD expliqué dans la §2.2.2. Il semble jusqu'ici que l'instabilité magnéto-rotationnelle ne va jouer un rôle que dans le transport turbulent de moment cinétique. Nous verrons plus tard que les vents peuvent également être vus comme une conséquence naturelle de la MRI.

2.3.2.2 Sans B_z

Il existe également une version de la MRI qui ne requiert pas de champ magnétique poloïdal grande échelle. Dans ce cas là, la MRI doit être non-axisymétrique et l'analyse s'en trouve grandement complexifiée. Du fait du caractère moins illustratif des calculs, je ne les présenterai pas ici et me contenterai de donner les résultats principaux de l'analyse.

L'instabilité sans champ magnétique poloïdal grande échelle est radicalement différente de celle avec champ magnétique poloïdal grande échelle dans le sens où la première est une instabilité super-critique tandis que la deuxième est une instabilité sous-critique. La première apparaît donc pour des perturbations infinitésimales tandis que la deuxième nécessite une perturbation initiale non nulle pour se développer (Riols *et al.*, 2013). L'instabilité grandit ensuite sur environ une dizaine de fréquence Képlérienne et nécessite que $k_\phi < k_R < k_z$ (Balbus et Hawley, 1992).

L'instabilité MRI sans champ magnétique poloïdal grande échelle (ou sans flux net) est une instabilité non-linéaire produisant de la turbulence MRI auto-entretenu (Riols *et al.*, 2013). La turbulence résultante donne $\alpha \approx 10^{-2}$ (Hawley *et al.* 1996, Simon *et al.* 2012), valeur indépendante du champ magnétique initial. C'est en partie pour cette valeur de α que la MRI est à ce jour le candidat le plus largement admis pour le transport de moment cinétique dans les novæ naines comme nous le verrons dans §2.4.4.

2.3.3 Cas résistif

Définissons dès maintenant le nombre de Reynolds magnétique

$$R_m \equiv \frac{c_s H}{\eta} \quad (2.54)$$

où $c_s = \Omega H$ par définition dans un disque mince. Je vais effectuer ici quelques calculs simples qui ont le mérite d’illustrer l’essentiel de l’impact de la résistivité sur la MRI linéaire. Ces calculs sont grandement inspirés de Jin (1996). La résistivité ajoute un terme en ηk^2 à l’équation d’induction (2.48) et (2.49). Son effet se fait donc sentir de manière dominante aux petites longueurs d’ondes.

Nous considérerons que la résistivité stabilise la MRI lorsque le taux de diffusion ηk^2 est plus grand que le taux de croissance du mode le plus instable. Il est intéressant de voir à partir de quel R_m cela se produit. Le mode le plus instable a un taux de croissance $\Omega \approx kV_A$. En posant que le mode le plus instable a $\eta k^2 \approx \Omega$, nous trouvons facilement que cela implique

$$R_m \sim \beta \tag{2.55}$$

Pour $R_m \lesssim \beta$ le mode le plus instable est donc stabilisé par la résistivité.

Cependant, cela ne veut pas dire que le disque est entièrement stabilisé. En effet, la résistivité a plus de mal à agir aux grandes longueurs d’ondes, qui ne sont pas les modes qui grandissent le plus rapidement. Dans le régime des grandes longueurs d’ondes, le taux de croissance est $\approx kV_A$. Il décroît donc moins vite que le taux de diffusion qui est en k^2 . Prenons un disque de taille H , les modes de plus grandes longueurs d’ondes $\sim H$ seront stabilisés si

$$R_m \sim \beta^{1/2}. \tag{2.56}$$

De plus, tous les modes de plus petite échelle seront également stables et donc le disque entier aussi. En dessous de ce R_m , il ne peut donc y avoir de MRI et donc de transport turbulent lié à la MRI.

Les considérations précédentes sont applicables dans le cas de la MRI linéaire et donc lorsque le disque est traversé par un champ magnétique poloïdal grande échelle. Lorsqu’il n’existe pas de tel champ, nous sommes dans le cas de la MRI sans flux net (non linéaire) dont nous avons parlé dans la section précédente. L’effet de la résistivité sur la turbulence MRI sans flux net n’est pas tant d’affecter les taux de croissance des modes les plus rapides mais plutôt de diffuser les structures non-axisymétriques sans lesquelles la MRI sans flux net ne peut exister. Nous verrons cela plus en détail dans §6.3.

2.4 Modèle d’instabilité de disque

2.4.1 L’instabilité thermo-visqueuse

Maintenant que j’ai appliqué les équations de la MHD dans le cadre d’un disque mince, explicité les mécanismes de transport du moment cinétique et présenté l’instabilité magnéto-rotationnelle, je vais revenir à notre problème initial que j’avais momentanément mis en suspens dans §1.4.3 : la question des éruptions de novae naines.

Comme nous l’avons vu précédemment, les éruptions de novae naines prennent leur origine dans le disque d’accrétion. Il nous manque cependant encore la compréhension du mécanisme des éruptions. Les fondations du modèle d’instabilité de

disque (DIM), le modèle actuel d'éruptions des novae naines, mais aussi des binaires X, ont été énoncées dans Hōshi (1979). Celui-ci propose l'action conjointe d'une instabilité thermique et d'une instabilité visqueuse pour expliquer les éruptions.

Plaçons nous dans le cas d'un disque mince sans vents. Nous pouvons écrire le chauffage à partir de l'équation (2.23) et en utilisant la prescription α définie dans l'équation (2.27).

$$Q^+ = \frac{3}{2}\alpha\Omega\Sigma\langle c_s^2 \rangle_\rho \quad (2.57)$$

$$\approx \frac{3}{2}\alpha\rho_c c_s^3(z=0) \quad (2.58)$$

De plus, si le disque est optiquement épais, le taux de pertes radiatives Q^- peut être approché dans l'approximation de diffusion par

$$Q^- = \frac{4\sigma}{3\kappa\Sigma}T^4 \quad (2.59)$$

où κ est l'opacité et σ la constante de Stefan-Boltzman.

Afin de trouver l'équilibre thermique du disque, nous posons $Q^+ = Q^-$ et la température d'équilibre T_{eq} est donnée par

$$T_{\text{eq}} \propto \left(\frac{\alpha\kappa}{\Omega}\right)^{1/2} \rho \quad (2.60)$$

Regardons la Figure 2.3, donnant l'opacité d'un plasma avec une fraction d'hydrogène $X = 0.8$, une fraction d'hélium $Y = 0.199$ et une métallicité $Z = 1 \times 10^{-3}$, en fonction de la température pour différentes densités. Les effets dominants dans l'opacité sont l'absorption par excitation atomique, par photo-ionisation et par Bremsstrahlung inverse. Nous voyons sur la Figure 2.3 que l'opacité augmente brutalement dès que l'hydrogène commence à s'ioniser, à cause de la libération d'électrons libres participant à l'opacité par effet bremsstrahlung inverse. Celle-ci se met à plafonner une fois que tout l'hydrogène est ionisé et suit une loi de Kramers $\propto T^{-7/2}$ [8]. Ce point d'inflexion dans l'opacité permet à deux points a et b ayant une même densité d'avoir la même valeur de $\kappa^{1/2}\rho$ (voir Figure 2.3). Ainsi, nous voyons sur la Figure 2.3 que pour une même densité, il existe deux températures pour lesquelles le disque est en équilibre thermique. Il existe également un point d'inflexion dans l'opacité lorsque l'hydrogène se recombine en dessous de $\approx 3000 K$. Il existe donc en réalité trois températures d'équilibre : une première lorsque l'hydrogène est atomique, une deuxième lorsque l'hydrogène est partiellement ionisé et une troisième lorsque l'hydrogène est ionisé.

[8]. La dépendance en $T^{-7/2}$ a deux origines. La première est que les électrons de plus grande vitesses interagissent moins longtemps avec les ions. Lorsque l'on approxime la vitesse des électrons par la vitesse du son on obtient un facteur $T^{-1/2}$. La deuxième raison est que les électrons émettant par bremsstrahlung sont en équilibre thermique, à chaque longueur d'onde, avec le corps noir que représente le disque. Or le spectre en émission du bremsstrahlung thermique est à peu près plat jusqu'à $h\nu \approx k_B T$. Le coefficient d'absorption doit donc être en ν^{-3} pour compenser l'émission en ν^3 du corps noir. En effectuant une moyenne de Rosseland, i.e. pondérée par $\partial_T B_\nu$ qui est une fonction piquant en $h\nu \approx k_B T$, nous arrivons à obtenir une dépendance supplémentaire en T^{-3} . Nous retrouvons ainsi la dépendance en $T^{-7/2}$.

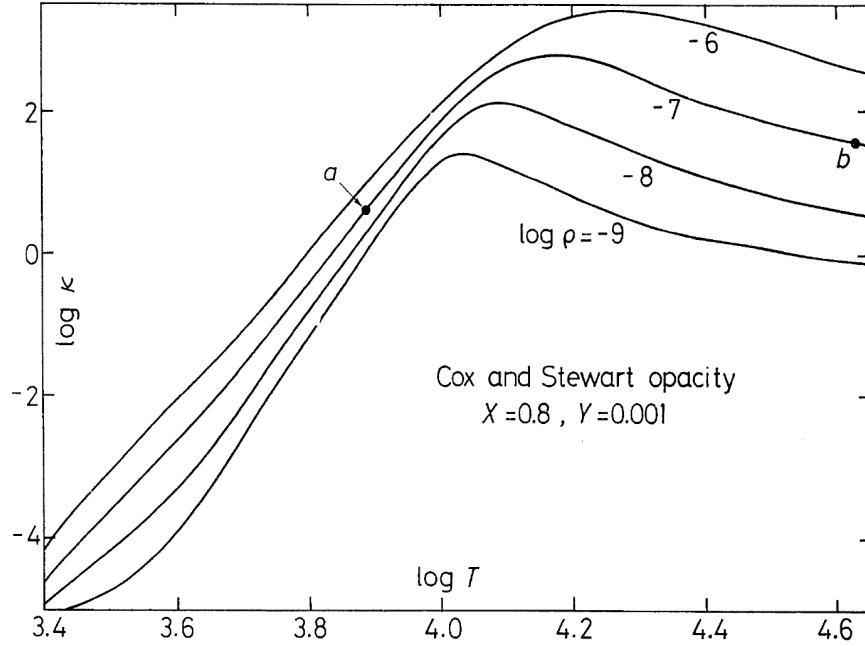


FIGURE 2.3 – Figure tirée de Hōshi (1979) montrant l’opacité calculée à partir de Cox et Stewart (1970) pour un mélange $X = 0.8$, $Y = 0.199$ et $Z = 1 \times 10^{-3}$. Les points a et b sont deux points dont la valeur $\kappa^{1/2}\rho$ est égale.

Hōshi (1979) montra également que le disque était instable thermiquement dans le régime où l’hydrogène est partiellement ionisé. Le critère de stabilité thermique est

$$\frac{\partial Q^+}{\partial T} < \frac{\partial Q^-}{\partial T} \quad (2.61)$$

En supposant, par simplicité, que α ne dépend pas de la température, et que les variations de Σ se font sur des échelles de temps plus longues que les variations de température (ce qui est vérifié dans un disque mince, voir §2.4.4), $Q^+ \propto T$ d’après (2.58). Dans le régime totalement ionisé l’opacité suit une loi de Kramers et donc $Q^- \propto T^{15/2}$. Le critère de stabilité thermique est donc bien vérifié. Par contre, dans le régime où l’hydrogène s’ionise nous voyons bien sur la Figure 2.3 que l’opacité dépend très fortement de la température, avec $\kappa \propto T^{10}$ environ. Dans ce cas là, $Q^- \propto T^{-6}$ et le disque est instable thermiquement. Si le disque entre dans ce domaine de température, il va finir par se stabiliser dans un état plus chaud ou un état plus froid selon la densité. Cette idée est illustrée sur la Figure 2.4. J’ai représenté sur cette figure la courbe d’équilibre thermique, à un rayon donné et un α donné, en fonction de la densité de surface Σ et de la température centrale dans le disque T_c ou du taux d’accrétion \dot{M} dans le disque. La température centrale et le taux d’accrétion sont reliés de manière bijective dans un disque α , tant que α et le rayon sont fixés. Ce type de courbe d’équilibre est généralement appelée "courbe en S", au vu de sa forme.

Prenons un point en équilibre thermique (donc sur la courbe en S) dans la région où l’hydrogène est partiellement ionisé. Augmentons légèrement la température à

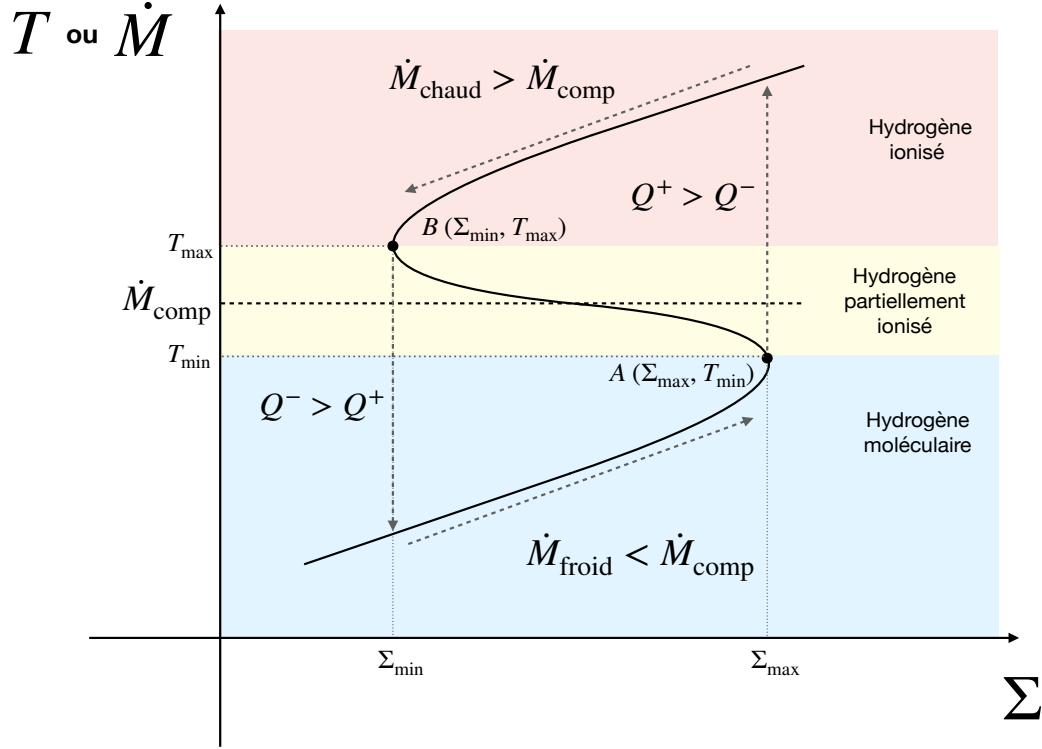


FIGURE 2.4 – Courbe en "S", d'équilibre thermique à un α et un rayon donné en fonction de la densité de surface et de la température ou du taux d'accrétion local. La ligne pointillée donne le taux de transfert de masse \dot{M}_{comp} venant du compagnon. \dot{M}_{froid} et \dot{M}_{chaud} sont les taux d'accrétion locaux sur la branche froide et chaude respectivement. Les couleurs donnent les différents régimes d'ionisation de l'hydrogène. A et B sont les deux points où l'instabilité thermique se déclenche. Les lignes pointillées grises représentent le trajet attendu dans l'espace des paramètres lors d'un cycle d'hystérésis.

densité de surface fixée, ce point arrive dans une zone où le chauffage visqueux est dominant par rapport au refroidissement radiatif et sa température va donc continuer à augmenter jusqu'à ce qu'il arrive sur la branche du dessus, stable. En effet, il est facile de montrer avec un raisonnement similaire que les branches supérieures (branche "chaude") et inférieures ("froide") sont stables thermiquement.

La deuxième idée essentielle de l'article d'Hōshi (1979) est le mécanisme permettant de créer un cycle d'hystérésis dans le plan (Σ, T) qui avait déjà été imaginé par Osaki (1970). Définissons A le dernier point stable de la branche froide de coordonnées $(\Sigma_{\text{max}}, T_{\text{min}})$ et B le dernier point stable de la branche chaude de coordonnées $(\Sigma_{\text{min}}, T_{\text{max}})$. Hōshi (1979) utilise le fait que $\dot{M} = 2\pi R\Sigma v_R \approx 2\pi R\Sigma\alpha c_s H/R \propto T$, à α constant. Le taux d'accrétion sur la branche froide \dot{M}_{froid} serait donc *a priori* plus petit que celui sur la branche chaude \dot{M}_{chaud} . De plus, si $\dot{M}_{\text{froid}} < \dot{M}_{\text{comp}}$, le taux d'accrétion venant de l'étoile compagnon, alors le disque va se remplir durant

l'état quiescent. La densité augmentant, tout en restant à l'équilibre thermique^[9], nous nous déplaçons, sur la branche froide, vers le point A. Une fois le point A atteint, le disque devient instable thermiquement et passe sur la branche chaude. Sur la branche chaude, si $\dot{M}_{\text{chaud}} > \dot{M}_{\text{comp}}$ alors le disque se vide et une fois arrivé au point B le disque redevient thermiquement instable et repasse dans l'état froid. Nous avons donc un mécanisme d'hystérésis permettant de donner une base théorique aux éruptions.

Les travaux d'Hōshi (1979) ont donné suite à de nombreux articles (Meyer et Meyer-Hofmeister 1981, Smak 1982, Cannizzo *et al.* 1982) qui ont posé les bases du modèle actuel d'éruptions des novæ naines. Nous noterons que dans tous ces travaux pionniers, l'idée que le transport par convection thermique (lié à l'augmentation de l'opacité lorsque l'hydrogène s'ionise) joue un rôle pour fixer la valeur de la viscosité, est commune. Il aura fallu plus d'une vingtaine d'années et les travaux d'Hirose *et al.* (2014) pour avancer dans la compréhension du rôle de la convection thermique comme nous le verrons en détail dans §4.

Nous avons présenté l'hystérésis de manière locale, à l'aide de courbes en S qui aident à avoir une image simple des éruptions. Cependant, cette instabilité va se propager dans le disque, complexifiant la portée de prédictions de l'analyse locale. Il est alors utile de construire un modèle quantitatif permettant de calculer l'évolution de ces éruptions.

2.4.2 Équations du DIM

Le modèle d'instabilité de disque (DIM, voir Lasota (2001) pour une revue sur le sujet) est un modèle global de disque axisymétrique permettant de calculer l'évolution temporelle d'un disque soumis à l'instabilité thermo-visqueuse dont nous venons de parler. Il existe de nombreuses versions du DIM incluant divers mécanismes permettant d'expliquer divers objets. Un exemple est l'inclusion de l'irradiation par les rayons X venant des parties internes du disque qui permet de modéliser les binaires X (Dubus *et al.* 1999, Dubus *et al.* 2001). Je ne présenterai ici que la version la plus simple du DIM, basé sur (Hameury *et al.*, 1998).

Les équations utilisées sont celles d'un disque géométriquement mince où seule la turbulence, décrite comme un paramètre α , transporte du moment cinétique. L'évolution radiale du disque est entièrement découplée de l'évolution verticale. Toutes les grandeurs données dans les équations d'évolution radiale sont donc évaluées dans le plan central du disque. L'équation de la conservation de la masse et celle du moment cinétique s'écrivent à partir de (2.7) et (2.11) en négligeant les pertes par les frontières verticales,

$$\partial_t \Sigma + \frac{1}{R} \partial_R (R \Sigma u_R) = 0 \quad (2.62)$$

$$R^2 \Omega \partial_t \Sigma + \frac{1}{R} \partial_R (\Sigma R^3 \Omega u_R + \Sigma R^2 \alpha c_s^2) = 0 \quad (2.63)$$

[9]. Le temps thermique étant $(R/H)^2$ fois plus court que le temps visqueux, nous pouvons considérer l'équilibre thermique lors de l'évolution visqueuse du disque.

L'équation d'évolution de l'énergie interne s'écrit quant à elle :

$$\partial_t T_c + u_R \partial_R T_c = \frac{2(Q^+ - Q^- + J)}{C_P \Sigma} - \frac{\mathcal{R} T_c}{\mu C_P R} \frac{1}{R} \frac{\partial(R u_R)}{\partial R} \quad (2.64)$$

où μ est le poids moléculaire moyen, \mathcal{R} est la constante des gaz parfaits, C_P la capacité thermique isobare, Q^+ le chauffage défini par

$$Q^+ = \frac{3}{2} \alpha \Omega \int_0^{+\infty} P dz, \quad (2.65)$$

le refroidissement Q^- est défini à partir de la température de surface T_{eff} comme

$$Q^- = \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (2.66)$$

et le terme J correspond au transport radial d'énergie par la turbulence. Cette définition de Q^+ suppose que le chauffage dû à la MRI est local et néglige l'emport d'énergie mécanique dans le vent comme nous l'avons vu dans §2.1.3. Dans le cadre du modèle α , le flux radial d'énergie F_e transporté par la turbulence est estimé par l'expression suivante

$$F_e = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega} C_P \Sigma \partial_R T_c \quad (2.67)$$

et

$$J = \frac{1}{R} \partial_R (R F_e) \quad (2.68)$$

Le deuxième terme du membre de gauche de (2.64) correspond au flux d'énergie interne transporté par le flot d'accrétion radial. Enfin, le dernier terme du membre de droite de (2.64) est dû à la création ou à la perte d'énergie interne réversible par compression ou expansion du gaz (le terme $P \nabla \cdot v$).

Nous voyons que le calcul du refroidissement demande de connaître T_{eff} et donc de résoudre l'équilibre vertical. Je ne rentrerai pas dans les subtilités du calcul de la structure verticale et me contenterai de donner ici les grandes lignes. Le lecteur intéressé pourra trouver tous les détails dans Hameury *et al.* (1998).

Le profil de température vertical est obtenu en résolvant l'équilibre hydrostatique

$$\partial_z P = -\rho \Omega^2 z \quad (2.69)$$

d'un disque optiquement épais où le transport d'énergie se fait soit par transport radiatif ou transport convectif

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \nabla, \quad (2.70)$$

avec $\nabla = \nabla_{\text{rad}}$ ou ∇_{conv} selon que le profil soit adiabatique ou super-adiabatique, et où l'énergie est dissipée localement par la turbulence tel que

$$\partial_z F_z = \frac{3}{2} \alpha_{\text{eff}} \Omega P \quad (2.71)$$

où F_z est le flux vertical d'énergie, ∇_{rad} est le gradient de température résultant d'un équilibre radiatif et ∇_{conv} le gradient de température résultant d'un équilibre

convectif où la convection est traitée dans l’approximation de la longueur de mélange. Il est important de noter la présence de α_{eff} dans l’équation (2.71). Ce paramètre peut être différent de α et permet de prendre en compte, la déviation par rapport à l’équilibre thermique, dans l’équation d’évolution radiale (2.64), lors de la propagation de fronts. Afin de résoudre l’équilibre vertical, nous supposons néanmoins que le disque est à l’équilibre thermique mais avec une quantité de chauffage qui peut être différente du taux de chauffage réellement fourni par la turbulence.

De la résolution de l’équilibre vertical, nous pouvons trouver la température effective T_{eff} et donc Q^- et résoudre le système d’équations radiales.

Nous pouvons remarquer que le DIM, dans sa version « classique », est un modèle purement hydrodynamique. Les effets magnétiques sont inclus par le biais de la viscosité qui est censée représenter le rôle de la MRI dans le transport de moment cinétique et le chauffage.

2.4.3 Évolution globale du disque

Le modèle d’instabilité de disque permet de calculer l’évolution globale d’un disque soumis à l’instabilité thermo-visqueuse que nous avons présenté dans la §2.4.1.

Sur la Figure 2.5, nous pouvons voir le développement au cours du temps d’un front de chauffage. Partant d’un état quiescent, la densité de surface à chaque rayon augmente (le taux d’accrétion en quiescence étant plus petit que le taux de transfert de masse venant du compagnon). La densité maximum, Σ_{max} , avant d’atteindre le régime thermiquement instable sur la branche froide (voir Figure 2.4), peut être obtenue à partir d’ajustements des simulations numériques et nous avons $\Sigma_{\text{max}} \propto R^{1.1}$ (Hameury *et al.*, 1998). Lorsque Σ dépasse Σ_{max} , un front de chauffage se déclenche. Cela peut se produire n’importe où dans le disque et deux fronts vont se propager : un vers l’intérieur l’autre vers l’extérieur (Lasota, 2001). En général, les parties internes du disque sont les premières à devenir instable. Cela est dû au fait que $\Sigma_{\text{max}} \propto R^{1.1}$ et qu’entre deux éruptions la densité suit approximativement l’évolution d’un disque quasi-stationnaire avec $\Sigma \propto R^{-3/4}$ (Lasota, 2001). Sur la Figure 2.5, Σ dépasse Σ_{max} d’abord dans les parties internes du disque à un rayon R^* . Cela induit localement un changement d’opacité critique menant à l’augmentation soudaine de la température dans le disque comme nous l’avons vu dans §2.4.1. Ceci va créer un anneau chaud autour de R^* , de viscosité plus importante que le reste du disque. Les gradients de température et de densité à l’interface entre les deux états induisent un transport de matière et d’énergie vers l’extérieur lançant la propagation du front de chauffage (Lin *et al.* 1985, Menou *et al.* 1999). L’accumulation de matière, venant des parties internes du disque et donc possédant un moment cinétique spécifique excédentaire, à l’extérieur de l’anneau ne peut être compensée par la diffusion dans l’état froid, où la viscosité est faible. On voit alors l’apparition d’un pic en densité qui se propage vers l’extérieur avec le front de chauffage (Lin *et al.*, 1985).

La Figure 2.6 nous montre maintenant la propagation d’un front de refroidissement. Une fois que le disque entier est dans l’état chaud, les régions externes accrètent plus rapidement qu’elles ne reçoivent de matière par le compagnon (voir §2.4.1) et vont donc rapidement se vider. La densité de surface Σ va passer en des-

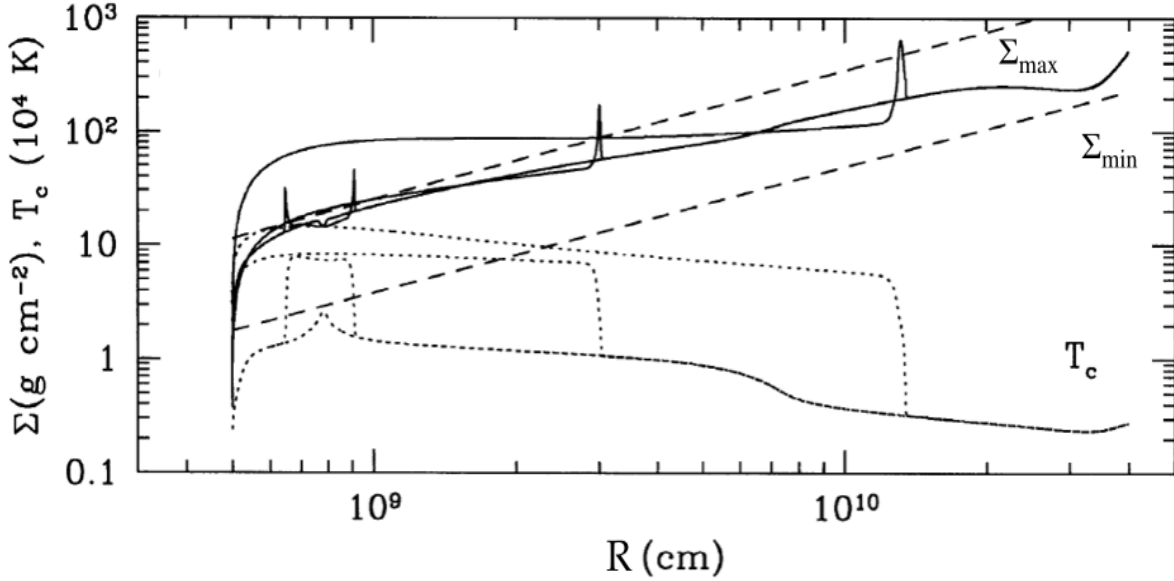


FIGURE 2.5 – Propagation vers l’extérieur d’un front de chauffage. Les lignes continues représentent la densité de surface Σ , les lignes pointillées représentent la température centrale T_c et les lignes tiretées donnent la valeur de Σ_{\max} et Σ_{\min} en fonction de R le rayon dans le disque. Figure tirée de Hameury *et al.* (1998).

sous du seuil de stabilité Σ_{\min} et engendrer un refroidissement critique ramenant les parties externes dans un état froid. Les gradients de Σ et T_c conduisent tous les deux à un transfert d’énergie et de matière vers l’extérieur, propageant le front de refroidissement de proche en proche. De plus, nous voyons que le disque commence, dès le début de la propagation du front de refroidissement, à se remplir de nouveau dans les parties externes à cause de la faible viscosité dans l’état froid.

2.4.4 Temps caractéristiques et valeur de α

Maintenant que nous comprenons de manière plus globale le mécanisme d’éruptions, nous pouvons nous atteler à produire des courbes de lumière comparable aux observations. Les principales caractéristiques d’une courbe de lumière sont la durée de l’éruption, l’amplitude de l’éruption, et le temps de récurrence des éruptions. Dans le reste de cette thèse ainsi que dans les articles cités, un modèle reproduisant les éruptions de novæ naines est un modèle reproduisant au moins ces trois caractéristiques.

Je vais maintenant définir les temps caractéristiques d’évolution d’un disque. Le temps dynamique t_{dyn} est le temps le plus court sur lequel un disque mince puisse réagir est défini par

$$t_{\text{dyn}} = \frac{1}{\Omega}, \quad (2.72)$$

Le temps visqueux t_{vis} peut être défini à partir des équations (2.26) et (2.27). En

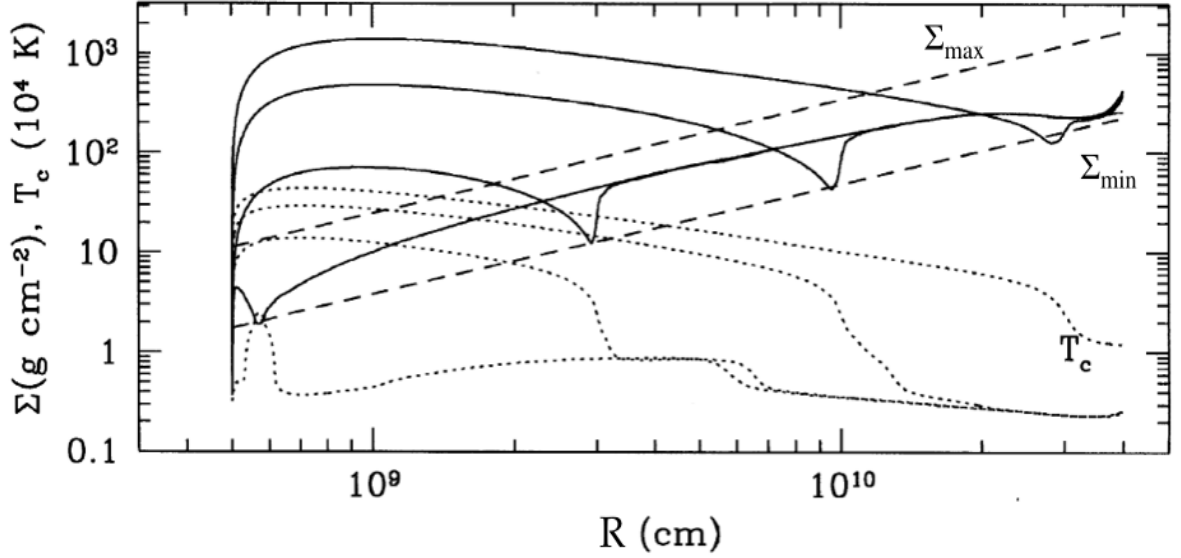


FIGURE 2.6 – Propagation vers l’intérieur d’un front de refroidissement. Les lignes continues représentent la densité de surface Σ , les lignes pointillées représentent la température centrale T_c et les lignes tiretées donnent la valeur de Σ_{\max} et Σ_{\min} en fonction de R le rayon dans le disque. Figure tirée de Hameury *et al.* (1998).

effet, une réécriture en ordres de grandeur de ces équations donne

$$\frac{\Sigma}{t_{\text{vis}}} \sim \frac{\Sigma}{\Omega R^2} \alpha c_s^2$$

De là, nous pouvons tirer le temps caractéristique d’évolution visqueuse qui correspond au temps typique d’évolution de la densité dans un disque visqueux,

$$t_{\text{vis}} = \frac{1}{\alpha \Omega} \left(\frac{R}{H} \right)^2. \quad (2.73)$$

De la même manière, une réécriture en ordre de grandeur des équations (2.65) et (2.64) donne

$$\frac{\Sigma T_c C_p}{t_{\text{therm}}} \sim \alpha \Omega c_s^2 \Sigma$$

où j’ai supposé $T_c C_p \sim e \sim c_s^2$. De là, nous pouvons tirer le temps caractéristique d’évolution thermique donnant le temps caractéristique d’évolution de la température,

$$t_{\text{therm}} = \frac{1}{\alpha \Omega}. \quad (2.74)$$

Nous voyons que les temps thermique et visqueux font intervenir α ainsi que des paramètres du système binaire qu’il est a priori possible de connaître. Il semble donc possible d’avoir une estimation de la valeur de α , qui est un paramètre libre dans le DIM, à partir des temps caractéristiques observés. Cette valeur de α nous donne

une information précieuse sur le/les mécanismes de transport de moment cinétique dans les novæ naines.

Il existe plusieurs méthodes pour trouver les valeurs de α en éruption, α_{chaud} , et en quiescence, α_{froid} . Je ne rentrerai pas dans le détail du calcul des valeurs de α à partir des observations et me contente ici d'exposer l'idée générale et les résultats.

Il est possible de relier approximativement le temps entre deux éruptions t_{rec} au temps visqueux en quiescence. Dans le cas d'éruptions allant de l'intérieur vers l'extérieur, par exemple, t_{rec} correspond au temps pour permettre à la matière accumulée à l'extérieur du disque d'être accrétée de manière visqueuse du bord externe au bord interne où Σ va dépasser Σ_{max} et déclencher une éruption. Nous avons donc $t_{\text{rec}} \simeq 1/(\alpha_{\text{froid}}\Omega) (R_{\text{ext}}/H_{\text{froid}})^2$ (Lasota, 2001). De la même manière, le temps de décroissance de l'éruption t_{dec} peut être associé au temps visqueux dans l'état éruptif et $t_{\text{dec}} \simeq 1/(\alpha_{\text{chaud}}\Omega) (R_{\text{ext}}/H_{\text{chaud}})^2$.

Des analyses précises, suivant cette idée générale, montrent que les mesures de temps de récurrence en quiescence (Cannizzo *et al.* 1988, Cannizzo *et al.* 2012b) donnent

$$\alpha_{\text{froid}} \approx 0.02 - 0.04 \quad (2.75)$$

tandis que le temps de décroissance de l'éruption (Smak 1999, Kotko et Lasota 2012) donne

$$\alpha_{\text{chaud}} \approx 0.1 - 0.2 \quad (2.76)$$

Il a vite été remarqué, en utilisant des modèles d'instabilité de disque comme celui que je viens de présenter, que, pour reproduire les courbes de lumière, des valeurs différentes de α dans l'état éruptif et dans l'état quiescent devaient être utilisées (Mineshige et Osaki 1983, Smak 1984, Meyer et Meyer-Hofmeister 1984). Dans la pratique, c'est ainsi que sont déterminées les « bonnes » valeurs de α à utiliser pour reproduire les éruptions de novæ naines. J'ai illustré sur la Figure 2.7 l'impact du choix de α sur les courbes lumières. La Figure 2.7 du haut a été effectuée en utilisant $\alpha_{\text{chaud}} = \alpha_{\text{froid}} = 0,04$. Les éruptions sont de très faibles amplitudes avec des temps de récurrence courts et ne ressemblent pas aux observations. La Figure 2.7 du bas a été effectuée en utilisant $\alpha_{\text{chaud}} = 0,2$ et $\alpha_{\text{froid}} = 0,04$. Dans ce cas là, les amplitudes sont de l'ordre de 4 magnitudes et les temps de récurrence de l'ordre du mois en accord avec les observations.

Il est possible de donner un autre argument quant à la valeur de α , qui s'avérera utile pour comprendre les résultats de §7. Nous avons vu dans §2.4.3 que le disque reste en quiescence tant que la densité ne dépasse pas Σ_{max} . De même, le disque reste en éruption tant que la densité de surface est supérieure à Σ_{min} . Or, d'après Hameury *et al.* (1998)

$$\Sigma_{\text{max}} \propto \alpha^{-0,83} \quad (2.77)$$

$$\Sigma_{\text{min}} \propto \alpha^{-0,77} \quad (2.78)$$

dans l'approximation d'un disque optiquement épais. Augmenter α en éruption par rapport à α en quiescence a donc deux effets. Premièrement, le taux d'accrétion en éruption devient plus important permettant au disque de se vider efficacement en éruption donc d'augmenter la magnitude de l'éruption. Et deuxièmement, cela

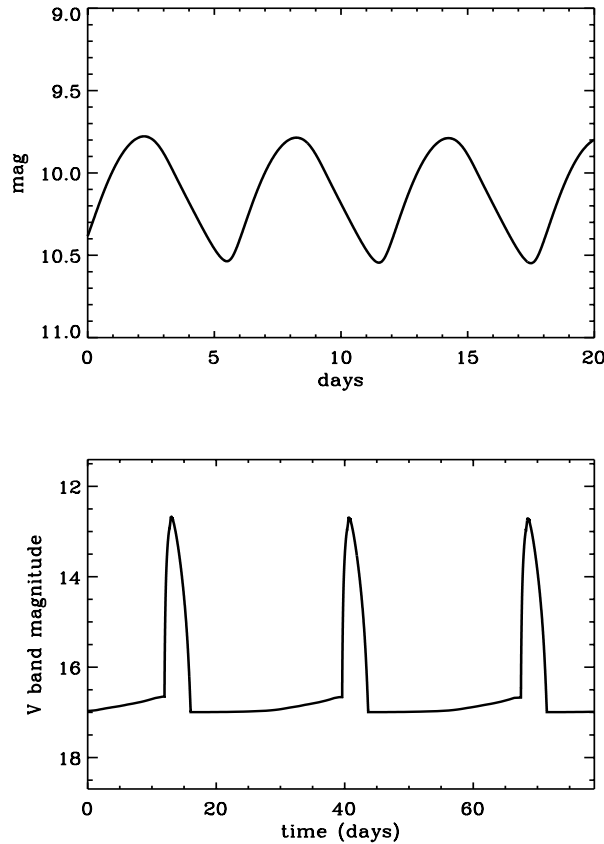


FIGURE 2.7 – Courbes de lumière obtenues à partir d’un modèle de DIM classique pour différentes valeurs de α . La courbe de lumière en haut a été effectuée en utilisant $\alpha_{\text{chaud}} = \alpha_{\text{froid}} = 0,04$ tandis que la courbe de lumière en bas a été effectuée en utilisant $\alpha_{\text{chaud}} = 0,2$ et $\alpha_{\text{froid}} = 0,04$. Figure donnée par Guillaume Dubus.

réduit la valeur de Σ_{min} permettant au disque en éruption de se vider plus longtemps avant de retomber en quiescence. Les deux effets combinés permettent d’obtenir des éruptions de plus grande amplitude et avec des temps de récurrence plus longs que lorsque α a la même valeur sur les deux branches.

2.5 Problématique

Le problème de la valeur de α dans les novæ naines a maintenant plus de 30 ans. Il n’existe aucune justification théorique pour soutenir que la valeur de α soit différente dans l’état éruptif et dans l’état quiescent, puisque cette dernière repose sur la compréhension de mécanismes non explicités. À ce jour, il n’existe toujours pas de consensus sur un mécanisme de transport menant à une telle dichotomie. Des progrès ont été faits cependant, et l’instabilité magnéto-rotationnelle est la

candidate la plus prometteuse pour produire du transport turbulent de moment cinétique dans les novæ naines. Cependant les résultats actuels ne permettent pas d'expliquer les observations (voir §4 pour un état de l'art des simulations MRI). De par leurs contraintes sur les valeurs de α , déterminées avec une précision inégalée dans d'autres objets (King *et al.*, 2007), et les nombreux diagnostics multi-longueurs d'ondes (voir Figure 1.12), les novæ naines restent à ce jour le meilleur test pour confronter la théorie de l'accrétion aux observations. Le progrès dans la compréhension théorique des mécanismes d'accrétion pourra ensuite être transposé à des objets aux propriétés physiques relativement proches, comme les binaires X de masse solaire, ou plus éloignées, comme les disques protoplanétaires ou les noyaux actifs de galaxie.

Dans cette thèse, je vais tâcher d'expliquer le comportement dynamique des novæ naines et notamment de donner une justification physique au changement apparent de viscosité α . Je vais explorer à l'aide de simulations numériques locales et d'un modèle d'instabilité de disque modifié, les conséquences du transport dû à l'instabilité magnéto-rotationnelle. Dans un premier temps, je m'intéresserai uniquement au transport dû à la turbulence MRI comme il a traditionnellement été fait jusque là (voir §4 et §5). Dans un second temps, je montrerai dans quelle mesure la présence d'un champ magnétique grande échelle, modifie le transport dû à la turbulence MRI et, surtout, insisterai sur l'importance du couple magnétique dû à la présence d'un vent MHD (§5). Je regarderai également le problème de la quiescence (§6), où le disque est peu ionisé et la présence de turbulence MRI compromise. Faisant abstraction, de ce problème de la quiescence, je construirai enfin un modèle d'instabilité de disque prenant en compte l'effet de la turbulence et du couple dû au vent MHD (§7). Je terminerai enfin par une étude du transport de champ magnétique dans les disques de novæ naines, champ magnétique qui dirige la dynamique complète du disque.

Chapitre 3

Méthodes numériques

Sommaire

3.1	Le code PLUTO	54
3.1.1	Méthodes des volumes finis	54
3.1.2	Schéma de Godunov	56
3.1.3	Problème de Riemann	57
3.1.4	Solveur de Riemann approché	59
3.1.5	Transport contraint et diffusion Ohmique	60
3.1.6	Approximation de la boîte cisailée	62
3.2	Module de transfert radiatif	65
3.2.1	Équations pour le transfert radiatif	65
3.2.2	Schéma numérique	66
3.3	Tests	68
3.3.1	Passage des variables conservatives aux variables primitives	68
3.3.2	Solveur et limiteur	69
3.3.3	Conditions aux frontières verticales	69

Je vais maintenant aborder les méthodes numériques que j'ai utilisées lors de mon travail de thèse. La première partie de ma thèse a concerné la caractérisation du transport turbulent dû à la MRI dans différentes configurations physiques (densité, température, configuration magnétique). L'étude de la turbulence MRI ne peut s'effectuer qu'à travers la résolution des équations de la MHD non-linéaire dans un espace à 3 dimensions et avec une résolution suffisante pour résoudre les échelles caractéristiques des modes les plus instables de la MRI. Les simulations globales sont très coûteuses si l'on veut résoudre une si petite échelle et l'on préférera utiliser des simulations dites de « boîte cisailée » (shearing-box en anglais). J'ai effectué ces simulations avec le code aux volumes finis PLUTO (Mignone, 2009), auquel a été ajouté un module de transfert radiatif développé par Flock *et al.* (2013). Je vais présenter dans ce chapitre le fonctionnement général de la méthode numérique que j'ai utilisée.

Avant cela, j'ouvre ici une parenthèse pour donner un ordre de grandeur du temps de calcul des simulations que je présenterai dans §4, §5 et §6. Les simulations MRI présentées dans cette thèse nécessitent, en moyenne, 15 000 heures CPU soit

60 heures réelles pour une décomposition en parallèle sur 256 coeurs de calcul. J'ai travaillé sur deux serveurs de calcul différents lors de ma thèse : la machine Froggy du mésocentre de calcul CIMENT^[1] et la machine OCCIGEN^[2] acquise par le GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif) et hébergée et administrée par le CINES (Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur). J'ai utilisé environ 2 500 000 heures de calcul CPU sur Froggy et 2 300 000 heures de calcul CPU sur Occigen pour un total d'environ 650 simulations effectuées lors de ma thèse. Je referme ici cette parenthèse.

3.1 Le code PLUTO

Le code PLUTO est un code développé par Mignone (2009) en C++. C'est un code très modulable permettant de résoudre, en particulier, les équations de la MHD en 3D à l'aide de la méthode aux volumes finis que je vais présenter ci-dessous.

3.1.1 Méthodes des volumes finis

La méthode des volumes finis consiste à paver l'espace d'un ensemble de petits volumes qui forment une grille sur laquelle les équations de la MHD sont résolues. Les grandeurs évoluées temporellement sont les valeurs moyennes des grandeurs physiques sur chaque volume élémentaire du maillage \mathcal{V} . La méthode des volumes finis est particulièrement adaptée pour résoudre un système d'équations différentielles conservatives. Pour utiliser cette méthode, il nous faut tout d'abord réécrire le système d'équations de la MHD idéale sous une forme conservative, c'est à dire sous la forme suivante :

$$\partial_t \mathbf{U} + \nabla \cdot \mathbf{F} = \mathbf{S} \quad (3.1)$$

où \mathbf{U} est une densité, \mathbf{F} le flux de densité associé à \mathbf{U} et \mathbf{S} est un terme source. Nous pouvons moyenner cette équation sur un volume élémentaire \mathcal{V} pour obtenir

$$\partial_t \int_{\mathcal{V}} \mathbf{U} dV + \int_{\mathcal{S}} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{S} dV \quad (3.2)$$

où \mathcal{S} est la surface du volume élémentaire \mathcal{V} . Ainsi, calculer l'évolution temporelle de \mathbf{U} consiste « seulement » à trouver le flux \mathbf{F} aux interfaces avec les autres volumes. Nous voyons qu'avec cette méthode les variables dites conservatives sont naturellement conservées à la précision machine, ce qui permet notamment de calculer les chocs de manière très précise. La précision de la solution dépend de l'estimation du flux à la surface. Nous verrons dans §3.1.3 de quelle manière nous pouvons estimer ce dernier, en résolvant ce que nous appelons un problème de Riemann.

[1]. <https://www.ciment.ujf-grenoble.fr>

[2]. <https://www.cines.fr/calcul/materiels/occigen/>

Les équations de la MHD sous leur forme conservative s'écrivent

$$\partial_t \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ E + \rho \Phi \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B} + P \cdot \mathbf{Id} \\ (E + P + \rho \Phi) \mathbf{v} - \mathbf{B} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \\ \mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v} \end{pmatrix}^T = \begin{pmatrix} 0 \\ -\rho \nabla \Phi \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

où E est la densité totale d'énergie

$$E = \rho e + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{2}$$

et $e(\rho, T)$ est l'énergie interne. Une équation pour relier la pression à la densité est également ajoutée,

$$P = \frac{\rho k_B T}{\mu(\rho, T)} \quad (3.4)$$

où $\mu(\rho, T)$ est le poids moléculaire moyen. Pour calculer l'énergie interne et le poids moléculaire moyen à partir de la température et de la densité, nous utilisons des tables pré-calculées desquelles nous interpolons les valeurs voulues. Les tables sont calculées en résolvant l'équilibre d'ionisation de Saha en supposant la composition solaire de Grevesse et Sauval (1998), c'est-à-dire $X = 0.7$ et $Z = 0.02$. L'indice adiabatique Γ , l'entropie et la capacité thermique à volume constant C_v sont calculés de la même manière.

Nous rassemblerons les variables conservatives dans le vecteur

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho \mathbf{v}, E + \rho \Phi, \mathbf{B})^T,$$

le flux de ces variables dans la matrice

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B} + P \cdot \mathbf{Id} \\ (E + P + \rho \Phi) \mathbf{v} - \mathbf{B} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \\ \mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v} \end{pmatrix}^T$$

et les termes sources dans

$$\mathbf{S} = (0, -\rho \nabla \Phi, 0, 0)^T.$$

Nous voyons que le calcul de \mathbf{F} nécessite de connaître des grandeurs qui ne sont pas les variables conservatives que nous appellerons variables primitives et qui sont rassemblées dans le vecteur

$$\mathbf{V} = (\rho, \mathbf{v}, P, \mathbf{B})^T,$$

Le passage des variables conservatives aux variables primitives est une étape délicate, source de nombreuses erreurs comme nous le verrons dans §3.3.

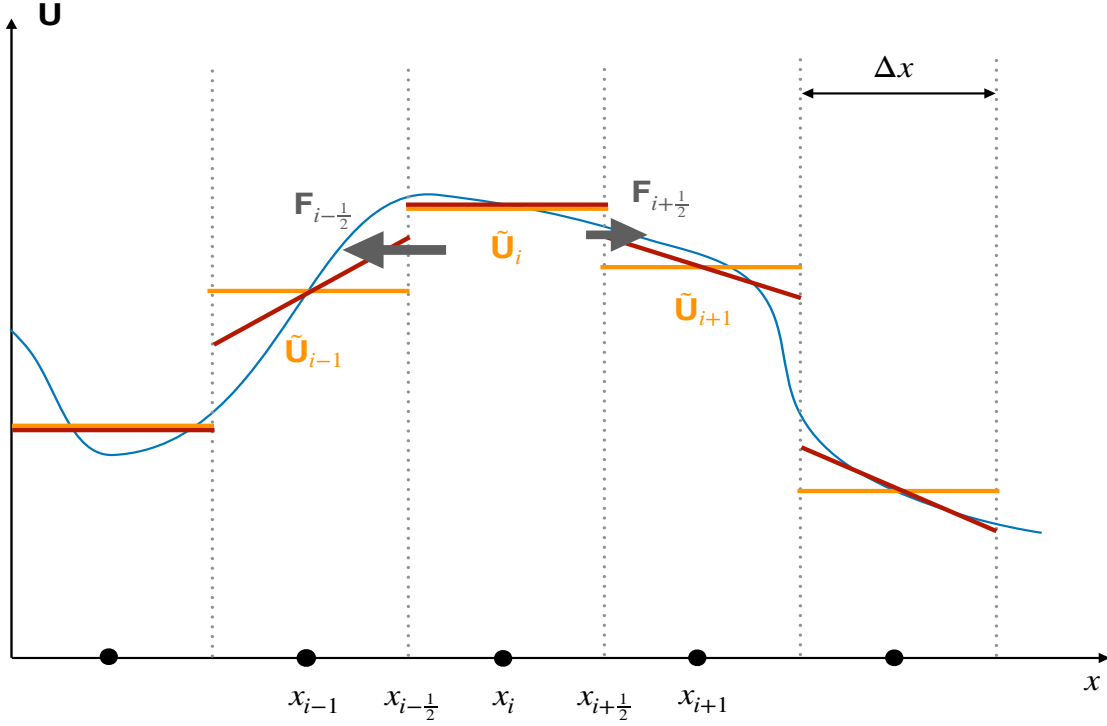


FIGURE 3.1 – Discrétisation d’une fonction quelconque \mathbf{U} (ligne solide en bleue) selon la méthode des volumes finis. La ligne discontinue en orange représente la valeur moyenne $\tilde{\mathbf{U}}_i$ de \mathbf{U} sur des intervalles Δx utilisée dans la méthode de Godunov de premier ordre. La ligne discontinue en rouge représente une reconstruction linéaire utilisée pour les méthodes de Godunov de second ordre. Les flux aux interfaces entre les cellules sont représentés par les flèches grises.

3.1.2 Schéma de Godunov

Pour illustrer le schéma de Godunov prenons l’équation (3.1), uni-dimensionnelle et sans terme source. L’espace en x est pavé de manière régulière avec un espacement Δx comme sur la Figure 3.1. Moyennons ensuite (3.1) dans le temps entre $[0, \Delta T]$ et dans l’espace entre $[x_{i-\frac{1}{2}}, x_{i+\frac{1}{2}}]$. Celle-ci prend donc la forme

$$\frac{1}{\Delta T} \left(\tilde{\mathbf{U}}_i(\Delta T) - \tilde{\mathbf{U}}_i(0) \right) + \frac{1}{\Delta x \Delta T} \int_0^{\Delta T} \left(\mathbf{F}(x_{i+\frac{1}{2}}, t) - \mathbf{F}(x_{i-\frac{1}{2}}, t) \right) dt = 0$$

où $\tilde{\mathbf{U}}_i(t) \equiv \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} \mathbf{U}(x, t) dx$. Que nous pouvons réécrire

$$\tilde{\mathbf{U}}_i(\Delta T) = \tilde{\mathbf{U}}_i(0) + \frac{\Delta T}{\Delta x} \left[\mathbf{F}_{i-\frac{1}{2}} - \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}} \right] \quad (3.5)$$

où $\mathbf{F}_{i-\frac{1}{2}} \equiv \frac{1}{\Delta T} \int_0^{\Delta T} \mathbf{F}_{i-\frac{1}{2}}(t) dt$ est le flux à l’interface $i - \frac{1}{2}$.

En pratique pour assurer la stabilité du schéma il faut choisir un temps ΔT tel qu'aucune information ne venant de la discontinuité en $i - \frac{1}{2}$ ne vienne perturber la discontinuité en $i + \frac{1}{2}$ et vice-versa. Cela signifie que le flux $\mathbf{F}_{i-\frac{1}{2}}$ à l'interface $i - 1/2$ ne dépend que du problème aux conditions initiales en $i - 1/2$. Cela revient à choisir

$$\Delta T \leq \frac{\Delta x}{S_{\max}} \quad (3.6)$$

où S_{\max} est la vitesse maximum de propagation de l'information.

La méthode de Godunov consiste à calculer le flux aux interfaces en résolvant un problème de Riemann (voir §3.1.3). Une fois que le flux sur chaque face de la cellule a été obtenu la solution au pas de temps suivant est donnée par (3.5). La méthode de Godunov historique (Godunov, 1959) consiste à prendre les moyennes $\tilde{\mathbf{U}}_i$ comme conditions initiales du problème de Riemann (traits oranges sur la Figure 3.1). Cette méthode est d'ordre 1 en temps et en espace et, en pratique, n'est plus utilisée. (Van Leer 1979) proposa d'améliorer la méthode de Godunov classique en reconstruisant les variables au sein des cellules à l'aide de fonctions linéaires par morceaux (traits rouges sur la Figure 3.1). Cette méthode, d'ordre 2 en temps et espace, est stable pourvu que l'on utilise un limiteur, prenant en compte les valeurs des cellules voisines, pour fixer la pente de la reconstruction linéaire. J'ai utilisé les limiteurs par défaut de PLUTO, c'est-à-dire le limiteur MC (van Leer, 1977) pour la densité, le limiteur Van Leer pour les vecteurs vitesses et champ magnétiques (van Leer, 1974) et le limiteur Minmod (Roe, 1986) pour la pression. Il existe également des méthodes de reconstruction d'ordre plus élevées mais lors de ma thèse, j'ai exclusivement utilisé un schéma de reconstruction linéaire.

3.1.3 Problème de Riemann

Un problème de Riemann est un problème uni-dimensionnel, de résolution d'équations hyperboliques possédant une discontinuité dans les valeurs initiales. Il se présente sous la forme

$$\partial_t \mathbf{U} + \partial_x \mathbf{F} = 0 \quad \text{avec} \quad \mathbf{U}_0 = \begin{cases} \mathbf{U}_L, & \text{si } x < 0 \\ \mathbf{U}_R, & \text{si } x > 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Le problème de Riemann apparaît naturellement dans la méthode des volumes finis de par l'approximation d'une fonction en valeurs moyennées sur un volume \mathcal{V} . Cette étape est l'opération centrale dans la résolution des équations du code MHD PLUTO, car elle permet d'estimer les flux aux interfaces de manière exacte ou approchée selon le solveur de Riemann utilisé.

Une étude détaillée du problème de Riemann montre que le système répond en créant des ondes, de vitesse $\lambda^{(i)}$, qui vont propager l'information de la discontinuité déterminant la solution. Le nombre d'ondes et leur vitesse dépendent des équations résolues. Pour les équations d'Euler, le système peut répondre *via* deux ondes sonores et une onde d'entropie. Dans le cas de la MHD idéale, il existe sept ondes : deux ondes d'Alfvén, deux ondes magnéto-soniques lentes, deux ondes magnéto-soniques rapides et une onde d'entropie.

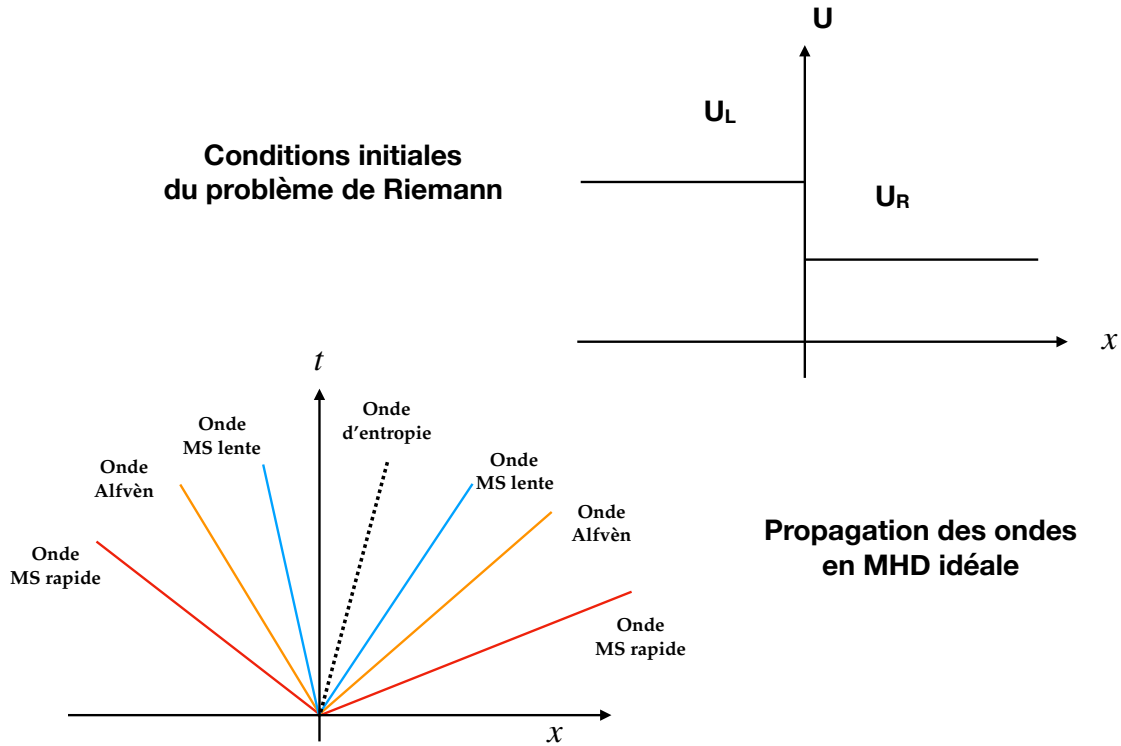


FIGURE 3.2 – Illustration des conditions initiales d’un problème de Riemann (image du dessus) et des ondes, et leur nature, pouvant se propager en MHD idéale (image du dessous).

Lorsque $\lambda^{(i)}$ ne dépend pas de \mathbf{U} (système linéaire), nous pouvons utiliser ce qui est appelé la méthode des caractéristiques. Celle-ci consiste à trouver les combinaisons linéaires de variables conservatives $\mathbf{K}^{(i)}$, advectées à la vitesse $\lambda^{(i)}$ le long de courbes caractéristiques. Il s’agit par définition des vecteurs propres associés à la valeur propre $\lambda^{(i)}$ de la matrice Jacobienne $\partial(\mathbf{F})/\partial(\mathbf{U})$. Les zones de l’espace n’ayant pas encore reçu d’informations des ondes sont encore dans leur état initial \mathbf{U}_L ou \mathbf{U}_R . Les zones ayant reçu de l’information sont dans un état qui est une combinaison linéaire des vecteurs propres $\mathbf{K}^{(i)}$. La solution finale est obtenue en faisant la somme de toutes les contributions.

Lorsque le système est non-linéaire, les $\lambda^{(i)}$ dépendent de \mathbf{U} et l’analyse s’en trouve grandement complexifiée par les interactions entre les différentes ondes, notamment par la formation de chocs ou d’ondes de raréfaction. Chaque onde (sonore, Alfvén,...) peut être d’une famille différente (choc, raréfaction,...) selon la configuration initiale. Dans le cas des équations d’Euler, les familles d’ondes sont les ondes de chocs, les ondes de raréfaction, et les ondes de contact. L’onde de contact correspondant toujours à l’onde d’entropie. Les ondes sonores peuvent être des ondes de

raréfaction ou des ondes de chocs. Dans le cas de la MHD idéale, il existe également des ondes de chocs, de raréfaction et de contact mais également des ondes hybrides (Brio et Wu, 1988), composées d'une onde de raréfaction attachée à une onde de choc par exemple, et des ondes sur-compressives (Liu, 1993). La vitesse des chocs ou des ondes de raréfaction est la vitesse propageant l'information mais ne correspond pas forcément à la vitesse des caractéristiques. L'estimation de ces vitesses est importante pour la résolution du problème de Riemann approché comme nous le verrons dans §3.1.4.

3.1.4 Solvateur de Riemann approché

Durant ma thèse, j'ai travaillé avec des solveurs de Riemann dits approchés. Au lieu de résoudre de manière exacte la structure de la solution, nous allons simplifier le problème en ne retenant que les ondes jugées les plus importantes et en supposant qu'entre ces ondes la solution est uniforme. Plus nous retenons d'ondes, plus nous nous rapprochons de la solution exacte du problème de Riemann.

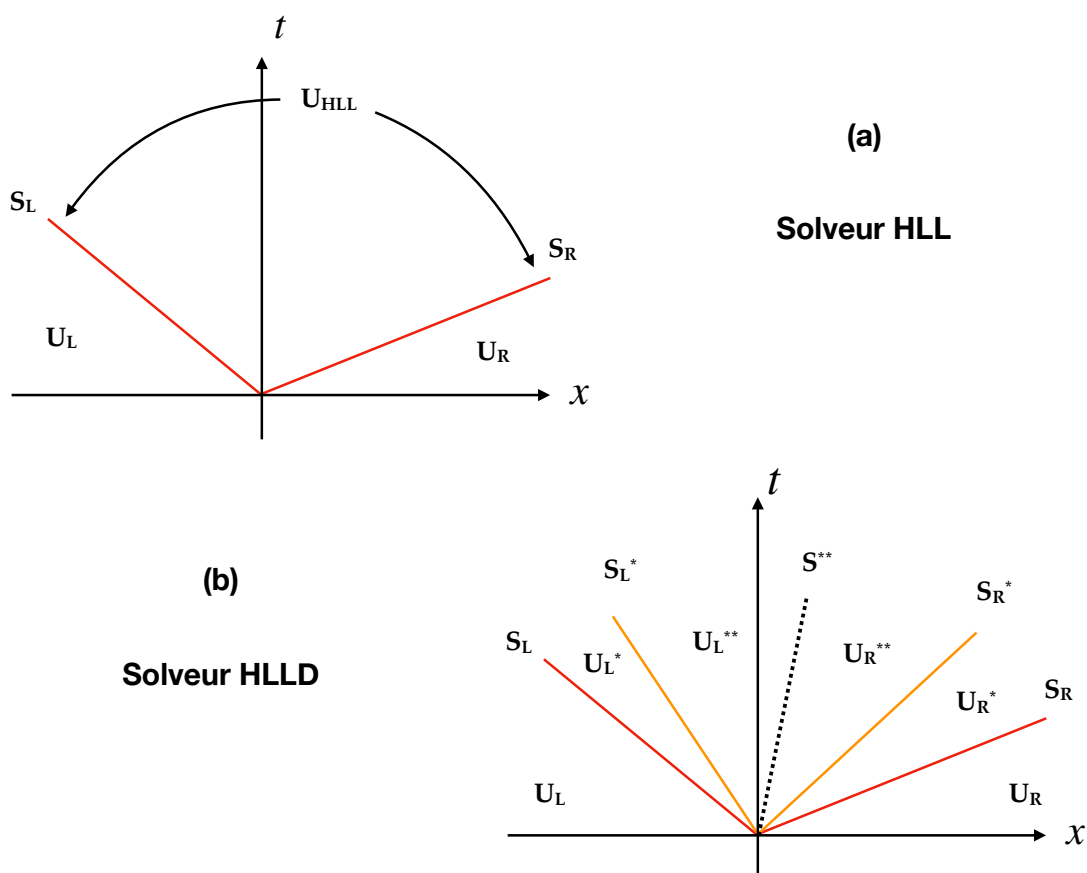


FIGURE 3.3 – Illustration de l'espace des solutions dans le cas du solveur HLL (image du dessus) et dans le cas du solveur HLLD (image du dessous).

Le solveur HLL proposé par Harten *et al.* (1983) consiste à ne retenir que les ondes de vitesses S_R et S_L les plus rapides comme illustré sur la Figure 3.3 (a). L'état intermédiaire n'est donc représenté que par un seul état appelé \mathbf{U}_{HLL} et le flux à l'interface entre deux cellules $\mathbf{F}_{\text{interface}}$ (nécessaire dans la méthode de Godunov) est donné par

$$\mathbf{F}_{\text{interface}} = \begin{cases} \mathbf{F}_L, & \text{si } 0 \leq S_L \\ \mathbf{F}_{\text{HLL}}, & \text{si } S_R \leq 0 \leq S_L \\ \mathbf{F}_R, & \text{si } 0 \geq S_R \end{cases} \quad (3.8)$$

où

$$\mathbf{F}_{\text{HLL}} = \frac{S_R \mathbf{F}_L - S_L \mathbf{F}_R + S_L S_R (\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L)}{S_R - S_L} \quad (3.9)$$

Le solveur HLL est très robuste, rapide et assure la positivité de la densité de la pression. Cependant, il est également très diffusif et j'ai préféré, lorsque cela était possible, utiliser un solveur plus exact.

Le solveur HLLD, développé par Miyoshi et Kusano (2005), conserve cinq ondes sur sept en MHD idéale comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.3 (b). Il y a donc quatre états intermédiaires contre un seul dans le solveur HLL et le flux peut prendre 6 valeurs différentes selon la vitesse de propagation des différentes ondes de manière similaire au solveur HLL.

Les valeurs de ces flux peuvent toutes être calculées à partir des conditions initiales et des vitesses des ondes impliquées. L'estimation des vitesses est donc très importante pour le calcul de flux, peu importe le solveur de Riemann utilisé. J'ai utilisé l'approximation de Davis (1988) pour calculer les vitesses maximum et minimum nécessaires pour HLL et HLLD. L'approche de Davis (1988) consiste tout simplement à calculer les valeurs de propagation des ondes magnéto-soniques rapides à partir des états \mathbf{U}_L et \mathbf{U}_R . Cette méthode fait donc totalement abstraction de la nature de l'onde, c'est-à-dire si il s'agit d'une onde de choc ou de raréfaction par exemple.

3.1.5 Transport contraint et diffusion Ohmique

3.1.5.1 Transport contraint

Lors de l'évolution du champ magnétique il est important de garder sa divergence nulle. Cette contrainte si elle n'est pas respectée peut mener à des effets non physiques (Brackbill et Barnes, 1980). Pour autant, il n'est pas garanti dans l'évolution du champ magnétique présenté au-dessus que la divergence soit gardée constante et nulle. Il existe d'autres manières de respecter cette contrainte, comme par exemple la méthode des huit ondes (Powell, 1994) ou bien de travailler directement avec le potentiel vecteur. Pour ma part, j'ai utilisé la méthode du transport contraint (« constraint transport » en anglais) (Evans et Hawley, 1988) car celle-ci permet de préserver une telle condition à la précision de la machine tout en travaillant avec le vecteur champ magnétique.

Il est pratique avec cette méthode d'utiliser deux grilles de champ magnétiques décalées, même si cela n'est pas nécessaire (Tóth, 2000). Le code PLUTO utilise deux grilles pour le champ magnétique. La valeur moyenne de \mathbf{B} dans la cellule

est toujours définie au milieu de la cellule en (i, j, k) . Cependant, nous allons aussi définir les champ magnétiques, b_n , au centre des faces des cellules, où n est une des directions x , y ou z et les forces électro-motrices, E_n , sur les arêtes des cellules, comme illustré sur la Figure 3.4.

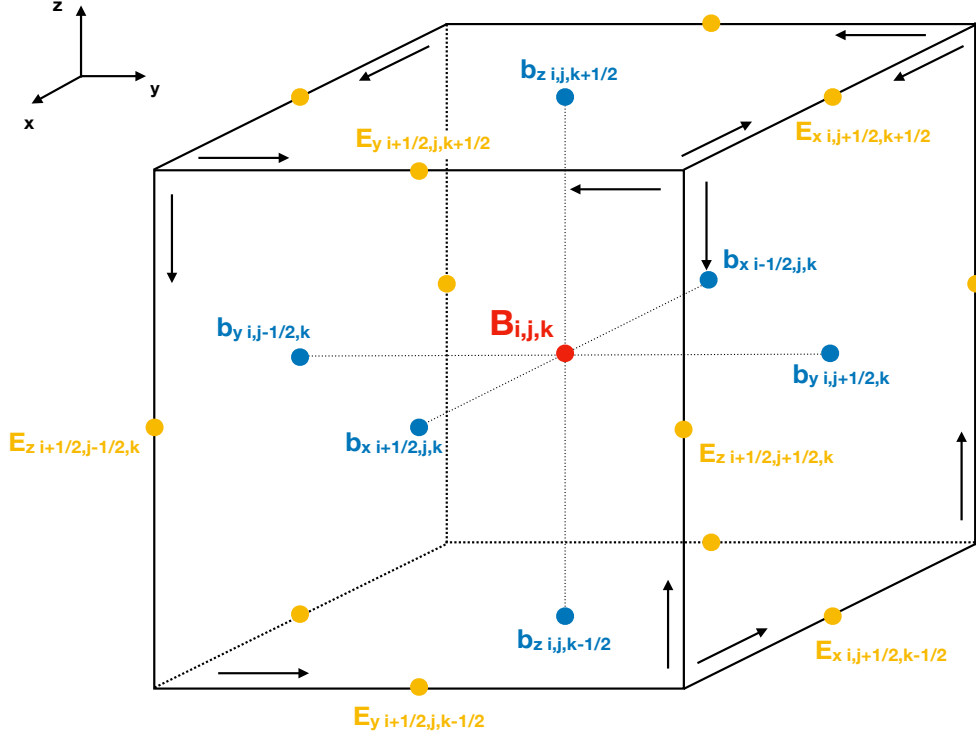


FIGURE 3.4 – Représentation du champ magnétique et des forces électro-motrices dans une cellule de calcul avec la méthode du transport contraint. La grandeur en rouge représente le vecteur champ magnétique défini au centre de la cellule. Les grandeurs en bleues représentent la composante du champ magnétique normale à la face, au centre de laquelle elle est définie. Les grandeurs en oranges représentent les forces électro-motrices le long des arêtes, sur lesquelles elles sont définies. Les flèches représentent le sens de l'intégrale sur chaque contour.

Nous pouvons reprendre l'équation d'induction que nous moyennons sur une surface \mathcal{S} , en utilisant le théorème de Stokes, nous obtenons

$$\partial_t \int_{\mathcal{S}} \mathbf{B} \cdot d\mathcal{S} = - \int_{\mathcal{C}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (3.10)$$

où \mathcal{C} est le contour de la surface d'intégration. Prenons dans un premier l'intégrale sur le contour $\mathcal{C}_{k+1/2}$

$$\int_{\mathcal{C}_{k+1/2}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} dx - E_{y_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}} dy + E_{x_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} dx + E_{y_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}} dy \quad (3.11)$$

et l'intégrale sur le contour $\mathcal{C}_{j+1/2}$

$$\int_{\mathcal{C}_{j+1/2}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} dx - E_{z_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}} dz - E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}} dx + E_{z_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}} dz \quad (3.12)$$

où $\mathbf{E}_y \cdot d\mathbf{x}$, $\mathbf{E}_x \cdot d\mathbf{y}$ et $\mathbf{E}_z \cdot d\mathbf{z}$ sont comptés positivement dans le sens de l'axe des x , de l'axe des y et de l'axe des z respectivement.

Nous voyons clairement à partir des équations (3.11) et (3.12) que le terme $E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} dx$ apparaît une fois dans chaque équation mais avec un signe opposé dû au sens de l'intégrale sur le contour. Nous pouvons généraliser cela, avec l'aide de la Figure 3.4, et nous convaincre que toutes les contributions des forces électro-motrices dans (3.10) vont s'annuler deux à deux. Ceci nous donne que $\partial_t \int_{\mathcal{S}} \mathbf{B} \cdot d\mathcal{S} = 0$ lorsque l'on intègre sur la surface du cube d'intégration. Pourvu que la divergence de \mathbf{B} soit nulle au temps initial, elle le restera donc à la précision machine.

Pour que les forces électro-motrices s'annulent exactement, il faut, tout de même, remplir la condition que $E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} dx$ calculé sur le contour $\mathcal{C}_{k+1/2}$ soit égal à $E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} dx$ calculé sur le contour $\mathcal{C}_{k+1/2}$. La méthode que j'ai utilisé pour assurer cette condition est celle présenté dans Gardiner et Stone (2005) et consiste à calculer la force électro-motrice $E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}}$ (par exemple), sur les centres des faces à partir des flux de Riemann, et au centre des cellules à partir des valeurs de \mathbf{v} et \mathbf{B} au centre des cellules, puis de moyennner de la sorte

$$E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} = \frac{1}{2} \left(E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k}} + E_{x_{i,j+\frac{1}{2},k+1}} + E_{x_{i,j,k+\frac{1}{2}}} + E_{x_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}} \right) - \frac{1}{4} \left(E_{x_{i,j,k}} + E_{x_{i,j,k+1}} + E_{x_{i,j+1,k}} + E_{x_{i,j+1,k+1}} \right) \quad (3.13)$$

Une fois les forces électro-motrices correctement définies, le champ magnétique sur chaque face est évolué en utilisant une version discrétisée de (3.10). Le champ magnétique au centre des cellules est ensuite calculé en moyennant sur les faces. Notons que le flux calculé par le solveur de Riemann a été utilisé mais que le champ magnétique n'est pas évolué de la même manière que dans le schéma de Godunov classique, comme le sont les autres grandeurs.

3.1.5.2 Diffusion Ohmique

Pour calculer, le flux parabolique dû à la diffusion Ohmique, le code PLUTO tire partie de la méthode du transport contraint. En effet, celui-ci calcule les courants J_n , sur les arêtes comme pour les forces électro-motrices. De même, la résistivité η est calculée sur les arêtes à partir d'une table de valeurs pré-calculées que l'on interpole. Le courant Ohmique ηJ_n est ensuite naturellement ajouté à la force électro-motrice sur chaque arête pour évoluer le champ magnétique sur les faces. Un terme de chauffage Ohmique est également ajouté dans l'équation d'énergie.

3.1.6 Approximation de la boîte cisillée

Afin d'étudier la turbulence due à la MRI, il est nécessaire d'avoir une résolution appréciable pour résoudre les modes les plus instables de la MRI. L'option la

moins coûteuse en temps de calcul est d'utiliser une approximation de boîte afin de n'étudier qu'un infime morceau de disque de manière locale. La boîte est supposée suffisamment petite devant le rayon local dans le disque R_0 (voir Figure 3.5 pour une illustration) pour négliger tout effet de courbure et écrire les équations en coordonnées cartésiennes où x , y et z correspondent aux composantes radiale, azimutale et verticale respectivement. Nous nous placerons également dans un référentiel tournant avec le disque au rayon R_0 à une fréquence angulaire Ω_0 .

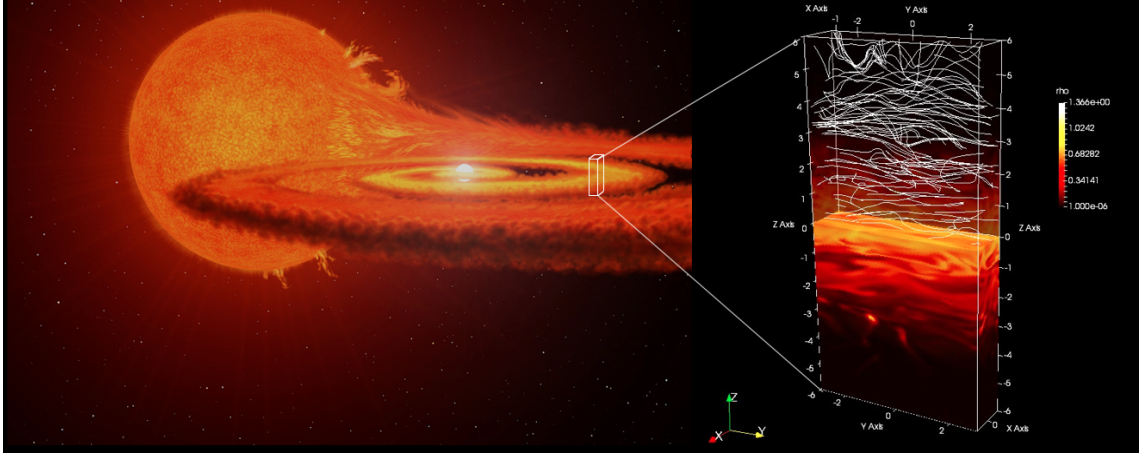


FIGURE 3.5 – Image composite d'une vue d'artiste de novae naines tirée de ©P. Carril/Ciel et Espace Photos et d'une image de simulation de boîte cisailée. Dans la boîte cisailée sont représentés, en couleur la densité, et en lignes pleines les lignes de champ magnétique.

J'ai déjà développé localement les équations de la MHD en R_0 dans §2.3.1 et avons vu que le système (3.3) peut se réécrire de manière similaire, en négligeant les termes de courbures, en remplaçant le potentiel gravitationnel Φ par le potentiel $\Phi_S \equiv \Omega_0^2(-3x^2 + z^2)/2$, afin de prendre en compte la force centrifuge et de faire apparaître les forces de marée et en ajoutant au terme source l'effet de la force de Coriolis de sorte que

$$\mathbf{S} = (0, -\rho\nabla\Phi_S - 2\mathbf{\Omega}_0 \times \mathbf{v}, 0, 0)^T.$$

Localement, la solution stationnaire la plus simple est un écoulement Képlerien de la forme $-3/2\Omega_0 x \mathbf{e}_y$, c'est-à-dire un écoulement cisailé. Ce cisaillement doit être pris en compte dans la construction de conditions aux frontières radiales. Dans les boîtes locales modélisant un disque d'accrétion, il est coutume d'utiliser ce que l'on appelle des conditions aux limites périodiques cisailées. Celles-ci sont relativement proches des conditions périodiques mais prennent en compte l'advection due à l'écoulement Képlerien moyen. Définissons $w = 3/2\Omega_0 L_x \mathbf{e}_y$. Les conditions périodiques cisailées reviennent donc à prendre des boîtes périodiques « virtuelles » que l'on décale de la quantité wt en x (voir Figure 3.6) par rapport à la boîte de calcul. Cela revient à appliquer les conditions suivantes pour n'importe quelle grandeur X sauf la vitesse azimutale v_y .

$$\begin{cases} X(x, y, z, t) = X(x \pm L_x, y \mp wt, z, t) \\ v_y(x, y, z, t) = v_y(x \pm L_x, y \mp wt, z, t) \pm w \end{cases} \quad (3.14)$$

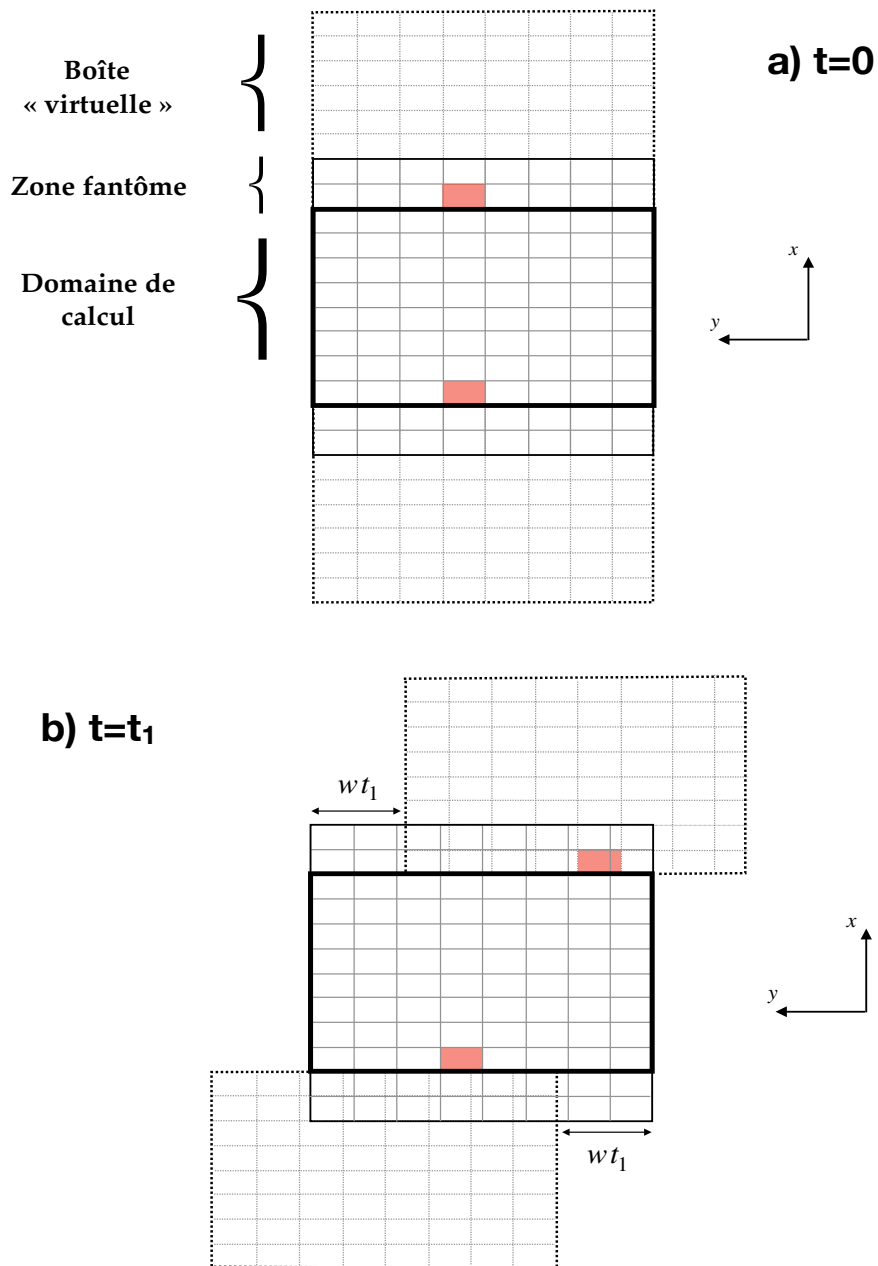


FIGURE 3.6 – Illustration des conditions aux frontières radiales d’une boîte cisillée. Le rectangle rouge dans le domaine de calcul montre une cellule de fluide dans une représentation Eulérienne sur le bord de la boîte. Le deuxième rectangle rouge dans la zone fantôme montre les cellules de la boîte virtuelle utilisées pour les conditions périodiques cisillées.

Les boîtes virtuelles ne coïncident pas forcément avec les zones fantômes de la boîte de calcul, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.6. Dans ce cas là, les grandeurs physiques dans les zones fantômes sont calculées en interpolant à partir des deux cellules de la boîte virtuelle chevauchant la cellule de la zone fantôme.

3.2 Module de transfert radiatif

Il n'existe pas dans PLUTO de module de transfert radiatif même s'il existe une fonction de refroidissement qui peut être utilisée dans un cas optiquement fin. Cette fonction consiste à refroidir ou chauffer le disque en chaque point à l'aide d'une fonction $\Lambda(n, T, \mathbf{X})$ où \mathbf{X} est la fraction d'ionisation. Λ est calculée en extrapolant à partir d'une table de données, table qui peut être adaptée pour considérer les processus radiatifs pertinents. Ce traitement local du transfert radiatif est inapproprié pour des cas optiquement épais. J'ai donc utilisé un module de transfert radiatif, développé par Commerçon *et al.* (2011) pour le code RAMSES, qui a ensuite été adapté pour PLUTO par Flock *et al.* (2013), permettant de traiter le transfert radiatif dans l'approximation de diffusion.

3.2.1 Équations pour le transfert radiatif

Pour résoudre le transfert radiatif, il faut résoudre deux équations supplémentaires qui sont traitées séparément du système (3.3),

$$\frac{\partial E_R}{\partial t} - \nabla \frac{c\lambda(R)}{\kappa_R \rho} \nabla E_R = \kappa_P \rho c (a_R T^4 - E_R) \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -\kappa_P \rho c (a_R T^4 - E_R), \quad (3.16)$$

où E_R est l'énergie radiative, κ_P l'opacité de Planck, κ_R l'opacité de Rosseland, c la vitesse de la lumière dans le vide et a_R la constante de radiation. Le flux d'énergie radiative dans l'approximation de diffusion est

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = (c\lambda(R)/\kappa_R(T)\rho)\nabla E_R. \quad (3.17)$$

Nous utilisons également un limiteur de flux, qui permet d'éviter les vitesses de propagation non-physiques ($> c$) lorsque l'on se rapproche du régime optiquement fin. Le limiteur de flux est défini comme

$$\lambda(R) \equiv (2 + R)/(6 + 3R + R^2) \quad (3.18)$$

où $R \equiv |\nabla E|/(\kappa_R \rho E)$ (Turner et Stone, 2001). J'ai également testé le limiteur de flux de Minerbo (1978) et n'ai pas trouvé de différences notables dans les résultats comparé à celui de (Turner et Stone, 2001).

Les opacités sont calculées à partir de Ferguson *et al.* (2005) dans le régime faible température $2.7 < \log(T) < 4.5$ et à partir de OPAL (Iglesias et Rogers, 1996) pour le régime haute-température $3.75 < \log(T) < 8.7$. Nous avons utilisé une interpolation linéaire pour relier les deux tables. Lorsque nécessaire, nous avons extrapolé hors de la table en supposant un gradient nul. J'ai tracé les opacités de Rosseland κ_R et de Planck κ_P utilisées sur les Figure 3.7 et 3.8 respectivement.

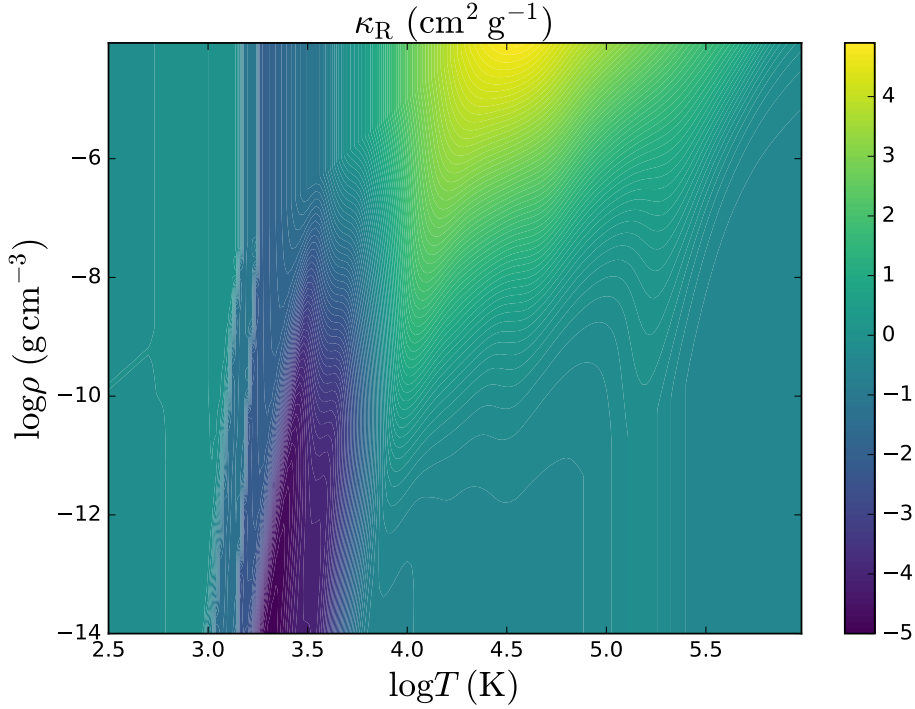


FIGURE 3.7 – Opacité de Rosseland utilisée dans mes simulations.

3.2.2 Schéma numérique

L'évolution dynamique et l'évolution radiative sont entièrement découplées dans le code PLUTO. Nous résolvons d'abord un pas de temps dynamique puis radiatif. Je vais montrer de quelle manière les équations (3.15) et (3.16) sont résolues. Les calculs ci-dessous proviennent de Commerçon *et al.* (2011) et de Flock *et al.* (2013). Discrétisons tout d'abord les équations dans le temps en prenant en compte que la densité reste constante lors d'un pas de temps radiatif. Cela donne

$$\epsilon^{n+1} - \epsilon^n = -\kappa_P^n c (a_R(T^{n+1})^4 - E_R^{n+1}) \Delta t \quad (3.19)$$

$$E_R^{n+1} - E_R^n = \left[\nabla \frac{c\lambda^n}{\kappa_R^n \rho^n} \nabla E_R^{n+1} + \kappa_P^n \rho c (a_R(T^{n+1})^4 - E_R^{n+1}) \right] \Delta t \quad (3.20)$$

Nous avons utilisé une méthode d'Euler implicite afin d'assurer la résolution en un temps raisonnable. Dans les équations (3.15) et (3.16) la propagation de l'information peut se faire à c et une méthode explicite aurait demandé un pas de temps de calcul trop faible.

Nous pouvons ensuite écrire $\epsilon^{n+1} - \epsilon^n = C_v(T^{n+1} - T^n)$ où nous avons supposé que $C_v \equiv C_v^n$ était constant au cours d'un pas de temps radiatif. En supposant que la température varie peu entre le temps n et le temps $n+1$, nous pouvons également écrire $(T^{n+1})^4 = 4T^{n+1}(T^n)^3 - 3(T^n)^4$.

En injectant tout ceci dans (3.16), nous pouvons exprimer la température au

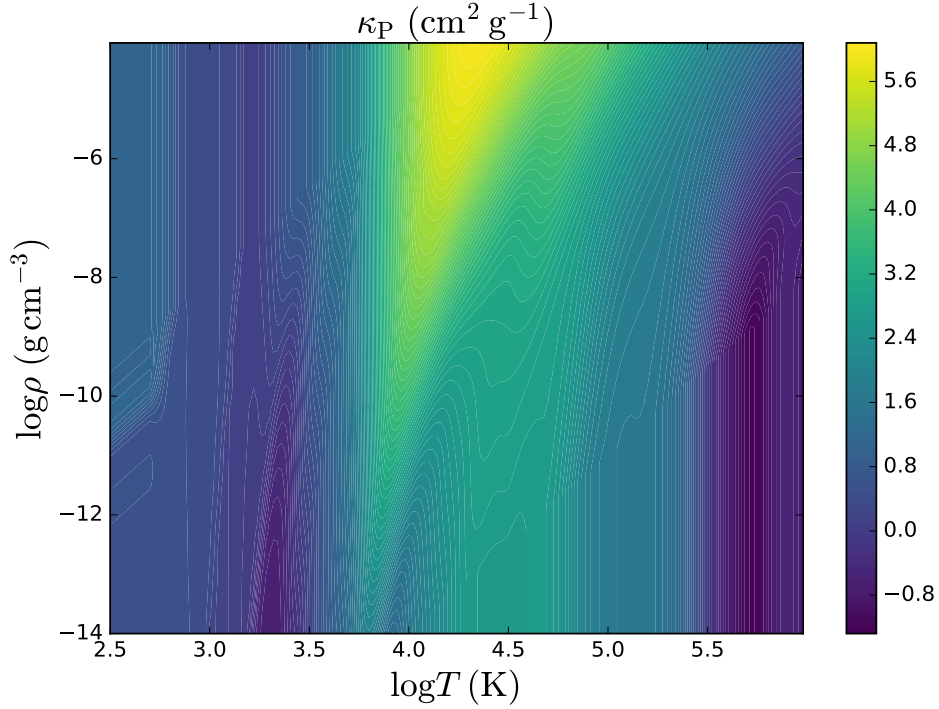


FIGURE 3.8 – Opacité de Planck utilisée dans mes simulations.

temps $n + 1$

$$T^{n+1} = \frac{C_v T^n + \kappa_P^n c (a_R \mathfrak{I}(T^n)^4 + E_R^{n+1}) \Delta t}{C_v + 4\kappa_P^n c a_R (T^n)^3 \Delta t}. \quad (3.21)$$

où la seule inconnue est l'énergie radiative au temps $n + 1$. Une fois l'énergie radiative évoluée, il sera possible d'évoluer la température et donc l'énergie interne.

Posons, pour simplifier,

$$A_i^n = C_{v_i} + 4\kappa_{P_i}^n c a_R (T_i^n)^3 \Delta t$$

et

$$B_i^n = \frac{c \lambda_i^n}{\kappa_{R_i}^n \rho_i}$$

Nous pouvons injecter (3.21) dans (3.15) pour obtenir une équation ne faisant apparaître que l'énergie radiative au temps $n + 1$, E_R^{n+1} ,

$$E_R^{n+1} \left(1 + \frac{C_V^n \kappa_P^n c \rho \Delta t}{A^n} \right) - \nabla \frac{c \lambda^n}{\kappa_{R_i}^n \rho} \nabla E_R^{n+1} \Delta t = E_R^n + \frac{\rho \kappa_P^n c C_V^n a_R (T^n)^4 \Delta t}{A^n}. \quad (3.22)$$

Nous allons maintenant discrétiser spatialement (3.22) dans une seule direction x , en supposant un intervalle Δx constant, avec une méthode de différences finies, centrée,

de second ordre. Après calcul, nous obtenons

$$E_{R_i}^{n+1} \left(1 + \frac{C_{v_i}^n \kappa_{P_i}^n c \rho_i \Delta t}{A_i^n} + B_{i+1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x^2} + B_{i-1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \right) + E_{R_{i+1}}^{n+1} (B_{i+1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x^2}) + E_{R_{i-1}}^{n+1} (B_{i-1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x^2}) = E_{R_i}^n + \frac{\rho_i \kappa_{P_i}^n c C_{v_i}^n a_R (T_i^n)^4 \Delta t}{A_i^n} \quad (3.23)$$

L'équation (3.23) peut se réécrire sous forme matricielle comme

$$a_{i,j} E_{R_j}^{n+1} = S_i \quad (3.24)$$

où

$$a_{i,i} = 1 + \frac{C_{v_i}^n \kappa_{P_i}^n c \rho_i \Delta t}{A_i^n} + B_{i+1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x^2} + B_{i-1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \quad (3.25)$$

$$a_{i,i+1} = B_{i+1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \quad (3.26)$$

$$a_{i,i-1} = B_{i-1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \quad (3.27)$$

$$S_i = E_{R_i}^n + \frac{\rho_i \kappa_{P_i}^n c C_{v_i}^n a_R (T_i^n)^4 \Delta t}{A_i^n} \quad (3.28)$$

L'inversion de la matrice $a_{i,j}$ nous permet de trouver la valeur de E_R^{n+1} et donc de résoudre entièrement le système formé par (3.19) et (3.20). Nous résolvons ce système en utilisant la méthode itérative KSPBCGS (Yang et Brent, 2002), implémentée dans PETSC (Balay *et al.*, 2016). KSPBCGS est une amélioration de la méthode du gradient bi-conjugué stabilisé (BICGSTAB). Après essai, ce solveur itératif s'est avéré plus robuste (moins d'erreur de calculs ou de problème de convergence) que le solveur BICGSTAB utilisé dans Flock *et al.* (2013).

J'ai dû adapter les conditions limites dans le module de transfert radiatif aux conditions frontières cisailées en appliquant les conditions aux frontières cisailées à l'énergie de radiation.

3.3 Tests

3.3.1 Passage des variables conservatives aux variables primitives

Une erreur très courante, dans les milieux très magnétisés, est l'obtention d'une énergie interne négative. En effet, dans PLUTO l'énergie interne est calculée comme $\rho e = E - \rho v^2/2 - \mathbf{B}^2/2$. Lorsque l'énergie magnétique est dominante une erreur de troncation peut mener à une énergie interne négative. Cette erreur est généralement corrigée en imposant un seuil pour la température. Cependant, dans les zones au dessus du disque où la température est souvent faible et l'énergie magnétique dominante, il faudra faire attention à ne pas abuser de ce seuil pour ne pas chauffer artificiellement la couronne. J'ai trouvé un bon compromis pour un seuil en température de 5×10^{-2} fois la température centrale. On peut également jouer sur le seuil

en densité pour diminuer artificiellement l'importance relative de l'énergie magnétique. Un seuil en densité a également l'avantage d'imposer une limite à la vitesse d'Alfvén, et donc au pas de temps, dans les régions très magnétisées. J'ai utilisé un seuil en densité de 10^{-6} fois la densité centrale.

3.3.2 Solveur et limiteur

Le solveur HLLD est moins diffusif que le solveur HLL et je l'ai utilisé autant que possible. Malheureusement, dans les régions de fort gradient de pression, le solveur peut ne pas conserver la positivité de la densité et de la pression. Pour cela, dès que la différence de pression entre deux cellules excède un seuil mis à la main, je change automatiquement de solveur pour HLL. En plus de changer de solveur, je change le limiteur. Le code PLUTO utilise par défaut une combinaison de limiteurs différents pour les différentes grandeurs physiques. Lorsque que j'utilise le solveur HLL, je n'utilise plus qu'un seul limiteur pour toutes les grandeurs, le limiteur Minmod qui est le limiteur le plus diffusif dans PLUTO. Cette procédure a permis de réduire la plupart des erreurs de densité négative même si des redémarrages manuels avec une condition plus stricte sur le gradient de pression et en revenant quelques pas de temps en arrière sont parfois nécessaires.

3.3.3 Conditions aux frontières verticales

Les conditions frontières font partie intégrante de la méthode de résolution numérique. Celles-ci doivent être adaptées au problème, comme nous l'avons vu pour les conditions périodiques cisailées (§3.1.6), et influencer le moins possible la solution à l'intérieur du domaine de résolution. Durant ma thèse, j'ai utilisé deux types de conditions aux frontières verticales : des conditions périodiques et des conditions de flux sortant. Bien sûr, à partir du moment où j'ai commencé à effectuer des simulations montrant des éjections verticales de matière les conditions périodiques se sont révélées totalement inadaptées mais dans la première partie de ma thèse où je n'ai étudié que la turbulence due à la MRI celles-ci avaient des propriétés utiles.

Un aspect important du choix des conditions aux frontières a été l'évolution du champ magnétique. Nous pouvons réécrire l'équation d'induction moyennée sur x, y et z ,

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_t \langle B_x \rangle_{x,y,z} = \left[\langle u_x B_z - u_z B_x \rangle_{x,y} \right]_{H^-}^{H^+} \\ \partial_t \langle B_y \rangle_{x,y,z} = \left[\langle u_y B_z - u_z B_y \rangle_{x,y} \right]_{H^-}^{H^+} - \frac{3}{2} \Omega(R_0) \langle B_x \rangle_{x,y,z} \end{array} \right.$$

Nous voyons immédiatement qu'avec des conditions périodiques verticalement, le champ radial moyen $\langle B_x \rangle_{x,y,z}$ reste constant et $\langle B_y \rangle_{x,y,z}$ ne peut provenir que du champ radial cisailé.

Dans le cas où la boîte n'est pas périodique verticalement, $\langle B_x \rangle_{x,y,z}$ peut être advecté hors de la boîte ou créé à partir du champ vertical. De même pour $\langle B_y \rangle_{x,y,z}$. Les conditions de flux sortant implémentées dans PLUTO consistent à supposer que chaque quantité reste constante dans les zones fantômes hors de la boîte. Durant le

début de ma thèse, j'ai remarqué que ces conditions pouvaient mener à des conditions non-physiques d'accumulation de $\langle B_y \rangle_{x,y,z}$ jusqu'à saturer la MRI où même détruire le disque. Elles permettent en particulier de créer du $\langle B_x \rangle_{x,y,z}$ à partir d'un flux vertical de champ radial rentrant, qui vient des zones fantômes. Ce champ radial venant des zones fantômes va induire du $\langle B_y \rangle_{x,y,z}$ qui a tendance à s'accumuler dans le plan médian du disque puis, soit à s'évacuer comme sur la Figure 3.9 (a), soit à emballer le mécanisme de rentrée de flux comme sur la Figure 3.9 (b).

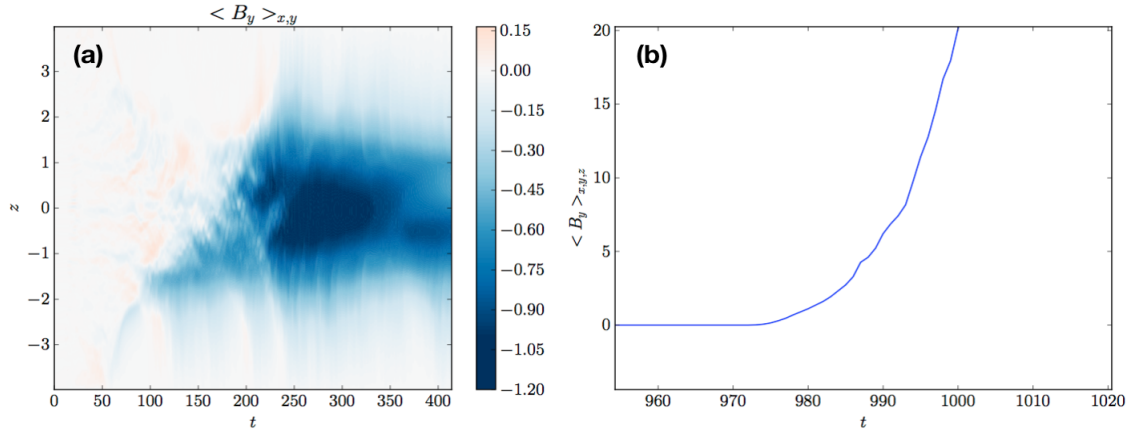


FIGURE 3.9 – La Figure (a) représente un cas où $\langle B_y \rangle_{x,y}$ s'accumule dans le plan central puis est évacué par flottaison magnétique. La Figure (b) représente un cas où $\langle B_y \rangle_{x,y,z}$ n'est pas évacué mais continue à s'accumuler de manière dramatique conduisant à l'arrêt de la simulation.

Pour parer à cela, j'ai utilisé de nouvelles conditions aux frontières dites de flux sortant « modifiées » inspirées de Brandenburg *et al.* (1995). Lorsque par la suite, je parlerai de conditions de flux sortant je ferai référence aux conditions de flux sortant modifiées. Celles-ci consistent à considérer que le champ magnétique est purement vertical à la frontière verticale du domaine de calcul et à n'autoriser la matière qu'à sortir, pas à rentrer par ces mêmes frontières. Ces deux conditions suppriment la possibilité d'advecter du champ radial et azimuthal depuis les zones fantômes et empêche l'accumulation dramatique que nous avons pu observer avec les conditions aux frontières venant originellement de PLUTO.

Chapitre 4

Simulations locales de MRI sans flux net

Sommaire

4.1	État de l'art des simulations MRI et motivation	71
4.2	Méthode	73
4.2.1	État initial	73
4.2.2	Conditions aux frontières et dans le domaine	75
4.2.3	Liste des simulations et diagnostics	76
4.2.4	Convergence numérique	77
4.3	Courbes d'équilibre thermique	79
4.4	Convection et MRI	82
4.4.1	Augmentation de α	82
4.4.2	Transport convectif	82
4.4.3	Cycles radiatifs/convectifs	86
4.5	Discussion	89
4.5.1	Rôle de la convection de Rayleigh-Bénard	89
4.5.2	Convection et MRI	92
4.5.3	Impact astrophysique sur les novæ naines	94

Je vais présenter dans cette partie une étude locale de la MRI sans flux net dans des simulations de boîtes cisailées, stratifiées, avec transfert radiatif et une thermodynamique réaliste. La plupart des résultats de ce chapitre ont fait l'objet de l'article Scepi *et al.* (2018).

4.1 État de l'art des simulations MRI et motivation

La découverte de l'importance astrophysique de l'instabilité magnéto-rotationnelle (MRI) pour la génération de turbulence (Balbus et Hawley, 1991), a motivé de nombreuses études numériques du transport de moment cinétique. Les premières simulations ont été effectuées dans des boîtes locales cisailées (voir §3.1.6) qui permettent de résoudre plus facilement les modes les plus instables de la MRI,

de se rapprocher des petites échelles où l'énergie se dissipe, et ainsi d'étudier de manière précise la turbulence.

À cause des conditions périodiques cisailées en x et périodiques en y le champ magnétique vertical moyen $\langle B_z \rangle_{x,y,z}$ reste constant au cours du temps (voir équation (3.3.3) dans §3.3). Nous pouvons donc séparer les simulations locales en deux catégories : les simulations sans flux net (ZNF) et les simulations avec flux net (NF). Les simulations sans flux net ont un champ magnétique vertical nul en moyenne dans la boîte cisailée. Les simulations avec flux net ont un champ magnétique vertical non nul en moyenne dans la boîte cisailée. Dans ce chapitre, je ne parlerai que de simulations de MRI sans flux net et reporte la présentation des simulations avec flux net à §5.

La MRI se développant dans les simulations sans flux net est la version non-axisymétrique de la MRI que nous avons évoqué dans §2.3.2.2. Il s'agit d'une instabilité sous-critique, saturant à un niveau indépendant des fluctuations initiales tant que $\langle B_z \rangle_{x,y,z} = 0$. Elle sature sur des échelles de temps de quelques dizaines de temps dynamiques $1/\Omega$ où Ω est la fréquence Képlerienne locale. Les simulations isothermes qu'elles soient stratifiées (Brandenburg *et al.* 1995, Stone et Balbus 1996, Simon *et al.* 2012) ou non stratifiées (Hawley *et al.*, 1996) montrent que la turbulence MRI donne une valeur de $\alpha \approx 0.03$. Cette valeur est en accord avec la valeur requise en quiescence dans les novæ naines mais un ordre de grandeur trop faible pour l'état éruptif (voir §2.4.4).

Les simulations isothermes sont utiles car moins coûteuses en temps de calcul mais ne permettent pas d'explorer les états d'équilibre thermique des novæ naines. Pour pallier ce problème, Latter et Papaloizou (2012) ont effectué des simulations non-stratifiées avec une fonction de refroidissement analytique. Ceci leur permet de retrouver les états de stabilité et d'instabilité thermique des novæ naines prédits par le modèle d'instabilité de disque. Ils montrèrent à cette occasion que les fluctuations de température dues au caractère turbulent de la MRI ne déstabilisent pas l'équilibre thermique du disque et ne suffisent pas à induire des changements de branche spontanés. Cependant, ils trouvèrent des valeurs de $\alpha \approx 0,01$ sur la branche froide *et* sur la branche chaude.

Suivant cette voie, Hirose *et al.* (2014) effectua les premières simulations incluant une stratification verticale, du transfert radiatif, traité dans l'approximation de diffusion, et une thermodynamique réaliste dans des conditions de novæ naines. Ceci leur permet, naturellement, de retrouver les différents états d'équilibre thermique des novæ naines comme Latter et Papaloizou (2012). Grâce à leur traitement plus réaliste du transfert radiatif et de la thermodynamique ainsi que l'ajout d'une stratification verticale, Hirose *et al.* (2014) observèrent que dans le régime de la branche chaude où l'hydrogène commence à se recombiner, l'opacité augmente, diminuant l'efficacité du transfert radiatif et le transport thermique se fait alors de manière convective. Les auteurs notèrent que, lorsque de la convection thermique (ou convection de Rayleigh-Bénard) est présente sur la branche chaude, la valeur de α peut augmenter jusqu'à 0,1 ouvrant la perspective que la dichotomie en α entre branche chaude et branche froide pourrait être une conséquence naturelle du couplage de la MRI avec la convection thermique.

C'est dans ce contexte que j'ai démarré ma thèse à l'IPAG. Le premier objectif

de ma thèse était donc de retrouver le résultat d’Hirose *et al.* (2014) avec le code PLUTO, amélioré du module de transfert radiatif de Flock *et al.* (2013) afin de tester la robustesse de leur résultat.

4.2 Méthode

La plupart des simulations présentées ici sont des simulations locales de boîte cisailée où je me suis placé dans un repère en co-rotation avec le disque à un rayon $R_0 = 1.315 \times 10^{10}$ cm autour d’une naine blanche de masse $0.6M_\odot$, ce qui correspond à une fréquence angulaire $\Omega(R_0) = 5.931 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Ce choix est identique à celui d’Hirose *et al.* (2014) afin de faciliter la comparaison. J’ai également effectué des simulations complémentaires à un rayon $R_0 = 1 \times 10^9$ cm dans le disque, que je présente dans le Tableau 4.2.

4.2.1 État initial

Toutes les simulations présentées dans ce chapitre sont initialisées avec un champ magnétique sans flux net $B_z \propto \sin(2\pi x)$. La plupart du temps, j’ai démarré la simulation avec une équation d’état isotherme et un profil de densité vertical hydrostatique. Je garde l’équation d’état isotherme pendant 48 orbites locales (le temps est normalisé par $1/\Omega_0$ et donc une période orbitale correspond à $\Omega t = 2\pi$), le temps que la turbulence MRI se mette en route et sature à un état quasi-stationnaire (voir l’évolution de la température sur la Figure 4.1). La température isotherme est choisie égale à la température centrale donnée par une solution verticale du modèle d’instabilité de disque présenté dans §2.4, où je fixe la température effective T_{eff} et la densité de surface. J’active ensuite le transfert radiatif et laisse le disque atteindre un état d’équilibre avant toute mesure des quantités physiques d’intérêt.

Dans certains cas, la méthode décrite au-dessus est inadaptée. En particulier, près des zones où l’hydrogène se ionise ou se recombine, je n’arrive pas à résoudre des états d’équilibre thermique, marginalement stables, en partant d’un état isotherme. La solution isotherme est trop éloignée de l’état d’équilibre final près de ces zones et le disque devient thermiquement instable lorsque j’active le transfert radiatif. Il faut donc réussir à choisir un état initial suffisamment proche de l’état d’équilibre final pour résoudre les états marginalement stables près de l’ionisation de l’hydrogène. Pour cela, j’ai utilisé deux méthodes. La première consiste à forcer un profil de température selon z au début de la simulation, puis d’activer le transfert radiatif et laisser le disque s’équilibrer (voir la température sur la Figure 4.2). Lorsque cela n’est pas suffisant, j’ai choisi de partir de l’état final de simulations stables, proches sur la courbe en S, et de changer manuellement la densité de surface. Je laisse ensuite le disque trouver son nouvel état d’équilibre thermique. Cette méthode s’est avérée plus robuste et a l’avantage d’être basée sur une logique physique. En effet, dans le modèle d’instabilité de disque présenté dans §2.4, l’instabilité visqueuse responsable des cycles d’hystérésis entraîne une évolution de la densité de surface lente devant le temps thermique, permettant des transitions douces entre les états d’équilibre thermique.

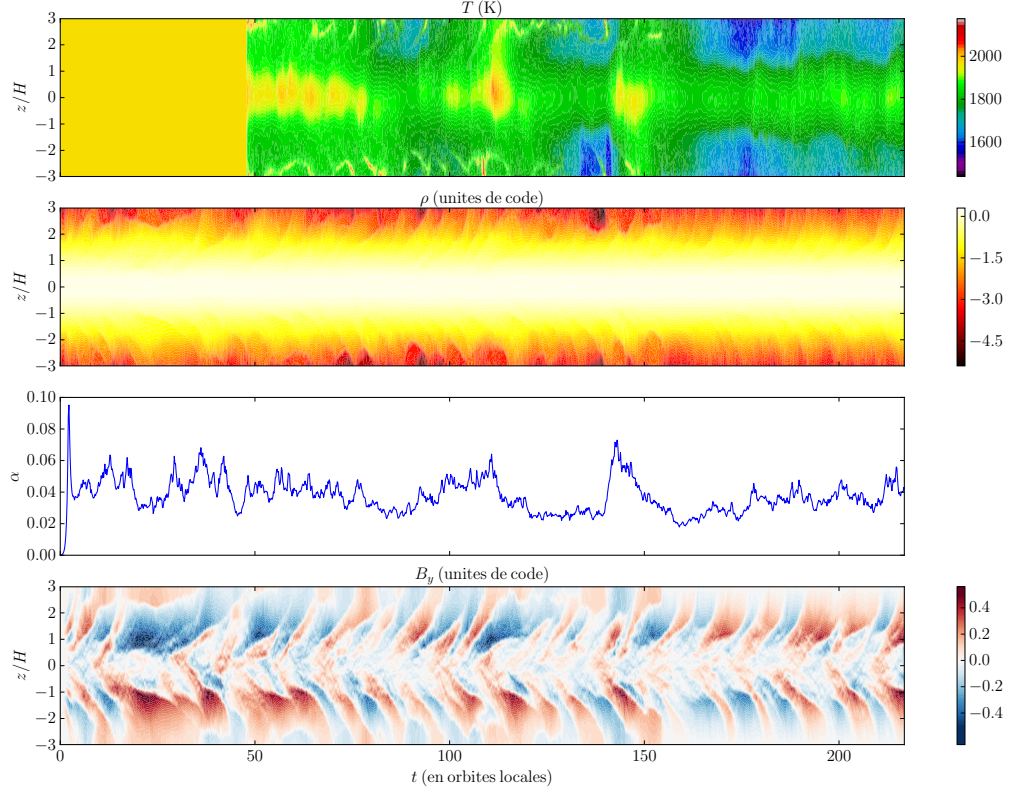


FIGURE 4.1 – De haut en bas, évolution en fonction de z/H et du temps en orbites locales de la température en Kelvin, de la densité en échelle log en unités de code, de α et de $\langle B_y \rangle_{x,y}$ en unités de code, pour la simulation 434O (voir Tableau 4.1).

Notons que lorsque le disque est susceptible de se refroidir ou de chauffer de manière instable, il n'est pas possible d'étudier le passage d'une branche à l'autre à l'aide de mes simulations. En effet, la hauteur de la boîte de simulation est fixée à partir de l'échelle de hauteur $H \equiv c_{s0}/\Omega$ initiale, par exemple $L_z = 12H$ pour les simulations branches chaudes. Si la température du disque augmente/diminue de manière trop importante la taille de la boîte peut devenir trop petite/grande par rapport à l'état final du disque. Dans le cas où le disque chauffe de manière instable, la photosphère (zone où l'épaisseur optique $\tau \approx 1$ voir Figure 4.2) sort du domaine de simulation, refroidissant le disque et créant un état d'équilibre thermique artificiel. Dans le cas où le disque refroidit de manière instable, la hauteur réelle du disque devient petite par rapport à l'échelle de hauteur initiale et la résolution n'est plus adaptée pour résoudre la dynamique du disque. Mes simulations de boîte cisailée sont inappropriées pour l'étude de transitions d'une branche de stabilité thermique à l'autre.

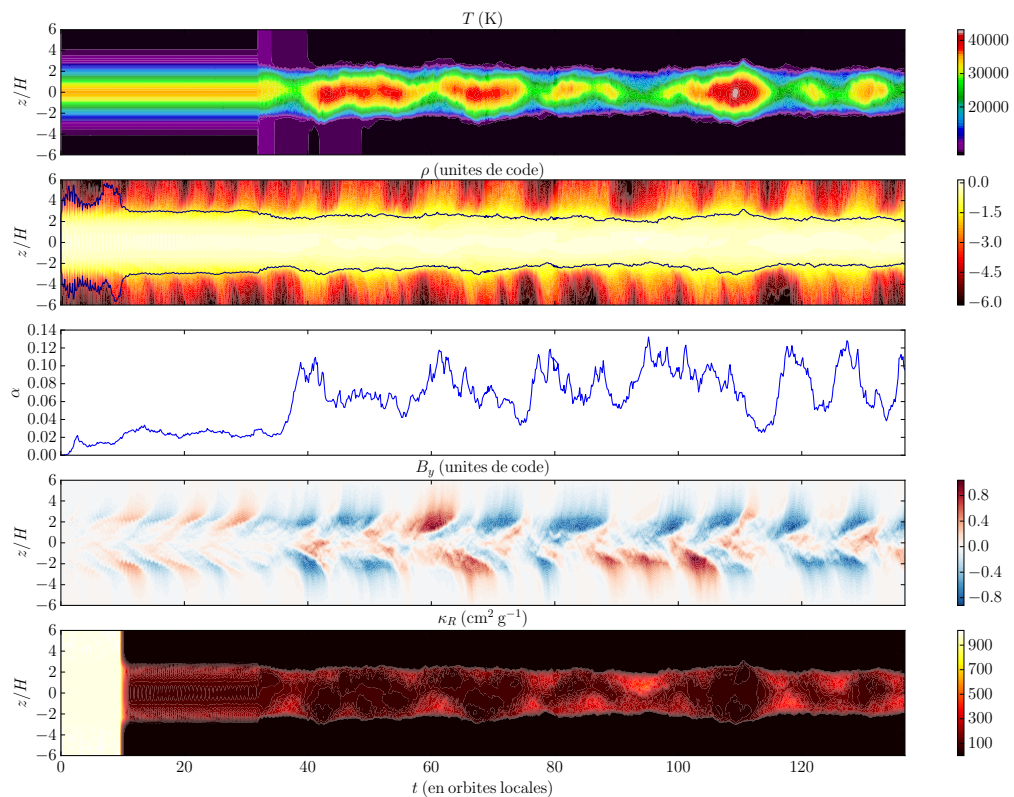


FIGURE 4.2 – De haut en bas, évolution en fonction de z/H et du temps en orbites locales de la température en Kelvin, de la densité en échelle log en unités de code, de α , de $\langle B_y \rangle_{x,y}$ en unités de code et de l’opacité de Rosseland en ($\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$), pour la simulation 442O (voir Tableau 4.1). La photosphère (où $\tau = 1$ est représenté par la ligne noire sur la figure montrant la densité).

4.2.2 Conditions aux frontières et dans le domaine

Toutes les simulations que je vais présenter ont des conditions aux frontières périodiques cisillées en x et périodiques en y . De plus, j’utilise deux types de conditions aux frontières verticales : des conditions périodiques et des conditions de flux sortant modifiées telles que présentées dans §3.3.3.

J’utilise également des seuils en densité et en température valant $10^{-6}T_c$ et $5 \times 10^{-2}\rho_c$, où T_c et ρ_c sont les températures et densités centrales respectivement. Ceci me permet d’éviter un trop grand nombre d’erreurs numériques de densité et d’énergie négative, ainsi que d’augmenter le pas de temps. En effet, le pas de temps est calculé, en partie, à partir de la vitesse d’Alfvén, $\Delta t \sim \Delta x/V_A$. En mettant un seuil sur la densité, je limite la vitesse d’Alfvén dans les zones de faible densité et donc augmente le pas de temps.

Je normalise également la masse à chaque pas de temps pour garder une densité de surface constante. En effet, dans le cas des conditions de flux sortant, de la masse peut s’échapper de la boîte. Pour garder la densité de surface constante, je multiplie

donc à chaque fin de pas de temps, la densité en chaque point par le rapport entre la densité de surface initiale et la densité de surface actuelle. Pour la simulation 442O (voir Tableau 4.1), le flux de masse sortant est de $\approx 0.1 \text{ g cm}^{-2}$ par période orbitale, soit 1 millièmme de la densité de surface initiale par période orbitale. Le flux d'énergie interne sortant hors de la boîte correspond également à environ 1 millièmme du flux radiatif au bord de la boîte (voir Figure 4.5) et sera donc supposé négligeable.

4.2.3 Liste des simulations et diagnostics

La liste des simulations effectuées pour l'article Scepi *et al.* (2018) est donnée dans le Tableau 4.1. J'ai adopté la notation d'Hirose *et al.* (2014) pour les simulations afin de faciliter la comparaison. Les simulations avec un O dans leur nom correspondent à des simulations de flux sortant et celles avec un P à des simulations périodiques. Σ_0 est la densité de surface initiale et $H \equiv c_s(T_{c0})/\Omega$ est l'échelle de hauteur du disque initiale. L'extension verticale des boîtes est de $\pm 6H$ sur la branche chaude et $\pm 3H$ sur la branche froide et celle du milieu. L_x , L_y et L_z suivent un ratio 1 :2 :4.

Définissons également des moyennes en coordonnées cartésiennes, qui sont les équivalents des moyennes définies dans §2 en coordonnées cylindriques.

$$\langle X \rangle_{x,y}(z, t) = \frac{\int \int X(x, y, z, t) dx dy}{\int \int dx dy} \quad (4.1)$$

$$\langle X \rangle_{x,y,z}(t) = \frac{\int \int \int X(x, y, z, t) dx dy dz}{\int \int \int dx dy dz} \quad (4.2)$$

où les intégrales sont appliquées sur le domaine entier. J'utiliserai $\langle \rangle$ pour dénoter une moyenne spatiale et $\{ \}$ pour dénoter une moyenne temporelle effectuée sur un temps t_{avg} . Le temps de moyenne t_{avg} est indiqué dans la dernière colonne de Tableau 4.1 et est souvent d'environ 100 périodes orbitales, excepté pour quelques simulations qui montrent des temps typiques de variations temporelles sur une échelle de temps longue devant la période orbitale (par exemple la simulation 401O dont nous parlerons plus en détail dans §4.3). $\{\Sigma\}$, $\{T_c\}$, $\{T_{\text{eff}}\}$ et $\{\tau_{\text{tot}}\}$ sont donc les valeurs moyennées temporellement de la densité de surface, de la température centrale, de la température effective et de l'épaisseur optique respectivement. σ_{T_c} , $\sigma_{T_{\text{eff}}}$ et σ_α sont les écarts types associées aux moyennes temporelles de T_c , T_{eff} et α respectivement.

Les grandeurs τ_{tot} , Σ , et T_{eff} sont définies comme

$$\tau_{\text{tot}} = \int \langle \rho \rangle_{x,y} \langle \kappa_R \rangle_{x,y} dz \quad (4.3)$$

$$\Sigma = \int \langle \rho \rangle_{x,y} dz \quad (4.4)$$

et

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{1}{\sigma_B} (F_{\text{rad } z}^+ - F_{\text{rad } z}^-) \right)^{1/4} \quad (4.5)$$

où $F_{\text{rad } z}^{+/-}$ est le flux radiatif dans la direction verticale sur la frontière verticale supérieure/inférieure de la boîte de simulation. Je vais également définir $\langle Q^- \rangle_{x,y}$ le

taux de refroidissement total

$$\langle Q^- \rangle_{x,y} \equiv \frac{d}{dz} \langle F_{\text{rad}z} \rangle_{x,y} + \frac{d}{dz} \langle ev_z \rangle_{x,y} \quad (4.6)$$

où v_z est la vitesse verticale et ev_z représente le flux d'énergie interne transporté par la matière, F_{conv} .

Nous remarquons dans le Tableau 4.1 qu'il existe des simulations où $T_{\text{eff}} > T_c$. Cette configuration ne semble pas physique à première vue et vient sûrement du calcul du flux radiatif lorsque le disque devient optiquement fin, c'est-à-dire $\tau_{\text{tot}} \lesssim 1$. Le traitement du transfert via l'approximation de diffusion ne tient plus et nous n'accorderons pas d'importance à cette apparente contradiction.

Définissons finalement le paramètre α ,

$$\alpha \equiv \frac{\{\langle W_{x,y} \rangle_{x,y,z}\}}{\{\langle P \rangle_{x,y,z}\}} \quad (4.7)$$

et le paramètre α instantané $\tilde{\alpha} = \langle W_{xy} \rangle_{x,y,z} / \langle P \rangle_{x,y,z}$. Le tenseur W_{xy} est $\rho(v_x v_y - V_{Ax} V_{Ay})$ où V_A est la vitesse d'Alfvén.

4.2.4 Convergence numérique

Toutes les simulations ont une résolution de 32 points sur x , 128 points sur y et 256 points sur z . L'échelle de hauteur réelle du disque $h \equiv c_s(\langle T_c \rangle_{x,y})/\Omega$ peut être différente de la hauteur initiale H . La résolution par échelle de hauteur h est donnée par le nombre n dans le Tableau 4.1. Sur la partie de la branche chaude avec des Σ élevés, n est de l'ordre de 20 (voir Tableau 4.1). Cependant pour les Σ les plus faibles, nous avons utilisé comme état initial la simulation précédente (voir 4.2.1), ceci peut décroître la résolution lorsque la température baisse. Dans le cas de 452P, par exemple, n vaut 15. J'ai pris garde que cet effet n'influence pas nos résultats. J'ai lancé des simulations complémentaires avec des tailles de boîte et des résolutions plus adaptées et n'ai pas observé de changement notable. Par exemple, pour la simulation 442O, je n'ai trouvé qu'une différence de $\approx 5\%$ en T_c et $\approx 2\%$ en α entre une simulation initialisée avec un état isotherme ($n = 21$) et initialisée avec 437O ($n = 13$).

Il existe de nombreux critères sur la convergence numérique des simulations MRI en fonction de la résolution de grille (Sano *et al.* 2004, Sorathia *et al.* 2010, Hawley *et al.* 2011). Ces critères consistent, en général, à regarder si le mode le plus instable de la MRI est suffisamment résolu. Comme le font remarquer Fromang et Papaloizou (2007), dans les simulations sans flux net, le mode vertical le plus instable est toujours bien en dessous de l'échelle de grille. Cependant, la MRI sans flux net se développant sur le champ azimutal, nous allons plutôt regarder la valeur du facteur de qualité Q_y dans la direction y définie comme dans Simon *et al.* (2012)

$$Q_y = \frac{2\pi \langle B_y^2 \rangle}{\rho \Omega \Delta y} \quad (4.8)$$

où $\Delta y \approx 20$ sur la branche chaude et ≈ 40 sur la branche froide. Q_y doit être supérieur à 6 pour considérer que nous résolvons bien la MRI (Sano *et al.*, 2004).

Run	Restart	Σ_0	T_{c0}	H/R_0	$\{T_c\} \pm \sigma_{T_c}$	$\{T_{\text{eff}}\} \pm \sigma_{T_{\text{eff}}}$	$\alpha \pm \sigma_\alpha$	$\{\tau_{\text{tot}}\}$	n	$\frac{L_x}{H}$	$\frac{L_y}{H}$	$\frac{L_z}{H}$	t_{avg}
Branche chaude													
432P	-	4000	231194	5.62E-02	216384 ± 7862	27729 ± 3249	0.066 ± 0.014	39294	21	1.5	6	12	16
430P	-	2900	184762	5.03E-02	168546 ± 9001	22584 ± 2218	0.047 ± 0.014	34026	21	1.5	6	12	95
429P	-	1030	104765	3.78E-02	98395 ± 4544	14793 ± 1617	0.042 ± 0.015	20450	20	1.5	6	12	95
431P	-	750	91431	3.54E-02	86437 ± 3314	13268 ± 1070	0.041 ± 0.010	18443	21	1.5	6	12	80
431O	-	750	91431	3.54E-02	87500 ± 3097	13128 ± 899	0.042 ± 0.008	17520	21	1.5	6	12	95
439P	-	540	79831	3.30E-02	72093 ± 3953	10718 ± 1296	0.031 ± 0.014	22519	20	1.5	6	12	95
439O	-	540	79831	3.30E-02	74220 ± 3082	10920 ± 969	0.033 ± 0.010	19578	21	1.5	6	12	95
468P	-	386	70561	3.11E-02	66985 ± 1882	10493 ± 791	0.042 ± 0.009	16169	22	1.5	6	12	95
468O	-	386	70561	3.11E-02	66784 ± 3186	10281 ± 1046	0.042 ± 0.014	16755	21	1.5	6	12	95
470P	-	275	63720	2.95E-02	56203 ± 2773	8842 ± 1003	0.036 ± 0.013	18288	20	1.5	6	12	48
437P	-	174	54545	2.73E-02	44630 ± 4281	8117 ± 633	0.046 ± 0.017	15323	19	1.5	6	12	60
437O	-	174	54545	2.73E-02	47414 ± 2788	8245 ± 499	0.052 ± 0.011	12375	20	1.5	6	12	95
441P	437P	134	-	2.73E-02	42882 ± 3757	8161 ± 633	0.070 ± 0.021	10344	19	1.5	6	12	95
441O	437O	134	-	2.73E-02	35605 ± 7841	7795 ± 511	0.061 ± 0.022	19797	17	1.5	6	12	95
446P	437P	127	-	2.73E-02	30515 ± 9137	7563 ± 421	0.066 ± 0.027	25335	16	1.5	6	12	92
446O	437O	127	-	2.73E-02	34881 ± 5947	7567 ± 330	0.061 ± 0.021	16285	17	1.5	6	12	95
442P	437P	113	-	2.73E-02	35004 ± 6857	7745 ± 419	0.079 ± 0.031	12796	17	1.5	6	12	83
442O	-	113	34500	2.17E-02	32724 ± 4878	7292 ± 323	0.075 ± 0.022	15318	21	1.5	6	12	95
452P	437P	100	-	2.73E-02	28719 ± 9205	7302 ± 435	0.092 ± 0.024	18108	15	1.5	6	12	95
452O	442O	102	-	2.17E-02	33245 ± 5735	7390 ± 348	0.087 ± 0.031	11514	21	1.5	6	12	95
453P	437P	90	-	2.73E-02	35292 ± 3918	7332 ± 627	0.098 ± 0.039	7357	17	1.5	6	12	84
453O	442O	90	-	2.17E-02	R	R	R	R	R	1.5	6	12	95
Branche intermédiaire													
438P	-	275	14000	1.38E-02	R	R	R	R	R	1.5	6	12	48
428O	-	229	13000	1.33E-02	R	R	R	R	R	1.5	6	12	95
403O	-	220	13000	1.33E-02	7893 ± 1261	4369 ± 162	0.027 ± 0.010	2050	33	0.75	3	6	191
402O	-	210	13000	1.33E-02	8085 ± 1370	4423 ± 141	0.029 ± 0.011	2560	35	0.75	3	6	318
401O	-	200	12000	1.28E-02	9431 ± 1224	4514 ± 187	0.036 ± 0.012	8458	38	0.75	3	6	350
404O	-	150	9000	1.11E-02	R	R	R	R	R	0.75	3	6	95
Branche froide													
466O	-	340	3000	5.84E-03	R	R	R	R	R	1.5	6	6	95
465O	-	310	3000	5.84E-03	3572 ± 52	3041 ± 135	0.031 ± 0.009	21	47	1.5	6	6	95
438-290O	-	290	3000	5.79E-03	3509 ± 136	3018 ± 151	0.031 ± 0.011	19	46	1.5	6	6	95
413O	-	240	3000	5.41E-03	3063 ± 70	2818 ± 128	0.035 ± 0.008	12	43	1.5	6	6	95
435P	-	191	2645	6.01E-03	3783 ± 103	3206 ± 153	0.036 ± 0.009	16	51	0.75	3	6	95
435O	-	191	4000	7.39E-03	3785 ± 127	3334 ± 213	0.036 ± 0.011	15	42	0.75	3	6	95
462P	-	174	2785	6.17E-03	3102 ± 262	2855 ± 179	0.042 ± 0.014	8	45	0.75	3	6	95
465P	462P	116	-	6.17E-03	2095 ± 115	2332 ± 115	0.035 ± 0.008	2	39	0.75	3	6	95
434P	-	93	1976	5.20E-03	1897 ± 49	2115 ± 109	0.037 ± 0.010	1	42	0.75	3	6	95
434O	-	93	1976	5.20E-03	1861 ± 33	2022 ± 108	0.034 ± 0.010	1	42	0.75	3	6	95
476P	-	45	1828	4.99E-03	1715 ± 47	1733 ± 116	0.037 ± 0.011	4	41	0.75	3	6	56

TABLE 4.1 – Paramètres initiaux et résultats des simulations MHD idéales effectuées à un rayon $R_0 = 1.315 \times 10^{10}$ cm. Les crochets $\{\}$ sont utilisés pour dénoter une moyenne temporelle sur t_{avg} (en orbite locale) où σ est l'écart type associé. L_x/H , L_y/H et L_z/H sont le nombre d'échelles de hauteur initial dans la boîte dans les directions x , y et z respectivement. n est le nombre de points par échelle de hauteur moyennée dans le temps. La deuxième colonne indique si la simulation a été initialisée à partir d'une autre simulation, sinon l'état initial est isotherme avec une température T_{c0} . Le symbole R est utilisé pour les simulations subissant un chauffage ou un refroidissement critique.

Le critère de qualité peut se réécrire $Q_y = 2\pi h / (\Delta y \sqrt{\beta_{\text{turb}}})$ où β_{turb} est le rapport de la pression thermique sur la pression magnétique calculée à partir du champ magnétique vertical turbulent,

$$\beta_{\text{turb}} \equiv \frac{8\pi \langle P \rangle_{x,y,z}}{\langle B_{y_{\text{turb}}}^2 \rangle_{x,y,z}}. \quad (4.9)$$

Toutes nos simulations MRI sans flux net saturent à un niveau de magnétisation $\beta_{\text{turb}} \approx 100$. Cela signifie que $H/\Delta y$ doit être supérieur à ≈ 10 pour que Q_y dé-

pas 6 comme l'indique le critère de Sano *et al.* (2004), ce qui est vérifié dans nos simulations.

Lorsque les boîtes de calcul sont trop étendues verticalement, soit environ $\pm 6H$, la vitesse d'Alfvén devient importante près des bords, augmentant la diffusion due au solveur HLLD et le chauffage près de la frontière verticale de la boîte. Sur la branche chaude, la présence ou non de chauffage sur les bords de la boîte ne semble pas influencer l'équilibre thermique final. Pour illustrer ce point, j'ai effectué la simulation 437O avec $L_z = \pm 4H$ au lieu de $\pm 6H$ et n'ai trouvé qu'une différence de 2% sur $\{\langle T_c \rangle_{x,y}\}$. Sur la branche froide et la branche intermédiaire par contre, la présence de chauffage ou non sur les bords de la boîte peut jouer un rôle important, la température passant du simple au double pour la simulation 434O lorsque je double la taille verticale de la boîte. J'ai donc opté pour des boîtes plus petites sur la branche froide et la branche intermédiaire afin d'éviter ce chauffage au bord de la boîte. Conséquemment, n est environ 2 fois plus grand sur la branche froide que sur la branche chaude.

Selon Ryan *et al.* (2017), les simulations isothermes, sans flux net, stratifiées verticalement ne sont pas numériquement convergées puisque α décroît comme $n^{-1/3}$, jusqu'à des résolutions de 256 points par échelle de hauteur, remettant en cause les critères de convergence dont je viens de parler. Nous devons donc être précautionneux quand nous comparons les simulations branche chaude et branche froide. J'ai effectué une simulation complémentaire à 434O avec une résolution divisée par 2 sur chaque direction de l'espace, résultant en $\alpha \approx 0.019$. Ce résultat semble aller à l'inverse de la tendance et donc suggérer que nous résolvons la turbulence mais une étude approfondie de la convergence est nécessaire avant de conclure sur l'accord ou non avec les résultats de Ryan *et al.* (2017).

Enfin d'après Simon *et al.* (2012), des tailles horizontales L_x et $L_y \gtrsim 2H$ sont nécessaires pour capturer les échelles macroscopique de la MRI. De nouveau, ces résultats ont été obtenus à partir de simulations isothermes et ne sont pas directement comparables à l'étude menée ici. D'après ce critère, la taille de nos boîtes sur la branche chaude est satisfaisante, mais légèrement petite sur la branche froide. J'ai également vérifié que la taille des boîtes en x n'influait pas la valeur de α en limitant la taille des rouleaux de convection (voir §4.4). Pour cela j'ai doublé L_x et L_y sur la simulation 442O, ce qui n'a pas mené à des différences statistiquement significatives.

4.3 Courbes d'équilibre thermique

Dans cette section, je présente les résultats des simulations de MHD idéale publiées dans l'article Scepì *et al.* (2018). J'ai également ajouté les résultats de quatre simulations effectuées postérieurement 413O, 438-290O, 465O et 466O. Je reporte la discussion des simulations de MHD résistive à §7.

La Figure 4.3 montre l'équilibre thermique des simulations listées dans le Tableau 4.1 en fonction de Σ et T_c (figure du haut) et T_{eff} (figure du bas). Nous voyons bien que les simulations tracent une courbe de forme similaire aux courbes

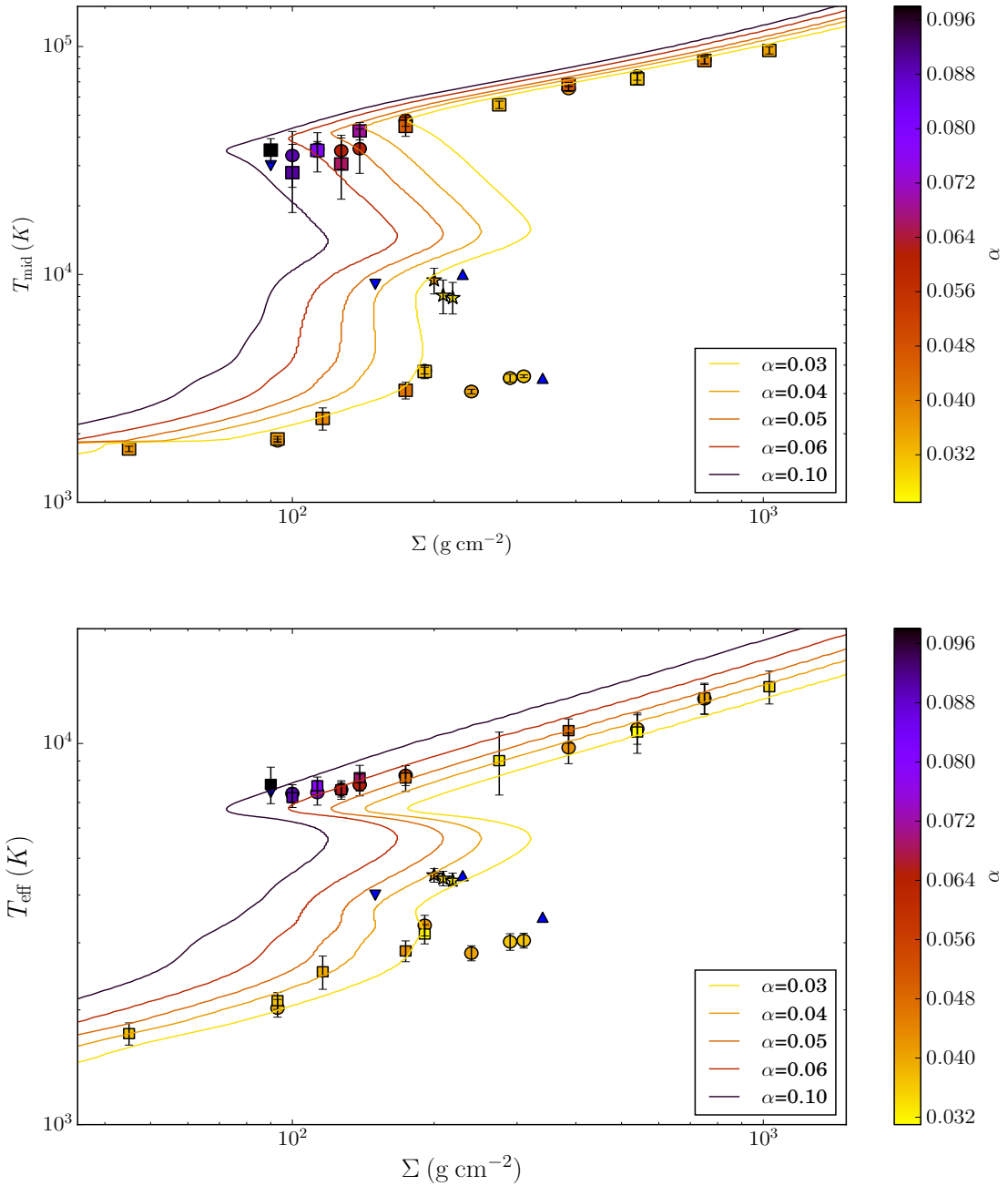


FIGURE 4.3 – Courbes d'équilibre thermique dans le plan $\{T_c\}$ vs. $\{\Sigma\}$ (haut) et $\{T_{\text{eff}}\}$ vs. $\{\Sigma\}$ (bas) pour les simulations à $R_0 = 1.315 \times 10^{10}$ cm. Les carrés représentent des simulations périodiques et les ronds des simulations avec flux sortant. Les étoiles sont utilisées pour marquer la branche intermédiaire qui est marginalement stable. Les triangles représentent des simulations instables qui subissent un chauffage (pointe vers le haut) ou un refroidissement (pointe vers le bas) critique et sont représentées dans leur état initial. Les barres d'erreurs donnent l'écart type en température. La couleur des symboles représente la valeur de α . Les courbes en trait plein sont des courbes d'équilibre thermique obtenues à partir du code DIM pour différents α .

d'équilibre thermique trouvées par le modèle d'instabilité de disque, c'est-à-dire une courbe en S (voir §2.4). Cependant, contrairement aux courbes données par le DIM, où la valeur de α est fixée de manière *ad hoc*, α dans nos simulations MRI est déterminé par les propriétés de la turbulence MRI. Les extrémités de la courbe en S sont délimitées par la présence de simulations instables notées à l'aide d'un R (pour « runaway » en anglais) dans le Tableau 4.1 et d'un triangle sur la Figures 4.3. Une simulation instable part d'une branche pour arriver à l'autre. Les résolutions que j'ai choisies ne sont pas adaptées pour l'étude d'une telle transition vu le changement d'échelle de hauteur qu'elle implique.

Nous retrouvons une branche chaude et une branche froide aux valeurs d'équilibre en température et densité proches de celle d'Hirose *et al.* (2014), montrant la robustesse de ce résultat vis-à-vis de la méthode numérique. De plus, les températures d'équilibre et le α mesuré ne dépendent pas de la condition aux frontières employée. Les simulations MRI sont également en bon accord avec l'équilibre thermique prédit par le modèle d'instabilité de disque ainsi que les valeurs de α requises pour un tel équilibre.

La seule déviation importante se fait dans la zone convective de la branche froide. Le DIM prédit une branche intermédiaire prolongeant la branche froide et à des températures plus hautes. J'ai observé trois simulations marginalement stables dans ce régime que j'ai représentées à l'aide de marqueurs en étoile afin de les différencier. Ces simulations sont hautement convectives, ont de fortes variations de température et évoluent sur un temps caractéristique plus long que les autres, d'environ une centaine de période orbitale. Elles sont marginalement stables et leur comportement dépend fortement de la taille de la boîte. Il n'est pas aisé de savoir quel est le rôle de la dissipation numérique dans le maintien de cette solution. La branche intermédiaire a également été observé par Hirose (2015) dans le cadre des disques proto-planétaires et dans Coleman *et al.* (2018) dans le cadre des AM CVn.

J'ai affirmé dans Scepi *et al.* (2018) que la branche intermédiaire peut être vue comme une prolongation de la branche froide et, qu'ainsi, il n'existe pas de zones où trois équilibres thermiques différents sont possibles. Des simulations effectuées postérieurement contredisent cette assertion et suggèrent que la branche froide peut coexister avec la branche intermédiaire. Ces simulations additionnelles raccordent mes résultats avec ceux d'Hirose *et al.* (2014) concernant les valeurs de Σ_{\max} . Elles rendent par contre, le comportement du disque plus compliqué à prévoir. Il est impossible de savoir d'après mes simulations, où la taille de la boîte influe les résultats sur la branche intermédiaire, vers quelle branche le disque va évoluer lorsque la densité devient $\gtrsim 190 \text{ g cm}^{-3}$. Des simulations à plus forte résolution étudiant la transition entre les deux états devraient être menées pour conclure sur ce point.

Le dernier résultat important que nous pouvons tirer de ces courbes S concerne l'évolution de α . Nous voyons que $\alpha \approx 0,04$ sur la branche froide, la branche intermédiaire et la partie haute densité de surface de la branche chaude. Les valeurs de α sont d'ailleurs en bon accord entre mes simulations MRI et le modèle du DIM. Cependant, lorsque nous arrivons dans la partie basse densité de la branche chaude, la valeur de α augmente atteignant un maximum de 0,098 pour la simulation 453P. Nous allons étudier cela, plus en détail dans la sous-section suivante. Dans cette

zone, l'accord, concernant la valeur de α , entre mes simulations MRI et le modèle du DIM diminue mais reste satisfaisant

4.4 Convection et MRI

Dans cette section, je présente les résultats des simulations de MHD idéale issues de Scepi *et al.* (2018), supplémentées par un jeu de simulation effectuées à un rayon $R_0 = 1 \times 10^9$ cm, présentées dans le Tableau 4.2, et des simulations 466O, 465O, 438-229O et 413O, non publiées.

Run	Σ_0	T_{c0}	H/R_0	$\{T_{mid}\} \pm \sigma_{T_{mid}}$	$\{T_{eff}\} \pm \sigma_{T_{eff}}$	$\alpha \pm \sigma_\alpha$	$\{\tau_{tot}\}$	n	t_{avg}
Branche chaude									
100	15	50000	7.20E-03	50051 \pm 3578	11610 \pm 2174	0.043 \pm 0.016	3752	21	600
92	13	44000	6.76E-03	41103 \pm 4924	10065 \pm 676	0.033 \pm 0.013	4940	21	600
90	11	44000	6.76E-03	41654 \pm 2730	10316 \pm 662	0.048 \pm 0.013	3142	21	600
85	9	38000	6.28E-03	35138 \pm 2408	9531 \pm 446	0.052 \pm 0.013	3293	21	600
82	8	38000	6.28E-03	35396 \pm 2655	10657 \pm 1581	0.058 \pm 0.017	2387	21	200
80	6	36000	6.11E-03	25789 \pm 5030	8970 \pm 466	0.088 \pm 0.025	2919	18	600
78	5	36000	6.11E-03	R	R	R	R	R	R

TABLE 4.2 – Paramètres initiaux et résultats des simulations MHD idéale effectuées à un rayon $R_0 = 1 \times 10^9$ cm. Toutes les simulations sont effectuées avec $L_x/H = 1.5$, $L_y/H = 6$ et $L_z/H = 12$.

4.4.1 Augmentation de α

Sur la Figure 4.4, nous voyons une augmentation de α dans la partie faibles températures et faible densités de la branche chaude. Cette augmentation est accompagnée de fluctuations importantes autour de la valeur moyenne comme nous le verrons dans §4.4.3. La valeur de α peut monter jusqu'à ≈ 0.098 légèrement plus faible que ≈ 0.121 trouvée par Hirose *et al.* (2014). Sur la branche froide et la branche intermédiaire, nous trouvons des valeurs entre 0.027 et 0.042, valeurs typiques de simulations isothermes, stratifiées, sans flux net (Simon *et al.*, 2012). Sur la branche chaude, α prend des valeurs similaires pour $174 \text{ g cm}^{-2} \leq \Sigma \leq 1030 \text{ g cm}^{-2}$. Pour $\Sigma > 1030 \text{ g cm}^{-2}$, α augmente légèrement jusqu'à 0,066 ; je n'ai pas étudié plus en détail cette augmentation puisque de telles densités de surface ne sont accessibles que pour des taux de transfert de masse venant de la secondaire trop important pour être dans le régime des novæ naines. Nous pouvons finalement noter que le comportement de α en fonction de la température ne semble pas dépendre du rayon dans le disque (voir Figure 4.4), ni des conditions aux frontières verticales.

4.4.2 Transport convectif

Hirose *et al.* (2014) ont attribué l'augmentation de α à l'influence de la convection thermique (ou convection de Rayleigh-Bénard). J'observe également que les simulations où α augmente sont convectivement instables. Je mesure la stabilité convective

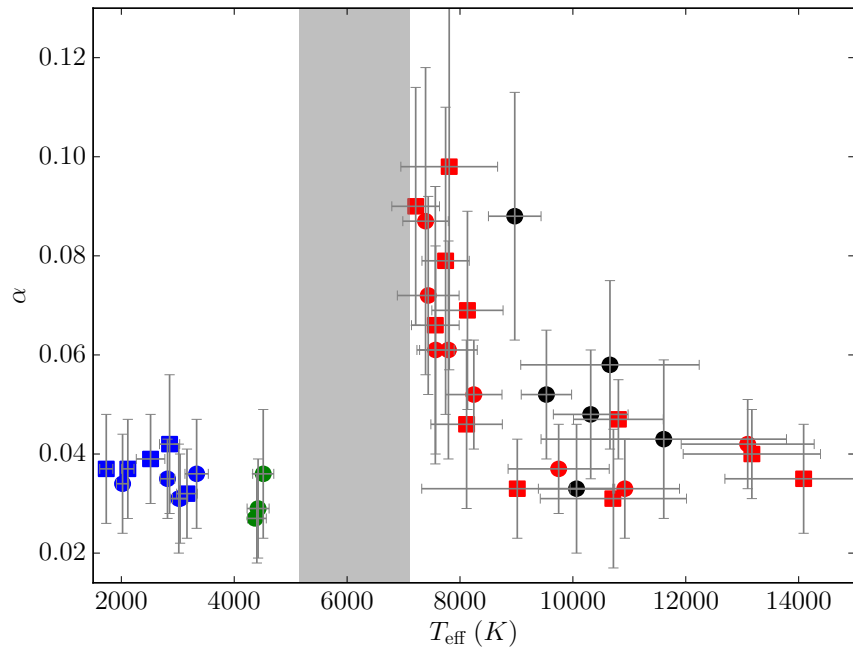
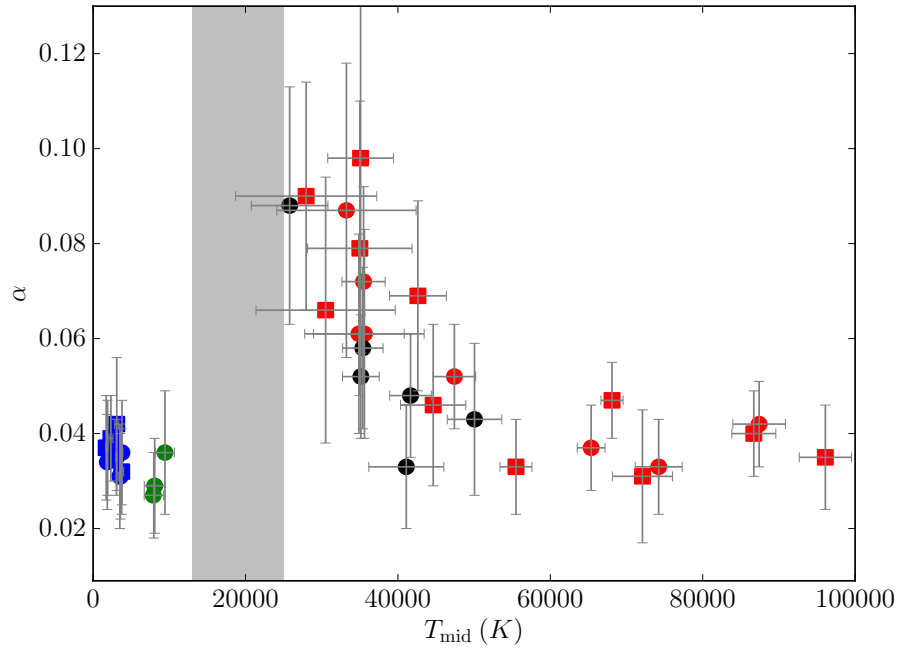


FIGURE 4.4 – α en fonction de T_{mid} en K (haut) et en fonction de T_{eff} en K (bas). Les carrés représentent les simulations périodiques et les ronds les simulations de flux sortant. Les points rouges, verts et bleus représentent les états d'équilibre sur la branche chaude, intermédiaire et froide respectivement, pour un rayon $R_0 = 1.315 \times 10^{10}$ cm. Les points noirs représentent les simulations additionnelles, situées sur la branche chaude, à $R_0 = 1 \times 10^9$ cm. La zone grise marque la région d'instabilité thermique.

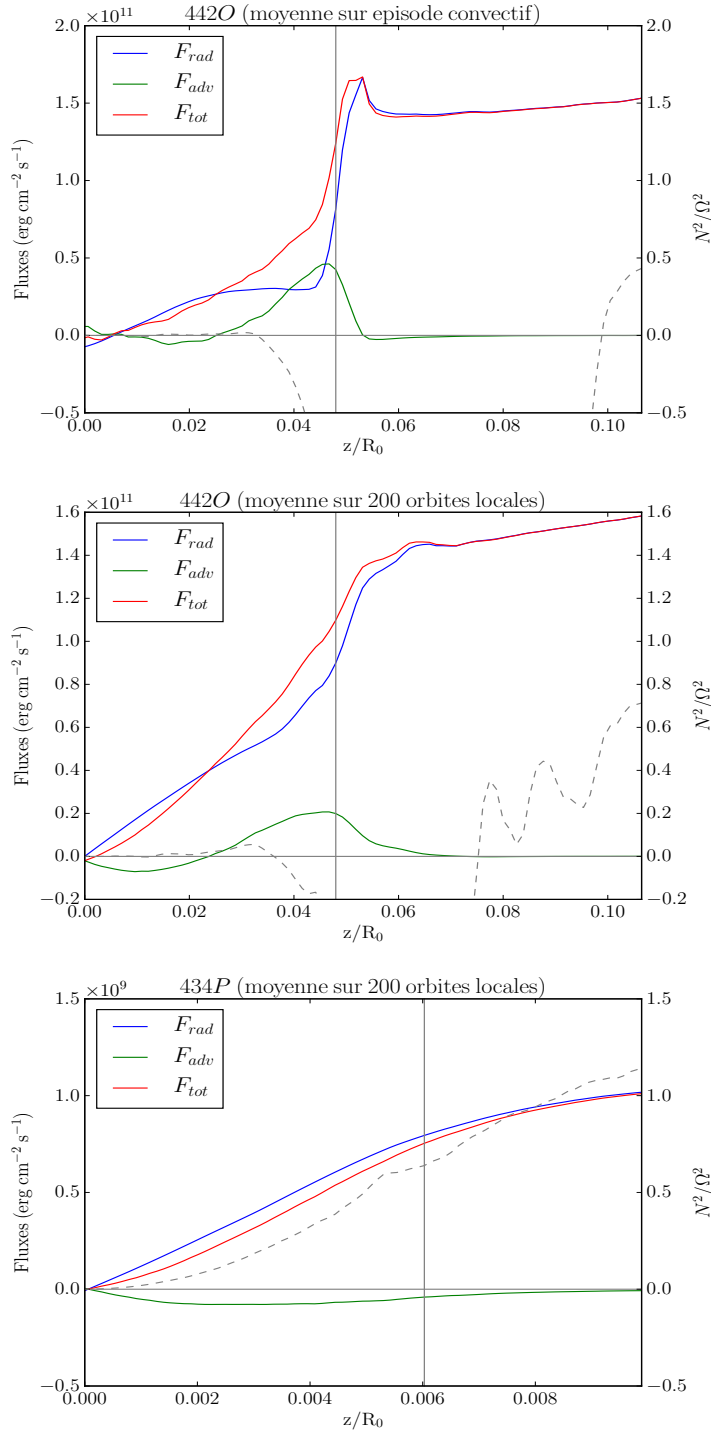


FIGURE 4.5 – Profils verticaux, moyennés dans le temps, du flux radiatif, du flux advectif et du flux d’énergie interne total. Encadré supérieur : 442O pendant un épisode fortement convectif. Encadré médian : 442O moyenné sur des épisodes convectifs et radiatifs. Encadré inférieur : 434P, simulation convectivement stable. La ligne verticale indique la hauteur au-dessus de laquelle la pression magnétique domine la pression thermique. La ligne pointillée donne N^2/Ω^2 où N est la fréquence de Brunt-Väisälä.

d'une simulation à l'aide de la fréquence de Brunt-Väisälä N , définie, dans un gaz parfait adiabatique, par

$$\frac{N^2}{\Omega^2} \equiv \frac{d \ln(\{\langle P \rangle\}^{1/\{\Gamma\}} \{\langle \rho \rangle\})}{d \ln z} \quad (4.10)$$

où $\Gamma \equiv (\partial \ln P / \partial \ln \rho)_s$ est l'index adiabatique et s l'entropie spécifique. Le signe de N^2 dépend de la compétition entre la gravité verticale $g_z = -\Omega^2 z$ et la poussée d'Archimède lorsque nous déplaçons une particule fluide de dz . La poussée d'Archimède est due à la différence de densité entre le milieu environnant et la particule fluide, avec la densité de la particule fluide qui évolue adiabatiquement lors de son déplacement de dz . Lorsque $N > 0$, le système est stable et la particule fluide oscille autour de sa position d'équilibre à la fréquence N . Lorsque $N < 0$, le système est instable et de la convection thermique apparaît. Écrivons la variation d'entropie d'un gaz parfait dS

$$dS = \frac{n_p \mathcal{R}}{\Gamma - 1} (d \ln(P) - \Gamma d \ln(\rho)) \quad (4.11)$$

où n_p est le nombre de particules réelles dans la particule fluide et \mathcal{R} la constante des gaz parfaits. Nous pouvons montrer que N^2 a le même signe que le gradient d'entropie selon z . Le critère sur N^2 revient donc au critère de Schwarzschild stipulant que l'entropie doit augmenter avec la hauteur pour que le système soit stable.

La fréquence de Brunt-Väisälä donne un critère de stabilité linéaire pour l'instabilité convective uniquement dans les régions où la pression totale est dominée par la pression thermique et ne donne pas d'information directe sur le flux convectif $F_{\text{conv}} \equiv \langle ev_z \rangle_{x,y}$.

La Figure 4.5 nous montre le flux radiatif, le flux convectif et le flux total $\langle Q^- \rangle_{x,y}$ ainsi que N^2/Ω^2 en fonction de la hauteur dans le disque pour différents cas. L'encadré supérieur montre un épisode hautement convectif (la moyenne temporelle est effectuée sur 3 orbites locales entre $t=97$ et 100 sur la Figure 4.2) pour la simulation 442O (branche chaude). Le transport d'énergie est dominé par le flux convectif dans les zones internes, où le disque est convectivement instable ($N^2 < 0$), et par le flux radiatif dans les régions en altitude. Lorsque je moyenne cette même simulation sur un temps plus important, comportant des épisodes convectifs et non convectifs, la contribution du flux advectif diminue (encadré central). Nous voyons également la présence d'un flux convectif dirigé vers le bas entre le plan central et $H/R_0 \simeq 2.3 \times 10^{-2}$ [1]. Ce flux convectif descendant est également présent dans l'encadré supérieur mais à des hauteurs plus faibles. La convection thermique est supposée transporter la chaleur vers le haut, où l'entropie est plus faible, ce qui veut dire qu'une partie du flux convectif n'est pas due à la de la convection de type Rayleigh-Bénard. Les simulations branches froides montrent également un tel transport (voir la simulation 434P dans l'encadré du bas de la Figure 4.5) alors qu'elles sont convectivement stables. J'attribue ce transport à du mélange turbulent causé par la MRI. Les mouvements turbulents dans le disque étant à peu près adiabatiques, le mélange turbulent tend à déplacer des parcelles de fluide de haute entropie

[1]. J'ai également vérifié que le flux obtenu directement à partir de la solution du solveur de Riemann donne un transport vers le bas.

vers des régions de basse entropie et vice versa, aplanissant le profil d'entropie. Ceci résulte en un transport de chaleur vers le bas dans les cas où le gradient d'entropie est >0 , c'est-à-dire lorsque le disque est stable pour la convection thermique. Le flux convectif est donc composé d'un flux convectif dû à de la convection thermique et d'un flux de mélange adiabatique dû à la turbulence MRI.

La convection joue également un rôle important sur la branche intermédiaire, notamment pour la simulation 401O, où le flux convectif se comporte comme sur l'encadré du haut de la Figure 4.5.

4.4.3 Cycles radiatifs/convectifs

Je définie la fraction convective f_{conv} comme étant

$$f_{\text{conv}} \equiv \frac{1}{2}(\max(0, \max(\{\frac{F_{\text{conv}}(z > 0)}{F_{\text{rad } z}^+}\})) + \max(0, \max(\{\frac{F_{\text{conv}}(z < 0)}{F_{\text{rad } z}^-}\}))) \quad (4.12)$$

ainsi que la fraction convective instantanée \tilde{f}_{conv} obtenue à partir d'un lissage sur une fenêtre temporelle de 1.6 orbite locale.

La Figure 4.6 montre l'évolution temporelle de $\tilde{\alpha}$ pour les simulations 434P, 468P, 442P et 442O. Les deux premières sont convectivement stables et ne montrent que de faibles fluctuations de $\tilde{\alpha}$. Cependant, 442P, qui est situé sur le bout de la branche chaude et donc convectivement instable, montre de larges fluctuations de $\tilde{\alpha}$, et la présence de cycles d'augmentation du transport de moment cinétique. Nous voyons avec la Figure 4.6 que la principale contribution au transport de moment cinétique est liée au terme de Maxwell.

Le maximum et la fréquence de ces cycles augmentent lorsque l'on se rapproche du bout de la branche chaude. Une comparaison rapide donne un cycle toutes les 20 orbites environ dans 437O ($\Sigma = 174 \text{ g cm}^{-2}$) contre un cycle toutes les 10 orbites environ dans 442O ($\Sigma = 174 \text{ g cm}^{-2}$). Afin d'être plus quantitatif quant à la fréquence de ces cycles, nous calculons la fonction d'auto-corrélation

$$f_{\text{auto}}(\tau) = \frac{\int (\tilde{\alpha}(t) - \alpha)(\tilde{\alpha}(t + \tau) - \alpha) dt}{\int (\tilde{\alpha}(t) - \alpha)^2 dt}. \quad (4.13)$$

Je reporte sur la Figure 4.7 la fonction d'auto-corrélation pour la simulation 442O. Nous pouvons en extraire deux temps caractéristiques. Le temps de décroissance parabolique τ_0 de f_{auto} ($\tau_0 \approx 2$ orbites locales sur la Figure 4.7) qui correspond au temps sur lequel les fluctuations petite échelle de $\tilde{\alpha}$ restent corrélées. Et le temps τ_1 qui correspond au premier pic de f_{auto} ($\tau_1 \approx 9$ orbites locales sur la Figure 4.7), et donne approximativement la période des cycles convectifs. Je n'ai pas observé d'évolution notable de τ_0 lorsque la fraction convective augmente sur la branche chaude. Cependant, il est clair que τ_1 décroît lorsque f_{conv} augmente (voir Figure 4.8). De plus, sur la branche intermédiaire, les cycles sont beaucoup plus long pour des f_{conv} similaires. Par exemple, pour 401O $f_{\text{conv}} = 0.14$ et $\tau_1 \approx 111$ orbites locales, ce qui requiert un temps de moyenne temporelle plus grand que pour les autres simulations.

Le fait que la variabilité augmente sur le bout de la branche chaude peut également s'observer par l'augmentation des fluctuations de températures sur les Figures

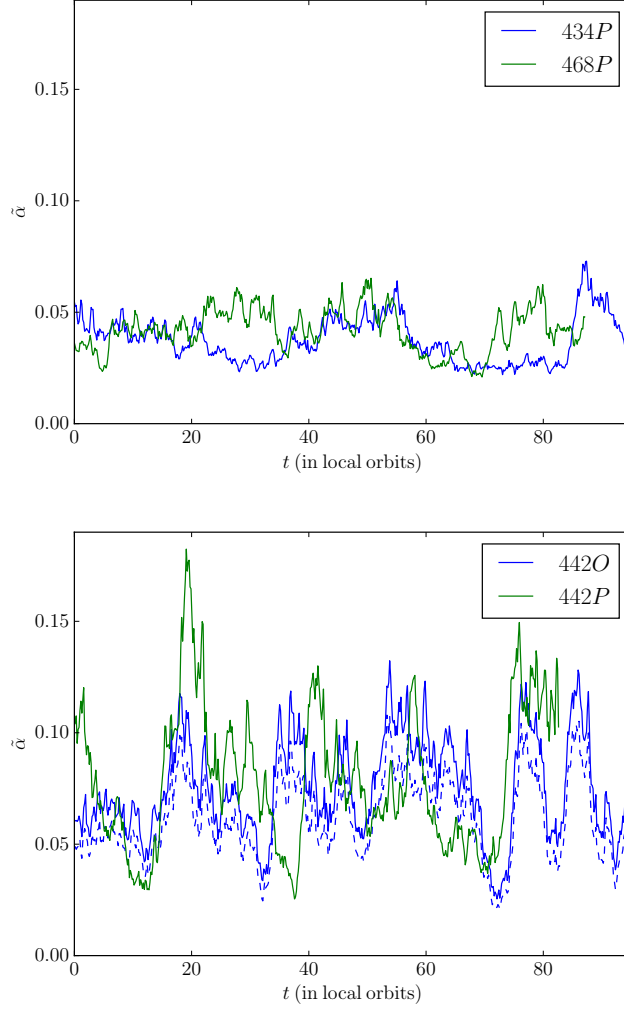


FIGURE 4.6 – Évolution temporelle de $\tilde{\alpha}$ pour des simulations situées à des endroits différents de la courbe en S : (encadré supérieur) 434P est situé sur la branche froide, 468P sur la branche chaude non convective, et (encadré inférieur) 442 sur la branche chaude convective. Pour ces derniers j’ai choisi de montrer deux types de conditions frontières verticales, flux sortant (442O) et périodiques (442P). J’ai également tracé, pour 442O, la contribution du terme de Maxwell à $\tilde{\alpha}$ en tiretés.

4.2, 4.3 et 4.4. Ces fluctuations en température sont anti-corrélées avec les fluctuations de \tilde{f}_{conv} sur la branche chaude (voir l’encadré supérieur de la Figure 4.9) et en phase avec les fluctuations de \tilde{f}_{conv} sur la branche intermédiaire (voir l’encadré inférieur de la Figure 4.9). Les comportements sur la branche chaude et sur la branche intermédiaire sont très différents bien que les amplitudes des fluctuations normalisées ($\{\max - \min\}/\{\max + \min\}$) de T_c et \tilde{f}_{conv} soient similaires sur les deux branches. Cette différence peut être comprise en notant que le gradient de température, en supposant un transport d’énergie radiatif seulement, est $\propto \kappa/T^3$, et que la présence de convection nécessite que ce gradient soit plus grand que le gradient adiabatique. Sur la branche chaude, l’opacité décroît lorsque la température augmente, aplatisant le profil d’entropie et stoppant la convection. Sur la branche intermédiaire, au

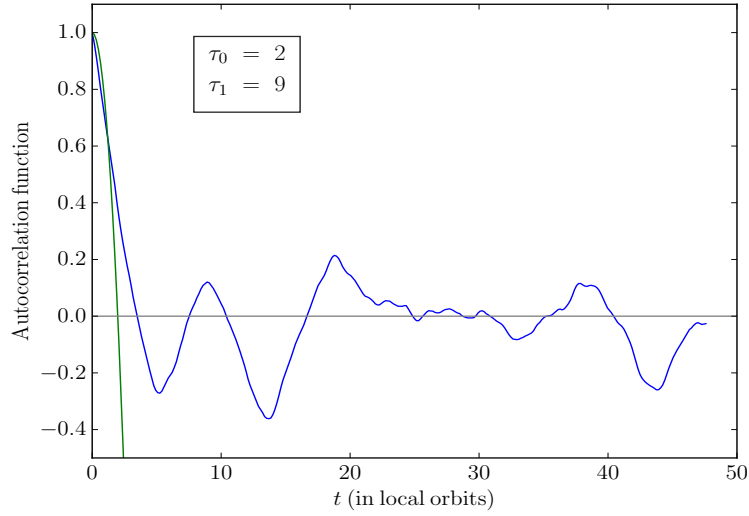


FIGURE 4.7 – Fonction d’auto-corrélation f_{auto} en fonction du temps pour la simulation 4420. τ_0 est le temps de décroissance parabolique de la fonction d’auto-corrélation (la ligne pointillée représente l’ajustement parabolique). τ_1 est la position du premier pic de f_{auto} .

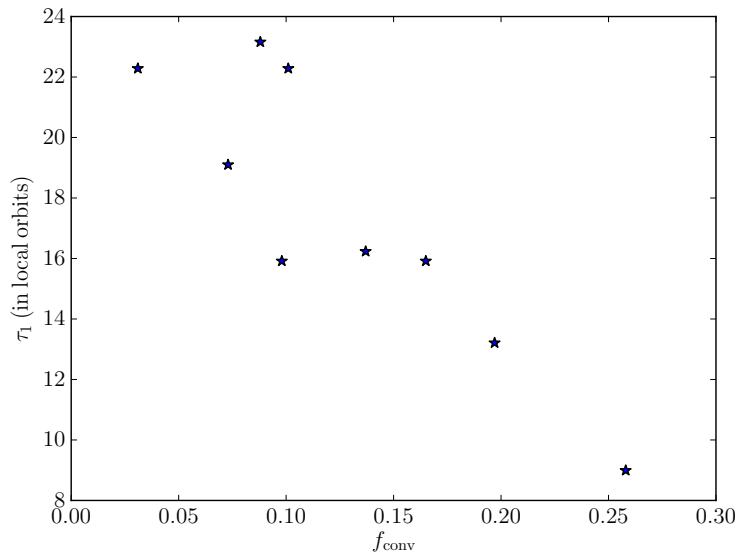


FIGURE 4.8 – Période τ_1 des cycles de α en fonction de la fraction convective pour les simulations convectivement instables de la branche chaude uniquement.

contraire, l'opacité augmente fortement avec T et une augmentation de la température mène vers un état convectif.

Cette différence de comportement entre la branche chaude et la branche intermédiaire s'étend également à α . 442O montre une tendance pour α à augmenter en même temps que \tilde{f}_{conv} (voir Figure 4.10, symboles verts) mais cette tendance est absente dans 401O sur la branche intermédiaire (voir Figure 4.10, symboles bleus). De plus, la valeur maximale de $\tilde{\alpha}$ est plus petite sur la branche intermédiaire que la branche chaude bien que \tilde{f}_{conv} atteigne des valeurs plus hautes sur cette dernière. Par rapport à 442O, 401O passe la majorité de son temps dans la partie du diagramme avec des \tilde{f}_{conv} faibles avec quelques excursions vers des \tilde{f}_{conv} plus grands. Cela va naturellement se traduire par des α plus petits sur la branche intermédiaire.

La Figure 4.11 montre la relation entre α et f_{conv} . Nous voyons bien qu'il n'existe pas de relation simple entre l'augmentation de α et l'importance relative du flux convectif. Les simulations branches froides 465O, 438O et 413O ainsi que la simulation 401O et la simulation 85 montrent des f_{conv} importants pour des valeurs de α typiques de la branche froide. Une étude détaillée de l'origine physique de l'impact de la convection sur la MRI serait nécessaire afin de comprendre ces relations mais également pour déterminer des critères prédictifs quant à l'importance du transport dû à la convection.

4.5 Discussion

4.5.1 Rôle de la convection de Rayleigh-Bénard

L'idée que la turbulence due à la convection puisse transporter du moment cinétique n'est pas nouvelle et remonte à Lin et Papaloizou (1980). Cette idée fut fortement remise en question par des simulations 3D de convection dans le régime non-linéaire montrant un transport de moment cinétique vers l'intérieur et donc $\alpha < 0$ (Stone et Balbus (1996), Cabot (1996)), bien que Cabot (1996) mit en garde quant à la pertinence de ces travaux dans le régime astrophysique vu les petits nombre de Reynolds utilisés. Il fallut attendre les travaux de Lesur et Ogilvie (2010) pour comprendre que la convection peut également transporter du moment cinétique vers l'extérieur pourvu que la turbulence soit suffisamment développée. En particulier, une dépendance avec le nombre de Rayleigh, nombre adimensionné quantifiant l'importance de la convection par rapport aux termes diffusifs (thermiques et visqueux) fut explicité par Lesur et Ogilvie (2010). Pour de petits nombres de Rayleigh ($< 10^6$), les termes diffusifs couplés au cisaillement Képlerien tendent à rendre l'écoulement axisymétrique. Or les structures axisymétriques de l'instabilité convective ne peuvent que transporter du moment cinétique vers l'intérieur (Stone et Balbus, 1996). Pour des grands nombres de Rayleigh ($> 10^6$), les termes diffusifs sont suffisamment petits pour permettre à l'écoulement de garder une structure non axisymétrique donnant la possibilité à la convection de transporter du moment cinétique vers l'extérieur.

Nous noterons que tous les travaux cités au dessus ont étudié une convection forcée, ce qui n'est pas le cas des résultats présentés par Hirose *et al.* (2014) et de

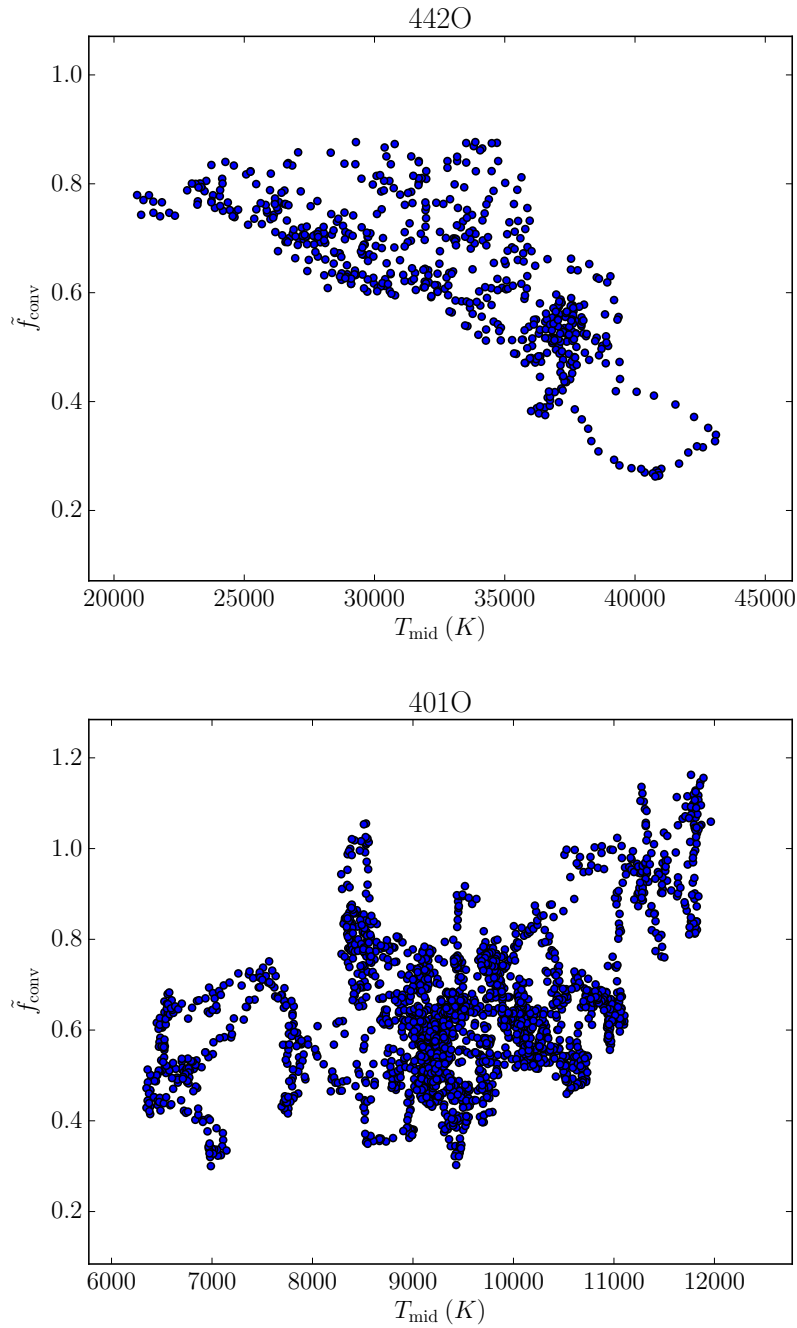


FIGURE 4.9 – \tilde{f}_{conv} vs. T_{mid} pour deux simulations convectivement instables : 442O située sur la branche chaude (encadré supérieur) et 401O sur la branche intermédiaire (encadré inférieur).

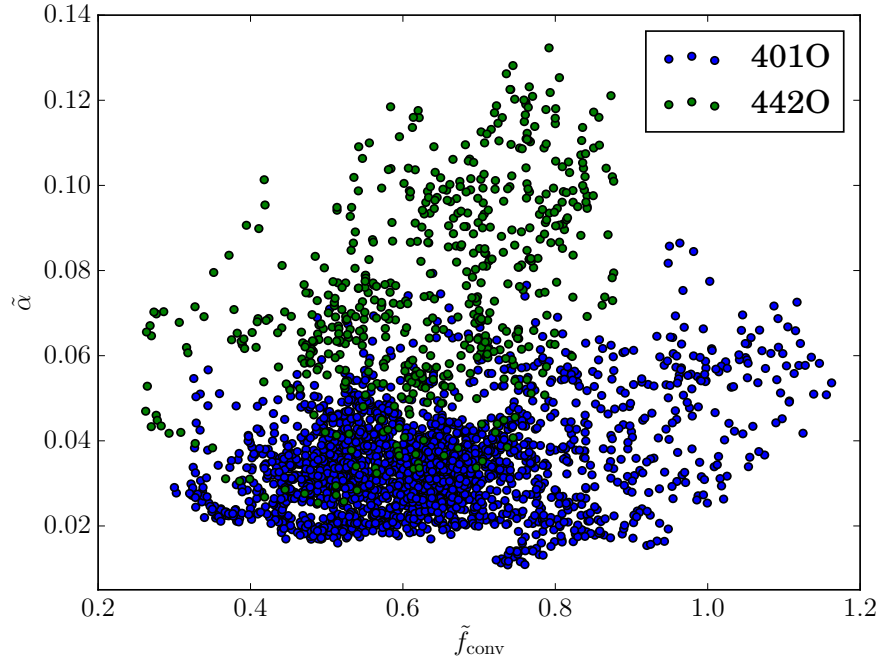


FIGURE 4.10 – $\tilde{\alpha}$ vs. \tilde{f}_{conv} pour les mêmes simulations que la Fig. 4.9.

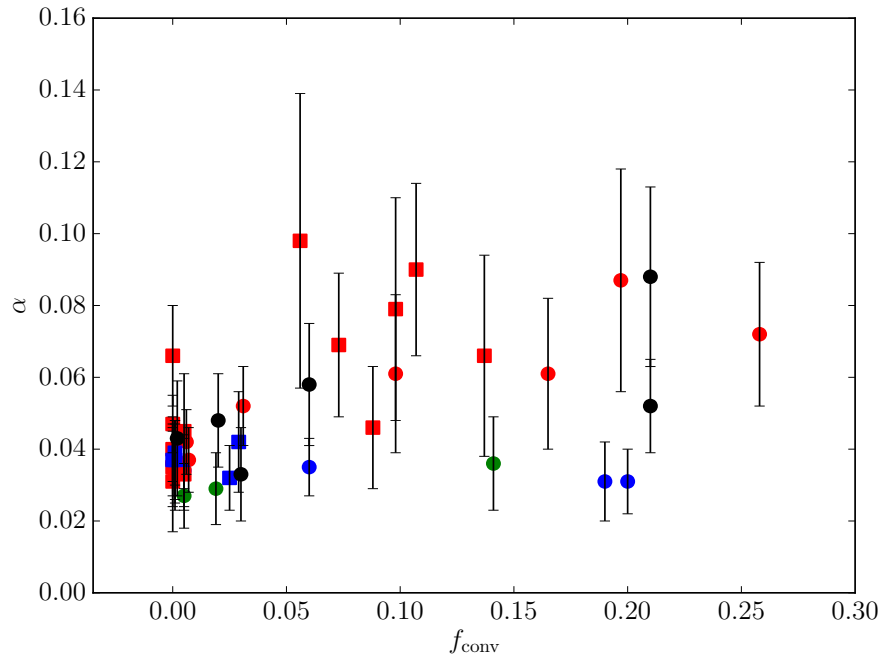


FIGURE 4.11 – α en fonction de la fraction convective f_{conv} pour toutes les simulations. Le code couleur est le même que dans la Fig. 4.4).

mes résultats où la convection est auto-entretenu par le chauffage dû à la MRI. Je tiens également à signaler que les α obtenus par de la convection hydrodynamique sont de l'ordre de 10^{-4} , ce qui est largement inférieur au 10^{-1} en présence de MRI couplée à de la convection.

4.5.2 Convection et MRI

Il est difficile d'effectuer une étude similaire à Lesur et Ogilvie (2010) à partir de nos données ou des données de MRI convective disponibles dans la littérature (Hirose *et al.* 2014, Hirose 2015, Scepi *et al.* 2018, Coleman *et al.* 2018). En effet, dans ces simulations, la viscosité est purement numérique et la convection si intriquée avec la MRI qu'il est difficile de tirer des conclusions claires.

Suivant, l'idée de Lesur et Ogilvie (2010), j'ai toutefois essayé de regarder la dépendance de α avec le nombre de Peclet P_e , qui compare l'importance du cisaillement par rapport à la diffusion de chaleur par le transfert radiatif, défini par

$$P_e = L_z^2 \Omega \frac{3\kappa_R \rho}{c} \quad (4.14)$$

Notons qu'ici la diffusion de chaleur se fait par transfert radiatif et non par conduction ou convection. Je ne considère pas, au vu de la Figure 4.12, qu'il existe

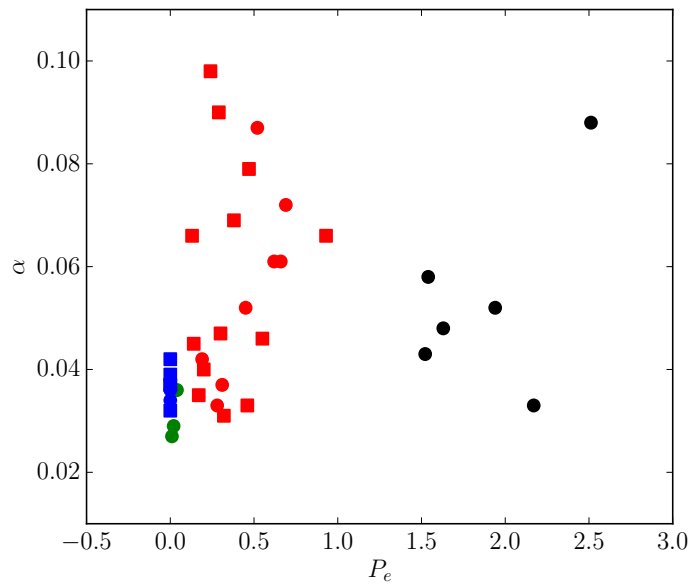


FIGURE 4.12 – α en fonction du nombre de Peclet, P_e , pour toutes les simulations. Le code couleur est le même que dans la Fig. 4.13).

une dépendance claire entre α et P_e . Une hypothèse pour expliquer cela est que la convection, en présence de turbulence MRI, n'a pas besoin de termes diffusifs faibles pour forcer la non-axisymétrie, comme c'est le cas en hydrodynamique, et qu'ainsi la relation entre P_e et α n'a aucune raison d'exister.

Coleman *et al.* (2018) ont également cherché un indicateur simple de l'impact de la convection sur la MRI. Nous pouvons voir, sur la Figure 4.13 tirée de Coleman *et al.* (2018), la dépendance de α avec le nombre de Mach vertical lié à la convection M_{adv} défini comme

$$M_{\text{adv}} \equiv \left\{ \frac{1}{\int \langle P \rangle_{x,y} dz} \int \frac{\{ \langle (e + E_R) v_z \rangle_{x,y} \text{sign}(z) \langle P \rangle_{x,y} \}}{\{ \langle (e + E_R) \rangle_{x,y} \langle c_s \rangle_{x,y} \}} dz \right\} \quad (4.15)$$

En réalité, E_R est négligeable devant e et on peut réécrire M_{adv} comme

$$M_{\text{adv}} \equiv \left\{ \frac{1}{\int \langle P \rangle_{x,y} dz} \int \frac{\{ F_{\text{conv}} \langle P \rangle_{x,y} \text{sign}(z) \}}{\{ \langle e \rangle_{x,y} \langle c_s \rangle_{x,y} \}} dz \right\} \quad (4.16)$$

La Figure 4.13 montre que le nombre de Mach des mouvements convectifs verticaux est relié linéairement à α . Hirose *et al.* (2014) proposa que l'augmentation de α serait liée à une création de B_z local lors des mouvements verticaux liés à la convection et Coleman *et al.* (2018) voient en la relation de la Figure 4.13 une manifestation de ce scénario. Je tiens cependant à insister sur deux points. Coleman *et al.* (2018) font

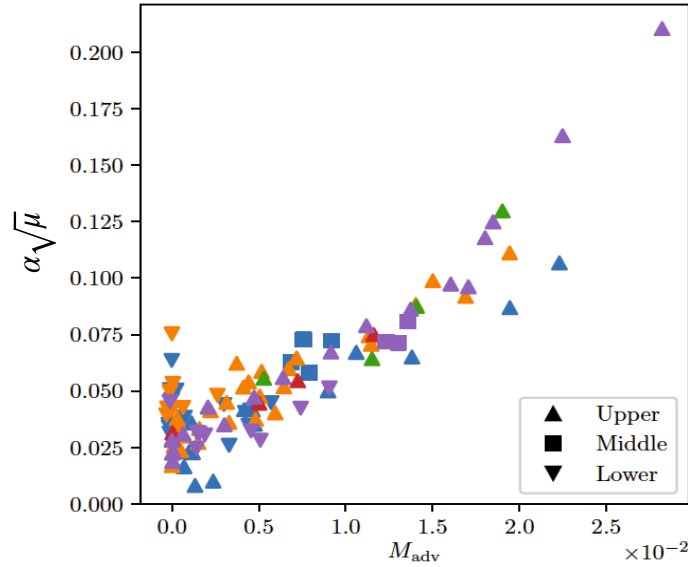


FIGURE 4.13 – $\alpha\sqrt{\mu}$ en fonction de M_{adv} . Figure tirée de Coleman *et al.* (2018).

remarquer que, par construction,

$$M_{\text{adv}} \sim f_{\text{conv}} \times \alpha \frac{P}{e}. \quad (4.17)$$

puisque $f_{\text{conv}} \sim F_{\text{conv}}/(\alpha P c_s)$ (voir leur Figure 5). Au vu de cette relation, qui introduit naturellement une dépendance en α pour M_{adv} , il semble difficile de tirer

une information physique de la dépendance linéaire de la Figure 4.13. De plus, Coleman *et al.* (2018) indiquent que les mouvements convectifs sont dominés par les mouvements turbulents, la vitesse $\sqrt{v_{\text{turb}}^2}$ étant ≈ 10 fois plus importante que $M_{\text{adv}}c_s$ (ce qui est également vérifié dans mes simulations). Cela signale que la convection est un effet de second ordre par rapport à la MRI, qui a pourtant un impact important sur le transport du moment cinétique. Tout ceci laisse à penser que l'effet de la convection sur la MRI est un effet non-linéaire subtil, qu'il semble difficile de réduire au scénario proposé par Hirose *et al.* (2014).

4.5.3 Impact astrophysique sur les novæ naines

Dans cette dernière partie de la discussion, je vais aborder l'impact astrophysique de ce couplage entre la MRI et la convection. Nous avons vu dans §2.4 que pour reproduire les observations, le modèle d'instabilité de disque requiert l'utilisation de deux valeurs différentes de α , $\alpha \approx 0.1$ sur la branche chaude et $\alpha \approx 0.03$ sur la branche froide. Il semble que ce critère soit en partie rempli pour la MRI convective, en partie seulement car seule la partie convective de la branche chaude possède des α élevés.

Coleman *et al.* (2016) ont utilisé une prescription de α en fonction de la température, telle que celle illustrée sur la Figure 4.4, dans un modèle d'instabilité de disque pour obtenir des courbes de lumière. Le résultat de cette étude est reporté sur la Figure 4.14. Les panneaux (a) et (b) de la Figure 4.14 présentent les résultats du DIM avec la prescription α classique pour deux taux d'accrétions différents. Ces courbes de lumière reproduisent assez bien les amplitudes, temps de récurrence et d'éruption des novæ naines. Les panneaux (c) et (d) de la Figure 4.14 présentent les résultats du DIM avec la prescription $\alpha(T)$. Nous pouvons noter la présence d'un motif en dents de scies se superposant aux éruptions, appelé en anglais "reflares" ou "ré-éruptions" pour une traduction littérale. Ces ré-éruptions rallongent le temps passé en éruption, empirant l'accord entre le DIM et les observations. Ce motif n'est pas observé dans les courbes de lumière de novæ naines et est donc considéré comme un échec du modèle. Ces ré-éruptions sont directement reliées à la prescription $\alpha(T)$. Le disque ne peut évacuer le moment cinétique efficacement qu'au bout de la branche chaude. Les zones en éruptions, mais loin du bout de leur branche chaude locale, ne peuvent évacuer efficacement la matière et restent donc relativement denses après le passage du front de refroidissement. Ces zones, une fois revenues sur leur branche froide locale, ont une densité trop proche de Σ_{max} pour permettre à l'état quiescent de durer et vont rentrer de nouveau en éruption avant même que le premier front de refroidissement ne soit arrivé au bord interne menant à une ré-éruption.

Au vu de ces résultats, il semble donc que la MRI convective, en apparence si prometteuse, ne puisse être l'unique mécanisme de transport de moment cinétique dans les novæ naines.

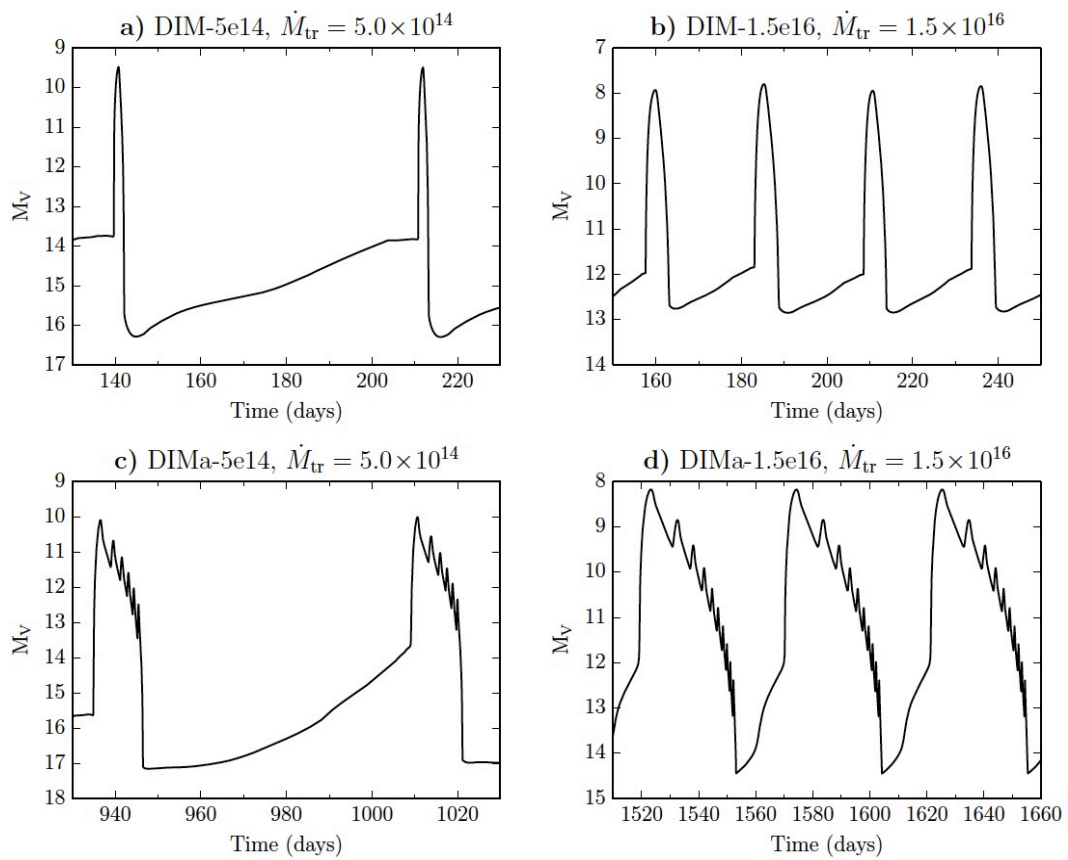


FIGURE 4.14 – Courbes de lumières obtenues à partir du modèle d’instabilité de disque avec une prescription $\alpha = 0.1$ en éruption et 0.02 en quiescence (figures du haut) et une prescription $\alpha(T)$ basée sur les simulations MRI de Hirose *et al.* (2014) (figures du bas). Figure tirée de Coleman *et al.* (2016).

Chapitre 5

Simulations locales de MRI avec flux net

Sommaire

5.1	État de l’art et motivation	96
5.2	Méthode	98
5.2.1	Méthode	98
5.2.2	Conditions initiales	98
5.2.3	Liste des simulations	99
5.3	Transport turbulent avec flux net	99
5.4	Vents et MRI	101
5.4.1	Nature du vent	102
5.4.2	Transport de moment cinétique	105
5.4.3	Transport de masse vertical	107
5.4.4	Transport d’énergie vertical	109
5.5	Courbes d’équilibre thermique	110
5.6	Turbulence vs Vents	114
5.7	Critère d’instabilité dans un modèle vent-disque	116
5.8	Impact observationnel et conclusion	118

5.1 État de l’art et motivation

Les simulations sans flux net, que j’ai présenté dans §4, ont deux avantages par rapport aux simulations avec flux net. Le premier est que le résultat final ne dépend pas de la configuration magnétique initiale (Hawley *et al.*, 1996). Puisque le champ magnétique au sein des disques de novæ naines est très peu contraint, les simulations sans flux net garantissent un niveau minimum de transport de moment cinétique dans le disque. Deuxièmement, les simulations sans flux net sont moins sujettes aux problèmes numériques (de densité négative dans les zones très magnétisées principalement) et ont des pas de temps plus accessibles que les simulations avec flux net, où les vitesses d’Alvén élevées contraignent fortement le pas de temps. Par contre un désavantage majeur des simulations sans flux net est qu’elles ne sont pas

convergées avec la résolution (Ryan *et al.*, 2017). Tandis ce que Guan *et al.* (2009) et Simon *et al.* (2009) ont montré que les simulations avec flux net, dans une configuration isotherme, stratifiée, sont convergées avec la résolution. Je vais présenter ici l'état de l'art des simulations de MRI avec flux net. J'utiliserai l'appellation avec flux net ou en présence d'un champ magnétique grande échelle, indifféremment.

Les premières simulations de MRI, isothermes, non stratifiées, avec flux net (Hawley *et al.*, 1995) montrèrent que α dépend de β , le rapport de la pression thermique sur la pression magnétique, avec $\alpha \propto \beta^{-1/2}$. Je définis β comme le rapport de la pression thermique dans le plan central du disque sur la pression magnétique calculée à partir du champ vertical moyen $\langle B_z \rangle_{x,y}$ et non le champ magnétique turbulent, tel que

$$\beta = \frac{8\pi\{P_{\text{thermal c}}\}}{\langle B_z \rangle^2} \quad (5.1)$$

En présence d'un champ magnétique grande échelle, la MRI est caractérisée par la croissance de modes axisymétriques qui saturent en turbulence par le fait d'instabilités parasites (Goodman et Xu, 1994). Les simulations stratifiées, avec flux net, subissent une chute d'intérêt de la part de la communauté scientifique suite à des problèmes numériques rapportés dans Stone *et al.* (1996) et dans Miller et Stone (2000). Ceux-ci rapportent que les modes axisymétriques de la MRI compriment le disque, jusqu'à détruire la structure même du disque et la boîte devient entièrement dominé par le champ magnétique. Dans le cas de Stone *et al.* (1996), cela est sûrement dû à l'utilisation de conditions aux frontières verticales périodiques, qui empêchent le lancement de vents; vents qui sont omniprésents dans les simulations MRI avec flux net comme nous allons le voir dans un instant. Dans le cas de Miller et Stone (2000), il se peut que cela ait un rapport avec les conditions aux frontières de flux sortant non modifiées, qui permettent une accumulation de flux magnétique dans la boîte (voir §3.3.3).

C'est seulement à partir de Suzuki et Inutsuka (2009), qui présentèrent des simulations stratifiées, avec flux net et des conditions aux frontières plus robustes, que la MRI avec un champ magnétique grande échelle connaît un regain d'intérêt de la part de la communauté. Un des résultats remarquables de Suzuki et Inutsuka (2009) est la présence de vents lancés par l'instabilité magnéto-rotationnelle. Suite à ce résultat plusieurs groupes de recherche se mirent à étudier, dans différents régimes de magnétisation, c'est-à-dire des β allant de 10 à 10^5 , la présence de vents dans les simulations MRI afin de mieux comprendre les mécanismes en jeu (Fromang *et al.* 2013, Lesur *et al.* 2013, Bai et Stone 2013a). Suzuki et Inutsuka (2009) s'intéressèrent uniquement aux pertes, par les frontières verticales, d'énergie et de masse par le vent sans considérer les pertes de moment cinétique, ces dernières pouvant pourtant mener à de l'accrétion radiale comme nous l'avons vu dans §2.2.2. Fromang *et al.* (2013), Lesur *et al.* (2013) et Bai et Stone (2013a) ont montré que les vents MRI observés dans les simulations de boîtes cisillées partageaient de nombreux points communs avec les vents magnéto-centrifugés de Blandford et Payne (1982). Fromang *et al.* (2013) et Bai et Stone (2013a) ont comparé le transport de moment cinétique dû aux vents par rapport à celui dû à la turbulence. Ils ont montré que le rapport des deux dépend de β et de H/R et ont estimé que, pour $H/R = 0, 1$, lorsque $\beta \approx 10^4$ l'accrétion induite par la turbulence devrait être dominante, tandis ce que

pour $\beta \approx 10^2$ l'accrétion induite par le couple dû au vent devrait être dominante.

Bien que ce résultat soit connu depuis quelques années maintenant, aucune étude n'a considéré l'effet que pourrait avoir de l'accrétion induite par un vent sur l'évolution dynamique des novæ naines. Pour cela, je vais présenter dans ce chapitre une étude systématique des propriétés du transport de moment cinétique (entre autres), pour un large panel de magnétisations, dans tout l'espace d'équilibre thermique permis pour les novæ naines, à un rayon donné, afin de conclure quant à l'importance du transport dû, soit à un vent MRI soit à la turbulence MRI, dans les éruptions de novæ naines.

5.2 Méthode

5.2.1 Méthode

J'ai utilisé la même méthode numérique que celle exposée dans §4.2. Notons tout de même quelques différences. Contrairement à §4.2, je n'utilise que des conditions aux frontières verticales de flux sortant. Je normalise toujours la densité dans le disque à l'aide d'un facteur correctif prenant en compte la masse perdue par les frontières de flux sortant. Cependant, contrairement au cas sans flux net où le flux de masse était faible, pour des $\beta \leq 10^3$ le flux de masse devient important. Dans la simulation 439F avec $\beta \approx 10^3$ (voir Tableau 5.1), le disque devrait se vider en 7 orbites locales si aucune normalisation de masse n'était utilisée. Quand $\beta \approx 10^2$, le disque se dilate verticalement, à cause de la pression magnétique qui devient importante dans le plan central et la photosphère sort du domaine de calcul. Pour pallier les pertes importantes de masse et d'énergie par les frontières verticales, je normalise la pression par le même facteur correctif que la densité. Pour la simulation 439F avec $\beta \approx 10^2$, j'observe une différence de 40% dans la température centrale entre les cas sans normalisation et avec normalisation de la pression, comparé à un changement de 7% seulement dans le cas où $\beta \approx 10^3$. J'ai effectué, et exploité, deux simulations à $\beta \approx 10^2$ mais j'ai cherché à éviter cette configuration dans la mesure du possible.

5.2.2 Conditions initiales

Les conditions initiales sont similaires à celles présentées dans §4.2 avec quelques différences. Le champ magnétique vertical B_{z_0} est initialisé à 8 G, 2 G ou 0,8 G selon les simulations. À titre de comparaison, ce champ magnétique correspond à la valeur locale du champ dipolaire produit par une naine blanche ayant un champ à sa surface de 20 000, 5 000 ou 2 000 G respectivement et un rayon de 10^9 cm. Il correspond aussi à ce que fournirait une étoile compagnon de rayon $\approx 1 R_\odot$ située à 10^{11} cm avec un champ à sa surface de 60, 15 ou 6 G respectivement. Comme nous l'avons déjà fait remarquer dans §4.1, les conditions aux frontières en x et y , permettent de garder B_{z_0} constant à la précision machine au cours de nos simulations.

Pour $\beta \geq 10^5$, nous effectuons la même procédure que dans §4.2.1, c'est-à-dire nous partons d'un état isotherme et activons le transfert radiatif une fois la saturation de la MRI obtenue. Nous choisissons également la température isotherme à

partir de la solution verticale donnée par le modèle d’instabilité de disque Hameury *et al.* (1998) en fixant la température effective. Pour les simulations avec $\beta < 10^5$, il est parfois difficile d’estimer à l’avance la température d’équilibre du disque et j’ai effectué plusieurs simulations tests pour avoir des tailles de boîtes appropriées.

5.2.3 Liste des simulations

On peut trouver dans le Tableau 5.1, les résultats des simulations avec flux net que j’ai effectuées. Tous les résultats du Tableau 5.1 ont fait l’objet de mon second article (Scepi *et al.*, 2018b). Toutes nos simulations ont une extension verticale de $\pm 6H$ sur la branche chaude et $\pm 3H$ sur la branche froide (pour les raisons expliquées dans §4.2.4). Les boîtes suivent le ratio 1 :4 :8 sur la branche chaude et 1 :4 :4 sur la branche froide. La résolution est de $32 \times 128 \times 256$.

5.3 Transport turbulent avec flux net

Le transport de moment cinétique turbulent local dû à la MRI dépend de β définie dans l’équation (5.1) (Hawley *et al.*, 1995). Sur la Figure 5.1, je trace α en fonction de β pour toutes les simulations présentées dans le Tableau 5.1. Les marqueurs carrés sont utilisés pour des simulations branche froide et les marqueurs ronds pour des simulations branche chaude^[1]. La couleur des points donne la valeur de f_{conv} définie par l’équation (4.12). Les lignes grises en pointillées correspondent aux valeurs de α pour la simulation convective *sans* flux net, 452O (ligne du haut), (voir Tableau 4.1) et pour la simulation radiative *sans* flux net, 434O (ligne du bas), (voir Tableau 4.1).

Sur la Figure 5.1, nous voyons que α va de 0,85 à 0,026. Je trouve que je peux ajuster mes données avec la loi $\alpha \propto \beta^{-0,56}$ lorsque je n’inclue que les simulations obtenues en branche froide et pour $\beta \lesssim 2 \times 10^4$. Je n’inclue que les simulations en branche froide afin de ne pas être biaisé par l’effet de la convection (si il y en a un, comme dans le cas sans flux net). Cette dépendance de α est en accord avec les travaux de Hawley *et al.* (1995) et Salvesen *et al.* (2016).

De manière similaire à §4.4, la convection semble également jouer un rôle dans le transport de moment cinétique et influencer sur la valeur de α . Pour $\beta > 10^5$, les simulations de branche froide et branche chaude tendent vers les valeurs asymptotiques du cas sans flux net. Notons que les simulations situées sur la branche chaude montrant de la convection thermique ont un α plus grand que celles où le transport se fait de manière purement radiatif, comme dans le cas sans flux net (§4.4). De plus, nous voyons, toujours sur la Figure 5.1, que pour $\beta \approx 10^4$ les simulations convectivement instables de la branche chaude s’écartent de la relation en $\beta^{-0,56}$. La déviation semble être positivement corrélée avec la valeur de f_{conv} . Cependant, pour les simulations avec une magnétisation importante, le disque étant plus épais à cause de la pression magnétique, la région du disque où l’hydrogène se recombine et où l’entropie montre généralement une décroissance en fonction de la hauteur est pou-

[1]. Attention, la convention est différente de Figure 4.3 où la forme des points marquait le type de conditions aux frontières verticales.

sée hors du domaine de calcul. J’ai effectué une simulation test 456F_bigbox_β3 où j’ai doublé la taille verticale de la boîte ainsi que la résolution verticale. Je n’ai cependant été capable de ne distinguer qu’un seul épisode de convection, rendant l’effet de la convection sur α , à haut degré de magnétisation, peu clair d’après nos simulations de boîtes cisillées. Nous pouvons cependant supposer que, puisque la pression magnétique joue un rôle prépondérant dans le maintien de la structure verticale, il semblerait raisonnable que la convection joue un rôle moins important que pour des β élevés.

J’ai discuté dans §4.5, du fait que α ne semble pas montrer de dépendance claire avec la fraction convective. J’ai signalé que d’après Coleman *et al.* (2018), α semble mieux corrélérer avec M_{adv} et ajouté mes réserves quant à cette dépendance (voir §4.5). J’ai également abordé le fait que la vitesse des mouvements dus à la convection thermique semblent n’être que 10% de la vitesse turbulente due à la MRI signalant un effet faible sur la turbulence MRI. Je souhaite ajouter que toutes ces caractéristiques sont également partagées dans les simulations avec flux net présentées dans le Tableau 5.1. En l’absence d’indicateur de α , basé sur une compréhension du phénomène de couplage non-linéaire de la MRI et de la convection, je trace sur la Figure 5.2 une carte 2D de α dans l’espace des paramètres $T_{\text{eff}} - \beta$. J’ai également ajusté mes données avec l’équation (5.2), qui est similaire à l’équation (5) utilisée dans Coleman *et al.* (2016) avec un terme additionnel lié à la dépendance en β ,

$$\alpha = \begin{cases} A_1 \exp(-\frac{(T_{\text{eff}}-T_0)^2}{2\sigma^2}) + B_1 \tanh(\frac{T_{\text{eff}}-T_0}{\sigma}) + C_1 + D_1\beta^{-E_1}, & \text{si } \beta < 5 \times 10^4 \\ A_1 \exp(-\frac{(T_{\text{eff}}-T_0)^2}{2\sigma^2}) + B_1 \tanh(\frac{T_{\text{eff}}-T_0}{\sigma}) + C_1, & \text{si } \beta > 5 \times 10^4 \end{cases} \quad (5.2)$$

J’ai choisi de contraindre A_1 , T_0 , σ , B_1 et C_1 en n’utilisant que des simulations avec $\beta > 5 \times 10^4$ car ces paramètres sont censés reproduire le comportement sans flux net. Ensuite, j’ajuste le reste des paramètres avec les simulations $\beta < 5 \times 10^4$. Je trace l’ajustement en couleur sur le fond de la Figure (5.2). Les paramètres donnant le meilleur ajustement sont $A_1 = 5.35 \times 10^{-2}$, $T_0 = 6866K$, $\sigma = 853K$, $B_1 = 1.65 \times 10^{-3}$, $C_1 = 3.65 \times 10^{-2}$, $D_1 = 1.37$, et $E_1 = 0.58$. Cette prescription s’avérera utile pour construire un modèle d’instabilité de disque sans résoudre explicitement la turbulence comme je le ferai dans §7.

5.4 Vents et MRI

La présence d’un champ magnétique grande échelle affecte fortement la dynamique du disque et permet entre autre la formation de vents lancés par la MRI (Fromang *et al.* 2013, Lesur *et al.* 2013, Bai et Stone 2013a). Je vais dans une première sous-section, caractériser les propriétés du vent et montrer que nous sommes bien en présence de vents MHD similaires à ceux reportés dans la littérature. Je vais ensuite m’intéresser plus spécifiquement au transport de moment cinétique induit par ce vent, puis pour finir, je vais parler du transport de masse et d’énergie et des limitations de notre approche dans une boîte cisillée.

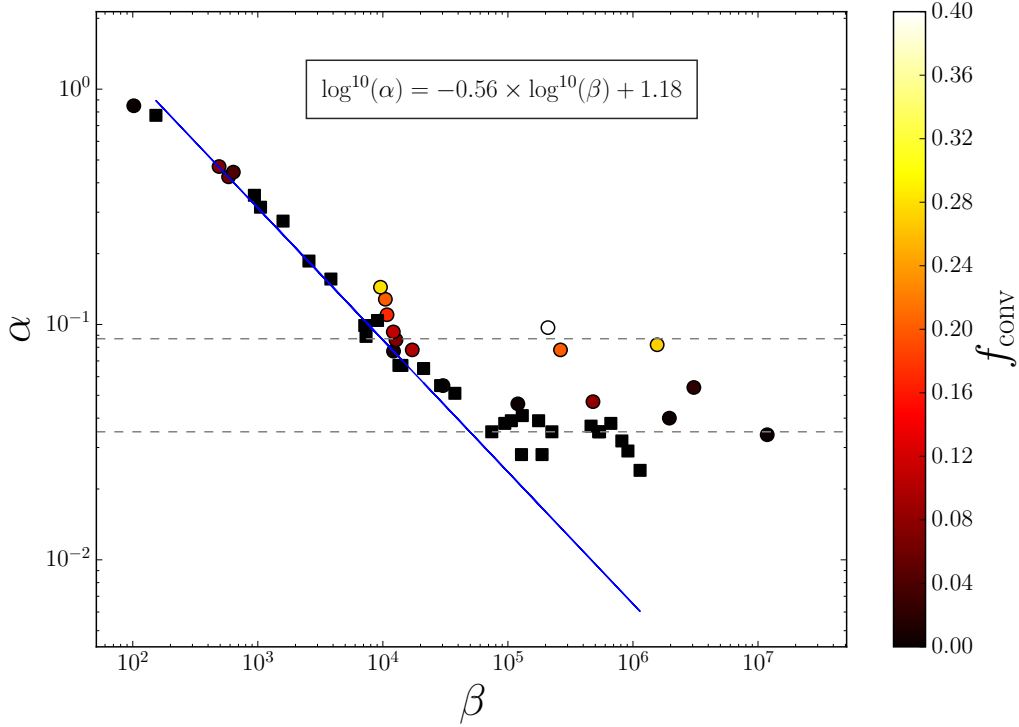


FIGURE 5.1 – Les marqueurs carrés signalent des simulations de branche froide tandis que les marqueurs circulaires signalent des simulations de branche chaude. La couleur indique la valeur de f_{conv} . Les lignes grises en pointillées donnent les valeurs de α dans un cas sans flux net pour une simulation hautement convective (ligne du haut) et une simulation typique de la branche froide (ligne du bas). L’ajustement linéaire est effectué en n’utilisant que les simulations avec $\beta \lesssim 2 \times 10^4$.

5.4.1 Nature du vent

Les vents magnéto-hydrodynamiques stationnaires conservent certaines quantités le long des lignes d’écoulement, tels que l’invariant de Bernoulli et le moment cinétique total. Lesur *et al.* (2013) ont réécrit les invariants dans le cadre du modèle de boîte cisailée et je me suis servi de ces diagnostics pour caractériser la nature du vent comme il a été fait dans Fromang *et al.* (2013). Le moment cinétique total, f , s’écrit

$$f = L - \frac{B_y}{k} \quad (5.3)$$

où $L = v_y + (2 - q_0)\Omega x$ et k le coefficient de proportionnalité entre ρv_z et B_z , est conservé le long d’une ligne d’écoulement *stationnaire*. Rappelons que $q_0 = -d \ln \Omega / d \ln R$. Bien sûr, dans notre cas l’écoulement n’est pas stationnaire et j’ai calculé les invariants sur un épisode d’éjection instantané où l’écoulement est supposé quasi-stationnaire. Les invariants en seront affectés mais cela permet de mettre à jour quelques propriétés instructives. Il n’est pas possible dans notre cas de calculer les invariants sur des moyennes temporelles longues. En effet, le vent change en permanence de sens à cause de la symétrie de la boîte cisailée et les lignes

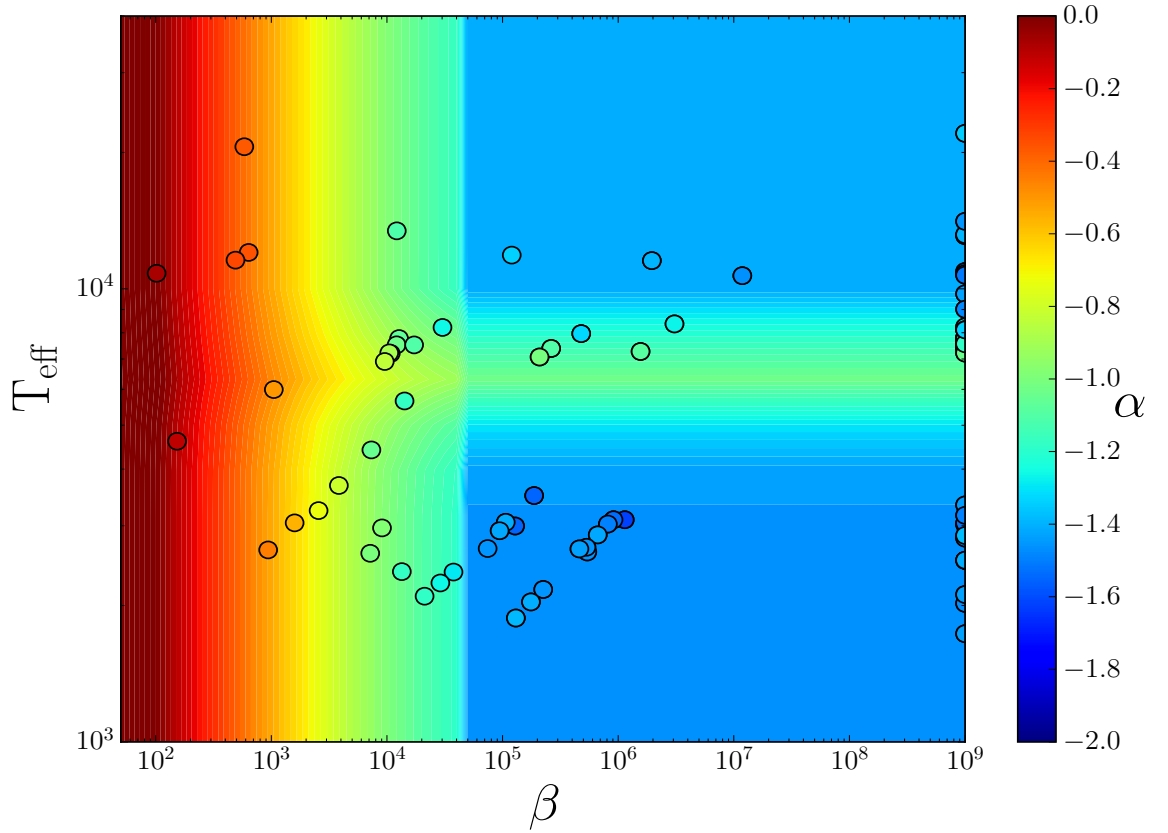


FIGURE 5.2 – La valeur de $\log(\alpha)$ est notée en couleur. Les simulations à $\beta = 10^9$ sont les simulations sans flux net du Tableau 4.1. La carte de couleur dans le fond montre l’ajustement de α en fonction de T_{eff} et β à partir de l’équation (5.2).

d’écoulement moyennées dans le temps ne reflètent pas les propriétés de l’écoulement instantané.

J’ai tracé sur la Figure 5.3, la grandeur f en fonction de la hauteur z . La ligne d’écoulement ne va pas de 0 à $-3H$ car il est difficile de trouver dans notre écoulement turbulent une ligne d’écoulement à peu près laminaire. Nous voyons que sur le haut de la boîte où l’écoulement est le moins affecté par la turbulence dans le disque, la quantité f est conservée. De plus, nous voyons très clairement que le moment cinétique est réparti entre le champ magnétique et l’écoulement. Nous voyons que dans le disque le moment cinétique est principalement stocké dans le champ toroïdal qui a freiné la matière, puis lorsque l’on monte vers $z = -3H$, celui-ci est progressivement retransmis à l’écoulement exactement comme dans Fromang *et al.* (2013), Lesur *et al.* (2013) et Bai et Stone (2013a).

L’invariant de Bernoulli, $E_{\text{Bernoulli}}$ s’écrit

$$E_{\text{Bernoulli}} = E_{\text{cin}} + E_{\Phi} + E_{\text{therm}} + E_{\text{mag}} \quad (5.4)$$

où l’énergie cinétique spécifique $E_{\text{cin}} \equiv u^2/2$, l’énergie potentielle spécifique $E_{\Phi} \equiv \Phi$, l’énergie thermique spécifique $E_{\text{therm}} \equiv c_s^2 + \int_{\text{streamline}} cs^2 d\rho/\rho$ et l’énergie magnétique

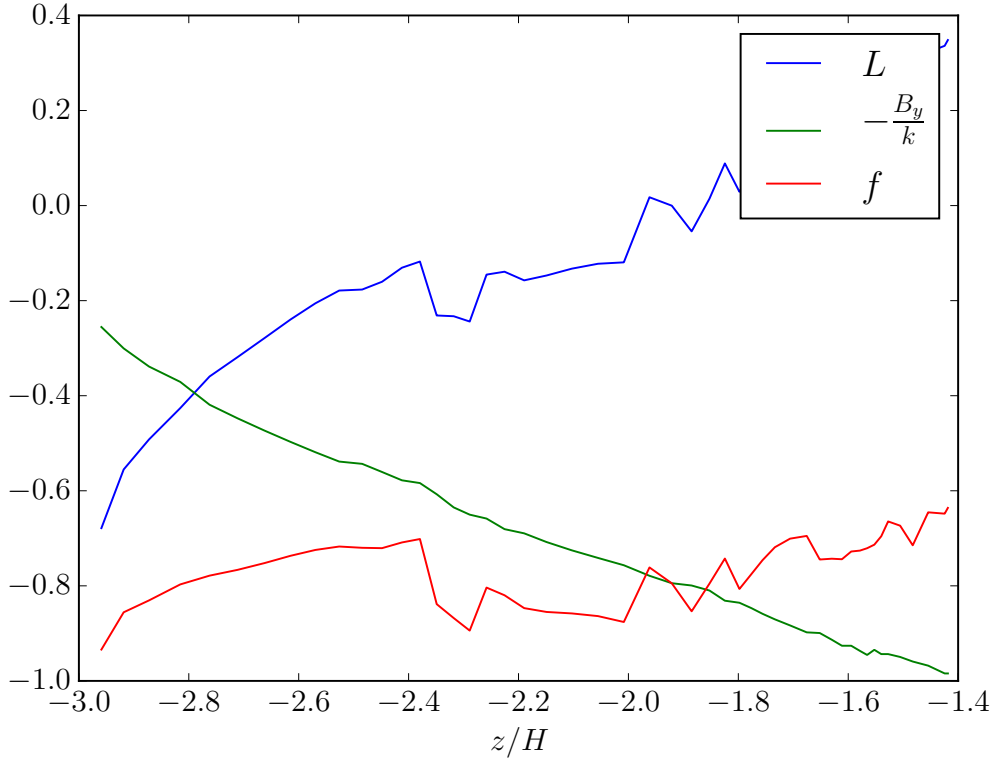


FIGURE 5.3 – Moment cinétique total le long d’une ligne d’écoulement pour la simulation 434F_8G durant une éjection. L est l’équivalent local du moment cinétique spécifique, B_y le champ magnétique toroïdal et α le coefficient de proportionnalité entre ρv_z et B_z .

spécifique $E_{\text{mag}} \equiv -(B_y v_y^* - B_x v_x^*)/k + \int_{\text{streamline}} q_0 \Omega B_y v_x^*/v_z$ sont calculées le long d’une ligne d’écoulement. Les quantités $v_x^* \equiv k B_x/\rho - v_x$ et $v_y^* \equiv v_y - q_0 \Omega x - k B_y/\rho$ sont définies dans Lesur *et al.* (2013). Les contributions non conservatives de l’énergie thermique et magnétique viennent respectivement des effets compressifs et d’advection du champ magnétique.

J’ai tracé sur la Figure 5.4, les différentes contributions à l’invariant de Bernoulli pour la simulation, branche froide, 434F_8G. L’invariant de Bernoulli est à peu près constant. Je rappelle que la solution n’est pas stationnaire et que la conservation de l’invariant de Bernoulli n’est donc pas parfaite. Nous voyons que l’énergie potentielle spécifique, qui prend en compte la composante gravitationnelle et la composante centrifuge, augmente lorsque $|z|$ croît. Ceci signale que les lignes de champ de l’écoulement ne sont pas assez inclinées pour que la force centrifuge suffise à compenser la gravité comme dans les solutions classiques de Blandford et Payne (1982) (voir Lesur *et al.* (2013)). De plus, nous voyons sur la Figure 5.4 qu’au-dessus de $|z| \approx 2H$ l’énergie magnétique est consommée pour accélérer le vent comme l’atteste l’augmentation de E_{cin} . De même, l’énergie thermique est consommée tout le long de l’écoulement et aide à lancer le vent. Remarquons que contrairement à l’énergie magnétique qui n’aide à lancer le vent qu’au-dessus de $|z| \approx 2H$, l’énergie thermique

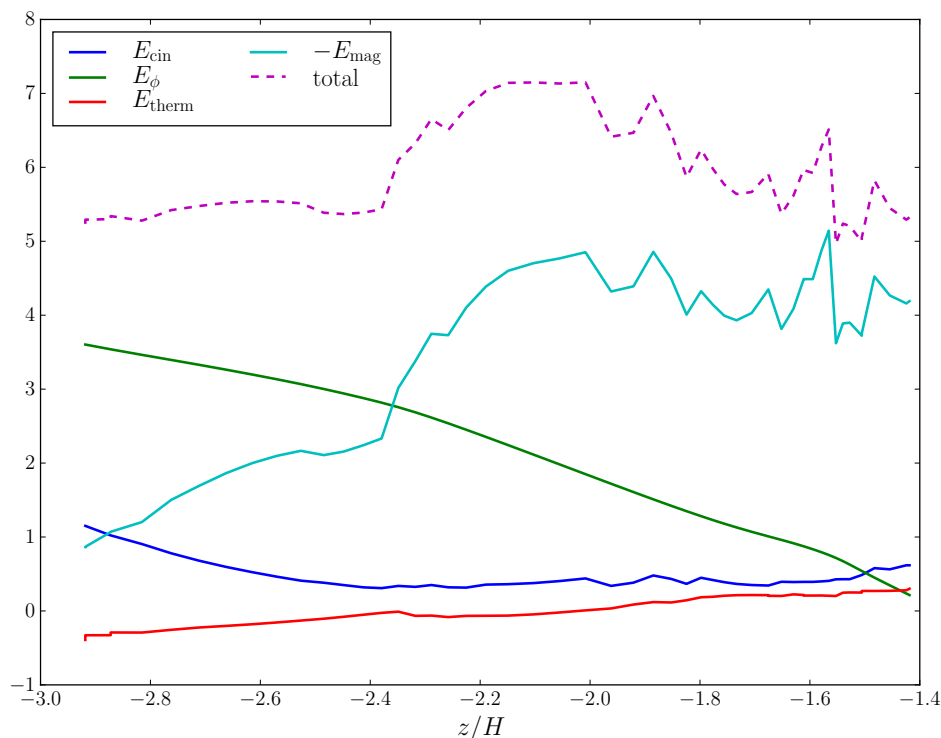


FIGURE 5.4 – Invariant de Bernoulli le long d’une ligne d’écoulement pour la simulation 434F_8G durant une éjection. E_{cin} est l’énergie cinétique, E_{mag} l’énergie magnétique, E_{ϕ} l’énergie potentielle et E_{therm} l’énergie thermique.

accélère en permanence l’écoulement. Ceci différencie ces solutions des vents MHD dits froids (Ferreira, 1996), où la thermique où ne joue pas de rôle.

J’insiste sur la différence entre les mécanismes à l’oeuvre dans ces vents et le scénario de perles sur un fil rigide, souvent assimilé à tort aux vent de Blandford et Payne (1982) et aux solutions de vents MHD. Les lignes de champ magnétique ne sont pas rigides. Du champ azimutal B_{ϕ} est créée dans le disque par la déformation des lignes de champ poloïdales. De plus, c’est l’énergie magnétique et l’énergie thermique qui sont responsables ici de l’éjection et non la force centrifuge comme il peut l’être dit.

5.4.2 Transport de moment cinétique

Je vais dans un premier temps me concentrer sur le transport de moment cinétique induit par les vents. Nous avons vu dans §2.2.2 de quelle manière les vents MHD participent au transport de moment cinétique. J’ai également présenté le paramètre q permettant de quantifier, d’une manière similaire à α , le transport par le vent.

Dans le cas d’une boîte cisailée, il convient d’ajuster la définition de q pour prendre en compte certaines limitations liées à l’approche locale. En effet, les boîtes

cisaillées sont très utiles pour étudier les propriétés locales de la turbulence MRI mais elles le sont moins quant il s'agit d'étudier les propriétés globales, d'un vent par exemple. La symétrie de la boîte cisaillée ne permet pas d'assurer une configuration physique du champ magnétique. Aucun sens dans la direction radiale n'est privilégié et il n'existe ni accrétion de matière ni advection de champ magnétique net dans la boîte. Cela a pour conséquence que ces boîtes permettent l'existence d'un couple magnétique à la surface du disque qui peut être du même signe sur les deux faces du disque n'extrayant pas de moment cinétique net du disque^[2]. De plus, il est connu que la dynamo MRI produit une alternance du signe de $\langle B_y \rangle_{x,y}$ de manière régulière dans les boîtes cisaillées (Brandenburg *et al.*, 1995). Afin de gérer ces biais induits par la boîte, je définis une fonction S , donnant le signe de $\langle B_y \rangle_{x,y}$ dans chaque hémisphère. Je multiplierai le couple par S dans le calcul de q avant de moyennner en temps. Cela nous permet de calculer les couples de surface produits par le vent MRI sans se soucier de la géométrie du vent. Bien sûr, cette approche nécessite d'être comparée et validée par des simulations globales mais elle permet d'estimer une valeur maximum du couple de manière simple.

Nous allons revenir sur la problématique de la définition de la surface du disque que j'avais mis de côté dans §2.1.3. Il n'est pas aisé de trouver une définition claire de la surface d'un disque et souvent la définition changera selon le problème. Dans ce cas, j'ai besoin de trouver une surface pertinente sur laquelle estimer le couple exercé par le vent sur le disque. Il faut donc trouver un moyen de délimiter une séparation entre disque et vent. Je prendrai la hauteur où le couple devient maximum comme étant la hauteur de la surface du disque. Il s'agit également de l'endroit où l'énergie magnétique décroît pour lancer le vent (voir Figure 5.4) et où le moment cinétique est transféré du champ toroïdal à l'écoulement (voir Figure 5.3). Je noterai tout de même que les conditions aux frontières verticales utilisées imposent $q = 0$ et contraignent la géométrie du vent. Avec cette limitation en tête, nous pouvons définir le q dans nos simulations,

$$q_{\text{surface}} = \frac{\max(S(\langle \rho v_\phi v_z \rangle + \langle B_\phi B_z \rangle)(z^+) + S(\langle \rho v_\phi v_z \rangle + \langle B_\phi B_z \rangle)(z^-))}{2 \langle P_{\text{thermal mid}} \rangle} \beta. \quad (5.5)$$

J'ai tracé q_{surface} en fonction de β sur la Figure 5.5 pour toutes les simulations du Tableau 5.1. Nous pouvons voir que, pour $\beta \lesssim 10^4$, q_{surface} est constant et vaut ≈ 40 . Pour ces β , le couple est dominé par la contribution magnétique. Cela signifie que, remarquablement, sur près de trois ordre de grandeurs en β , la MRI donne un ratio B_ϕ/B_z à la surface du disque quasi-constant. Cette valeur est en accord avec les simulations locales de Fromang *et al.* (2013) et Simon *et al.* (2013) ainsi que les simulations globales de Zhu et Stone (2018) où j'ai estimé $q \approx 10$ à partir de leurs Figures 6 et 7. Bai et Stone (2013a) rapporte une valeur de q plus faible mais notons que dans leur papier q est estimé à la frontière verticale du domaine de calcul ; une fois la même convention adoptée nos résultats concordent. Lorsque $\beta > 10^5$, nous tendons vers le cas sans flux net où le champ magnétique devient principalement azimuthal et où nous attendons une valeur de B_ϕ à peu près constante et donc $q \propto \beta^{0,5}$. J'ai trouvé qu'une dépendance de 0,6 ajuste de manière satisfaisante mes

[2]. Remarquons que ce type de configuration a également été observé dans des simulations globales (voir Béthune *et al.* (2017))

données. Je propose sur la Figure 5.5, une fonction permettant une transition douce entre les deux régimes.

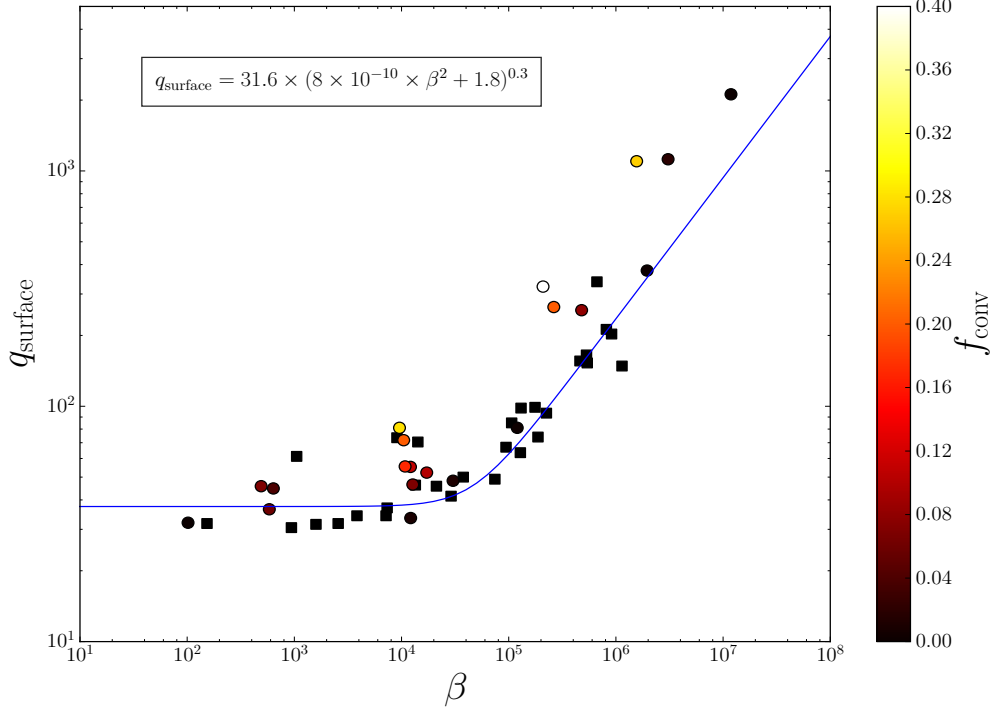


FIGURE 5.5 – q_{surface} en fonction de β . Les marqueurs carrés sont utilisés pour les simulations de la branche froide et les marqueurs ronds pour les simulations de la branche chaude. La couleur des marqueurs donne la valeur de f_{conv} . La ligne bleue donne un ajustement de nos données.

L'amplitude du couple normalisé par la pression thermique est donnée par $2q_{\text{surface}}/\beta$. Elle varie en β^{-1} pour $\beta \lesssim 10^4$ et en $\beta^{-0,4}$ pour $\beta > 10^4$. Le transport de moment cinétique dû au vent est plus importante pour des β faibles.

Nous voyons également que les simulations convectives de la branche chaude ont une valeur de q_{surface} légèrement plus haute que les simulations branches froides pour $\beta > 10^5$. Pour des magnétisations plus importantes, il n'est pas clair que la convection affecte $W_{\phi z}$. Notons que la composante magnétique du couple $\langle B_{\phi} B_z \rangle_{x,y}$ participe pour $\approx 70\%$ au couple total induit par le vent pour $\beta \lesssim 10^5$. Pour $\beta > 10^5$, la composante hydrodynamique $\langle \rho u_{\phi} u_z \rangle$ participe pour $\approx 60\%$ au couple total.

5.4.3 Transport de masse vertical

Nous allons maintenant nous intéresser à la perte de masse dans le vent. Définissons tout d'abord, ζ , le ratio de la perte de masse dans le vent par la vitesse du son multiplié par la densité dans le plan central,

$$\zeta = \frac{[\langle \rho u_z \rangle]_{-L_z/2}^{L_z/2}}{2 \langle \rho_{\text{mid}} c_{s \text{ mid}} \rangle}. \quad (5.6)$$

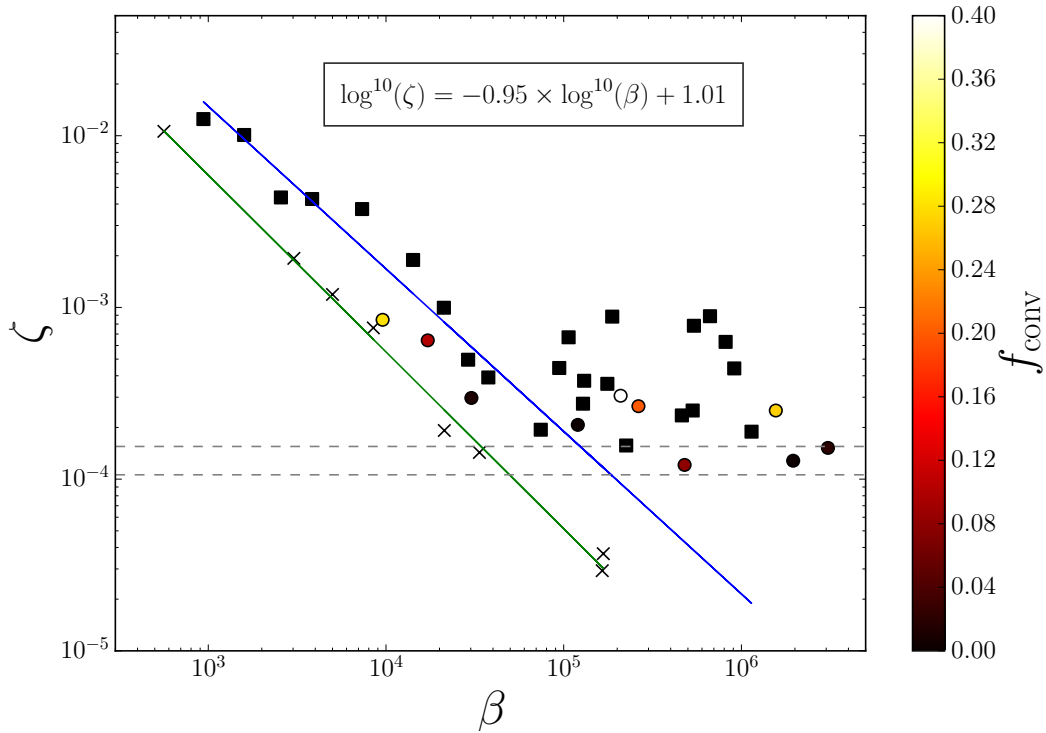


FIGURE 5.6 – Les carrés représentent les simulations de la branche froide avec une hauteur de boîte $L_z = 6H$, et les cercles représentent les simulations de la branche chaude avec une hauteur de boîte $L_z = 12H$. Les croix représentent des simulations branches froides ayant la même hauteur de boîte que les simulations branche chaude (les résultats de ces simulations ne sont pas inscrits dans Table 5.1). La couleur indique la valeur de f_{conv} . Les lignes pointillées grises montre la valeur de ζ dans une simulations, sans flux net, hautement convective de la branche chaude (ligne supérieure) et une simulation, sans flux net, typique de la branche froide (ligne inférieure). Les lignes pleines bleue et verte sont des ajustements linéaires des points de la branche avec $\beta \lesssim 2 \times 10^4$. Cette figure ne montre que les simulations avec $B_{z0} = 0.8, 2, \text{ et } 8 \text{ G}$.

J’ai tracé, sur la Figure 5.6, ζ en fonction de β . Puisque les boîtes de calcul que nous utilisons ne sont hautes que de quelques échelles de hauteur, une partie de la matière qui sort de la boîte, et qui dans notre simulation est définitivement perdue, serait susceptible dans un « vrai » disque de retomber. Ce scénario est cohérent avec l’anti-corrélation entre le taux de perte de masse et la hauteur de la boîte utilisée observée sur la Figure 5.6 et dans Fromang *et al.* (2013). Cependant, notons que la dépendance en z^2 du potentiel gravitationnel dans les boîtes cisillées devrait aller contre cette tendance à partir d’une certaine hauteur. Cette augmentation infinie du puits de potentiel gravitationnel avec la hauteur de la boîte est une des raisons qui rendent les boîtes cisillées inappropriées pour l’étude du taux de perte de masse. J’ai également calculé les points critiques de l’écoulement pour la simulation 434F_8G et j’ai observé que le point magnéto-sonique est atteint sur la dernière cellule verticale exactement comme dans Fromang *et al.* (2013), suggérant un artefact numérique de la boîte cisillée. Au vu de ces remarques, la valeur de ζ que nous calculons ici ne donne qu’une estimation de la valeur maximale du taux de perte de masse réel et doit rester sujette à caution (Suzuki et Inutsuka 2009, Fromang *et al.* 2013).

Malgré la dépendance en fonction de la taille de boîte observée sur la Figure

5.6, nous voyons également que ζ semble évoluer en β^{-1} lorsque $\beta < 10^5$, pour les deux jeux de simulations aux tailles de boîtes différentes. De manière similaire à α et q_{surface} , ζ tend vers la valeur asymptotique obtenue dans les simulations sans flux net lorsque j'augmente β . Les résultats sont plus dispersés que pour les autres nombres sans dimension puisque, par définition, ζ dépend de la taille de la boîte et de la taille relative du disque dans la boîte. Tous ces résultats sont en accord avec la littérature (Suzuki et Inutsuka 2009, Fromang *et al.* 2013, Bai et Stone 2013a).

5.4.4 Transport d'énergie vertical

Dans la partie §2.2.2, j'ai calculé la conservation de l'énergie dans un disque axisymétrique où un vent peut transporter de l'énergie par les frontières verticales. En particulier, j'ai montré que le chauffage irréversible local

$$Q^+ = -\Sigma W_{R\phi} \frac{d\Omega}{d \ln R} - \left[\langle F_{\text{fluct}_z} \rangle_{R\phi} \right]_{H^-}^{H^+} \quad (5.7)$$

$$\leq -\Sigma W_{R\phi} \frac{d\Omega}{d \ln R}$$

est plus faible dans un cas avec éjection que dans un cas sans éjection. Le schéma de la Figure 5.7 résume la situation.

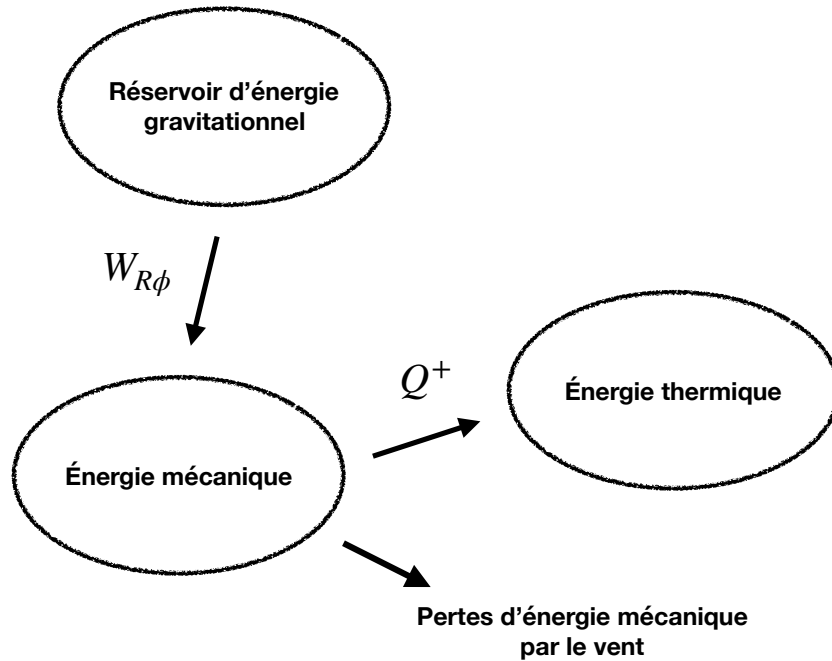


FIGURE 5.7 – Contributions au flux d'énergie mécanique vertical lié aux fluctuations F_{fluct_z} en fonction de z/H pour la simulation fortement magnétisée 476F_8G.

Le tenseur de fluctuations $W_{R\phi}$ extrait l'énergie gravitationnelle pour la stocker dans l'énergie mécanique. Le vent emporte une partie de l'énergie mécanique des

fluctuations par les surfaces du disque. Le reste de l'énergie mécanique est convertie en énergie thermique par les petites échelles. Nous voyons bien que le chauffage thermique n'est donc plus déterminée par $W_{R\phi}$ uniquement mais également par le flux sortant. J'ai tracé sur la Figure 5.8, le flux vertical d'énergie mécanique des fluctuations $[\langle F_{\text{fluct}_z} \rangle]_{-z}^{+z}$, pour la simulation fortement magnétisée $476F_8G$. La Figure 5.8 montre très clairement que les pertes d'énergie mécanique des fluctuations par les frontières verticales sont du même ordre de grandeur que le chauffage turbulent et ne doivent donc pas être négligées. Nous voyons également que la différence entre le terme en $W_{R\phi}$ et les pertes $[\langle F_{\text{fluct}_z} \rangle]_{-z}^{+z}$ tend vers une constante à partir de $z \approx 1,5H$. Q^+ est donc correctement défini au-dessus de cette hauteur.

Les pertes par les frontières verticales deviennent de plus en plus importantes lorsque la magnétisation augmente et devraient être pris en compte. Malheureusement, je n'ai pas extrait les grandeurs requises dans mes simulations pour étudier la dépendance du chauffage effectif (prenant en compte les pertes verticales par le vent) en fonction de β . J'ai effectué l'étude sur quelques cas magnétisés et je trouve que $\approx 50\%$ du chauffage part dans le vent pour des $\beta \approx 10^3$.

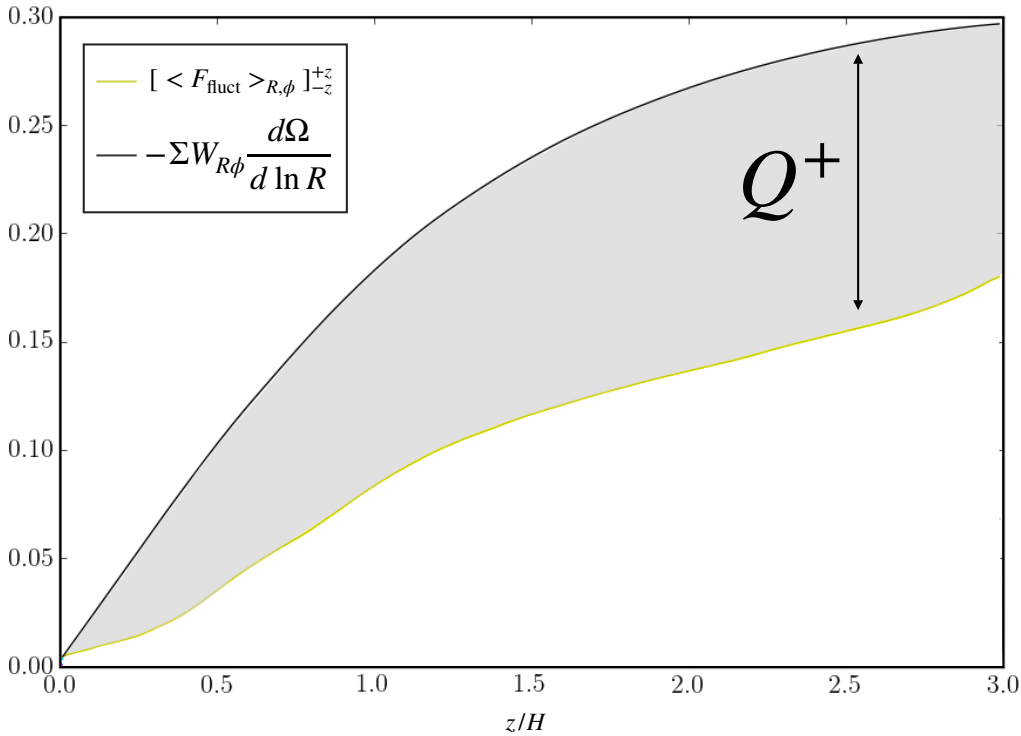


FIGURE 5.8 – Flux d'énergie mécanique liés aux fluctuations $[\langle F_{\text{fluct}_z} \rangle]_{-z}^{+z}$ et $-\Sigma W_{R\phi}(z) \frac{d\Omega}{d \ln R}$ en fonction de z/H pour la simulation fortement magnétisée $476F_8G$.

5.5 Courbes d'équilibre thermique

Sur les Figures 5.9 et 5.10, j'ai tracé les courbes d'équilibre thermique, en fonction de la température centrale et effective respectivement, obtenues pour différents

champs magnétiques verticaux, constants de 0,8 G, 2 G, et 8 G. Pour chaque courbe en S, le champ magnétique est donc le même sur les deux branches d'équilibre et seul la valeur de β change. Tout d'abord, nous voyons que de manière similaire au cas sans flux net, il existe deux branches de stabilité thermique. Dans certains cas, j'ai également observé une branche intermédiaire mais dont la stabilité dépend énormément de la taille de boîte et j'ai donc choisi de ne pas les présenter ici car je doute fortement de leur pertinence physique. Dans le cas $B_{z0} = 8$ G, il est difficile de séparer la branche inférieure en une branche froide et une branche intermédiaire vu l'accroissement graduel de température lorsque Σ augmente et je ne parlerai donc que de branche froide même si les températures centrales peuvent atteindre $T_c \approx 14000$ K.

Les cas $B_{z0} = 2$ G et $B_{z0} = 0,8$ G ressemblent énormément au cas sans flux net. Notamment, les valeurs de $\Sigma_{\text{crit}}^+/\Sigma_{\text{crit}}^-$ et $T_{\text{eff crit}}^+/T_{\text{eff crit}}^-$, qui sont déterminantes pour la forme des courbes de lumière et la présence, ou non, de ré-éruptions [Lasota 2001, Coleman *et al.* 2016], ne sont pas très différentes de celles dans le cas sans flux net. Je trouve, par exemple, $\Sigma_{\text{crit}}^- \approx 110$ g cm⁻², pour $B_{z0} < 8$ G ce qui est en accord complet avec le cas sans flux net. Par contre, dans le cas où $B_{z0} = 8$ G, nous avons $\Sigma_{\text{crit}}^- = 80$ g cm⁻² ce qui allonge la branche chaude à des densités plus faibles que dans le cas sans flux net. Les conclusions sont les mêmes pour Σ_{crit}^+ qui est aussi déplacé vers les basses densités quand on augmente B_{z0} . Dans le DIM, les courbes en S avec des α plus grands sont déplacées vers les basses densités. Puisque augmenter la magnétisation revient en partie à augmenter la valeur de α nos résultats sont en accord avec cette tendance.

La courbe en S avec $B_{z0} = 8$ G est également la seule courbe en S à atteindre sa valeur maximale de α sur la branche froide. Pour $\Sigma < 116$ g cm⁻² la magnétisation commence à être importante sur la branche froide lorsque $B_{z0} = 2$ G et les valeurs de α sont plus grande que dans le cas sans flux net. Autrement, sur le reste de la courbe en S et pour des magnétisations plus faibles, les valeurs de α sont comparables au cas sans flux net.

Enfin, notons que sur la branche chaude le DIM prédit bien les états d'équilibre thermique de nos simulations. Par contre, lorsque la magnétisation devient importante les courbes obtenues avec le DIM ne correspondent plus du tout à l'équilibre de nos simulations. Les valeurs de α requises par le DIM sont bien inférieures à celles trouvées dans nos simulations MRI. Par exemple, la simulation $476F_8G$ a un α de 0,276 mais a un équilibre thermique correspondant à $\alpha \approx 0,08$ pour le DIM.

Le désaccord entre nos simulations et le DIM sur la branche froide magnétisée a plusieurs origines. Tout d'abord, le traitement du transfert radiatif sur la branche froide n'est pas exactement le même entre PLUTO et le DIM où une approximation d'atmosphère grise est utilisée dans ce dernier pour les épaisseurs optiques faibles. Plus important, le profil vertical de chauffage n'est pas le même entre mes simulations MRI et le DIM. Dans le DIM, le chauffage est proportionnel à la pression car α est une constante en fonction de z . Dans les simulations MRI, le chauffage est plutôt proportionnel à la pression magnétique qui est maximum vers la surface du disque. J'ai essayé de prendre des profils de chauffage plus réaliste mais je n'ai pas réussi à trouver de prescription couvrant le large panel de magnétisations de mes simulations. Enfin, dans les simulations fortement magnétisées, une partie non négligeable de

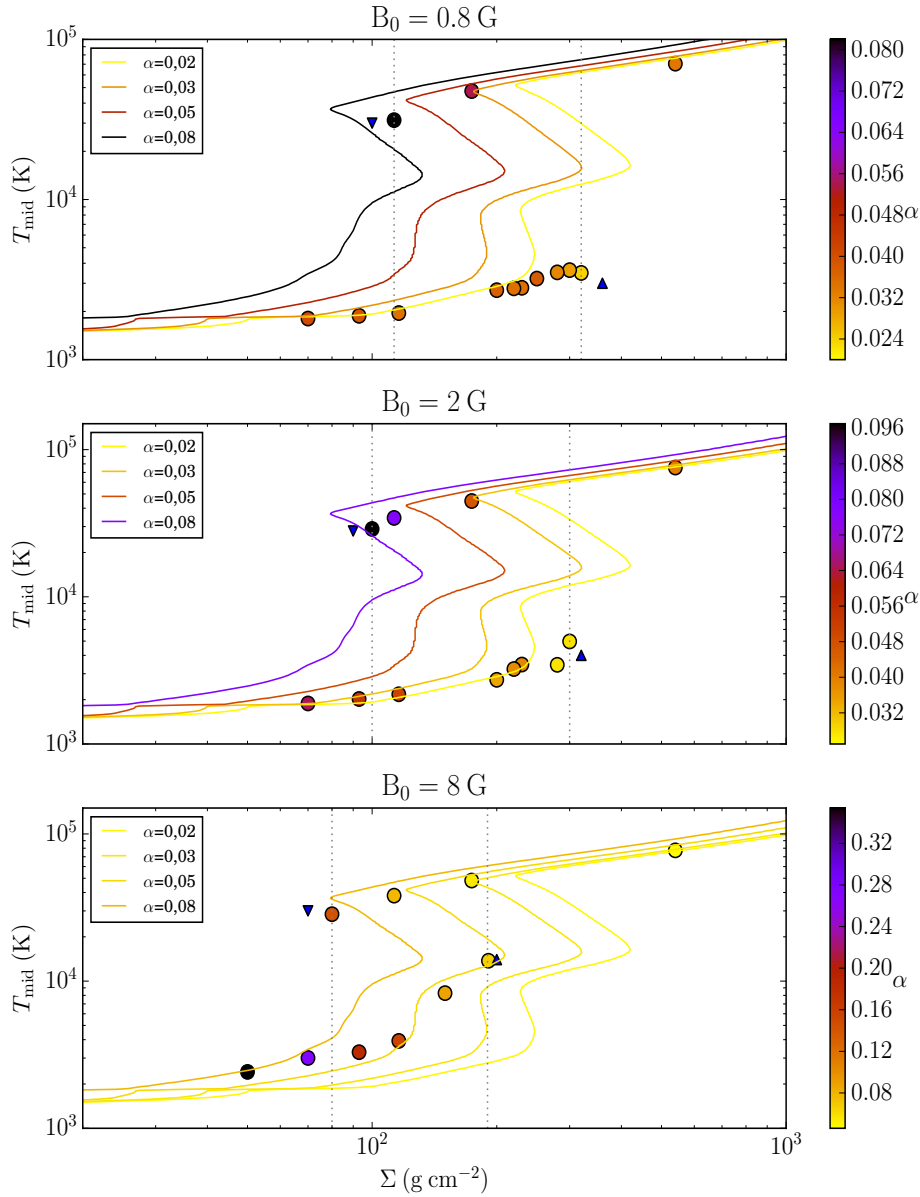


FIGURE 5.9 – Courbes d'équilibre thermique dans le plan Σ - T_{mid} pour différentes configurations magnétiques. De haut en bas, le premier encadré montre les résultats des simulations avec $B_{z0} = 0.8$ G, le deuxième encadré les simulations avec $B_{z0} = 2$ G, et le dernier encadré celles avec $B_{z0} = 8$ G. La couleur des points indique la valeur de α . Les triangles montrent les points instables thermiquement où le disque chauffe (triangle pointant vers le haut) ou refroidit (triangle pointant vers le haut) de manière critique. Les lignes verticales grises montrent les extrémités des branches chaudes et branches froides pour faciliter la comparaison entre les encadrés. Enfin, les courbes en S en lignes pleines de couleur montrent les résultats du modèle de DIM avec convection pour différentes valeurs de α .

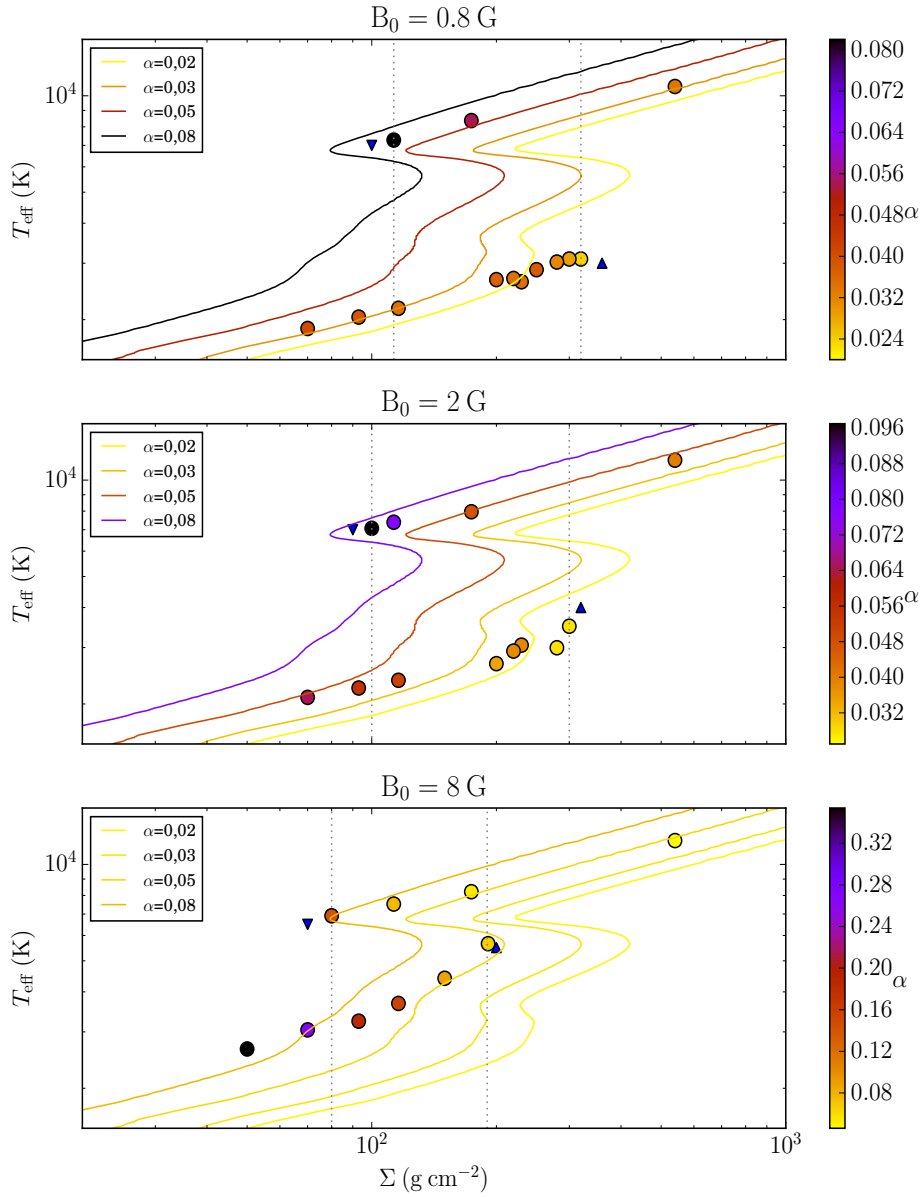


FIGURE 5.10 – Même figure que 5.9 dans le plan Σ - T_{eff} .

l'énergie part dans le vent (jusqu'à $\approx 50\%$ dans $476F_8G$). Le taux de chauffage réel n'est donc plus donné par la simple valeur de α (qui mesure uniquement l'extraction d'énergie mécanique par $W_{R\phi}$) mais dépend également de l'énergie emportée dans le vent (voir §5.4.4) qui n'est pas prise en compte dans le DIM.

5.6 Turbulence vs Vents

Dans un disque, l'extraction de moment cinétique par la turbulence MRI et le couple de surface dû au vent mène à de l'accrétion radiale. Comme nous l'avons vu dans §2.2, nous pouvons écrire le taux d'accrétion dans le disque \dot{M} de la façon suivante

$$\dot{M} = \dot{M}_{R\phi} + \dot{M}_{z\phi} \quad (5.8)$$

avec

$$\begin{aligned} \dot{M}_{R\phi} &= \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{R_0} \partial_{R_0} (\Sigma R_0^2 \alpha \langle c_s^2 \rangle_\rho), \\ \dot{M}_{z\phi} &= \frac{8\pi}{\beta} q \langle P_{\text{thermal mid}} \rangle \frac{R_0}{\Omega_0}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Cependant à cause de la symétrie de la boîte cisillée, la mesure directe de $\dot{M}_{R\phi}$ et $\dot{M}_{z\phi}$ donne zéro dans nos simulations. En faisant quelques hypothèses sur la structure radiale du disque, il est possible d'estimer $\dot{M}_{R\phi}$ (Fromang *et al.*, 2013). Je suppose les lois de dépendance suivante, $\Sigma \propto R^p$ et $\langle c_s^2 \rangle_\rho \propto R^s$. Ainsi, le taux d'accrétion radiale s'écrit

$$\dot{M}_{R\phi} = \frac{p + s + 2}{\Omega_0} 4\pi \Sigma \alpha \langle c_s^2 \rangle_\rho.$$

La théorie visqueuse prédit $\Sigma \propto R^{-3/4}$ et $T_{\text{eff}} \propto R^{-3/4}$ dans un état stationnaire (Frank *et al.*, 2002), de sorte que $(p + s + 2)$ est de l'ordre de l'unité. Le ratio du taux d'accrétion radiale induit par la turbulence sur le taux d'accrétion induit par le vent devient donc

$$\frac{\dot{M}_{R\phi}}{\dot{M}_{z\phi}} = (p + s + 2) \frac{\beta}{2q} \frac{\Sigma \langle c_s^2 \rangle_\rho}{\langle P_{\text{thermal mid}} \rangle} \frac{\alpha}{R_0}.$$

D'après mes simulations, je vois que la quantité $\Sigma \langle c_s^2 \rangle_\rho / \langle P_{\text{thermal mid}} \rangle \approx C(\beta, H) \times H$, où le facteur $C(\beta, H)$ dépend du profil de températures. $C(\beta, H)$ va de 7.4 à 1.6 dans mes simulations. Ainsi,

$$\frac{\dot{M}_{R\phi}}{\dot{M}_{z\phi}} \approx C\alpha \times \frac{\beta}{2q} \left(\frac{H}{R_0} \right)$$

Je peux utiliser les formules empiriques des Figures 5.1 et 5.5 et écrire

$$\frac{\dot{M}_{R\phi}}{\dot{M}_{z\phi}} \approx \begin{cases} 0.19C \times \beta^{0.44} \left(\frac{H}{R_0} \right), & \text{if } \beta \lesssim 10^4 \\ 0.30C \times \beta^{0.4} \left(\frac{H}{R_0} \right), & \text{if } \beta \gtrsim 10^4 \end{cases}. \quad (5.10)$$

Les valeurs de $\dot{M}_{R\phi}$ et $\dot{M}_{z\phi}$ sont reportées dans le Tableau 5.1. J'ai tracé sur la Figure 5.11 le ratio de $\dot{M}_{R\phi}$ sur $\dot{M}_{z\phi}$ en fonction de β et de H/R . Les lignes pointillées montrent la limite $\dot{M}_{R\phi}/\dot{M}_{z\phi} = 1$ trouvée à partir des formules empiriques données dans (5.10). Les simulations de la branche chaude et de la branche froide sont symbolisées par des marqueurs circulaires et carrés respectivement. À partir de la Figure 5.11, nous voyons que la branche froide est entièrement dominée par l'accrétion due au couple magnétique du vent. Seules les simulations les plus denses

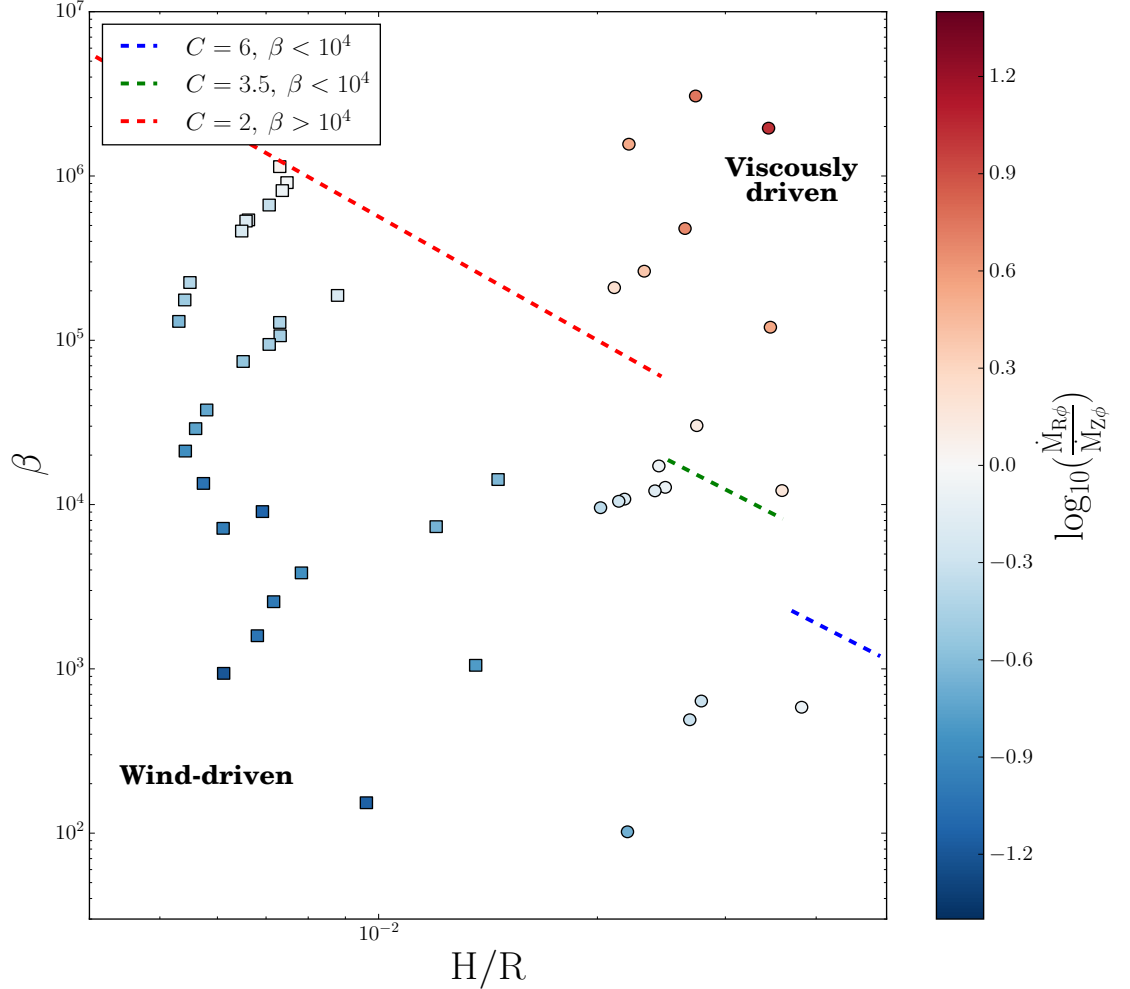


FIGURE 5.11 – Rapport du taux d’accrétion dû au transport radial de moment cinétique $\dot{M}_{R\phi}$ sur le taux d’accrétion dû au transport vertical de moment cinétique $\dot{M}_{z\phi}$ en fonction de β et de H/R . La couleur montre la valeur de $\log_{10}(\dot{M}_{R\phi}/\dot{M}_{z\phi})$. Les marqueurs carrés indiquent les simulations branches froides tandis que les marqueurs circulaires indiquent les simulations branches chaudes. Les lignes pointillées montrent la limite $\dot{M}_{R\phi}/\dot{M}_{z\phi} = 1$ obtenue à partir de l’équation (5.10) pour différentes valeurs de C .

et les plus chaudes de la branche chaude sont dominées par le transport visqueux et même dans ce cas le transport dû au vent reste non négligeable. Cela montre que la vision classique d’un disque α purement visqueux n’est sûrement pas appropriée si un champ magnétique grande échelle est présent. De manière plus générale, il est peu probable qu’en présence d’un champ magnétique grande échelle, l’accrétion dans n’importe quel disque d’accrétion puisse se résumer à de la turbulence α . Au vu de ce résultat, nous voyons que le couple dû au vent doit être pris en compte dans des

modèles d'évolution dynamique de disque tel que le DIM et c'est ce que je ferai dans la §7.

J'ai comparé ces résultats aux simulations globales de Zhu et Stone (2018) où $H/R = 0.1$ et $\beta \approx 10^3$. Dans leur cas, l'accrétion est dominé par le couple visqueux avec seulement une contribution de 5% du couple de surface dû au vent. En utilisant la formule empirique (5.10) avec $C = \sqrt{2\pi}$ (valeur de C pour un profil isotherme), je trouve que le couple de surface participe pour $\approx 20\%$ au couple total. Une fois encore, notre approche simpliste de boîte locale s'avère reproduire, en ordre de grandeur, les propriétés des simulations globales.

5.7 Critère d'instabilité dans un modèle vent-disque

Le cœur du modèle d'instabilité de disque se trouve dans l'instabilité thermique autour de l'ionisation de l'hydrogène. Dans le DIM classique, la température effective est directement reliée au taux d'accrétion dans le disque par

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi R_0^3} \left(1 - \left(\frac{R_{in}}{R_0} \right)^{1/2} \right). \quad (5.11)$$

Cette formule suppose que l'accrétion est purement visqueuse et que donc Q^+ et \dot{M} ne dépendent que de $W_{R\phi}$ et pas du vent. De plus, nous avons supposé un couple visqueux nul au bord interne. Cette relation n'est pas valide en présence d'un vent comme nous allons le voir dans quelques instants.

Dans un système stationnaire, le taux d'accrétion est imposé par le taux de transfert de masse venant de l'étoile compagnon. Ainsi, il existe des valeurs de \dot{M} pour lesquelles une partie du disque est ionisée et donc instable ; cela correspond au régime des novæ naines. Si le taux d'accrétion est suffisamment élevé pour que l'anneau le plus externe du disque soit entièrement ionisé alors le disque est stable ; il s'agit du régime des « novæ-like » qui ne présentent pas d'éruptions contrairement aux novæ naines. Cet argument simple procure un test observationnel fort de la validité du DIM. Dubus *et al.* (2018) ont regardé de manière systématique la corrélation entre la valeur de \dot{M} et la stabilité du système pour une centaine de CVs et ont trouvé que les prédictions basées sur le DIM sont robustes.

Je trouve que $T_{\text{eff crit-}}$ ne varie pas beaucoup entre nos simulations sans flux net et nos simulations avec flux net. $T_{\text{eff crit-}}$ est déterminée par la température d'ionisation de l'hydrogène et vaut $\approx 7000 K$. Cependant, si j'inclue la contribution d'un vent MHD dans la conservation de l'énergie et du moment cinétique, je vois que la relation classique entre \dot{M} et T_{eff} change. J'ai déjà parlé de l'impact du vent sur le bilan d'énergie du disque dans §5.4.4. Nous avons vu que le vent emporte une partie de l'énergie mécanique, diminuant la part d'énergie mécanique qui peut être dissipée aux petites échelles pour finalement chauffer le disque. Je vais ici souligner un autre effet du vent qui a rapport avec le bilan de moment cinétique. Je considère donc ici que $Q^+ = -\Sigma W_{R\phi} d\Omega/d \ln R$ comme dans un cas purement turbulent afin de souligner ce deuxième point important.

En utilisant l'équation (5.8), le fait que $\dot{M}_{R\phi} = 4\pi \partial_R(\Sigma R^2 W_{R\phi})/(R\Omega)$ et $Q^+ = -\Sigma W_{R\phi} d\Omega/d \ln R$, nous pouvons écrire dans un disque stationnaire, où le couple

visqueux au bord interne est nul

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi R_0^3} \left(1 - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R_0} \right)^{1/2} - \frac{1}{2\dot{M}R_0^{1/2}} \int_{R_{\text{in}}}^{R_0} \dot{M}_{z\phi} r^{-1/2} dr \right) \quad (5.12)$$

$$= \frac{3GM}{8\pi R_0^{7/2}} \int_{R_{\text{in}}}^{R_0} \dot{M}_{R\phi} r^{-1/2} dr. \quad (5.13)$$

Ce qui peut se réécrire

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{3GM\dot{\mathcal{M}}_{\text{vis}}}{4\pi R_0^3} \left(1 - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R_0} \right)^{1/2} \right), \quad (5.14)$$

où $\dot{\mathcal{M}}_{\text{vis}}$ correspond au taux d'accrétion visqueux, qu'il faudrait à un disque purement visqueux pour avoir le même taux de chauffage qu'un disque où le transport se fait par la turbulence et le vent.

L'équation (5.13) nous informe que seule la turbulence peut chauffer. Ce point est très important et il doit être clair que cela n'est pas dû au fait que le vent emporte une partie de l'énergie mécanique comme nous avons pu le voir dans §5.4.4. Cela vient de la nature même des mécanismes d'accrétion. Le couple dû au vent peut retirer du moment cinétique sans pour autant chauffer le disque contrairement à la turbulence. Le taux d'accrétion total n'est donc plus simplement relié aux pertes radiatives par (5.11).

Dans un disque purement visqueux, il est possible de montrer que, en supposant $W_{R\phi}(R_{\text{in}}) = 0$, $\dot{M}_{R\phi}$ doit être constant et positif pour assurer la stationnarité. Ce n'est plus le cas lorsque le moment cinétique est en partie extrait par un vent. Nous voyons d'après (5.13) que, dans un disque stationnaire avec un vent, $\dot{M}_{R\phi}$ n'a besoin d'être ni constant ni positif pour assurer que le chauffage soit positif. Ceci rompt la relation classique entre le taux d'accrétion visqueux et la température effective de Pringle (1981) et ouvre la porte à de nouvelles structures de disques plus complexes où l'on pourrait excréter de la matière visqueusement tout en étant dans un état stationnaire.

L'équation (5.12) implique qu'un système avec un taux d'accrétion total \dot{M} important pourrait quand même être instable pourvu qu'il y ait une contribution significative du couple dû au vent dans le transport de moment cinétique. En effet, le terme entre parenthèses dans la partie droite de (5.12) est positif et inférieur à l'unité. Ainsi, le chauffage dans le disque est plus petit que ce qui pourrait être déduit d'un modèle visqueux avec le même \dot{M} . La température du disque peut devenir très faible, si la plupart de l'accrétion est due au vent, de telle sorte que même un disque avec un \dot{M} élevé pourrait se trouver sur la branche froide. Dans Dubus *et al.* (2018) les taux d'accrétion sont calculés à partir de la luminosité optique, et permettent donc d'accéder à $\dot{\mathcal{M}}_{\text{vis}}$, c'est-à-dire le taux de chauffage visqueux, mais pas au taux d'accrétion total dans le disque. La séparation entre système stable et instable devrait donc toujours tenir puisque le critère d'instabilité est sur la température et donc sur $\dot{\mathcal{M}}_{\text{vis}}$. Il pourrait, cependant, y avoir une différence significative entre $\dot{\mathcal{M}}_{\text{vis}}$ et \dot{M} total, différence qui pourrait être testé observationnellement moyennant une mesure

directe du taux de transfert de masse de l'étoile compagnon. Nous reviendrons sur ces réflexions dans §7.4.3.

Notons qu'ici nous n'avons pris en compte que le vent emporte une partie de l'énergie mécanique. Bien sûr, cela devrait ajouter à rendre le disque encore plus froid que ce qui est attendu pour un \dot{M} donné. Cela modifiera les équations (5.12) et (5.13), creusera l'écart entre $\dot{\mathcal{M}}_{\text{vis}}$ et \dot{M} , mais ne modifiera pas les conclusions de Dubus *et al.* (2018).

5.8 Impact observationnel et conclusion

Du champ magnétique à grande échelle semble inévitable dans les disques de novæ naines. Qu'il vienne du compagnon stellaire ou de la naine blanche, celui-ci risque d'impacter fortement la dynamique. En effet, s'il induit des valeurs de β faibles, ce qui est facilement le cas sur la branche froide où, comme nous l'avons vu des valeurs locales de 8 G suffisent à avoir un $\beta \approx 10^3$, le transport de moment cinétique sera principalement dû au vent (car H/R est faible également). Cela aura un impact sur les éruptions de novæ naines. En particulier, le transport par le vent va changer la relation entre les temps caractéristiques et α , relation à la base de la détermination des valeurs de α à partir des observations (voir §2.4.4). Dans un cas purement turbulent, les temps caractéristiques observables sur les courbes de lumière sont liés au temps visqueux ($t_{\text{vis}} \sim R^2/\nu$) et au temps thermique ($t_{\text{therm}} \propto 1/\alpha\Omega$). Le temps de propagation d'un front de refroidissement, par exemple, est $\sim (t_{\text{therm}}t_{\text{vis}})^{1/2}$ (Menou *et al.* 1999; Kotko et Lasota 2012). Quand un vent MHD est présent, les temps caractéristiques vont être reliés à α mais aussi à q . Ceci remet en perspective les valeurs de α déduites des observations et qui ont posé tant de problème aux théoriciens.

Nous observons des vents, lors des éruptions de novæ naines, qui proviennent du disque (voir §1.5.4, Cordova et Mason 1982). Le mécanisme de lancement n'est pas déterminé et il se peut qu'il s'agisse de vent MHD même si il est fort probable que la pression de radiation et les effets thermiques tels que l'irradiation de la naine blanche jouent un rôle de premier plan. Cependant, sur la branche froide où la pression de radiation est faible, un vent serait probablement de nature MHD. Il n'existe, d'un point de vue observationnel, que des preuves indirectes de l'existence d'un vent en quiescence (Santisteban *et al.*, 2018) mais il ne faut pas en déduire pour autant qu'il soient absents dans cet état (voir §1.5.4.2).

Le taux d'accrétion calculé à partir de l'émission de rayons X en quiescence procure de fortes contraintes sur le taux d'accrétion en quiescence. Plusieurs sources indiquent que le flux de rayons X en quiescence est bien trop élevé par rapport à ce que le DIM classique peut produire (Collins et Wheatley 2010, Mukai 2017, Wheatley *et al.* 2003). Une solution proposée pour remédier à cela serait de supposer que le disque est tronqué par la pression magnétique du champ de la naine blanche (Wheatley *et al.* 2003, Balman et Revnivtsev 2012). Cependant, cette hypothèse est encore débattue, et il existe des indices forts suggérant que le disque d'accrétion s'étend jusqu'à la naine blanche (Mukai 2017, Ishida *et al.* 2009). Au vu de mes résultats, je suggère que l'accrétion en quiescence pourrait être principalement due

au couple de surface exercée par le vent. Ceci réconcilierait le flux de rayons X important en quiescence avec les valeurs faibles de $\dot{M}_{R\phi}$ (et donc les températures faibles) trouvées en quiescence par le DIM.

Pour finir, il semble donc que le couple dû à un vent MRI puisse avoir un impact important sur la dynamique du disque d'accrétion avec des conséquences observationnelles importantes. Il est donc impératif de prendre en compte ce couple supplémentaire dans un modèle de DIM pour en explorer les implications de manière quantitative. Ceci fera l'objet de §7.

Chapitre 6

Quiescence et simulations locales résistives

Sommaire

6.1	MRI non-idéale en quiescence	120
6.2	Méthodes	121
6.3	Simulations sans flux net	122
6.4	Simulations avec flux net	124
6.5	Courbes en S	126
6.6	Effet Hall et diffusion ambipolaire	129
6.7	Irradiation	131
6.7.1	Impact sur la turbulence	131
6.7.2	Impact sur le vent	132
6.8	Discussion et conclusion	133

6.1 MRI non-idéale en quiescence

Jusque là, j'ai présenté les résultats de simulations de MHD idéale qui avaient pour but de caractériser l'état d'équilibre thermique du disque et les propriétés du transport de moment cinétique locales dans l'état éruptif et dans l'état quiescent des novæ naines. Cependant, dans le modèle de DIM, l'état quiescent est froid ($\approx 10^3 K$) (voir §2.4) ce qui est aussi suggéré par les observations (voir §1.5.1). Dans un tel régime, la MHD idéale devient une mauvaise approximation. Le plasma est peu ionisé et le champ magnétique essentiellement découplé de la matière. Il faut donc ajouter des termes non idéaux, permettant de prendre en compte ce faible niveau d'ionisation. J'ai choisi de me concentrer uniquement sur le terme non-idéal de diffusion ohmique. Je justifierai ce choix dans le cadre des novæ naines dans §6.6. En attendant, je vais présenter l'état de l'art des simulations numériques de MRI résistives.

L'idée que la résistivité puisse jouer un rôle dans l'état quiescent des novæ naines remonte à Gammie et Menou (1998). Les auteurs montrèrent que le Reynolds ma-

gnétique (introduit dans §2.3.3) devait être de l'ordre de 10^3 dans l'état quiescent. Des simulations non stratifiées, avec une équation d'état idéale, de Hawley *et al.* (1996), montre que la turbulence MRI est affectée et perd de sa vigueur en dessous de $R_m = 10^4$. Gammie et Menou (1998) proposèrent donc que le transport en quiescence ne peut pas s'effectuer via la MRI et qu'un autre mécanisme doit être à l'œuvre pour expliquer l'accrétion en quiescence.

Fleming *et al.* (2000) montrèrent à l'aide de simulations non stratifiées et isothermes que la turbulence MRI, résistive et sans flux net ne peut pas se maintenir en dessous de $R_m = 10^4$. Fleming *et al.* (2000) considérèrent, aussi, le cas de la turbulence MRI portée par un champ magnétique vertical grande échelle et trouvèrent que la turbulence peut être soutenue pour des $R_m \approx 200$. Dans les simulations sans flux net, le plasma doit lui-même procurer le champ magnétique pour le fonctionnement MRI, nécessitant une boucle de rétro-action dynamo entre le plasma et le champ magnétique. Dans le cas avec flux net, cette boucle de rétro-action n'a plus lieu d'être puisque le champ magnétique est fourni par l'environnement, permettant à la turbulence d'être excitée pour des R_m plus faibles, ou, de manière équivalente des taux d'ionisation plus faibles. Fleming *et al.* (2000) observent d'ailleurs que pour des $R_m \approx 200$ la turbulence MRI survit par « bouffées ». Ce comportement n'est possible que parce que le champ magnétique externe, qui n'est pas affecté par la résistivité à l'intérieur de la boîte, fournit en permanence les conditions pour le développement de la MRI.

Une des limites des modèles de Hawley *et al.* (1996) et de Fleming *et al.* (2000) est l'absence d'une thermodynamique, d'un transfert radiatif et d'une résistivité réaliste. En stipulant une équation d'état isotherme et un profil de résistivité fixe, Fleming *et al.* (2000) maintiennent artificiellement un état de quasi-équilibre. En réalité, lorsque la turbulence est affectée par la résistivité, le chauffage turbulent diminue, ce qui peut mener à une diminution de la température, donc du taux d'ionisation et donc une augmentation de la résistivité. Cela doit être pris en compte pour une estimation réaliste de la stabilité thermique et dynamique de l'état quiescent.

Pour cela, j'ai entrepris une série de simulations avec une thermodynamique réaliste et du transfert radiatif traité dans l'approximation de diffusion comme dans les sections précédentes. J'ai considéré le cas sans flux net et le cas avec flux net afin de conclure sur la présence ou non de turbulence MRI dans l'état quiescent des novæ naines. Les résultats de cette section sont exposés dans les articles Scepi *et al.* (2018) et Scepi *et al.* (2018b).

6.2 Méthodes

La résistivité est traité par PLUTO de la manière décrite dans §3.1.5.2. La résistivité est interpolée à partir d'une table de données pré-calculée à partir de la formule décrite dans Blaes et Balbus (1994)

$$\eta = 230 \left(\frac{n_n}{n_e} \right) T^{1/2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (6.1)$$

avec l'hypothèse que nous sommes dominés par les collisions électrons-neutres. n_n est la densité de neutres et n_e la densité d'électrons calculée à partir de la résolution

de l'équation de Saha.

Le pas de temps de Δt associé au terme résistif est de l'ordre de $\Delta x^2/\eta$ où Δx est la taille minimum d'une cellule de calcul. Pour éviter d'avoir des pas de temps trop petits, j'ai imposé un seuil sur la résistivité en fixant une valeur seuil de $R_m = 50$. Ce seuil est largement en dessous de la limite au dessous de laquelle la turbulence est affectée pour le cas sans flux net (voir §6.3). Dans le cas avec flux net, je peux atteindre ce seuil, alors que la turbulence MRI résistive est toujours active, lorsque la magnétisation est suffisamment importante. Dans ce cas là, le seuil en résistivité maintient un niveau artificiel de turbulence comme dans Fleming *et al.* (2000). Cependant, lorsque cela se produit les températures sont très basses ($\approx 500K$) et la méthode de transfert radiatif et les opacités que j'utilise sont d'autres facteurs limitants de manière importante la pertinence de mes simulations dans ce régime.

6.3 Simulations sans flux net

Je vais d'abord présenter les simulations sans flux net. La résistivité a un impact critique sur la turbulence. Au dessous d'une certaine température $\approx 3700 K$, la turbulence est étouffée par la résistivité puis cesse. Les Figures 6.1 et 6.2 montrent l'évolution temporelle de $\tilde{\alpha}$, $\langle R_m \rangle$ et $\langle B_y \rangle_{x,y}$ pour les simulations 435P et 462P avant et après que j'ai activé la résistivité.

Dans la simulation 435P, je ne vois pas de différence notable lorsque j'active la résistivité (Figure 6.1). R_m reste supérieur à la valeur critique $\approx 10^4$ dans le plan central. Des régions au-dessus de la photosphère (zone où $\tau \approx 1$) ont un R_m inférieur à cette valeur critique mais cela n'a pas de conséquence sur l'évolution de la simulation puisque la plupart du chauffage dû à la MRI a lieu dans le plan du disque.

La simulation 462P a un Σ et une température centrale plus faibles que 435P ($[T_c] \approx 3100K$ comparé à $\approx 3750K$ pour la simulation 435P). Dans cette simulation, R_m commence à chuter dès l'instant où la résistivité est activée (voir Figure 6.2). La turbulence, et le transport de moment cinétique associé, cessent une fois que $R_m \approx 3000$. $\langle B_y \rangle_{x,y}$ diffuse d'abord autour de la photosphère, puis au fur et à mesure que R_m chute, se met à diffuser dans toute la boîte de simulation.

Le temps sur lequel la turbulence chute est très court pour 462P. Le temps caractéristique de la diffusion ohmique est $t_{\text{Ohm}}\Omega \approx R_m$. Cependant, sur la Figure 6.2, le temps sur lequel la turbulence est amortie est d'environ d'une dizaine d'orbites locales soit $t\Omega \approx 60 \ll R_m$. Cela est dû au fait que le cisaillement accélère le processus de diffusion des structures non axisymétriques, essentielles pour un processus dynamo (Cowling, 1934) et donc pour la génération de turbulence MRI sans flux net. Nous pouvons voir cela avec un calcul rapide.

Prenons l'équation d'induction sur y en ne gardant que le terme de cisaillement moyen $v_y = -q\Omega x$ pour la vitesse. Ceci nous donne

$$\partial_t B_y = \frac{3}{2}\Omega B_x + \frac{3}{2}\Omega x \partial_y B_y + \eta \Delta B_y \quad (6.2)$$

Ignorons le premier terme de droite, qui correspond à la création de B_y à partir du B_x ,

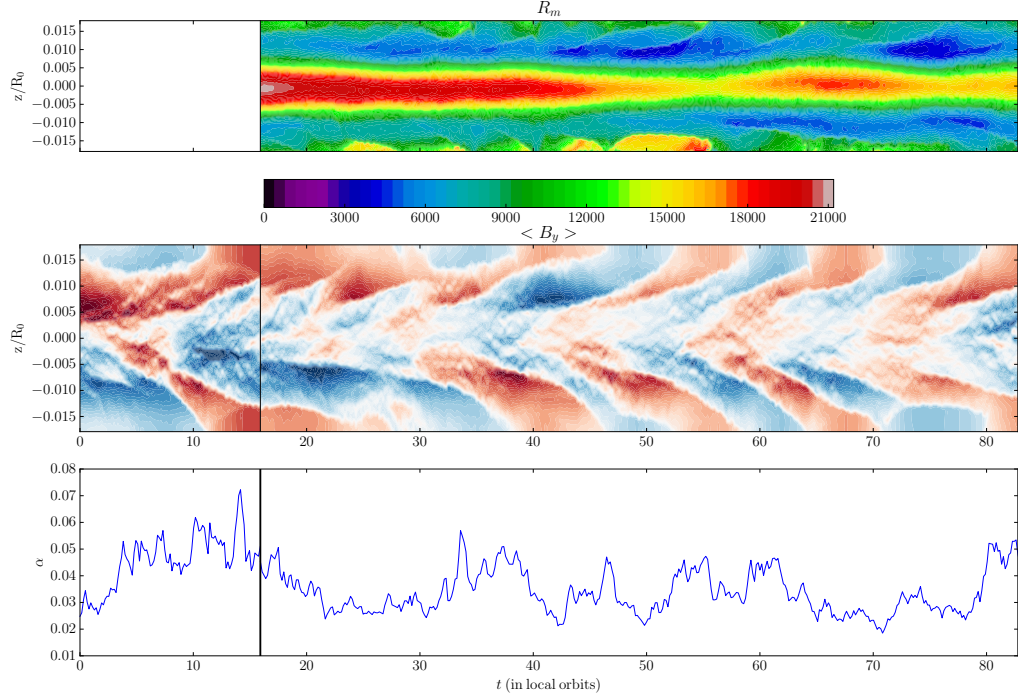


FIGURE 6.1 – De haut en bas, évolution temporelle de $\langle R_m \rangle$, $\langle B_y \rangle_{x,y}$ et $\tilde{\alpha}$ pour la simulation 435P ($\Sigma = 191 \text{ g cm}^{-2}$). La ligne verticale noire marque le moment où j’active la résistivité.

afin d’éviter de traiter la dynamo MRI complète et effectuons une décomposition en ondes cisillées (Hawley *et al.*, 1995) où nous pouvons écrire $B_y(\mathbf{x}, t) = B_y(t)e^{i(\mathbf{k}(t) \cdot \mathbf{x})}$ avec $\mathbf{k}(t) = (k_{x_0} + q\Omega k_y t)\mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y + k_z \mathbf{e}_z$. Après calcul et quelques simplifications, nous pouvons réécrire cette équation différentielle

$$\partial_t B_y + \eta (q^2 \Omega^2 k_y^2 t^2 + 2q\Omega k_{x_0} k_y t + k_{x_0}^2 + k_y^2 + k_z^2) B_y(t) = 0 \quad (6.3)$$

qui admet pour solution

$$B_y(t) = B_y(0)e^{-\eta \left(\left(\frac{q\Omega k_y}{3} \right)^2 t^3 + q\Omega k_{x_0} k_y t^2 + (k_{x_0}^2 + k_y^2 + k_z^2)t \right)} \quad (6.4)$$

Nous voyons que le champ azimuthal diffuse dans toutes les directions mais, en raison du cisaillement, ce sont les structures en k_y qui sont diffusées le plus rapidement (en t^3) menant à une configuration axisymétrique et stoppant la dynamo.

Définissons dès maintenant deux nombres de Reynolds magnétiques qui nous seront utiles dans la section suivante.

$R_{m, \text{turb}}$ correspond au nombre de Reynolds magnétique critique en dessous duquel la turbulence cesse. Je le définis comme étant la valeur de R_m dans le plan central au moment où $W_{R\phi}$ tombe à ≈ 0 . Dans le cas de la simulation sans flux net 462P, nous voyons d’après la Figure 6.2 que $R_{m, \text{turb}} \approx 3000$.

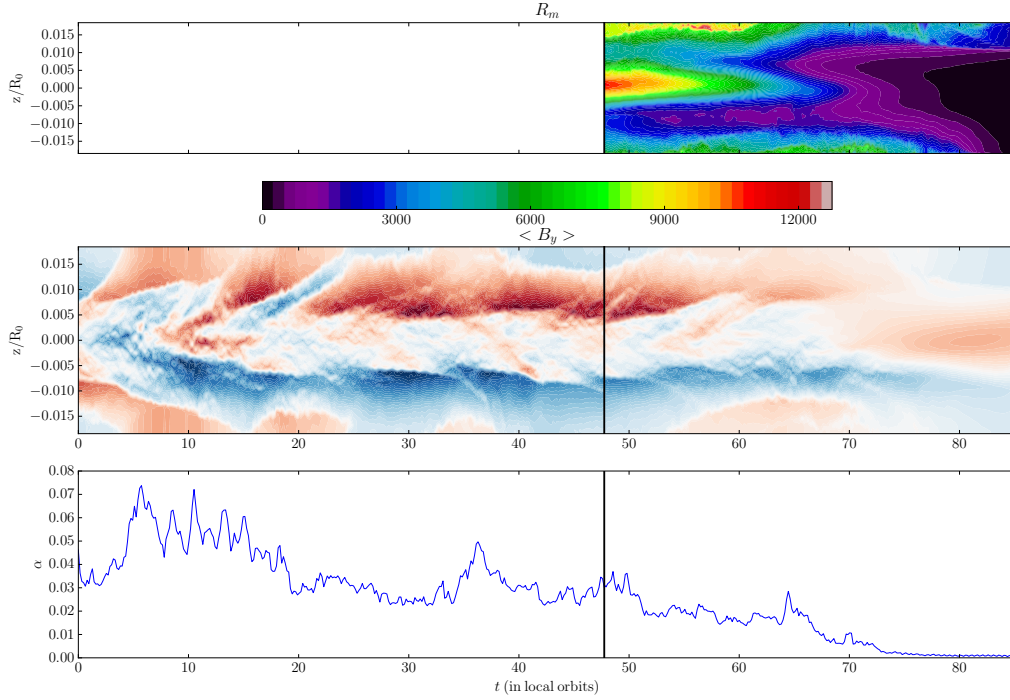


FIGURE 6.2 – De haut en bas, évolution temporelle de $\langle R_m \rangle$, $\langle B_y \rangle_{x,y}$ et $\tilde{\alpha}$ pour la simulation 462P ($\Sigma = 191 \text{ g cm}^{-2}$). La ligne verticale noire marque le moment où j’active la résistivité.

$R_{m, \text{cooling}}$ est le nombre de Reynolds magnétique en dessous duquel la turbulence est toujours active mais est décroissante, menant à l’arrêt de la turbulence après un certain temps. $R_{m, \text{cooling}}$ est calculé comme étant la valeur de R_m dans le plan central où moment où j’active la résistivité. Il est calculé pour chaque courbe en S à partir de la première simulation où la MRI se stabilise. Dans le cas de la simulation sans flux net 462P, nous voyons d’après la Figure 6.2 que $R_{m, \text{cooling}} \approx 12000$.

6.4 Simulations avec flux net

Je vais maintenant décrire les simulations avec flux net et montrer en quoi elles se différencient des simulations sans flux net.

À partir de Jin (1996), nous pouvons écrire le critère linéaire de stabilité de la MRI résistive $R_{m, \text{linear}}$, dans le cas d’un B_z purement vertical et sans stratification,

$$R_{m, \text{linear}} = \frac{\beta}{\sqrt{\frac{3}{2\pi^2}\beta - 4}}. \quad (6.5)$$

J’ai tracé sur la Figure 6.3, à l’aide de points noirs, la valeur de $R_{m, \text{turb}}$ trouvée dans mes simulations avec flux net et sans flux net en fonction de β . J’ai également tracé, à l’aide d’une ligne pleine noire, l’estimation analytique en théorie linéaire, $R_{m, \text{linear}}$.

Comme prévu, le seuil en-dessous duquel la turbulence cesse, diminue au fur et au mesure que la magnétisation augmente. Nous voyons également que le critère linéaire $R_{m, \text{linear}}$ estime de manière satisfaisante le Reynolds magnétique critique en-dessous duquel la turbulence cesse, $R_{m, \text{turb}}$, pour les simulations flux net. Le seuil $R_{m, \text{turb}}$ pour la simulation sans flux net, par contre, est en-dessous du critère de la théorie linéaire. $R_{m, \text{turb}}$ suit le critère linéaire tant que le flux magnétique net est important et sature à la limite sans flux net lorsque β tend vers l'infini.

Cependant, il est important de noter que même pour des $R_m > R_{m, \text{turb}}$ la turbulence est affectée et est plus faible que dans le cas idéal. Par exemple, dans la simulation $407F_B0, 8G$, $R_m > R_{m, \text{turb}}$ durant les 100 premières orbites locales après que j'ai activé la résistivité. Pourtant la turbulence est affectée durant ces 100 premières orbites locales; α décroît lentement, refroidissant le disque jusqu'à ce qu'il atteigne le point où $R_m < R_{m, \text{turb}}$ et que la turbulence disparaisse. Ainsi, il existe une région de l'espace des paramètres où la MRI est encore instable mais où la turbulence perd progressivement en vigueur jusqu'à s'arrêter. Cela est dû au fait que lorsque T décroît, α décroît plus rapidement que Q^- , menant à une situation thermiquement instable. Le temps caractéristique sur lequel cela se produit est inversement proportionnel au R_m initial, c'est-à-dire au moment où j'active la résistivité. Pour $R_m \approx 1,5 \times 10^4$ et 5×10^3 , je trouve que α décroît sur ≈ 100 et 20 orbites locales respectivement. Le temps caractéristique de décroissance de la turbulence peut donc être bien plus long que dans le cas sans flux net où l'effet de la résistivité étouffait la turbulence en une dizaine d'orbites seulement. Notons que les simulations de Fleming *et al.* (2000) n'ont pas pu observé cette instabilité thermique puisqu'ils utilisaient une configuration isotherme.

Au vu de ces résultats, nous comprenons l'importance du paramètre $R_{m, \text{cooling}}$. Pour $R_m < R_{m, \text{cooling}}$ la turbulence est toujours active mais est décroissante. Une simulation avec un Reynolds magnétique initial $< R_{m, \text{cooling}}$ va donc voir sa turbulence disparaître progressivement. Une fois que la turbulence a cessé, il n'y a plus de mécanisme de chauffage ni d'accrétion. $R_{m, \text{cooling}}$ ne varie pas beaucoup entre les simulations sans flux net où $R_{m, \text{cooling}} = 12000$ et celle avec flux net $B_{z_0} = 8G$ où $R_{m, \text{cooling}} = 6000$. J'ai rassemblé ces résultats sur la Figure 6.3. Les points rouges représentent la valeur de $R_{m, \text{cooling}}$ calculée à partir des résultats de mes simulations avec flux net et sans flux net. La ligne pointillée noire est une extrapolation de $R_{m, \text{cooling}}$ à partir de mes simulations avec flux net. La simulation sans flux net est encore une fois en dessous du seuil extrapolé à partir des simulations avec flux net. Nous pouvons voir trois zones bien distinctes : pour $R_m > R_{m, \text{cooling}}$ la turbulence MRI est similaire au cas idéal, pour $R_{m, \text{cooling}} > R_m > R_{m, \text{turb}}$ la turbulence ne peut s'auto-entretenir et le disque refroidit lentement jusqu'à qu'il atteigne la zone où $R_m < R_{m, \text{turb}}$ où la MRI est stable.

Ces résultats montrent que, bien que la turbulence puisse être maintenue à des taux d'ionisations plus faibles (donnés par $R_{m, \text{turb}}$) dans un cas avec flux net que dans un cas sans flux net, l'équilibre thermique du disque ne peut être maintenu que pour des taux d'ionisations *légèrement* plus faibles (donnés par $R_{m, \text{cooling}}$). L'ajout d'un flux net ne permet donc pas de garder la branche froide instable à des taux d'ionisations beaucoup plus faibles comme semblaient le suggérer les résultats de Fleming *et al.* (2000).

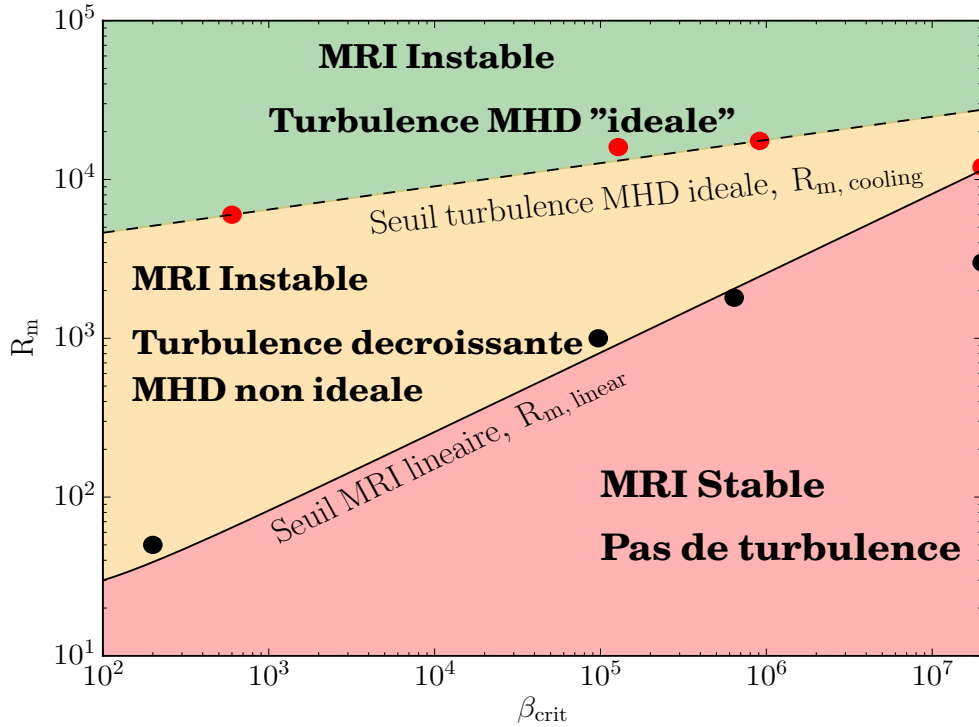


FIGURE 6.3 – Les points indiquent le nombre de Reynolds magnétique $R_{m, \text{turb}}$, en dessous duquel la turbulence cesse dans mes simulations, en fonction de β_{turb} . La ligne pleine, oblique est tracée à partir de l'équation (6.5) qui donne $R_{m, \text{linear}}$, le critère linéaire de stabilité de la MRI résistive. La ligne oblique tiretée indique $R_{m, \text{cooling}}$, limite en dessous de laquelle la turbulence est affectée de manière irrémédiable par la résistivité menant à sa suppression.

6.5 Courbes en S

Les Figures 6.4 et 6.5 montrent les courbes en S déjà rapportées dans §5.5 et dans §4.3. J'ai ajouté une ligne pointillée bleue dénotant la limite entre les simulations qui restent en équilibre thermique et celles qui finissent par refroidir indéfiniment car le chauffage turbulent s'arrête. La ligne pointillée bleue est la ligne $R_m = R_{m, \text{cooling}}$ déduite pour chaque courbe en S. Pour tracer la ligne pointillée bleue sur la Figure 6.5, j'ai supposé une structure verticale isotherme $T = T_c$ en chaque point.

Dans le cas sans flux net, aucune simulation, excepté $435P$ qui est au-dessus de la ligne bleue, ne peut maintenir la turbulence active sur la branche froide. Pour $B_{z_0} = 0,8 G$ aucune simulation ne peut maintenir la turbulence MRI résistive sur la branche froide. Pour $B_{z_0} = 2 G$, il n'existe qu'une seule simulation où la turbulence est maintenue sur la branche froide. Toutes les simulations où la turbulence cesse finissent par refroidir indéfiniment et nous ne pouvons plus parler de branche froide dans ce cas là.

Nous avons vu sur la Figure 6.3 que $R_m = R_{m, \text{cooling}}$ diminue avec la magnétisation. Cet effet est léger et ne suffit pas à maintenir la turbulence sur la branche froide pour $B_{z_0} = 0,8$ et $2 G$. Seul dans le cas où $B_{z_0} = 8 G$, la turbulence est maintenue

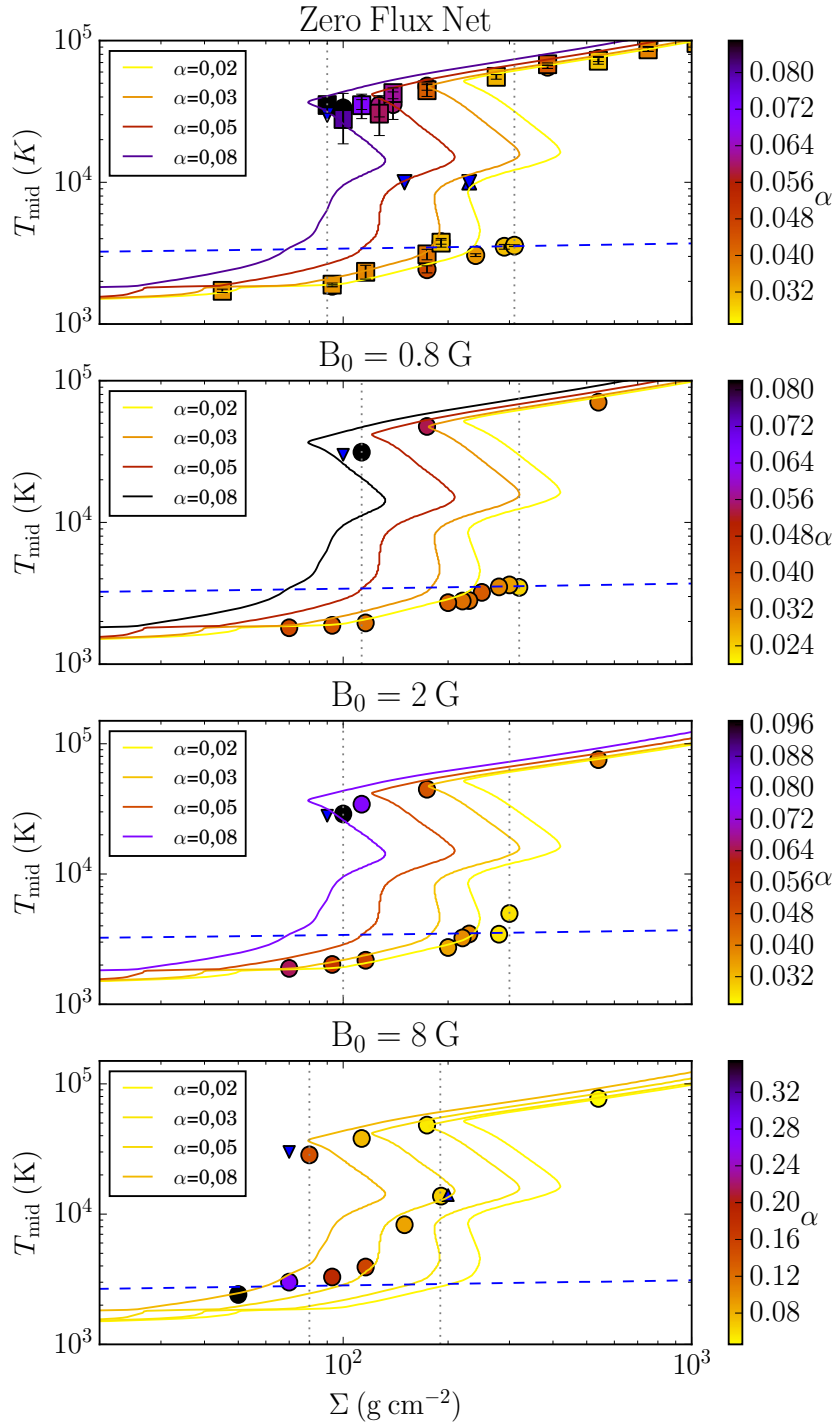


FIGURE 6.4 – Mêmes Figure que 5.9 et 4.3 exceptée pour la ligne pointillée bleue représentant la limite en dessous de laquelle la résistivité étouffe la turbulence, $R_m = R_{m \text{ cooling}}$, déduite pour un modèle isotherme. Ces simulations sont effectuées avec un flux net de champ magnétique.

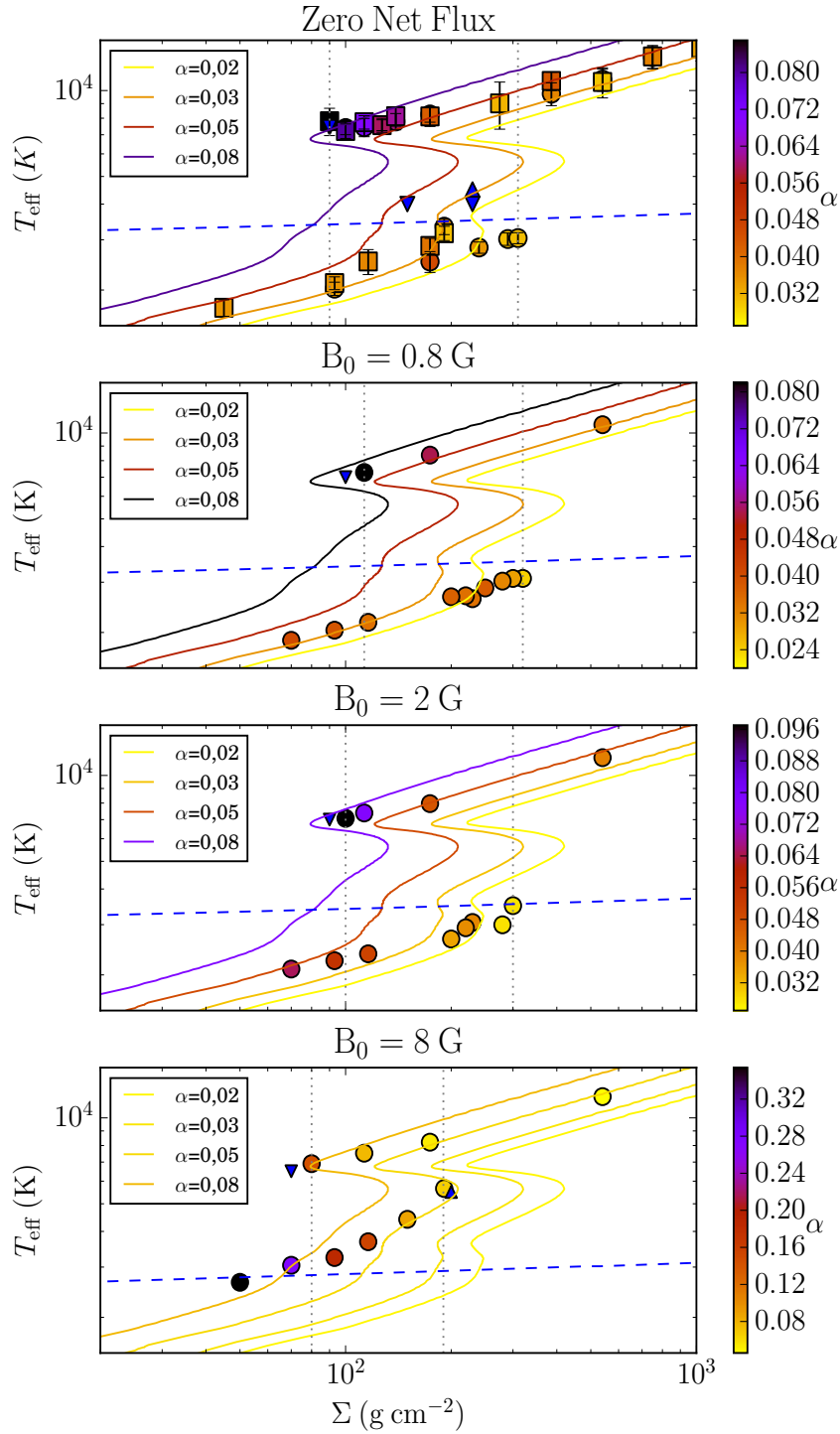


FIGURE 6.5 – Môme Figure que 5.10 et 4.3 exceptée pour la ligne pointillée bleue représentant la limite en dessous de laquelle la résistivité étouffe la turbulence, $R_m = R_{m \text{ cooling}}$, déduite pour un modèle isotherme. Ces simulations sont effectuées avec un flux net de champ magnétique.

jusqu'à $\Sigma = 70 \text{ g cm}^{-2}$. Bien sûr, le fait que $R_{\text{m, cooling}} = 6000$ aide à maintenir la branche froide à des densités de surface aussi basses, cependant la raison principale de l'existence de cette branche froide est que α augmente énormément à cause de la magnétisation (jusqu'à 0,275 pour $476F_{-8G}$). Ce chauffage accru assure un niveau d'ionisation plus haut que dans des simulations avec un B_{z_0} plus faible. Il est donc important de réaliser qu'il existe deux effets agissant de concert pour maintenir la turbulence MRI lorsque la magnétisation augmente : tout d'abord l'augmentation de α et ensuite le fait que le $R_{\text{m, cooling}}$ diminue. Nous conclurons dans §6.8 quant à l'importance de la présence d'une branche froide pour $B_{z_0} = 8 \text{ G}$.

6.6 Effet Hall et diffusion ambipolaire

Maintenant que j'ai présenté l'impact de la résistivité ohmique (O) sur la turbulence MRI, je vais justifier le choix de ne considérer que cet effet non-idéal et de négliger l'effet Hall (H) et la diffusion ambipolaire (A).

L'effet ohmique provient de la dérive des électrons par rapport aux lignes de champ magnétique par les collisions électrons-neutres principalement. L'effet Hall est dû à un différentiel de vitesse entre ions et électrons perpendiculaires aux lignes de champ magnétiques. Enfin, l'effet ambipolaire vient de la dérive des ions à cause des collisions ions-neutres. Vu que je ne me suis pas intéressé aux autres effets non idéaux, je ne mettrai pas ici les calculs menant à la loi d'Ohm généralisée dans le cas d'un plasma peu ionisé et réfère le lecteur à Nakano et Umebayashi (1986). En revanche, je vais comparer les différents termes et montrer que dans le cas des novæ naines seul le terme de diffusion ohmique est non négligeable.

D'après Balbus et Terquem (2001), nous avons

$$\frac{O}{H} = \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{-6} \text{ g.cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{c_s}{V_A} \right), \quad (6.6)$$

$$\frac{O}{A} = \left(\frac{\rho}{10^{-8} \text{ g.cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{10^3 \text{ K}} \right)^{-1/2} \left(\frac{c_s}{V_A} \right)^2. \quad (6.7)$$

En prenant la simulation $462P$ sans flux net comme simulation de référence (car elle se trouve à la limite où la diffusion ohmique tue la turbulence), les valeurs typiques de densité, de température, de fraction d'ionisation et de V_A/c_s sont respectivement $5 \times 10^{-7} \text{ g cm}^{-3}$, 3000 K , $10^{-5.5}$ et 0.1. Ainsi, dans cette simulation, $O/A \approx 5 \times 10^3$ et $O/H \approx 4$. La diffusion ambipolaire ne devrait pas avoir d'impact mais il est difficile de conclure sur l'effet Hall. Notons que ces conclusions sont toujours valides lorsque le disque se refroidit puisque O/H ne dépend pas de la température et O/A évolue en $T^{-1/2}$.

Cependant, la simple comparaison de l'amplitude de chaque terme dans le régime linéaire n'est pas suffisante pour conclure quant à l'impact dynamique de ces termes dans le régime non-linéaire. En particulier, l'effet Hall par nature est un terme dispersif, mais non dissipatif (Nakano et Umebayashi 1986, Kunz et Lesur 2013), et affecte la MRI d'une toute autre manière que le terme ambipolaire et le terme ohmique qui sont des termes diffusifs (Wardle 1999, Balbus et Terquem 2001,

Sano et Stone 2002, Kunz et Lesur 2013, Lesur *et al.* 2014). Nous allons maintenant étudier, de manière plus détaillée l'effet de la diffusion ambipolaire et de l'effet Hall séparément lorsque ceux-ci sont en présence de résistivité ohmique.

La diffusion ambipolaire, dans le régime non-linéaire, est caractérisée par le nombre d'Elsasser (Balbus et Terquem, 2001) :

$$\Lambda_A \equiv \frac{\gamma_i \rho_i}{\Omega} \quad (6.8)$$

où $\rho_i = n_i m_i$ est la densité ionique et $\gamma_i = \langle \sigma v \rangle_{ni} / (m_n + m_i) = 2.7 \times 10^{13} (41.33 m_u / m_n + m_i) \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ est le coefficient de friction ion-neutre. Suivant Balbus et Terquem (2001), je prends un taux d'échange de moment cinétique entre les ions et les neutres $\langle \sigma v \rangle_{ni} = 1.9 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Draine, 2010), $m_n = 2.33 m_u$ et $m_i = 39 m_u$ (la masse d'un ion et d'un neutre respectivement et m_u l'unité de masse atomique). J'obtiens $\Lambda_A \approx 10^3$ comme valeur typique pour $462P$. Hawley et Stone (1998) et Bai et Stone (2011) ont montré que le transport de moment cinétique n'était pas impacté lorsque $\Lambda_A > 100$. Ce résultat vient de simulations avec flux net mais devrait toujours être valide dans le cas sans flux net. En effet, un flux net de B_z implique des courants hors du domaine de calcul qui ne sont pas affectés par la résistivité et aide à soutenir la turbulence MRI. Puisque Λ_A pour $462P$ est > 100 , j'en conclus que l'influence de la diffusion ambipolaire est négligeable devant celle de la diffusion ohmique.

L'effet Hall, dans le régime non-linéaire, est caractérisé par le nombre de Lundquist Hall :

$$\mathcal{L}_H \equiv \sqrt{\frac{4\pi}{\rho} \frac{n_e e H}{c}}. \quad (6.9)$$

où n_e est la densité électronique. Le nombre de Lundquist Hall est aussi égal à H/l_H où l_H est la longueur de peau des ions.

L'effet Hall a deux effets distincts sur la MRI résistive selon le régime. Dans le régime où l'effet Hall est important ($\mathcal{L}_H \lesssim 5$) le transport turbulent cesse et le fluide relaxe vers un état auto-organisé (Kunz et Lesur, 2013). Pour un effet Hall moins important ($\mathcal{L}_H \gtrsim 10$), le système maintient le transport au même niveau qu'en MHD idéale pourvu que le Reynolds magnétique soit suffisamment grand. Pour $\mathcal{L}_H \approx 30$, le R_m critique est réduit à 10^3 au lieu de 10^4 (valeur pour le cas ohmique pur) (Sano et Stone, 2002). Cependant, pour $\mathcal{L}_H \geq 60$ le R_m critique retourne à 10^4 indiquant qu'en dessous de ce seuil l'effet Hall devient négligeable. Il existe donc une petite fenêtre de valeur de \mathcal{L}_H où l'effet Hall peut permettre à la MRI ohmique de survivre à des R_m plus faibles.

Les valeurs typiques de conditions physiques données au dessus indiquent que $\mathcal{L}_H \approx 10^3$, de sorte que l'effet Hall n'affecte pas la MRI dans le régime où la résistivité ohmique prend de l'importance. Une fois que la MRI cesse à cause de la résistivité ohmique, le disque refroidit, \mathcal{L}_H décroît et l'effet Hall peut potentiellement jouer un rôle pour ranimer la MRI. Cependant, le ratio $\mathcal{L}_H/R_m \approx 10^3 \rho^{1/2}$ ne dépend pas de la température et vaut ≈ 1 pour la valeur typique de densité de $462P$. Ceci veut dire que lorsque $\mathcal{L}_H \leq 50$, nous pouvons nous attendre à ce que $R_m \leq 50$, ce qui est bien en dessous du R_m critique trouvé dans les simulations Hall-MRI résistive de Sano et Stone (2002). Pour des densités dans le plan central de l'ordre de $10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$,

l'effet Hall pourrait avoir un impact mais ce critère n'est jamais rempli dans les novæ naines. Au final, l'inclusion de l'effet Hall ne changera pas le seuil au dessous duquel la turbulence MRI résistive est étouffée et ne pourra pas non plus raviver la turbulence MRI lorsque les températures deviennent faibles.

6.7 Irradiation

Dans la dernière partie de cette section, je vais considérer l'effet que pourrait avoir l'irradiation, par les rayons X venant de la couche limite, sur le taux d'ionisation dans l'état quiescent.

6.7.1 Impact sur la turbulence

La fraction d'ionisation x_e est le paramètre critique pour déterminer si le couplage entre fluide et champ magnétique est suffisamment fort pour que la turbulence reste active. Dans la simulation résistive sans flux net $462P$ (simulation stable vis-à-vis de la MRI, voir §6.3) $x_e \approx 4 \times 10^{-6}$, tandis ce que pour la simulation $435P$ (simulation instable vis-à-vis de la MRI, voir §6.3) $x_e \approx 6 \times 10^{-6}$. Ainsi, je pose que le seuil critique en x_e pour maintenir la turbulence sans flux net est 5×10^{-6} . Le vrai critère pour la turbulence MRI résistive est R_m comme nous l'avons vu précédemment. Cependant, pour une température fixée, le seuil en x_e permet de regarder l'impact de l'ionisation non-thermique. Ce seuil varie en fonction de la température et n'est donné qu'à titre indicatif pour une simulation avec $T_c \approx 3500$ K et $\Sigma \approx 180$ g cm⁻² qui se trouve être à la limite entre stable et instable dans le cas sans flux net.

Les ionisations calculées à partir de mes simulations sont des ionisations thermiques et ne prennent pas en compte l'ionisation due à des sources externes. En particulier, des rayons X durs sont observés dans l'état quiescent des novæ naines. Ceux ci proviennent de la couche limite entre le disque et la naine blanche (voir §1.5.3) et pourraient maintenir un taux d'ionisation suffisant pour que la turbulence MRI reste active en quiescence.

Nous modélisons le spectre en X de l'état quiescent par un spectre de rayonnement bremsstrahlung avec des températures entre 1 et 10 keV et des luminosités L_{XR} entre 10^{28} et 10^{32} erg s⁻¹ (Byckling *et al.*, 2010). Afin de calculer les fractions d'ionisation x_e , je me suis grandement inspiré des travaux sur les disques protoplanétaires. Les densités de surface typiques d'une novæ naine sont proches de celles d'un disque protoplanétaire à 1 AU mais le disque de novæ naines est $\approx 10^3$ fois plus proche de la source de rayons X.

J'ai d'abord calculé le taux d'ionisation ζ comme dans Glassgold *et al.* (1997a) et Glassgold *et al.* (1997b), en supposant un flux de photons

$$f_0 = \mathcal{C} \frac{L_{XR}}{4\pi R_0^2 k T_{XR}} \quad (6.10)$$

où \mathcal{C} est un facteur prenant en compte la géométrie de l'irradiation et l'albedo A du disque. L'émission en rayons X est supposée venir d'une région d'environ la taille de la naine blanche (Mukai, 2017), qui est bien plus grande que la hauteur du disque.

Dans ce cas, nous pouvons nous attendre à (King, 1997)

$$\mathcal{C} \approx \frac{2}{3\pi} \left(\frac{R_{WD}}{R_0} \right) (1 - A) \approx 10^{-2}(1 - A) \quad (6.11)$$

avec un rayon pour la naine blanche $R_{WD} = 10^9$ cm.

J'ai calculé x_e en résolvant l'équation (11) de Fromang *et al.* (2002), qui relie x_e à la fraction de métaux $x_M = n_M/n_n$, le taux de recombinaison dissociatif pour les ions moléculaires, le taux de recombinaison radiatif pour les métaux et le taux d'échange de charge entre ions et métaux. J'ai également supposé que le disque est passif, c'est à dire qu'il ne possède pas de source de chauffage propre, et que la seule source de chauffage est l'irradiation par les rayons X. Ainsi, dans un état stationnaire, le disque est isotherme avec une température donnée par $\sigma T_{\text{irr}}^4 = kT_{XR}f_0$. Le disque est en équilibre hydrostatique et a une densité de surface $\Sigma = 180 \text{ g cm}^{-2}$ pour garder la comparaison avec la simulation 462P.

Je trouve que le taux d'ionisation par les rayons X est négligeable en accord avec Gammie et Menou (1998). Par exemple, pour $\mathcal{C}L_{XR} = 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ et $kT_{XR} = 10 \text{ keV}$ (qui correspondent au cas optimum d'après Byckling *et al.* (2010)), je trouve $\zeta = 3,8 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ dans le plan central du disque. La température isotherme est $T = 1700 \text{ K}$ et la densité centrale $n = 6.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, ce qui donne $x_e = 3,3 \times 10^{-11}$ lorsqu'aucun métal n'est présent ($x_M = 0$) et $x_e = 1.1 \times 10^{-8}$ lorsque $x_M = 6.86 \times 10^{-6}$ (abondance solaire). La fraction d'ionisation x_e décroît pour des valeurs plus faibles de $\mathcal{C}L_{XR}$ ou kT_{XR} . Ainsi, l'ionisation par les rayons X ne peut fournir le taux d'ionisation requis dans le disque pour maintenir le transport turbulent dans le plan du disque. Les couches supérieures pourraient atteindre un niveau d'ionisation suffisant pour assurer le couplage avec le champ magnétique. C'est ce que nous allons voir dans la section suivante.

6.7.2 Impact sur le vent

Les couches supérieures sont plus faciles à ioniser que le plan central. Dans le cas d'une irradiation selon §6.7.1, les couches supérieures ont une fraction d'ionisation $x_e \approx 5 \times 10^{-6}$ pour $z > 1,5 \times 10^8 \text{ cm}$ (environ $2H$). Cette configuration est tout à fait comparable aux "zones mortes" dans les disques protoplanétaires (Gammie, 1996) où le plan central est inactif vis à vis de la MRI tandis que les couches supérieures sont suffisamment ionisées pour être instable. Dans ce cas là, il a été proposé que de l'accrétion puisse venir des couches supérieures et qu'elle soit due à un vent MHD laminaire transportant le moment cinétique (Bai et Stone 2013b, Simon *et al.* 2013, Béthune *et al.* 2017).

L'accrétion due à un vent en quiescence dépend du paramètre q (voir §5.4.2) et il n'est pas évident de savoir de quelle manière celui-ci va évoluer lorsque l'ionisation dans le plan diminue. Les taux d'accrétion calculés à partir de l'émission de X/EUV en quiescence sont d'environ $10^{14-15} \text{ g s}^{-1}$ (Pandel *et al.*, 2005). En posant que l'accrétion en quiescence n'est due qu'au couple du vent, nous avons $\dot{M} = 4\pi B_z^2 q R \Omega \approx 10^{15} \text{ g s}^{-1}$, ce qui permet d'estimer une valeur de $qB_z^2 \approx 50$, valeur requise pour expliquer l'accrétion en quiescence. Dans nos simulations parfaitement ionisées, cette condition est aisément remplie. Dans le cas faiblement ionisé, nous

pouvons voir qu’il existe une certaine marge sur la valeur de q pour que cette condition soit remplie. Pour un $B_z \approx 8G$, q peut descendre jusqu’à $\approx 0,5$ comparé à la valeur de ≈ 40 trouvée dans nos simulations. Des simulations incluant les effets ohmiques et/ou ambipolaires et/ou Hall semblent également montrer que q est de l’ordre de la dizaine même dans un cas peu ionisé (Bai et Stone 2013b, Simon *et al.* 2013, Béthune *et al.* 2017), avec la différence que le vent est laminaire contrairement à mes simulations. Ainsi, je propose que de l’accrétion sur les surfaces ionisées du disque, due au couple d’un vent MHD laminaire, pourrait expliquer les taux d’accrétion observés en quiescence.

6.8 Discussion et conclusion

Les observations en X/EUV requièrent des taux d’accrétion $\approx 10^{14-15} \text{g s}^{-1}$ en quiescence pour expliquer le flux de rayons X/EUV observé, provenant de la couche limite (Pandel *et al.*, 2005). Le modèle d’instabilité de disque requiert également de l’accrétion en quiescence. En effet, il faut que le disque puisse se stabiliser sur une branche froide où le taux d’accrétion est plus faible que le taux de transfert de masse venant du compagnon afin de compléter le cycle d’hystérésis dynamique donnant les éruptions (voir §2.4). Pourtant le mécanisme d’accrétion dans cet état continue de défier notre compréhension.

J’ai testé dans ce chapitre la conjecture de Gammie et Menou (1998), selon laquelle la MRI turbulente ne peut pas soutenir le transport en quiescence à cause de la résistivité. J’ai montré que dans le cas le plus favorable, c’est-à-dire en présence d’un flux net, une faible partie de la branche froide seulement est maintenue au dessus du seuil de stabilité de la MRI résistive $R_{\text{m,cooling}}$, et seulement pour un champ magnétique sur la naine blanche $B_z \gtrsim 10^4 \text{ G}$. Cette valeur est plus basse que le champ magnétique mesuré dans les polaires intermédiaires (Patterson, 1994) et donc en accord avec ce qui est attendu dans les novæ naines. Les mesures de champ magnétique les plus faibles, à ce jour, dans les naines blanches isolées donnent des valeurs de $B_z \approx 10^3 - 10^4 \text{ G}$ (Landstreet *et al.* 2016 et références). Il est cependant très probable que ce résultat soit biaisé par la sensibilité des mesures de polarimétrie actuelle (Landstreet *et al.*, 2016) et il est difficile de conclure sur la valeur de B_z en quiescence.

Dans le cas où B_z serait de l’ordre de 10^4 G , nous pouvons envisager que le disque en quiescence n’atteigne jamais les parties stables vis-à-vis de la MRI, c’est à dire n’aille jamais à des densités plus faibles que $\Sigma \approx 100 \text{ g cm}^{-2}$ sur la Figure 6.4. La modélisation des éruptions de novæ naines, par le modèle de DIM avec une prescription α , montre, pour un rayon donné, que le disque évolue de manière complexe dans le plan (Σ, T) quant un front de refroidissement se propage. Le disque ne refroidit pas simplement à Σ constant du bout de la branche chaude à la branche froide sur une courbe en S. Le flux radial d’énergie thermique influe la trajectoire et fait suivre au disque une trajectoire passant par des Σ plus élevés (voir la Figure 9 de Menou *et al.* (1999)). Une comparaison approximative (les rayons étant différents) entre mes résultats et ceux de la Figure 9 de Menou *et al.* (1999) montre que le disque atterrirait dans la partie de la Figure 6.4 (encadré du bas)

au dessus de la ligne bleue, où la MRI est active. Cependant, l’extension radiale des fronts de chauffage est de l’ordre de H , remettant en question l’hypothèse de découplage des directions radiales et verticales dans un disque mince. Il est donc difficile de conclure sur la justesse du traitement de ces fronts par le modèle de DIM et leur influence sur les courbes de lumière (Menou *et al.*, 1999). Seule une étude détaillée de la transition entre état éruptif et état quiescent à l’aide de simulations globales permettrait de conclure sur ce dernier point. Au vu de ces considérations, il ne peut pas être complètement exclu que la turbulence MRI joue un rôle en quiescence. Si c’est le cas, il s’agirait d’une coïncidence heureuse étant donné que la gamme de densité/température sur laquelle celle-ci peut fonctionner en quiescence est réduite.

Les ondes spirales sont souvent proposées comme mécanisme d’accrétion dans l’état quiescent des novæ naines. Les ondes spirales peuvent être excitées de nombreuses manières. Dans les disques de novæ naines, deux sources importantes d’excitation de ces spirales sont les forces de marées due à la présence de l’étoile compagnon, qui peuvent exciter des résonances à l’intérieur du disque, ou bien le point chaud, point où le flux de matière venant de l’étoile compagnon rencontre le disque. Des structures spirales ont été observées en éruption et en quiescence dans plusieurs disques de novæ naines (voir Morales-Rueda (2004) pour un résumé des observations) grâce à la technique de la tomographie Doppler. La tomographie Doppler consiste à utiliser l’information sur les vitesses radiales des raies dans un système binaire pour reconstruire une carte de vitesse en 2 dimensions de l’émission (voir Marsh (2001) pour une revue sur la tomographie Doppler). Cependant, les angles d’ouverture de ces structures ne correspondent pas à ce qui est prédit pour des ondes spirales. Il a été proposé que ces structures soient dues à l’irradiation par la naine blanche d’une zone d’élévation du disque, zone élevée soit par une résonance verticale dans le disque (Ogilvie, 2002) ou par une compression du disque par les effets de marée dus au compagnon Smak 2001.

Il existe une anti-corrélation entre le temps de récurrence entre deux éruptions et le rapport de masses des binaires parmi certains SU UMa et cet argument a été utilisé pour faire valoir que les ondes spirales sont probablement à l’origine du transport en quiescence (Cannizzo *et al.* 2012b, Menou 2000). Cependant, d’autres paramètres tels que le taux de transfert de masse venant de la secondaire dépendent également du rapport de masse, affectent l’accrétion dans le disque et rendent difficile l’interprétation de cette anti-corrélation.

Il est possible de quantifier le transport de moment cinétique induit par les ondes spirales dans le cadre de la prescription α malgré la non axisymétrie inhérente à ce mécanisme. Des simulations 3D globales hydrodynamique (Savonije *et al.* 1994, Lesur *et al.* 2015, Arzamasskiy et Rafikov 2017) et MHD (Ju *et al.*, 2016) montrent que lorsque le rapport d’aspect H/R est de l’ordre de 10^{-2} , ce qui est attendu dans l’état quiescent des novæ naines, les ondes spirales se dissipent rapidement et n’induisent pas d’accrétion dans les parties internes du disque. Ces résultats semblent donc exclure les ondes spirales comme mécanisme de transport de moment cinétique dans l’état quiescent des novæ naines.

Dans ce chapitre, j'ai également discuté de l'impact de l'irradiation par les rayons X venant de la couche limite sur la MRI. J'ai conclu que l'irradiation ne peut pas permettre de garder la turbulence MRI active dans le plan du disque. Cependant, les flux de X observés sont suffisants pour ioniser les couches superficielles du disque et y assurer un couplage fort entre le champ magnétique et la matière. En analogie avec les disques protoplanétaires, je propose qu'un vent MHD laminaire, couplé au disque en surface, pourrait extraire le moment cinétique du disque *via* le couple magnétique (Bai et Stone 2013b, Simon *et al.* 2013, Béthune *et al.* 2017) et expliquer une partie de l'accrétion en quiescence. Bien que la densité soit plus faible en surface du disque, la vitesse d'accrétion étant sonique, les taux d'accrétion résultants pourraient expliquer les observations. De l'accrétion en surface par un vent laminaire risque cependant d'affecter le mécanisme d'hystérésis du DIM. Si l'accrétion est uniquement due au vent à la surface du disque, il n'existe plus de mécanisme de chauffage des parties internes pour ioniser l'hydrogène et déclencher une éruption. Il existe sûrement des sources de chauffage résiduelles. Par exemple, afin que la matière puisse être accrétée, il faut que les lignes de champ diffusent dans le disque. Ceci mène à du chauffage par effet Joule. Les rayons cosmiques, invoqués dans les disques protoplanétaires pourraient également contribuer. Cependant, il n'est pas certain que cela soit suffisant pour maintenir le mécanisme d'éruptions et une étude plus approfondie serait nécessaire afin de conclure quant à la pertinence de cette hypothèse. Je proposerai dans les perspectives une première piste à suivre.

Chapitre 7

Modèle d’instabilité de disque avec vent

Sommaire

7.1	Modèle disque-vent	136
7.2	Disques stationnaires	139
7.2.1	Structures radiales	139
7.2.2	Régions dominées par le vent	141
7.3	Disques instables	143
7.3.1	Courbes de lumière	143
7.3.2	Conditions pour la stabilité du disque	147
7.4	Discussion	148
7.4.1	Signature des régions dominées par le vent	148
7.4.2	Accrétion sombre	149
7.4.3	Impact sur les prédictions du DIM	149

Je vais présenter dans cette section les résultats provenant d’un modèle d’instabilité de disque auquel nous avons rajouté le couple dû au vent. Les résultats de ce chapitre font l’objet de mon troisième article Scepi *et al.* (2019). Ce modèle permet d’obtenir l’évolution temporelle globale du disque et finalement de calculer des courbes de lumière à comparer aux observations. L’ajout du couple dû au vent dans le modèle d’instabilité de disque et l’exploration de l’espace des paramètres ont été effectués par Guillaume Dubus. Pour cette section, j’ai participé à l’interprétation des données et à la rédaction de l’article. J’ai également exploré l’espace des paramètres de mon côté.

7.1 Modèle disque-vent

Nous avons modifié le modèle d’instabilité de disque de Hameury *et al.* (1998) (présenté dans §2.4) afin, notamment, de prendre en compte le couple dû au vent dans le bilan de moment cinétique. Comme dans le DIM classique, ce code résout les équations présentées dans §2.4 où le transport de moment cinétique turbulent et le chauffage sont calculés à partir d’une paramétrisation α . Le code résout des

équations intégrées verticalement et utilise une table de structures verticales pré-calculées pour obtenir le terme de refroidissement $Q^- = 2\sigma T_{\text{eff}}^4$ à un rayon R , une densité de surface Σ et une température centrale T_c donnés. Ces structures verticales sont calculées comme dans Hameury *et al.* (1998), en supposant que le disque est optiquement épais et en incluant la convection dans l'approximation de la longueur de mélange. Nous n'avons pas pris en compte les différences dans les structures verticales entre ces simulations 1D et mes simulations de boîte cisillées en présence soit d'une convection forte (Coleman *et al.*, 2016) ou d'un champ magnétique fort (Scepi *et al.*, 2018b). Comblent ces différences requiert un profil réaliste de $\alpha(z)$ dû à la MRI. Dans le code actuel, le transport turbulent a la même dépendance verticale que la pression thermique. Or, la MRI possède un profil plutôt piqué vers les zones où $\beta(z) \approx 1$. J'ai effectué quelques tests afin de prendre en compte, ce profil mais au vu du large régime de magnétisation que nous souhaitons couvrir ici, aucune analyse n'a donné de paramétrisation pertinente.

La première différence avec Hameury *et al.* (1998) est qu'au lieu d'utiliser un α constant, ad hoc, nous utilisons la dépendance de α avec β trouvé dans nos simulations de boîte cisillée (Scepi *et al.*, 2018b),

$$\frac{\alpha}{0.01} = f \left[3.65 + 5.35e^{-x^2/2} + 0.165 \tanh x + \frac{137}{\beta^{0.58}} \right] \quad (7.1)$$

où

$$x \equiv \left(\frac{T_{\text{eff}} - 6866 \text{ K}}{853 \text{ K}} \right) \quad (7.2)$$

avec f défini comme

$$f \equiv \frac{\beta}{1 + \beta}. \quad (7.3)$$

β est défini dans le plan central

$$\beta \equiv \frac{8\pi P}{B_z^2} \quad (7.4)$$

avec P la pression thermique dans le plan central (la pression de radiation est négligeable), et B_z la composante verticale du champ magnétique, correspondant au flux net dans les simulations de boîte cisillée.

La seconde différence est que nous incluons un terme prenant en compte le transport de moment cinétique dû au couple exercé par le vent MHD. Ceci revient à écrire le taux d'accrétion \dot{M} comme

$$\dot{M} = 6\pi R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) + 4\pi \frac{R}{\Omega} q B_z^2 \quad (7.5)$$

$$\equiv \dot{M}_{R\phi} + \dot{M}_{z\phi} \quad (7.6)$$

où q est calculé à partir de l'ajustement des résultats de mes simulations MRI présentés sur la Figure 5.5 et donné dans l'équation (7.8). L'équation (7.5) est également valable pour un disque dont la structure dépend du temps. Nous noterons une nouvelle fois que l'accrétion dû au vent n'est pas un taux de perte de masse. D'ailleurs, nous ne prenons pas en compte le taux de perte de masse dû au vent dans nos simulations. En effet, celui-ci est peu contraint par mes simulations MRI locales comme

je l'ai noté dans §5.4.3 et les simulations globales de Zhu et Stone (2018) indiquent un taux d'environ 1% du \dot{M} local. Nous choisissons donc de simplifier le problème en supposant que le moment cinétique est emporté dans le vent par une quantité de matière négligeable de telle sorte que la conservation de quantité de la masse ne change pas par rapport à Hameury *et al.* (1998).

En présence de transport turbulent uniquement, toute l'énergie gravitationnelle extraite par le couple radial turbulent $W_{R\phi}$ finit en énergie thermique (voir §2.1.3). Ceci mène à la relation classique entre le chauffage Q^+ et $W_{R\phi}$:

$$\begin{aligned} Q^+ &\equiv \frac{3}{4}\Sigma\Omega W_{R\phi} \\ &\equiv \frac{3}{4}\Sigma\Omega\alpha P \end{aligned} \tag{7.7}$$

Il n'y a pas de chauffage directement dû à l'accrétion par le vent (voir §2.1.3). Cependant, une fraction de l'énergie mécanique est perdue dans le vent, refroidissant le disque par rapport à de l'accrétion purement turbulente. Dans la suite, nous négligeons cet effet, en supposant que le vent n'a pas d'impact direct sur le bilan énergétique du disque. L'équation de conservation de l'énergie dans le DIM reste donc inchangée avec le chauffage lié à la turbulence donné par (7.7). Cette approche devient fautive lorsque la magnétisation devient proche de $\beta \approx 10^2$ et est en partie responsable du désaccord entre les structures verticales de mes simulations MRI et les simulations 1D du DIM.

Le couple dû au vent est paramétrisé par q , dont la dépendance en fonction de β est contraint par mes simulations MRI avec flux net comme étant

$$q = f (8 \times 10^{-5} \beta^2 + 1.8 \times 10^5)^{0.3} \tag{7.8}$$

Comparé aux expressions fournies dans Scepi *et al.* (2018b), q (équation 7.8) et α (équation 7.1) ont été multipliés par f (équation 7.3). Ceci permet d'assurer que le transport visqueux et le transport dû au vent tombent à 0 lorsque β passe en-dessous de 1. Dans ce cas, la MRI est stabilisée et des instabilités de type Rayleigh-Taylor, telles que l'instabilité d'interchange, prendront le relais pour assurer le transport de moment cinétique dans le disque (McKinney *et al.*, 2012). Dans un disque réel, la diffusion magnétique et l'instabilité d'interchange pourraient permettre que β ne deviennent largement inférieur à 1. Un traitement plus satisfaisant de ces régions très fortement magnétisées serait souhaitable mais ne sera pas traité dans cette thèse. Dans notre modèle simplifié, la valeur limite de β est fixée par la forme spécifique de f et l'interprétation des résultats provenant de ces régions doit être sujette à caution.

La troisième et dernière différence avec Hameury *et al.* (1998) est qu'au lieu de la condition limite $W_{R\phi}(R_{\text{in}}) = 0$, nous avons utilisé la condition au bord interne suivante

$$\dot{M}_{\text{in}} = \left(3\pi\nu\Sigma + \dot{M}_{z\phi} \right)_{\text{in}}. \tag{7.9}$$

Ce changement de condition aux frontières n'induit pas de changement sur les courbes de lumière mais rend le code plus robuste lorsque le couple dû au vent domine au bord interne. Au bord externe, nous fixons $\dot{M} = \dot{M}_{\text{externe}}$, le taux de

transfert de masse venant du compagnon. Nous choisissons de fixer le bord externe R_d à une valeur constante, et ignorons l'interaction entre les couples dus au vent et à la turbulence et le couple dû aux effets de marée qui extrait du moment cinétique au bord externe. L'influence sur les courbes de lumières d'un rayon externe qui varie au cours du temps est mineure comparée aux effets que nous allons explorer ici.

Nous avons utilisé deux prescriptions pour B_z , que nous avons supposé stationnaire : un B_z constant en fonction du rayon ou un B_z dipolaire en μR^{-3} où μ est le moment dipolaire. Le champ dipolaire représente le champ fourni par la naine blanche dans le disque. Notons que dans ce cas, le champ est déconnecté de la naine blanche, de sorte que le couple dû au champ magnétique grande échelle soit toujours positif.

Bien sûr, en réalité la distribution de B_z dans le disque sera une fonction compliquée du rayon dans le disque et du temps, dépendant de la source du champ, de l'advection, de la diffusion et de la reconnection dans le disque. Nous supposons, faute d'une théorie complète sur la dynamique du champ magnétique grande échelle, que la configuration magnétique grande échelle dans le disque est stationnaire.

Pour résumer, un modèle de disque est entièrement déterminé par la masse de la naine blanche M_{WD} , le rayon externe R_d , le taux de transfert de masse venant du compagnon \dot{M}_{externe} et la distribution spatiale de B_z supposée stationnaire. Le bord interne du disque est fixé comme étant le rayon de la naine blanche de masse M_{WD} . Dans la suite, nous supposons que $M_{WD} = 0,6M_{\odot}$, ce qui implique un rayon interne $R_{\text{in}} \approx 8,7 \times 10^8$ cm et $R_d = 2 \times 10^{10}$ cm. Définissons enfin $\mu_{30} = \mu/(10^{30} \text{ G cm}^3)$.

7.2 Disques stationnaires

7.2.1 Structures radiales

Les Figures 7.1 et 7.2 montrent de quelle manière la structure radiale du disque varie lorsque nous augmentons le couple dû au vent, en utilisant soit un B_z constant en R ou avec une dépendance en R^{-3} . La structure radiale de référence dans les deux figures est celle d'un disque stationnaire, chaud avec $\dot{M}_{\text{externe}} = 3 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$ et correspond au cas d'une nova-like. Un tel disque est stable vis à vis de l'instabilité thermo-visqueuse puisque il est suffisamment chaud en tout point pour que l'hydrogène soit complètement ionisé. La pression thermique diminue en $P_{\text{therm}} \propto R^{-21/8}$ dans un disque non-magnétisé, visqueux et stationnaire (Shakura et Sunyaev, 1973) de telle sorte que $\beta \propto R^{-21/8}$ diminue avec le rayon lorsque B_z est constant, ou $\beta \propto R^{27/8}$ augmente avec le rayon lorsque B_z est dipolaire. Augmenter B_z influence donc d'abord les parties externes du disque lorsque B_z est constant ou les parties internes lorsque B_z est dipolaire.

Les deux figures montrent que Σ et T_c décroissent substantiellement dans les régions où β décroît. La diminution de Σ est due à une augmentation de la vitesse radiale v_R de la matière accrétée lorsque le couple dû au vent devient important, le taux d'accrétion $\dot{M} = -2\pi\Sigma v_R$ étant constant dans le disque. L'équation (7.5) montre que $v_R \approx -2(q/\beta)c_s$ si $\dot{M} \approx \dot{M}_{z\phi}$. L'accrétion est super-sonique dans les cas où β est petit (voir équation (7.8)), bien plus rapide que la vitesse d'accrétion vis-

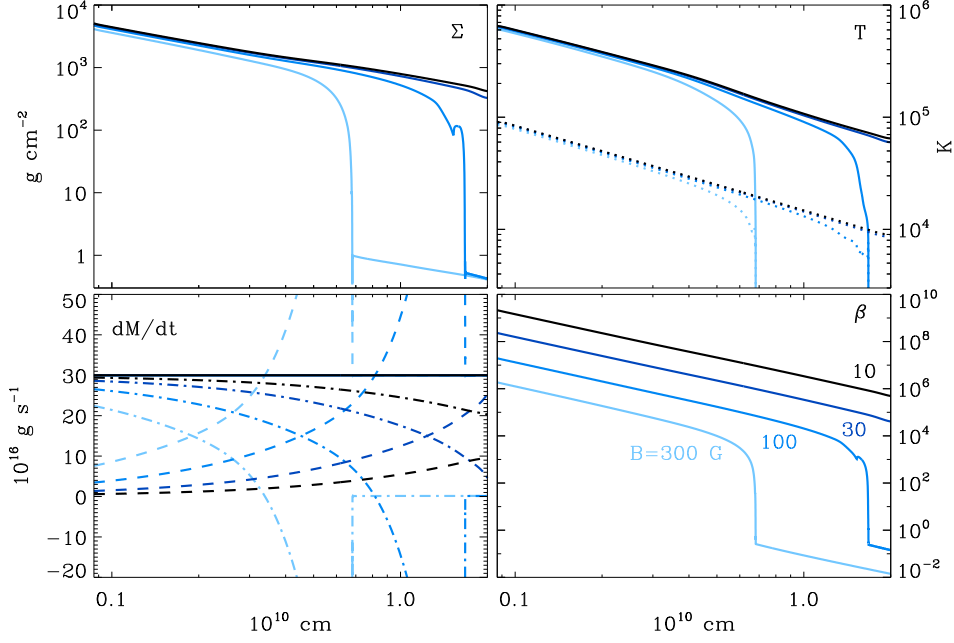


FIGURE 7.1 – Structure radiale d'un disque stationnaire avec B_z constant en R . L'encadré en haut à gauche donne la densité de surface Σ , l'encadré en haut à droite donne la température centrale T_c (ligne pleine) et la température effective T_{eff} (ligne pointillée), l'encadré en bas à droite donne le paramètre β , et l'encadré en bas à gauche donne le taux d'accrétion \dot{M} (ligne pleine), $\dot{M}_{r\phi}$ (ligne tiretée-pointillée) and $\dot{M}_{z\phi}$ (ligne tiretée). Ici, $\dot{M} = \dot{M}_t = 3 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$. Les quatre structures radiales correspondent à $B_z = 10, 30, 100, 300 \text{ G}$ (voir l'encadré du bas pour le code couleur).

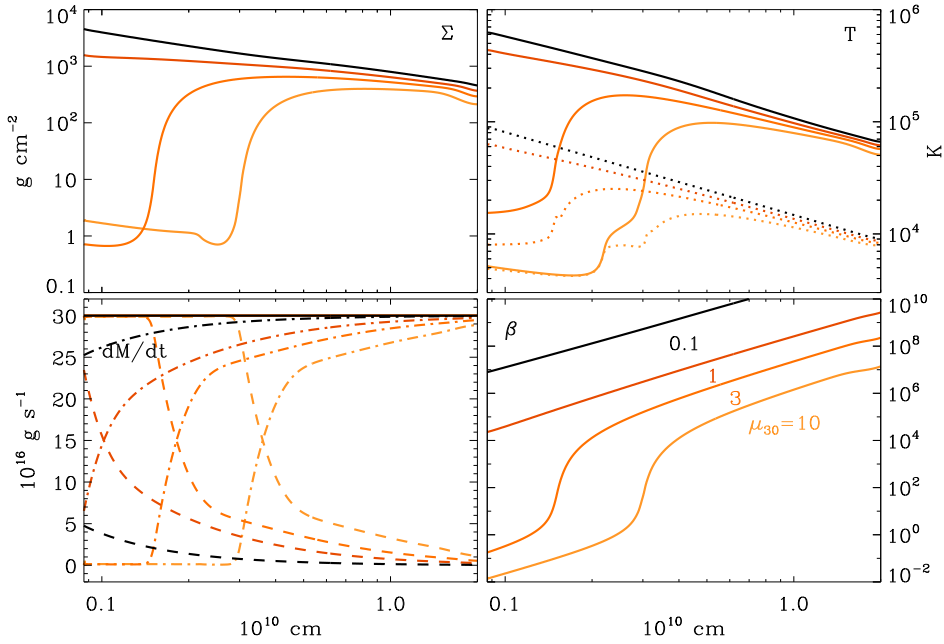


FIGURE 7.2 – Même Figure que 7.1 avec $B_z = \mu r^{-3}$. Les quatre structures radiales correspondent à $\mu = [0.1, 1, 3, 10] \times 10^{30} \text{ G cm}^3$ (voir l'encadré du bas pour le code couleur).

queuse standard $v_R \approx -\alpha(H/R)c_s$. La chute en Σ indique un transport de moment cinétique très efficace par le couple dû au vent. La décroissance en T_c est directement liée à la diminution du chauffage lorsque la contribution du taux d'accrétion turbulent à \dot{M} diminue.

Les encadrés supérieurs de la Figure 7.1 et 7.2 montrent que $\dot{M}_{z\phi}$ et $\dot{M}_{R\phi}$ ont des comportements très différents dans le cas d'un B_z constant et d'un B_z dipolaire. Lorsque $\beta \gg 1$, $\dot{M}_{R\phi}$ est constant en fonction du rayon et environ égal à \dot{M} . Dans le cas de B_z constant, $\dot{M}_{z\phi} \propto R^{37/40}$ lorsque $\beta \gg 1$, tandis ce que $\dot{M}_{z\phi} \propto R^{-59/40}$ dans le cas d'un B_z dipolaire. Dans le dernier cas, $\dot{M}_{z\phi}$ augmente vers l'intérieur et la densité Σ s'ajuste pour avoir $\dot{M} \approx \dot{M}_{z\phi}$ au bord interne (voir §7.2.2). La décroissance de $\dot{M}_{z\phi}$ en fonction de R assure que $\dot{M}_{z\phi}$ et $\dot{M}_{R\phi}$ soient $\leq \dot{M}$ partout dans le disque, avec $\dot{M} \approx \dot{M}_{R\phi}$ au rayon externe.

Dans le cas d'un B_z constant, $\dot{M}_{R\phi}$ domine près de la naine blanche et l'augmentation de $\dot{M}_{z\phi}$ avec le rayon est compensé par $\dot{M}_{R\phi}$ pour garder \dot{M} constant. $\dot{M}_{z\phi}$ est défini positif mais $\dot{M}_{R\phi}$ peut prendre des valeurs négatives pour assurer un \dot{M} constant dans le disque. En effet, $\dot{M}_{z\phi}$ et $|\dot{M}_{R\phi}|$ prennent tous les deux des valeurs bien supérieures à \dot{M} , avec le taux d'accrétion dû au couple du vent compensé par de l'excrétion dû au couple visqueux ($\dot{M}_{R\phi}$ négatif).

7.2.2 Régions dominées par le vent

Les profils radiaux changent abruptement lorsque $\beta \lesssim 10^4$, i.e. lorsque q devient pratiquement constant avec β (voir équation 7.8). Dans ce régime, $|v_R| \propto 1/\beta$ si bien que la moindre augmentation en v_R entraîne une diminution de Σ et donc de β , résultant en une augmentation critique de v_R . Une diminution critique de la densité et de la température s'ensuit jusqu'au seuil de $\beta \approx 1$, où la fonction f agit pour limiter le couple. Ainsi, le seuil en Σ dépend entièrement de notre choix pour la fonction f . En réalité, la valeur finale de Σ dépend du comportement de la MRI, et du transport en général, lorsque β approche l'unité. De plus, la température diminue puisque le couple visqueux devient négligeable de telle sorte que le disque devient optiquement fin, et notre traitement du transfert radiatif devient caduque dans ce régime. En dépit de ces limitations dues à notre modèle, il est clair que les valeurs de Σ et de T_c seront bien plus petites dans les régions où $\beta \lesssim 10^4$ que dans le reste du disque à cause de cette instabilité du transport.

Un résultat surprenant est que le disque est stable vis à vis de l'instabilité thermo-visqueuse, bien que le disque effectue une transition entre un état chaud et un état froid, à l'endroit où le vent commence à dominer, passant donc par la région de forte opacité où l'hydrogène se recombine. Nous observons dans la région transitoire que l'advection radiale d'énergie thermique est non-négligeable comparé au terme de chauffage. Le critère de stabilité de l'équilibre thermique est généralement écrit comme

$$\left. \frac{\partial Q^+}{\partial T} \right|_{\Sigma} < \left. \frac{\partial Q^-}{\partial T} \right|_{\Sigma} \quad (7.10)$$

mais n'est plus valide lorsque les termes d'advection deviennent importants. Ainsi, il semble que là où l'accrétion due au vent est dominante l'énergie thermique est advec-tée à une vitesse super-sonique empêchant l'instabilité thermique de se développer.

Nous avons également vérifié la stabilité numérique des solutions stationnaires obtenues avec un autre code, écrit par Geoffroy Lesur, n'incluant pas les termes d'advection radiale dans l'équation de l'énergie. Ce code résout les équations usuelles de conservation de la masse et du moment cinétique de manière similaire à Hameury *et al.* (1998), mais utilise une structure verticale simplifiée avec des opacités en lois de puissance, suivant l'appendice A de Latter et Papaloizou (2012). De plus, l'équation d'énergie ne prend en compte que les termes de chauffage turbulent et de refroidissement radiatif, excluant le transport convectif ainsi que le transport radial d'énergie contrairement à Hameury *et al.* (1998). Nous trouvons avec ce code des résultats similaires à ceux présentés ici, excepté la présence de petites oscillations du rayon de transition autour de sa valeur d'équilibre montrant que le disque devient de nouveau thermiquement instable. L'instabilité thermique, cependant, est confinée dans une région très étroite entre deux zones stables. En effet, le temps d'accrétion est trop court dans la région dominée par le vent pour permettre la formation de fronts de chauffage thermo-visqueux.

Les régions dominées par le vent, avec $\beta \lesssim 10^4$, ont des vitesses d'accrétion élevées, des densités faibles et sont optiquement fines. Elles rayonnent une luminosité faible puisque le chauffage turbulent dans ces régions est faible. Leur signature thermique dans l'optique est donc équivalente à celle d'un disque tronqué, à l'extérieur pour un B_z constant, ou à l'intérieur pour un B_z dipolaire. Nous trouvons que la position de la transition entre la région dominée par la turbulence et celle dominée par le vent peut être analytiquement estimé en trouvant le rayon où

$$\dot{M} \approx \xi \dot{M}_{z\phi}(\beta = 1) \quad (7.11)$$

où ξ est une constante. Pour B_z constant, nous trouvons que $\xi = 1/4$ donne une bonne estimation de nos résultats, avec un rayon de transition

$$R_B = 1.7 \times 10^{11} B_1^{-4/5} \dot{M}_{16}^{2/5} M_1^{1/5} \text{ cm}. \quad (7.12)$$

Pour un champ magnétique dipolaire, $\xi = 1$ donne une bonne estimation de nos résultats, de sorte que

$$R_\mu = 1.9 \times 10^9 \mu_{30}^{4/7} \dot{M}_{16}^{-2/7} M_1^{-1/7} \text{ cm} \quad (7.13)$$

avec $B_1 = B/1 \text{ G}$, $M_1 = M/M_\odot$ et $\dot{M}_{16} = \dot{M}/10^{16} \text{ g s}^{-1}$. Par exemple, cette estimation donne $r_B \approx 6.3 \times 10^9 \text{ cm}$ pour $B = 300 \text{ G}$ (Fig. 7.1) et $r_\mu \approx 3.0 \times 10^9 \text{ cm}$ pour $\mu_{30} = 10$ (Fig. 7.2), en bon accord avec nos résultats numériques.

Dans le cas dipolaire r_μ peut être comparé au rayon d'Alfvén (Frank *et al.*, 2002)

$$R_A \approx \left(\frac{\mu^4}{GM\dot{M}_{\text{in}}^2} \right)^{1/7} \approx 6.9 \times 10^8 \mu_{30}^{4/7} \dot{M}_{16}^{-2/7} M_1^{-1/7} \text{ cm}, \quad (7.14)$$

rayon en dessous duquel la matière est accrétée le long des lignes de champ du dipôle magnétique, i.e. le rayon de troncation par la magnétosphère du disque. Nous pouvons remarquer sans surprise que r_μ et r_A ont les mêmes dépendances en fonction des paramètres puisque les deux sont obtenus en posant ($\beta = 1$). Il est important de noter que le rayon d'Alfvén est toujours inférieur au rayon r_μ où le disque devient dominé par le vent.

7.3 Disques instables

7.3.1 Courbes de lumière

Les Figures 7.3 et 7.4 montrent de quelle manière les courbes de lumière changent lorsque nous augmentons l'amplitude du champ magnétique B_z . Le disque reçoit de la secondaire un taux de transfert de masse $\dot{M}_{\text{externe}} = 10^{16} \text{ g s}^{-1}$ de sorte qu'il soit instable vis à vis de l'instabilité thermo-visqueuse en l'absence de couple dû au vent.

En partant d'une solution stationnaire, le disque devient instable près de la transition entre les zones internes, chaudes et ionisées, et les zones externes, froides et quasi-neutres. Un front de chauffage se propage ensuite vers les parties du disque qui ne sont pas dominées par le vent, et le disque effectue des cycles passant de l'état chaud à l'état froid. Nous retrouvons que ces fronts de chauffage ne peuvent se propager loin lorsque B_z est faible, menant à des éruptions de faible amplitude avec un temps de récurrence court (encadrés du haut des Figures 7.3 et 7.4). Dans ce cas, l'amplitude et le temps de récurrence des cycles dépendent de manière critique des valeurs de α en éruption et en quiescence. Il est nécessaire d'avoir un α plus grand en éruption qu'en quiescence (voir §2.4.4). Cependant, lorsque $\beta \gg 1$, α est quasiment constant durant tout le cycle d'éruption excepté dans la zone convective de la branche chaude comme nous l'avons vu dans §4.4. Cependant, cette augmentation n'est pas suffisante pour produire des courbes de lumière ressemblant à celles des novæ naines, comme l'a noté Coleman *et al.* (2016).

Lorsque nous augmentons l'amplitude de B_z dans le cas d'un B_z constant radialement, l'accord entre nos courbes de lumière synthétiques et les courbes de lumière observées empire. Les encadrés inférieurs de la Figure 7.3 montrent des éruptions dont l'amplitude et le temps de récurrence décroissent lorsque nous augmentons B_z . Nous attribuons cela à une réduction de la masse disponible dans les régions externes du disque au fur et à mesure que le couple dû au vent augmente, diminuant Σ et créant une troncation effective des parties externes du disque, où l'instabilité thermo-visqueuse se propage difficilement. La magnitude moyennée sur la bande V augmente avec la réduction des régions suffisamment chaudes pour participer à l'émission en optique. Diminuer le rayon externe R_d affecterait les courbes de lumière de la même manière. Au dessus de $B_z \gtrsim 50 G$, le disque devient stable (il reste en 'éruption') puisque les régions dominées par le vent recouvrent les parties externes du disque qui étaient les plus froides et responsables du déclenchement des éruptions. La structure radiale du disque devient donc similaire à celle montrée sur la Figure 7.1 avec un région interne, visqueuse et chaude, et une région externe, dominée par le vent et froide. Le couple dû au vent peut donc stabiliser des disques qui seraient à priori instable vis à vis de l'instabilité thermo-visqueuse.

La situation est radicalement différente dans le cas d'un champ magnétique dipolaire. Les encadrés inférieurs de la Figure 7.4 ressemblent fortement à des courbes de lumière de novæ naines. D'ailleurs la courbe du lumière du bas, pour $\mu_{30} = 2, 5$ a des amplitudes dans la bande V est des temps de récurrence comparables à U Gem. Augmenter μ mène à agrandir la région interne du disque dominée le vent (équation (7.13)). De nouveau, l'effet du couple dû au vent a des ressemblances avec une troncation du disque. Σ_{max} , densité de surface critique pour déclencher une éruption,

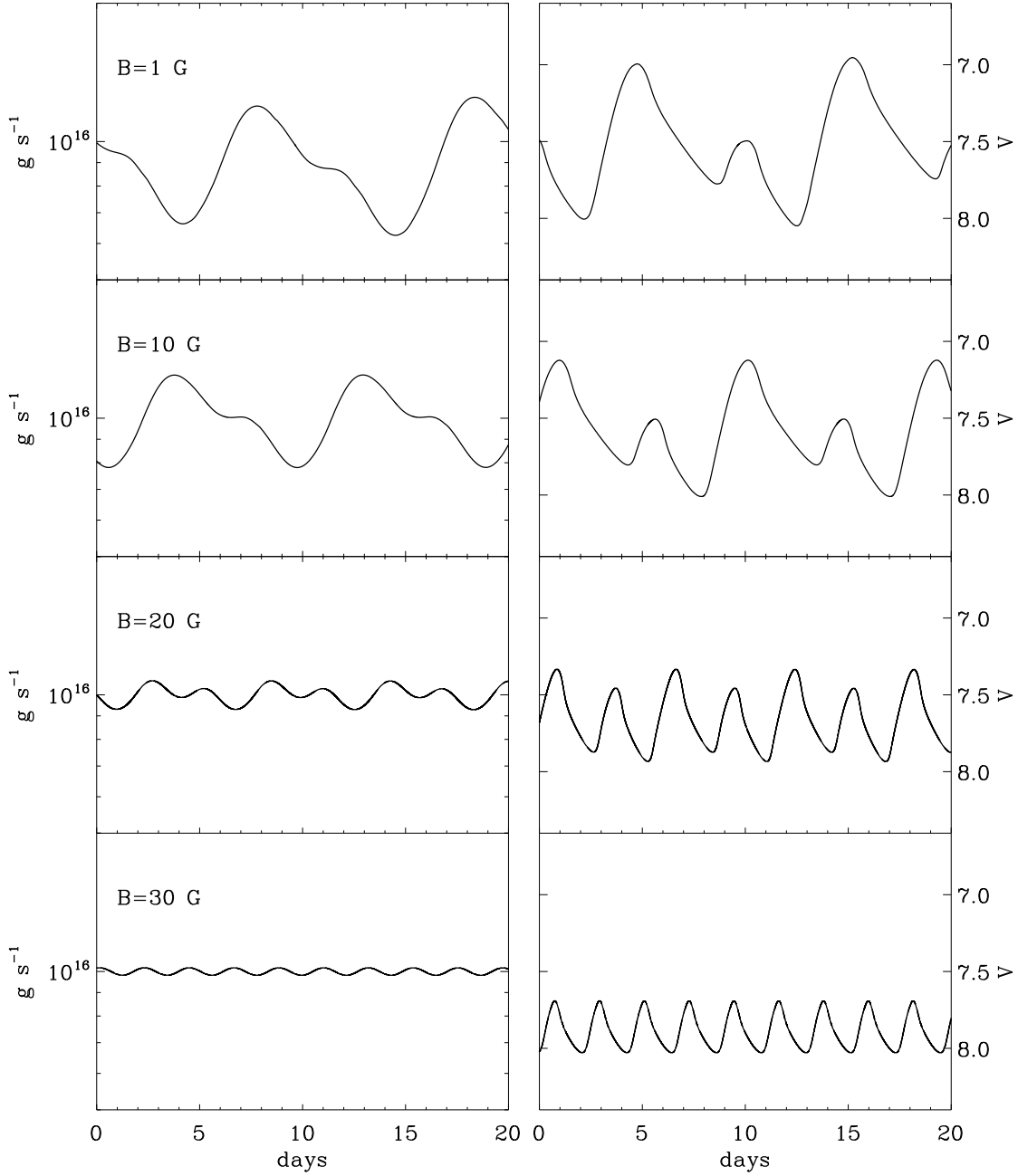


FIGURE 7.3 – Courbes de lumière d’un disque instable avec, de haut en bas, $B_z = 1, 10, 20, 30$ G constant en R et $\dot{M}_t = 10^{16} \text{ g s}^{-1}$. Les encadrés de gauche donne le taux d’accrétion au rayon interne. Les encadrés de droite donne la magnitude absolue dans la bande V calculée comme dans Dubus *et al.* (2018).

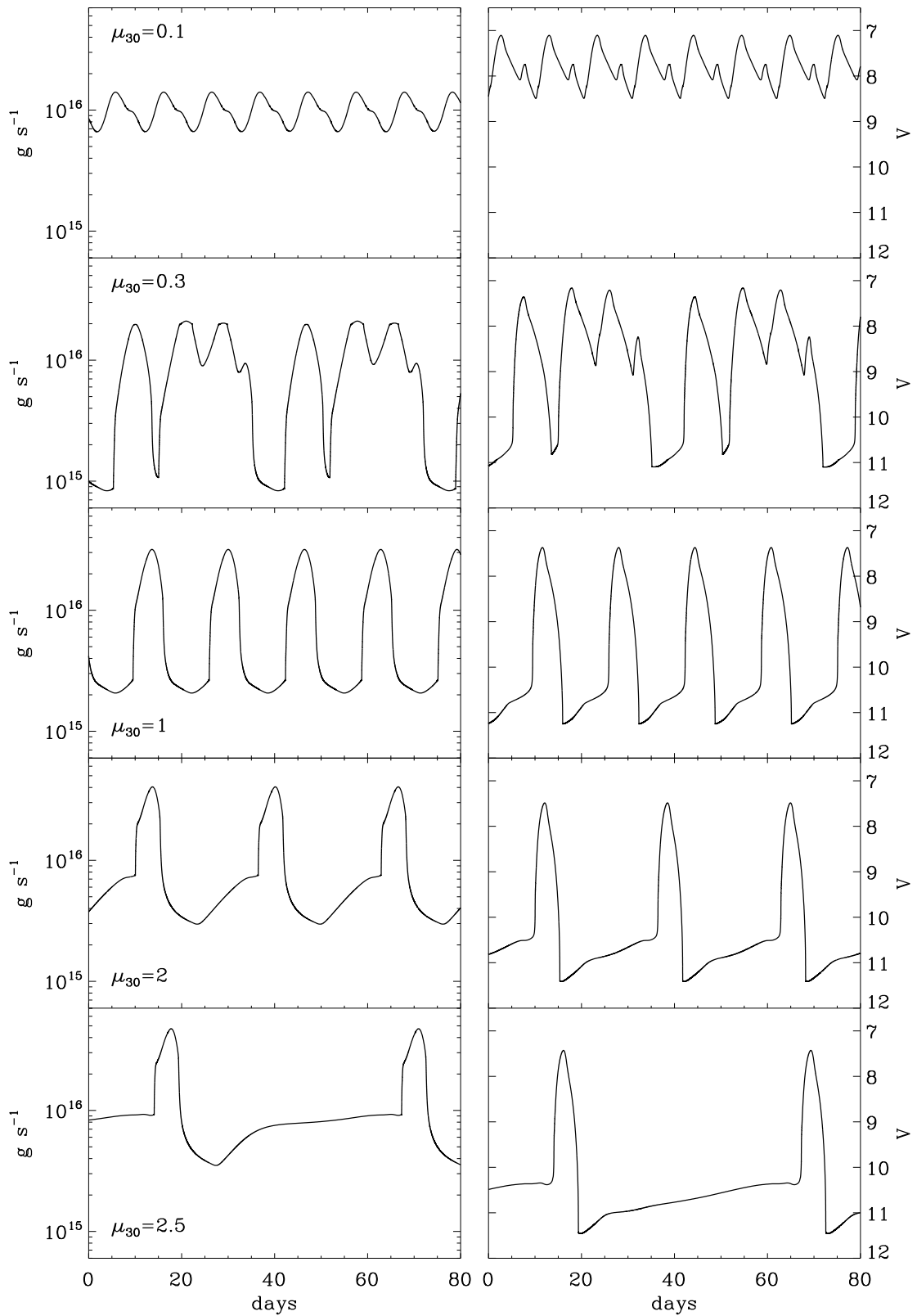


FIGURE 7.4 – Même Figure que 7.3 avec un champ magnétique B_z suivant une distribution radiale dipolaire avec, de haut en bas, $\mu = [0.1, 0.3, 1, 2, 2.5] \times 10^{30} \text{ G cm}^3$.

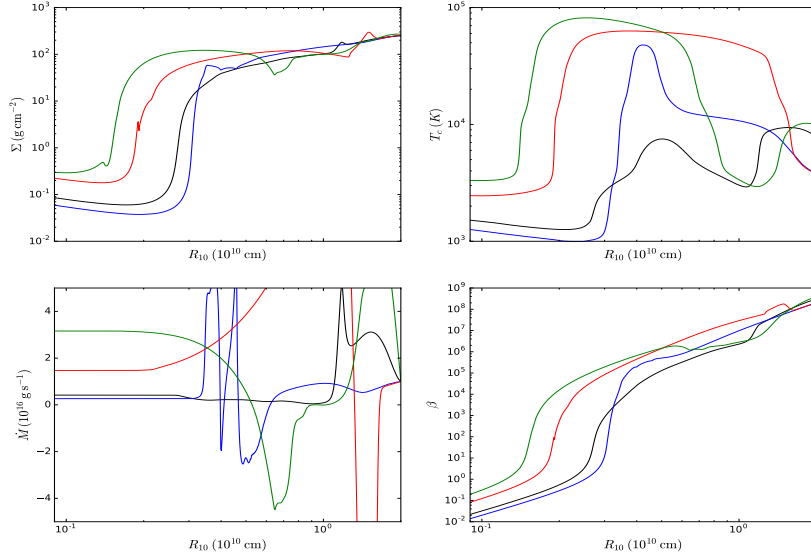


FIGURE 7.5 – La courbe noire représente l'état quiescent ($t=0,0$ jours), la courbe bleue le début de l'éruption ($t=9,49$ jours), la courbe rouge le maximum de l'éruption où tout le disque est ionisé ($t=10,83$ jours) et la courbe verte la transition de l'état éruptif à l'état quiescent ($t=13,81$ jours).

augmente avec le rayon en $R^{1,1}$ (voir §2.4.4), de sorte qu'un disque tronqué dans les zones internes a besoin d'accumuler plus de masse entre les éruptions, augmentant le temps de récurrence. Cependant, l'impact du couple dû au vent MHD sur les courbes de lumière ne se réduit pas à celui d'une troncature des régions internes. En effet, si nous effectuons une simulation où le disque est tronqué à R_μ , mais où nous n'incluons pas le couple dû au vent, nous obtenons des éruptions de faibles amplitudes et avec des temps de récurrence courts. La contribution du couple est critique car celui-ci domine durant la transition éruption-quiescence (voir Figure 7.5), imposant un taux d'accrétion élevé dans le disque, accrétant plus de masse au total que si il était absent. Ceci mène à des éruptions avec une plus grande amplitude et des temps de récurrence plus longs que les modèles sans couple dû au vent.

Pour $\mu_{30} \gtrsim 30$ le disque se retrouve dans un état froid et stable (il reste en 'quiescence'). La structure radiale devient donc similaire à celle montrée sur la Figure 7.2 avec une zone dominée par le vent et froide dans les régions internes et une zone froide, visqueuse dans les régions externes (au lieu d'une zone chaude et visqueuse dans les régions externes). De manière similaire à la troncature par la magnétosphère, le couple dû au vent peut également stabiliser un disque instable. La stabilisation se fait d'ailleurs pour des valeurs de μ inférieures (ou des \dot{M}_{externe} supérieures) à ce que la troncature par la magnétosphère requiert puisque $R_\mu \approx 2,8R_A$ (voir équations (7.13) et (7.14)).

La Figure 7.5 montre l'évolution temporelle de la structure radiale du disque avec $\mu_{30} = 1$, ce qui correspond à la troisième courbe de lumière sur la Figure 7.4. La

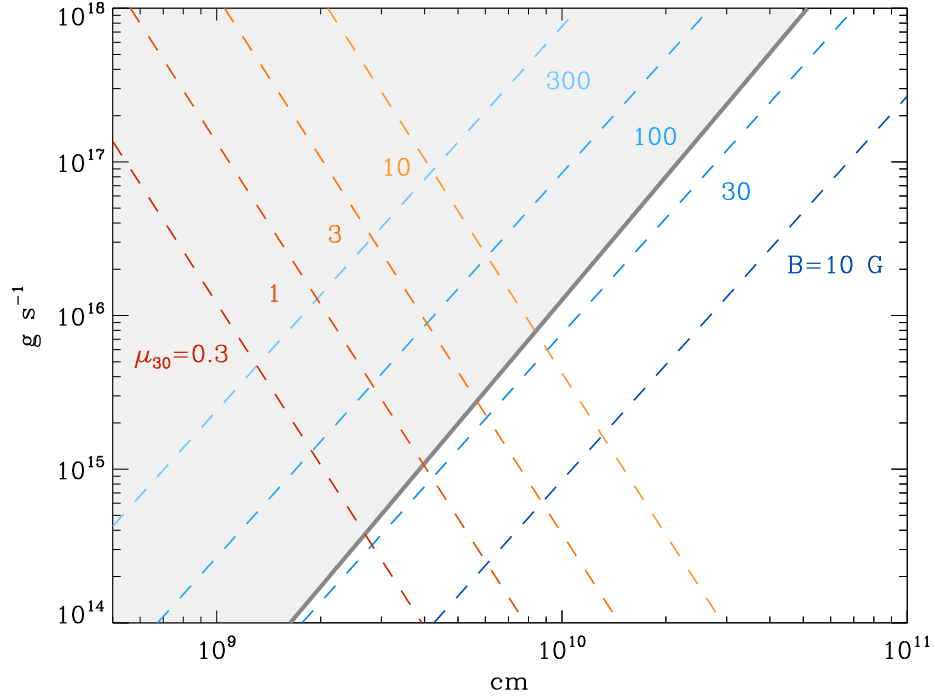


FIGURE 7.6 – Stabilité du disque dans le plan (R_D, \dot{M}) . La ligne pleine donne $\dot{M}(R)$ critique séparant les disques stables (région grise) des disques instables vis-à-vis de l’instabilité thermo-visqueuse. Les lignes tiretées montrent r_B (en nuances de bleues) et r_μ (en nuances de rouge) pour différentes valeurs du champ magnétique.

courbe noire montre l’état initial à $t \approx 0$ jours sur la Figure 7.4. La matière diffuse vers l’intérieur jusqu’à l’apparition de deux fronts de chauffage vers $t \approx 9,4$ jours ce qui signale le début de l’éruption (courbe bleue). Le disque est chauffée par le front se propageant vers l’extérieur et la zone dominée par le vent rétrécit au fur et à mesure que \dot{M} augmente (équation 7.13). Le rayon extérieur de la zone dominée par le vent, numériquement calculé comme le rayon où $\beta = 100$, est compatible à 20% près avec le r_μ calculé à partir de l’équation (7.13). Nous pouvons également voir que c’est dans la transition de l’éruption à la quiescence (courbe verte) que le taux d’accrétion au bord interne (dominé par le vent) est le plus important. Nous voyons bien ici que le couple dû au vent ne se réduit pas à une simple troncation.

7.3.2 Conditions pour la stabilité du disque

La Figure 7.6 permet d’anticiper approximativement l’impact du couple dû au vent sur la stabilité du disque d’accrétion. Le taux de transfert de masse venant du compagnon critique au-dessus duquel un disque de rayon R , purement visqueux, est instable peut être approximé par (Hameury *et al.*, 1998)

$$\dot{M}_{\text{crit}} = 8.0 \times 10^{15} R_{10}^{2.67} M_1^{-0.89} \text{ g s}^{-1}. \quad (7.15)$$

Par exemple, en prenant $R_d = 2 \times 10^{10}$ cm et $\dot{M} = 3 \times 10^{17}$ g s⁻¹, la position du disque sur la Figure 7.6 montre que celui-ci est dans la région stable et qu’une région dominée par le vent peut apparaître dans les régions externes pour $B > 70 G$, en accord avec les résultats de la Figure 7.1. De manière similaire, comme nous pouvons le voir d’après les lignes traçant R_μ sur la Figure 7.6, une région dominée par le vent dans les parties internes peut apparaître pour $\mu_{30} > 1$, ce qui est en accord avec la Figure 7.2. Le disque devient entièrement dominé par le vent pour $\mu_{30} \gtrsim 280$ (en utilisant l’équation (7.13)) ou $B \gtrsim 3500G$ (équation 7.12 avec $R_{in} = 8,7 \times 10^8$ cm). Un tel disque accréterait à un taux d’accrétion élevé sans pour autant émettre fortement puisque le couple dû au vent ne dissipe pas d’énergie dans le disque.

En abaissant \dot{M} à 10^{16} g s⁻¹, le disque passe maintenant dans la région instable du diagramme. Le disque est tronqué par le couple dû au vent dès que $B = 30 G$ et le disque est pratiquement stable d’après la Figure 7.3, en accord avec la Figure 7.6. Au dessus de $30 G$, le disque devient chaud et stable, avec le couple dû vent qui domine les régions externes. De manière similaire, nous retrouvons les résultats de la Figure 7.4, avec le disque qui devient froid et stable pour $R_\mu \gtrsim R_{crit}$. Cependant, dans ce cas, ce critère surestime le μ requis pour stabiliser le disque : nous trouvons que $\mu_{30} \gtrsim 30$ stabilise le disque à partir de la Figure 7.4 tandis ce que le critère nous donne $\mu_{30} \gtrsim 10$. Même si le couple dû au vent ne domine pas, la densité et la température sont inférieures qu’un cas purement visqueux dans les parties externes, stabilisant le disque dans l’état froid plus tôt que ce qui est attendu à partir d’une estimation simpliste.

7.4 Discussion

Nos résultats révèlent que la prise en compte du couple dû au vent, dans la conservation du moment cinétique, sous la forme calculé à partir de mes simulations de boîte cisailée, affecte fortement la dynamique des disques d’accrétion de novæ naines. Les régions avec $\beta \lesssim 10^4$ subissent une augmentation critique du couple dû au vent, résultant en un disque froid avec un taux d’accrétion élevé. Ces zones dominées par l’accrétion ont un temps caractéristique d’accrétion court comparé aux échelles de temps des éruptions et ont donc un \dot{M} à peu près constant avec R . Ainsi, elles agissent, en partie, comme une troncation du disque. Cependant, l’impact du couple dû au vent ne peut se réduire à cela ; il contribue grandement au transport de moment cinétique, en particulier durant la transition de l’éruption à la quiescence, changeant radicalement les courbes de lumière. Une telle transition n’est pas sans rappeler le modèle hybride composé d’un disque dominé par un jet et d’un disque standard proposé dans le contexte des binaires X par Ferreira *et al.* (2006). Cette transition semble apparaître naturellement en utilisant les prescriptions extraites de mes simulations MRI et en supposant un champ magnétique statique.

7.4.1 Signature des régions dominées par le vent

Quand nous utilisons une configuration dipolaire pour le champ magnétique B_z , nous trouvons des courbes de lumière qui ont des éruptions avec des amplitudes dans la bande V , des durées et des temps de récurrence en accord avec ce qui est

observé dans les novæ naines. Des valeurs relativement faibles du moment dipolaire $\mu \approx 10^{30} \text{ G cm}^3$ suffisent pour obtenir de telles courbes de lumière. Ces valeurs de μ sont en accord avec ce qui est attendu dans les novæ naines et sont, dans tous les cas, deux ordres de grandeurs inférieures que celles dans les polaires intermédiaires où le disque est tronqué par la magnétosphère de la naine blanche. Dans les cas que nous avons explorés, le couple dû au vent tronquera toujours le disque interne avant la magnétosphère. Il existe principalement deux conséquences observationnelles. Premièrement, le taux d'accrétion sur la naine blanche en quiescence est plus grand que ce qui peut être atteint avec un modèle visqueux, en meilleur accord avec le taux d'accrétion déduit du flux de X-ray en quiescence (voir §1.5.3, Wheatley *et al.* 2003, Collins et Wheatley 2010, Mukai 2017). L'accrétion magnétosphérique ou l'évaporation coronale ont aussi été proposé pour expliquer la luminosité en rayons X (Lasota, 2001), en modifiant le rayon interne pour avoir des taux d'accrétions plus grand en quiescence. Cependant, dans notre modèle, le disque accrète jusqu'à la naine blanche et l'émission en rayons X pourrait provenir de la couche limite, en meilleur accord avec les observations de l'état quiescent (Mukai, 2017).

7.4.2 Accrétion sombre

Les régions dominées par le couple dû au vent stabilise le disque pourvu qu'elles soient suffisamment étendues radialement pour laisser le disque avec un état chaud ou froid uniquement. Il n'y a quasiment pas de chauffage dans les zones dominées par le couple du vent de telle sorte que le disque apparaît plus faible en luminosité que son équivalent visqueux (Ferreira et Pelletier, 1995). Des signatures observationnelles singulières pourraient venir de ces disques. Par exemple, un disque moins étendu radialement que ce que l'on attendrait au vu des paramètres orbitaux, avec une incohérence venant de la mesure du rayon par éclipse par la secondaire ou mesure du profil de doubles raies. Le disque entier peut également devenir dominé par le vent si $\beta \lesssim 10^4$ partout. Dans ce cas, la présence d'un tel disque pourrait être révélée par un flux élevé de rayons X ou d'UV venant de la couche limite, de l'émission non-thermique venant du disque optiquement fin ou bien l'émission venant du point chaud. Notons, tout de même que l'irradiation par les rayons X et leur ré-émission pourrait également rendre ce disque « sombre » plus lumineux et produire une signature observationnelle telle qu'une raie du fer ionisé.

7.4.3 Impact sur les prédictions du DIM

En principe, le couple dû au vent peut stabiliser le disque partout dans l'espace $(R_d, \dot{M}_{\text{externe}})$ (voir Figure 7.6), contredisant les prédictions standards du DIM quant à la stabilité d'un système. Il semblerait que cet effet soit rare, sinon Dubus *et al.* (2018) n'auraient pas trouvé un si bon accord entre les prédictions du DIM standard et la distribution des systèmes dans le plan $(R_d, \dot{M}_{\text{externe}})$. Cependant, il se peut aussi que cela vienne d'un biais observationnel défavorisant les objets stables de plus faible luminosité. Parmi les systèmes brillants catalogués dans Dubus *et al.* (2018), les auteurs ont trouvé que l'unique système stable dont le \dot{M}_{externe} suggérerait un système instable à partir de la Figure 7.6 est AE Aqr. AE Aqr est une polaire

intermédiaire composée d'une des naines blanches tournant le plus rapidement sur elle-même connue à ce jour, ayant pour effet de tronquer le disque interne et de supprimer une partie de l'émission attendue en optique. Dans ce cas, calculer la valeur de \dot{M}_{externe} à partir de la magnitude en optique sous-estime le vrai \dot{M}_{externe} (Dubus *et al.*, 2018). Le même effet est attendu si un couple dû au vent suffisamment important est présent dans le disque. Par exemple, le \dot{M}_{externe} moyen, reconstruit à partir des courbes de lumière en bande V sur la Figure 7.4 selon la méthode de Dubus *et al.* (2018), donnerait des \dot{M}_{externe} plus petits par un facteur 1,4, 2,5, 5 et 10 pour $\mu_{30}=0,3, 1, 2$ et 2,5 respectivement. Ceci pourrait expliquer en partie la dispersion autour du taux de transfert de masse séculaire (Knigge *et al.*, 2011) attendu pour une période orbitale donnée (voir Figure 3 de Dubus *et al.* (2018)) ainsi que les variations d'un système à l'autre avec la distribution de B_z .

Conclusions et perspectives

Conclusions

Les variables cataclysmiques permettent, depuis presque 50 ans maintenant, de tester la théorie de l'accrétion. En particulier, les éruptions de novæ naines fournissent de fortes contraintes sur les échelles de temps d'accrétion et donc sur les mécanismes de transport de moment cinétique sous-jacents. Notre ignorance de ces mécanismes a rapidement mené à l'introduction par Shakura et Sunyaev (1973) du paramètre α . Ce paramètre sans dimension quantifie l'efficacité du transport de moment cinétique turbulent et le chauffage thermique en découlant. Des mesures de α à partir du temps de récurrence des éruptions (Cannizzo *et al.* 1988, Cannizzo *et al.* 2012b) et du temps de durée de l'éruption (Smak 1999, Kotko et Lasota 2012) donnent $\alpha \approx 0,02 - 0,04$ en quiescence contre $\alpha \approx 0,1 - 0,2$ en éruption. Ces résultats sont confirmés par des simulations utilisant le modèle d'instabilité de disque (DIM) où il n'est possible de reproduire les caractéristiques principales des éruptions qu'en utilisant des α différents dans l'état éruptif et dans l'état quiescent (Mineshige et Osaki 1983, Smak 1984, Meyer et Meyer-Hofmeister 1984). Cependant, le fondement théorique de ce changement de α ne cesse d'échapper à la communauté depuis 40 ans.

Dans cette thèse, j'ai cherché à contraindre la valeur de α d'un point de vue théorique en considérant le transport dû à l'instabilité magnéto-rotationnelle (MRI). Pour cela, j'ai effectué des simulations locales MHD, 3D, avec transfert radiatif dans l'approximation dite de la boîte cisailée afin d'étudier les propriétés du transport de moment cinétique turbulent, découlant de l'instabilité magnéto-rotationnelle. Dans une première partie (voir §4 et Scepi *et al.* (2018)), j'ai montré, en particulier, que la convection thermique peut donner une valeur de $\alpha \approx 0,1$ en éruption confirmant les résultats d'Hirose *et al.* (2014). Cela s'avère, cependant, insuffisant pour expliquer les éruptions puisque seulement une partie limitée du disque en éruption est soumise à de la convection thermique (Coleman *et al.*, 2016).

Dans une deuxième partie (voir §5 et Scepi *et al.* (2018b)), j'ai effectué des simulations de MRI locales en utilisant une boîte de simulation traversée par un champ magnétique verticale grande échelle. Ce champ grande échelle est sûrement présent dans un disque de novæ naine vu que la naine blanche et l'étoile compagnon possèdent un champ magnétique grande échelle. Dans ce cas, les propriétés de la turbulence MRI dépendent de la valeur du champ magnétique (Hawley *et al.*, 1995) et la valeur de α augmente avec la magnétisation. J'ai montré que pour des valeurs de champ magnétique, sur la naine blanche, ou l'étoile compagnon, réalistes,

α atteint des valeurs plus élevées en quiescence qu'en éruption allant à l'encontre des contraintes observationnelles. Cependant, j'ai également montré que la présence d'un champ magnétique grande échelle permet la création de vents, *via* la MRI, qui emportent une partie du moment cinétique et participe de manière très efficace au transport de moment cinétique, notamment dans l'état quiescent où le transport dû au vent domine le transport turbulent dû à la MRI. J'ai tiré de mes simulations des paramétrisations de α et de q , paramètre sans dimension quantifiant l'importance du couple magnétique dû au vent, sur un large domaine de magnétisation s'étendant de $\beta \approx 10^2$ à $\beta \approx 10^7$. Ici, β est le rapport de la pression thermique dans le plan central sur la pression magnétique fournie par le champ magnétique vertical moyen. J'insiste sur le fait que ces vents ne peuvent être réduits à une paramétrisation α car ils ne déposent pas d'énergie thermique localement, comme peut le faire la turbulence mais, au contraire, extraient de l'énergie mécanique du disque. Du transport de moment cinétique par un vent peut donc s'effectuer de manière très efficace tout en ne libérant que peu d'énergie localement menant à une signature optique faible. Le modèle d'instabilité de disque actuel (Lasota, 2001) est uniquement basé sur un transport de moment cinétique turbulent. Je montre, dans le dernier chapitre, de quelle manière l'inclusion du couple dû au vent dans le modèle d'instabilité de disque influe sur les courbes de lumière. Avant cela, je vais finir d'exposer les conclusions concernant les simulations MRI locales.

Dans l'état quiescent, le disque est peu ionisé et il a été proposé que la résistivité Ohmique pourrait empêcher la turbulence MRI (Gammie et Menou, 1998). J'ai effectué dans §6 (Scepi *et al.* 2018, Scepi *et al.* 2018b) des simulations locales de MRI résistive avec transfert radiatif afin de conclure quant au sort de la MRI dans l'état quiescent. J'ai conclu que dans le cas où le champ magnétique moyen dans la boîte est nul, la turbulence MRI ne peut se maintenir dans l'état quiescent, même lorsque je prend en compte l'ionisation du disque par les rayons X venant de la couche limite. Lorsqu'un champ magnétique vertical grande échelle traverse le disque, il est possible, pour des magnétisations suffisamment importantes, de garder la turbulence MRI active sur une certaine extension, limitée, de la branche froide. Il est cependant peu probable que cela soit suffisant pour expliquer le transport de moment cinétique dans l'état quiescent. Je propose que, dans les parties du disque où la turbulence MRI n'est plus active, l'atmosphère du disque puisse être couplée au champ magnétique par l'ionisation due aux rayons X venants de la couche limite. Ceci pourrait être suffisant pour produire un vent laminaire extrayant le moment cinétique et expliquant l'accrétion en quiescence comme dans les disques protoplanétaires (Bai et Stone 2013b, Simon *et al.* 2013, Béthune *et al.* 2017).

Mettant le problème de la quiescence de côté, j'ai inclus dans une dernière partie (voir §7 et Scepi *et al.* (2019)), le couple dû au vent dans le modèle d'instabilité de disque en utilisant les prescriptions de mes simulations MRI pour le couple dû au vent, q , et le transport turbulent, α . Le transport n'est donc plus basé sur des prescriptions *ad hoc* pour reproduire les observations, comme il a été fait dans le passé, mais prend racine dans des prescriptions obtenues à partir de simulations MRI avec transfert radiatif. La valeur et la géométrie du champ magnétique vertical sont imposées et restent constantes au cours du temps. L'inclusion d'un couple dû au vent change radicalement la dynamique du disque. En particulier, un nouvel état

d'équilibre apparaît où le disque accrète très efficacement à des vitesses supersoniques, où les densités et les températures sont beaucoup plus faibles qu'avec une solution de disque α (pour un même taux d'accrétion) et où le disque est optiquement fin. Ce type de solutions se rapproche des solutions exposées par Ferreira et Pelletier (1995) et devrait avoir une signature optique faible. Un état stationnaire où le disque transite radialement entre une solution de disque α et une solution de disque dominée par le couple dû au vent est également possible. La transition se fait sur une extension radiale de l'ordre de la hauteur du disque. Ces nouvelles solutions du modèle d'instabilité de disque influent fortement sur les courbes de lumière. La solution dominée par le couple dû au vent agit en partie comme une troncation du disque mais a un impact plus important qu'une simple troncation car elle participe également à l'accrétion. Je trouve que dans un certain régime de champ magnétique à la surface de la naine blanche $B_z \approx 5 \times 10^3$ G, champ magnétique réaliste pour des novæ naines, les courbes de lumière reproduisent les temps de récurrence, la durée et l'amplitude des éruptions d'une novæ naine typique. C'est la première fois que des courbes de lumière réalistes sont obtenues avec le modèle d'instabilité de disque en utilisant des paramètres du transport de moment cinétique réalistes, c'est-à-dire basés sur des simulations MRI avec transfert radiatif dans le régime des novæ naines. Ce travail est donc un pas en avant dans notre compréhension des mécanismes de transport de moment cinétique dans les novæ naines.

Notre modèle nécessite de prescrire une configuration de champ magnétique. Nous avons donc déplacé le problème du transport de moment cinétique au problème du transport de champ magnétique. Je vais expliquer comment nous pouvons aborder ce point dans les perspectives. De plus, le problème de la quiescence reste toujours ouvert et je vais également aborder ce point dans ce qui suit.

Perspectives

Je vais exposer dans cette ultime partie, quelques perspectives de mon travail. Certaines sont l'objet de travaux en cours, d'autres des projets à plus long terme et certaines de simples idées.

J'ai exposé dans §4 les résultats de simulations montrant de la turbulence MRI couplée à de la convection thermique. Les valeurs de α résultantes de ce couplage sont plus élevées que dans un cas de turbulence MRI pure. Cette augmentation de α n'est observée que dans l'état éruptif convectif mais pas dans l'état quiescent convectif. Ceci a été confirmé dans plusieurs études (Hirose *et al.* 2014, Hirose 2015, Scepi *et al.* 2018, Coleman *et al.* 2018). Cependant, tout ceci n'est qu'une constatation et il n'existe pas d'explication satisfaisante quant à ce couplage. Dans le régime linéaire, MRI et convection ne sont pas couplées; cet effet purement non-linéaire doit donc être traité numériquement à l'aide simulations MHD. Les simulations que j'ai effectuées ne sont pas propices à l'étude du comportement de la MRI convective car celles-ci ne permettent pas de contrôler les effets de dissipation aux petites échelles et de transport thermique. De plus, la convection thermique

étant rendue possible par le profil de chauffage MRI et le profil de chauffage MRI étant dépendant de la convection il est difficile de tirer des conclusions quant aux causes de ce couplage. Il serait souhaitable d’effectuer une étude détaillée de la MRI en présence de convection thermique dans une configuration plus simple où l’on puisse contrôler tous les paramètres de dissipation ou de transport, ainsi que les profils de température et densité, afin d’isoler les paramètres pertinents au problème.

Nous avons vu qu’en quiescence le mécanisme de transport du moment cinétique reste éluif à cause du faible taux d’ionisation rendant la turbulence MRI non opérationnelle. J’ai proposé que l’ionisation en surface du disque, par les rayons X venant des régions internes optiquement minces ou de la couche limite, pourrait être suffisante pour coupler le champ magnétique au disque et permettre l’existence d’un vent laminaire extrayant le moment cinétique. Pour cela, il faudrait effectuer des simulations de boîte cisailée avec le transfert radiatif et la résistivité, comme les simulations présentées dans §6, mais en modifiant le profil de résistivité pour prendre en compte l’ionisation non-thermique sur les couches superficielles du disque. Seulement ainsi, pourrions nous conclure quant à la possibilité ou non d’un vent laminaire en quiescence et son efficacité à transporter le moment cinétique dans l’état quiescent des novæ naines.

Il serait également souhaitable de regarder l’impact de l’irradiation X sur les solutions dominées par le couple dû au vent. Celles-ci sont beaucoup moins denses et, bien qu’elles soient toujours optiquement épaisses dans la gamme des X, elles pourraient être ionisées plus facilement que les solutions de disque α permettant à la turbulence de survivre. La structure verticale de ces solutions, dominées par la pression magnétique, va jouer également jouer un rôle dans le profil d’ionisation. Enfin, le vent venant de ces zones pourrait écranter une partie du rayonnement X et une étude complète est nécessaire pour conclure.

Dans Scepi *et al.* (2019), nous avons construit un modèle d’instabilité de disque incluant le couple dû au vent (§7). Il existe plusieurs limitations à ce modèle.

Premièrement, nous avons pris en compte le fait qu’à haute magnétisation la MRI est stabilisée, en introduisant une fonction f qui tend vers 0 lorsque β tend vers 1, que nous avons multiplié à α et q . Cette fonction introduit un seuil artificiel en β , en densité, et en température des états fortement magnétisés dans nos simulations de DIM. Pour s’affranchir de cette dépendance il nous faudrait comprendre la physique du transport de moment cinétique pour des $\beta \approx 1$. Les simulations globales de McKinney *et al.* (2012) (autour de trous noirs) montrent que, dans le régime fortement magnétisé, la MRI est supprimée et qu’une instabilité de type Rayleigh-Taylor magnétique prend le relais. Des bulles de forte magnétisation situées à l’intérieur du disque, et donc « en-dessous » de régions de plus faible magnétisation, pénètrent les parties extérieures du disque menant à une saturation du niveau de la magnétisation et à du transport de moment cinétique. Des simulations globales de novæ naines sont nécessaires pour étudier ce phénomène et donner une meilleure prescription du transport lorsque β s’approche de l’unité.

Deuxièmement, la configuration magnétique que nous avons utilisé dans le DIM est une configuration fixe, c’est-à-dire n’évoluant pas dans le temps. En réalité, la

structure magnétique va évoluer avec le flot d'accrétion. Ce problème a été étudié par Lubow *et al.* (1994) avec pour conclusion que le champ magnétique ne peut que diffuser dans le disque et ne peut pas être advecté vers l'intérieur. En utilisant une structure verticale plus réaliste pour le disque d'accrétion et en prenant en compte l'advection des lignes de champ par le couple dû au vent, Guilet et Ogilvie (2012) ont montré que le disque pourrait advecter du champ magnétique dans ces parties internes pourvu que le rapport d'aspect H/R soit suffisamment large. En comparant les valeurs de q de mes simulations MRI avec la Figure 14 de Guilet et Ogilvie (2012), je propose que durant l'état éruptif, où $H/R \approx 0,1$, le champ devrait être advecté vers l'intérieur, tandis que dans l'état quiescent, celui-ci devrait être diffusé dans le disque. Cet aspect important des éruptions de novæ naines a, jusque là, été ignoré. Cependant, afin de conclure quant à la pertinence des solutions présentées dans Scepi *et al.* (2019), nous devons résoudre le transport du champ magnétique pour obtenir une dynamique cohérente du disque d'accrétion.

Notre modèle de DIM a des conséquences observationnelles, qui pourraient être testées. En effet, notre modèle implique la présence de vents MHD en quiescence. Bien que je n'inclue pas la perte de masse dans Scepi *et al.* (2019), ces vents vont emporter de la masse et donc laisser une trace observationnelle. J'ai discuté dans §1.5.4 de la difficulté de l'observation de vents en quiescence. En effet, les vents dans les CVs sont généralement reconnus par leur signature P Cygni. Cependant, cela requiert un disque lumineux et un vent suffisamment dense pour laisser une signature P Cygni forte (Drew, 1990). Il est nécessaire de trouver d'autres traceurs observationnels de vent dans cet état froid et peu lumineux. Une observation indirecte de ces vents consiste à observer le choc entre la matière éjectée par le vent en quiescence et le milieu interstellaire, comme cela a été fait dans Santisteban *et al.* (2018). Une détection confirmée de vents en quiescence manque cruellement et serait une preuve forte de la présence de vents MHD dans les novæ naines. En effet, dans l'état éruptif, la pression de radiation participe sûrement à la dynamique du vent (Proga *et al.* 1998, Feldmeier *et al.* 1999, Knigge 1999, Drew et Proga 2000, Proga *et al.* 2002). Par contre, dans l'état quiescent où le rayonnement UV venant des parties internes du disque est absent, seul un vent MHD peut fournir l'énergie pour lancer un vent.

Une des conséquences du modèle est également la présence d'un disque « sombre » optiquement mince, avec des densités faibles et accrétant grâce au couple dû au vent dans les parties internes du disque. Le disque étant optiquement fin, nous ne pouvons conclure quant à sa signature exacte mais il est clair que celui-ci émet faiblement comparé à un disque α . Ce disque sombre devrait apparaître comme une troncation du disque dans l'optique. Une telle structure devrait en principe être détectable à l'aide de la technique d'« eclipse mapping » présentée succinctement dans §1.5.1. Elle apparaîtrait sous la forme d'un disque tronqué dans les parties internes. Une incohérence entre les courbes de lumière obtenues par un modèle de DIM classique avec un disque tronqué au rayon interne mesuré et les courbes de lumière observée pourrait être expliquée par la présence d'un disque sombre.

L'émission X provenant des novæ naines vient de la couche limite (voir §1.5.3). Le DIM classique trouve des taux d'accrétion en quiescence qui sont trop faibles

pour expliquer l'émission X observée en quiescence (voir §1.5.3, Wheatley *et al.* 2003, Collins et Wheatley 2010, Mukai 2017). Résoudre ce problème requiert de tronquer le disque, par de l'accrétion magnéto-sphérique par exemple (Lasota, 2001). Pour autant, les observations en X suggèrent que la couche limite est une région compacte, proche de la naine blanche, et que le disque d'accrétion s'étend jusqu'à la naine blanche (Mukai, 2017). Le modèle de DIM prenant en compte le couple dû au vent, présenté dans Scepi *et al.* (2019), réconcilie des taux d'accrétion en quiescence compatibles avec l'émission en X et un disque qui s'étend jusqu'à la naine blanche.

La mesure du taux d'accrétion dans le disque et du rayon externe du disque permettent dans le DIM classique de discriminer, avec succès, les systèmes stables comme les « novæ -likes » des systèmes instables comme les novæ naines (Dubus *et al.*, 2018). Cet argument est basé sur la relation directe entre le taux d'accrétion et la température effective dans un disque purement visqueux. Cette relation ne tient plus dans le cas où un vent MHD participe à l'accrétion (voir §5.7). En particulier, le taux d'accrétion déduit de l'émission en optique ne donne que la partie du taux d'accrétion liée à la turbulence. Une mesure du taux d'accrétion réel, comme cela pourrait être donné par l'émission du point chaud par exemple, pourrait permettre de tester l'écart à la relation classique entre taux d'accrétion et température effective de Pringle (1981).

Nous voyons bien que le champ magnétique est l'élément clé de notre modèle. Pourtant, il n'existe pas de mesures du champ magnétique dans les disques de novæ naines. Des mesures de polarisation circulaire, associée à la présence de champ magnétique dans les CVs, ont été effectuées sans succès (voir référence à communications privées avec Tapia et Krzeminski (1978) dans Szkody *et al.* (1982)). Les mesures de champ magnétique dans des naines blanches isolées donnent une valeur du champ B_z à la surface de la naine blanche allant de $\sim 10^3$ G à 10^9 G (Ferrario *et al.* 2015, Landstreet *et al.* 2016) bien que la limite inférieure soit biaisée par des limites de sensibilité instrumentale. Nous savons que les novæ naines ont des champs magnétiques $\lesssim 10^6$ G sans quoi leur disque d'accrétion est tronqué par la pression magnétique et appartiennent donc à la catégorie des polaires ou des polaires intermédiaires. Le champ magnétique au bord interne du disque d'une novæ naines est donc très probablement situé entre $B_z \sim 10^3 - 10^6$ G. Il est important de contraindre de manière plus précise ce champ magnétique pour le modèle de DIM. Des mesures de champ magnétique, par effet Zeeman, dans le disque protoplanétaire FU Orionis ont été effectués menant à $B_z \sim 1$ kG (Donati *et al.*, 2005). FU Orionis a une magnitude dans le visible comparable à celle de SS Cyg en éruption et un champ magnétique dans le disque du même ordre de grandeur que ce que l'on peut attendre pour une novæ naines. Cependant, l'information sur la polarisation circulaire dans Donati *et al.* (2005) a été obtenu en utilisant simultanément 4 700 raies. Une telle abondance de raies d'absorption n'est pas présente en éruption où les raies d'absorption sont principalement celles de l'hydrogène. En quiescence, il existe un plus grand nombre de raies d'émission. Cependant, la magnitude du disque est plus faible, et l'émission du point chaud, du disque et de la composante stellaire à des périodes orbitales différentes complique les mesures. Une étude plus approfondie de la faisabilité de cette mesure reste à faire.

Enfin, l'impact de ce nouveau modèle d'instabilité de disque s'étend bien au-delà des novæ naines et je compte appliquer ce modèle à d'autres objets. Les binaires X de faible masse sont des binaires compactes composées d'un compagnon de type solaire et d'un trou noir de masse stellaire. Ces objets présentent de nombreuses propriétés physiques communes avec les novæ naines et l'on peut s'attendre à ce que les mécanismes d'accrétion soient relativement semblables entre les deux (Lasota, 2001). Les binaires X présentent un double cycle d'hystérésis : un cycle spectral et un cycle dynamique. Elles oscillent entre un état « dur » (où les rayons X émis ont des énergies $\gtrsim 10$ keV) où l'on observe la présence de jets, et un état « mou » (où les rayons X ont des énergies situées plutôt entre 0,1 et 10 keV) où aucun jet n'est observé. Un scénario proposé par Ferreira *et al.* (2006) pour expliquer ces cycles consiste à supposer que l'état dur correspond à un disque où le moment cinétique est transporté par un jet, un JED pour « jet-emitting » disk, qui serait analogue à notre solution dominée par le couple dû au vent et l'état mou correspond à un disque α standard où l'accrétion est dominée par la turbulence. Marcel *et al.* (2018) ont montré qu'ils pouvaient reproduire un cycle d'hystérésis en utilisant ces deux composantes, sans avoir cherché à expliquer ou inclure la dynamique du disque. Notre modèle donne un fondement dynamique à la transition entre ces deux régions qui été postulée dans Ferreira *et al.* (2006) et peut d'ailleurs suivre l'évolution de cette transition pour la comparer au modèle de Marcel *et al.* (2018). Puisque la transition entre les deux types de solutions dépend de la magnétisation, il est central d'avoir un modèle d'évolution cohérent du champ magnétique. D'ailleurs, dans les novæ naines le champ magnétique pourrait être fourni par la naine blanche, mais ce n'est pas le cas dans les binaires X où l'objet central est un trou noir. La valeur du champ magnétique dépend donc entièrement des mécanismes de transport du champ au sein du disque. Notons tout de même que notre modèle d'instabilité de disque ne peut s'appliquer en l'état aux binaires X. Il est important de prendre en compte l'irradiation des parties externes, par les rayons X venant des parties internes du disque, afin de reproduire les courbes de lumière de binaires X (Dubus *et al.*, 2001). De plus, les binaires X semblent présenter une perte de masse importante dans le vent (Ponti *et al.*, 2012), et notre modèle devra inclure cette perte de masse, contrairement à ce que nous avons supposé dans les novæ naines. D'ailleurs, il n'est pas clair que ces vents soient des vents MHD. Des vents thermiques chauffés par les rayons X venant des parties internes ou une combinaison de ces deux mécanismes pourraient être à l'origine des vents dans les binaires X (Luketic *et al.* 2010, Higginbottom et Proga 2015, Miller *et al.* 2006, Chakravorty *et al.* 2016, Díaz Trigo et Boirin 2016). Cependant, les solutions dominées par le couple dû au vent que j'ai présenté dans §7 permettraient d'expliquer les valeurs de $\alpha \gtrsim 1$, déduites des courbes de lumière de binaires X (Tetarenko *et al.*, 2018). Ceci donnerait également une justification à la troncation du disque interne requise par Menou *et al.* (2000) et Dubus *et al.* (2001) pour expliquer les courbes de lumière.

Les solutions présentées dans Scepi *et al.* (2019) pourraient également être à l'origine des structures observées dans les disques de transition. Cette classe de disque protoplanétaire possède une cavité dans les régions internes où la densité effectue un saut en densité de plusieurs ordres de grandeur (van der Marel *et al.*, 2016) avec des taux d'accrétion pourtant semblables au disques protoplanétaires

(van der Marel *et al.*, 2018). Wang et Goodman (2017) ont calculé que les vitesses d'accrétion dans cette cavité devaient être trans-soniques, les menant à postuler que l'accrétion devrait être due à un vent dans les régions internes comme dans Combet et Ferreira (2008). Ces solutions sont en tout point semblables aux solutions dominées par le couple dû au vent obtenues dans Scepi *et al.* (2019). J'ai calculé le rayon r_μ au delà duquel l'accrétion dû au couple du vent domine (voir §7.2.2) avec une configuration dipolaire et des paramètres physiques cohérents avec un disque de transition. J'ai trouvé que la cavité devrait s'étendre jusqu'à ≈ 1 AU. Ceci est un ou deux ordres de grandeur plus faible que ce qui est observé dans Andrews *et al.* (2011). Cependant, la configuration magnétique n'est probablement pas dipolaire dans le disque et une dépendance plus faible en fonction du rayon pourrait produire des cavités s'étendant jusqu'à ≈ 100 AU. Pour cela, nous devons continuer à raffiner le modèle présenté dans Scepi *et al.* (2019) en incluant le transport du champ magnétique de manière cohérente.

Pour finir, nous voyons que la prise en compte de vents MHD est cruciale dans le problème de l'accrétion. Ces vents sont dus à la présence d'un champ magnétique grande échelle qui est cisailé par le disque. Ce cisaillement des lignes de champ crée un gradient vertical de champ toroïdal dans le disque qui accélère la matière hors du disque sous la forme d'un vent. Le vent MHD freine également le disque, à cause de la tension des lignes de champ magnétique grande échelle et participe de manière importante au bilan de moment cinétique et donc à l'accrétion. Ces vents MHD ont un lien très étroit avec l'instabilité magnéto-rotationnelle. L'étude du transport de moment cinétique turbulent a longtemps occulté l'importance des vents MHD dans le problème de l'accrétion. Il est maintenant temps pour la communauté théorique mais aussi observationnelle, de reconsidérer l'importance de la turbulence au profit des vents MHD. Ceux-ci sont inévitables en présence d'un champ magnétique grande échelle et pourraient jouer un rôle de premier plan dans la compréhension des novæ naines mais aussi des disques d'accrétion en général.

Bibliographie

- S. M. ANDREWS, D. J. WILNER, C. ESPAILLAT, A. HUGHES, C. DULLEMOND, M. MCCLURE, C. QI et J. BROWN : Resolved images of large cavities in protoplanetary transition disks. *The Astrophysical Journal*, 732(1):42, 2011.
- L. ARZAMASSKIY et R. R. RAFIKOV : Disk Accretion Driven by Spiral Shocks. *ArXiv e-prints*, oct. 2017.
- X.-N. BAI et J. M. STONE : Effect of ambipolar diffusion on the nonlinear evolution of magnetorotational instability in weakly ionized disks. *The Astrophysical Journal*, 736(2):144, 2011.
- X.-N. BAI et J. M. STONE : Local study of accretion disks with a strong vertical magnetic field : Magnetorotational instability and disk outflow. *The Astrophysical Journal*, 767(1):30, 2013a. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/767/i=1/a=30>.
- X.-N. BAI et J. M. STONE : Wind-driven accretion in protoplanetary disks. i. suppression of the magnetorotational instability and launching of the magnetocentrifugal wind. *The Astrophysical Journal*, 769(1):76, 2013b.
- S. BALAY, S. ABHYANKAR, M. F. ADAMS, J. BROWN, P. BRUNE, K. BUSCHELMAN, L. DALCIN, V. EIJKHOUT, W. D. GROPP, D. KAUSHIK, M. G. KNEPLEY, L. C. MCINNES, K. RUPP, B. F. SMITH, S. ZAMPINI, H. ZHANG et H. ZHANG : PETSc Web page. <http://www.mcs.anl.gov/petsc>, 2016.
- S. A. BALBUS et J. F. HAWLEY : A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. IV. Nonaxisymmetric Perturbations. *The Astrophysical Journal*, 400:610–621, déc. 1992.
- S. A. BALBUS et J. F. HAWLEY : A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. i-linear analysis. ii-nonlinear evolution. *The Astrophysical Journal*, 376:214–233, 1991.
- S. A. BALBUS et J. F. HAWLEY : Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. *Reviews of modern physics*, 70(1):1, 1998.
- S. A. BALBUS et J. C. PAPALOIZOU : On the dynamical foundations of α disks. *The Astrophysical Journal*, 521(2):650, 1999.
- S. A. BALBUS et C. TERQUEM : Linear analysis of the hall effect in protostellar disks. *The Astrophysical Journal*, 552(1):235, 2001.

- Ş. BALMAN et M. REVNIVTSEV : X-ray variations in the inner accretion flow of dwarf novae. *Astronomy & Astrophysics*, 546:A112, 2012.
- G. T. BATH : Dynamical Instabilities in Semidetached Close Binary Systems with Possible Applications to Novae and Novalike Variables. *The Astrophysical Journal*, 158:571, nov. 1969.
- G. T. BATH : Time-Dependent Studies of Dynamical Instabilities in Semidetached Binary Systems. *The Astrophysical Journal*, 173:121, avr. 1972.
- A. BEARDMORE, G. A. WYNN, J. P. OSBORNE, K. MUKAI, P. J. WHEATLEY, R. G. WEST, V. BRAITO et K. BYCKLING : Swift observations of GW Lib : a unique insight into a rare outburst. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 399(3):1576–1586, 10 2009. ISSN 0035-8711. URL <https://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15378.x>.
- W. BÉTHUNE, G. LESUR et J. FERREIRA : Global simulations of protoplanetary disks with net magnetic flux-i. non-ideal mhd case. *Astronomy & Astrophysics*, 600:A75, 2017.
- O. M. BLAES et S. A. BALBUS : Local shear instabilities in weakly ionized, weakly magnetized disks. *The Astrophysical Journal*, 421:163–177, 1994.
- R. D. BLANDFORD et D. G. PAYNE : Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199:883–903, juin 1982.
- J. U. BRACKBILL et D. C. BARNES : The effect of nonzero $\text{div}(\mathbf{b})$ on the numerical solution of the magnetohydrodynamic equations. *Journal of Computational Physics*, 35(3):426–430, 1980.
- A. BRANDENBURG, A. NORDLUND, R. F. STEIN et U. TORHELSSON : Dynamo-generated Turbulence and Large-Scale Magnetic Fields in a Keplerian Shear Flow. *The Astrophysical Journal*, 446:741, juin 1995.
- M. BRIO et C. C. WU : An upwind differencing scheme for the equations of ideal magnetohydrodynamics. *Journal of computational physics*, 75(2):400–422, 1988.
- K. BYCKLING, K. MUKAI, J. THORSTENSEN et J. OSBORNE : Deriving an x-ray luminosity function of dwarf novae based on parallax measurements. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408(4):2298–2311, 2010.
- W. CABOT : Numerical Simulations of Circumstellar Disk Convection. *The Astrophysical Journal*, 465:874, juil. 1996.
- J. K. CANNIZZO, P. GHOSH et J. C. WHEELER : Convective accretion disks and the onset of dwarf nova outbursts. *The Astrophysical Journal, Letters*, 260:L83–L86, sept. 1982.

- J. K. CANNIZZO, A. W. SHAFER et J. C. WHEELER : On the outburst recurrence time for the accretion disk limit cycle mechanism in dwarf novae. *The Astrophysical Journal*, 333:227–235, 1988.
- J. K. CANNIZZO, A. P. SMALE, M. A. WOOD, M. D. STILL et S. B. HOWELL : The kepler light curves of v1504 cygni and v344 lyrae : A study of the outburst properties. *The Astrophysical Journal*, 747(2):117, 2012a. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/747/i=2/a=117>.
- J. K. CANNIZZO, A. P. SMALE, M. A. WOOD, M. D. STILL et S. B. HOWELL : The kepler light curves of v1504 cygni and v344 lyrae : A study of the outburst properties. *The Astrophysical Journal*, 747(2):117, 2012b.
- S. CHAKRAVORTY, P.-O. PETRUCCI, J. FERREIRA, G. HENRI, R. BELMONT, M. CLAVEL, S. CORBEL, J. RODRIGUEZ, M. CORIAT, S. DRAPPEAU et J. MALZAC : Absorption lines from magnetically driven winds in X-ray binaries. *Astronomy and Astrophysics*, 589:A119, mai 2016.
- C. J. CLARKE et J. E. PRINGLE : Kinetic theory viscosity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 351(4):1187–1192, 07 2004. ISSN 0035-8711. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07847.x>.
- M. S. B. COLEMAN, I. KOTKO, O. BLAES, J.-P. LASOTA et S. HIROSE : Dwarf nova outbursts with magnetorotational turbulence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462:3710–3726, nov. 2016.
- M. S. B. COLEMAN, O. BLAES, S. HIROSE et P. H. HAUSCHILDT : Convection enhances magnetic turbulence in am cvn accretion disks. *The Astrophysical Journal*, 857(1):52, 2018. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/857/i=1/a=52>.
- D. J. COLLINS et P. J. WHEATLEY : X-ray observations of su uma throughout six outbursts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(3):1816–1823, 2010.
- C. COMBET et J. FERREIRA : The radial structure of protostellar accretion disks : influence of jets. *Astronomy and Astrophysics*, 479:481–491, fév. 2008.
- B. COMMERÇON, R. TEYSSIER, E. AUDIT, P. HENNEBELLE et G. CHABRIER : Radiation hydrodynamics with adaptive mesh refinement and application to pre-stellar core collapse-i. methods. *Astronomy & Astrophysics*, 529:A35, 2011.
- D. L. COPPEJANS, E. G. KÖRDING, J. C. A. MILLER-JONES, M. P. RUPEN, C. KNIGGE, G. R. SIVAKOFF et P. J. GROOT : Novalike cataclysmic variables are significant radio emitters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451:3801–3813, août 2015.
- D. L. COPPEJANS, E. G. KÖRDING, J. C. MILLER-JONES, M. P. RUPEN, G. R. SIVAKOFF, C. KNIGGE, P. J. GROOT, P. A. WOUTD, E. O. WAAGEN et M. TEMPLETON : Dwarf nova-type cataclysmic variable stars are significant radio emitters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 463(2):2229–2241, 2016.

- F. A. CORDOVA et K. O. MASON : High-velocity winds from a dwarf nova during outburst. *The Astrophysical Journal*, 260:716–721, sept. 1982.
- T. G. COWLING : Tg cowling, monthly not. 94, 768 (1934). *Monthly Not.*, 94:768, 1934.
- A. N. COX et J. N. STEWART : Rosseland Opacity Tables for Population II Compositions. *The Astrophysical Journal Supplement*, 19:261, jan. 1970.
- J. A. CRAWFORD et R. P. KRAFT : An Intrepretation of AE Aquarii. *The Astrophysical Journal*, 123:44, jan. 1956.
- M. CROPPER : The polars. *Space Science Reviews*, 54(3-4):195–295, 1990.
- S. DAVIS : Simplified second-order godunov-type methods. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 9(3):445–473, 1988.
- M. DÍAZ TRIGO et L. BOIRIN : Accretion disc atmospheres and winds in low-mass X-ray binaries. *Astronomische Nachrichten*, 337:368, mai 2016.
- J.-F. DONATI, F. PALETOU, J. BOUVIER et J. FERREIRA : Direct detection of a magnetic field in the innermost regions of an accretion disk. *nature*, 438(7067):466, 2005.
- C. DONE et J. OSBORNE : The x-ray spectrum of the dwarf nova ss cyg in quiescence and outburst. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 288(3):649–664, 1997.
- B. T. DRAINE : *Physics of the interstellar and intergalactic medium*. Princeton University Press, 2010.
- J. E. DREW et D. PROGA : Radiation-driven accretion disk winds. *New Astronomy Reviews*, 44(1-2):21–26, 2000.
- J. DREW : Winds from disks. *In International Astronomical Union Colloquium*, vol. 122, p. 228–235. Cambridge University Press, 1990.
- G. DUBUS, J. M. HAMEURY et J. P. LASOTA : The disc instability model for X-ray transients : Evidence for truncation and irradiation. *Astronomy and Astrophysics*, 373:251–271, Jul 2001.
- G. DUBUS, M. OTULAKOWSKA-HYPKA et J.-P. LASOTA : Testing the disk instability model of cataclysmic variables. *ArXiv e-prints*, mai 2018.
- G. DUBUS, J.-P. LASOTA, J.-M. HAMEURY et P. CHARLES : X-ray irradiation in low-mass binary systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 303(1):139–147, 1999.
- C. R. EVANS et J. F. HAWLEY : Simulation of magnetohydrodynamic flows-a constrained transport method. *The Astrophysical Journal*, 332:659–677, 1988.

- A. FELDMEIER, I. SHLOSMAAN et P. VITELLO : Dynamics of line-driven winds from disks in cataclysmic variables. ii. mass-loss rates and velocity laws. *The Astrophysical Journal*, 526(1):357, 1999.
- J. W. FERGUSON, D. R. ALEXANDER, F. ALLARD, T. BARMAN, J. G. BODNARIK, P. H. HAUSCHILDT, A. HEFFNER-WONG et A. TAMANAI : Low-temperature opacities. *The Astrophysical Journal*, 623(1):585, 2005.
- L. FERRARIO, D. de MARTINO et B. T. GÄNSICKE : Magnetic white dwarfs. *Space Science Reviews*, 191(1):111–169, Oct 2015. ISSN 1572-9672. URL <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0152-0>.
- J. FERREIRA et G. PELLETIER : Magnetized accretion-ejection structures. III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows. *Astronomy & Astrophysics*, 295:807, mars 1995.
- J. FERREIRA : Magnetically-driven jets from keplerian accretion discs. *arXiv preprint astro-ph/9607057*, 1996.
- J. FERREIRA, P.-O. PETRUCCI, G. HENRI, L. SAUGÉ et G. PELLETIER : A unified accretion-ejection paradigm for black hole x-ray binaries-i. the dynamical constituents. *Astronomy & Astrophysics*, 447(3):813–825, 2006.
- D. FERTIG, K. MUKAI, T. NELSON et J. CANNIZZO : The fall and the rise of x-rays from dwarf novae in outburst : Rxte observations of vw hydri and ww ceti. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123(907):1054, 2011.
- T. P. FLEMING, J. M. STONE et J. F. HAWLEY : The effect of resistivity on the nonlinear stage of the magnetorotational instability in accretion disks. *The Astrophysical Journal*, 530(1):464, 2000.
- M. FLOCK, S. FROMANG, M. GONZÁLEZ et B. COMMERÇON : Radiation magnetohydrodynamics in global simulations of protoplanetary discs. *Astronomy & Astrophysics*, 560:A43, 2013.
- J. FRANK, A. KING et D. RAINE : *Accretion power in astrophysics*. Cambridge university press, 2002.
- S. FROMANG et J. PAPALOIZOU : MHD simulations of the magnetorotational instability in a shearing box with zero net flux. I. The issue of convergence. *Astronomy and Astrophysics*, 476:1113–1122, déc. 2007.
- S. FROMANG, H. LATTE, G. LESUR et G. I. OGILVIE : Local outflows from turbulent accretion disks. *Astronomy & Astrophysics*, 552:A71, 2013.
- S. FROMANG, C. TERQUEM et S. A. BALBUS : The ionization fraction in α models of protoplanetary discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 329(1):18–28, 2002.
- C. F. GAMMIE : Layered accretion in t tauri disks. *The Astrophysical Journal*, 457:355, 1996.

- C. F. GAMMIE et K. MENOÛ : On the origin of episodic accretion in dwarf novae. *The Astrophysical Journal Letters*, 492(1):L75, 1998.
- T. A. GARDINER et J. M. STONE : An unsplit godunov method for ideal mhd via constrained transport. *Journal of Computational Physics*, 205(2):509–539, 2005.
- A. E. GLASSGOLD, J. NAJITA et J. IGEA : X-Ray Ionization of Protoplanetary Disks. *The Astrophysical Journal*, 480:344–350, mai 1997a.
- A. E. GLASSGOLD, J. NAJITA et J. IGEA : X-Ray Ionization of Protoplanetary Disks : Erratum. *The Astrophysical Journal*, 485:920, août 1997b.
- S. K. GODUNOV : A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics. *Matematicheskii Sbornik*, 89(3):271–306, 1959.
- J. GOODMAN et G. XU : Parasitic instabilities in magnetized, differentially rotating disks. *The Astrophysical Journal*, 432:213–223, sept. 1994.
- N. GREVESSE et A. SAUVAL : Standard solar composition. *Space Science Reviews*, 85(1):161–174, 1998.
- X. GUAN, C. F. GAMMIE, J. B. SIMON et B. M. JOHNSON : Locality of MHD Turbulence in Isothermal Disks. *The Astrophysical Journal*, 694:1010–1018, avr. 2009.
- J. GUILLET et G. I. OGILVIE : Transport of magnetic flux and the vertical structure of accretion discs? i. uniform diffusion coefficients. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 424(3):2097–2117, 2012. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21361.x>.
- R. HŌSHI : Accretion Model for Outbursts of Dwarf Nova. *Progress of Theoretical Physics*, 61:1307–1319, mai 1979.
- J.-M. HAMEURY, K. MENOÛ, G. DUBUS, J.-P. LASOTA et J.-M. HURE : Accretion disc outbursts : a new version of an old model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298(4):1048–1060, 1998.
- T. E. HARRISON : Abundance derivations for the secondary stars in cataclysmic variables from near-infrared spectroscopy. *The Astrophysical Journal*, 833(1):14, 2016.
- T. E. HARRISON et R. E. MARRA : Determinations of the 12c/13c ratio for the secondary stars of AE aquarii, SS cygni, and RU pegasi. *The Astrophysical Journal*, 843(2):152, jul 2017. URL <https://doi.org/10.38472F1538-43572Faa7946>.
- A. HARTEN, P. D. LAX et B. v. LEER : On upstream differencing and godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws. *SIAM review*, 25(1):35–61, 1983.

- J. F. HAWLEY, C. F. GAMMIE et S. A. BALBUS : Local Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Accretion Disks. *The Astrophysical Journal*, 440:742, fév. 1995.
- J. F. HAWLEY, C. F. GAMMIE et S. A. BALBUS : Local Three-dimensional Simulations of an Accretion Disk Hydromagnetic Dynamo. *The Astrophysical Journal*, 464:690, juin 1996.
- J. F. HAWLEY, X. GUAN et J. H. KROLIK : Assessing Quantitative Results in Accretion Simulations : From Local to Global. *The Astrophysical Journal*, 738:84, sept. 2011.
- J. F. HAWLEY et J. M. STONE : Nonlinear evolution of the magnetorotational instability in ion-neutral disks. *The Astrophysical Journal*, 501(2):758, 1998.
- N. HIGGINBOTTOM et D. PROGA : Coronae and Winds from Irradiated Disks in X-Ray Binaries. *The Astrophysical Journal*, 807:107, juil. 2015.
- J. R. HIND : On a new Variable Star. *mnras*, 16:56–56, jan 1856.
- S. HIROSE : Magnetic turbulence and thermodynamics in the inner region of protoplanetary discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448(4):3105–3120, 2015.
- S. HIROSE, O. BLAES, J. H. KROLIK, M. S. B. COLEMAN et T. SANO : Convection causes enhanced magnetic turbulence in accretion disks in outburst. *The Astrophysical Journal*, 787(1):1, 2014.
- M. G. HOARE et J. E. DREW : The ionization state of the winds from cataclysmic variables without classical boundary layers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 260(3):647–662, 1993.
- K. HORNE : Images of accretion discs. I - The eclipse mapping method. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 213:129–141, mars 1985.
- K. HORNE : *Int. Astr. Union Colloq.*, (129):3, 1991.
- K. HORNE et M. C. COOK : UVB images of the Z Cha accretion disc in outburst. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 214(3):307–317, 06 1985. ISSN 0035-8711. URL <https://dx.doi.org/10.1093/mnras/214.3.307>.
- C. A. IGLESIAS et F. J. ROGERS : Updated Opal Opacities. *The Astrophysical Journal*, 464:943, juin 1996.
- M. ISHIDA, S. OKADA, T. HAYASHI, R. NAKAMURA, Y. TERADA, K. MUKAI et K. HAMAGUCHI : Suzaku observations of ss cygni in quiescence and outburst. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 61(sp1):S77–S91, 2009.
- L. JIN : Damping of the Shear Instability in Magnetized Disks by Ohmic Diffusion. *The Astrophysical Journal*, 457:798, fév. 1996.

- A. H. JOY : Spectroscopic Observations of AE Aquarii. *The Astrophysical Journal*, 120:377, nov 1954.
- A. H. JOY : Radial-Velocity Measures of SS Cygni at Minimum Light. *The Astrophysical Journal*, 124:317, sep 1956.
- W. JU, J. M. STONE et Z. ZHU : Global MHD Simulations of Accretion Disks in Cataclysmic Variables. I. The Importance of Spiral Shocks. *The Astrophysical Journal*, 823:81, juin 2016.
- A. R. KING : The UV delay in dwarf novae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 288:L16–L18, juin 1997.
- A. KING, J. PRINGLE et M. LIVIO : Accretion disc viscosity : how big is alpha? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 376(4):1740–1746, 2007.
- C. KNIGGE, I. BARAFFE et J. PATTERSON : The Evolution of Cataclysmic Variables as Revealed by Their Donor Stars. *Astrophysical Journal, Supplement*, 194:28, juin 2011.
- C. KNIGGE : The effective temperature distribution of steady-state, mass-losing accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 309(2):409–420, 1999.
- C. KNIGGE et J. E. DREW : Eclipse mapping of the accretion disk wind in the cataclysmic variable ux ursae majoris. *The Astrophysical Journal*, 486(1):445, 1997.
- E. KÖRDING, M. RUPEN, C. KNIGGE, R. FENDER, V. DHAWAN, M. TEMPLETON et T. MUXLOW : A transient radio jet in an erupting dwarf nova. *Science*, 320(5881):1318–1320, 2008.
- I. KOTKO et J.-P. LASOTA : The viscosity parameter α and the properties of accretion disc outbursts in close binaries. *Astronomy & Astrophysics*, 545:A115, 2012.
- R. P. KRAFT : Binary Stars among Cataclysmic Variables. I. U Geminorum Stars (dwarf Novae). *The Astrophysical Journal*, 135:408, mar 1962.
- W. KRZEMINSKI : The Eclipsing Binary U Geminorum. *The Astrophysical Journal*, 142:1051, oct. 1965.
- W. KRZEMINSKI et K. SERKOWSKI : Extremely high circular polarization of AN Ursae Majoris. *The Astrophysical Journal, Letters*, 216:L45–L48, août 1977.
- B. KUKARKIN et P. PARENAGO : Var. *Star Bull. IV*, (8):44, 1934.
- M. W. KUNZ et G. LESUR : Magnetic self-organization in hall-dominated magnetorotational turbulence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 434(3):2295–2312, 2013.

- J. LANDSTREET, S. BAGNULO, A. MARTIN et G. VALYAVIN : Discovery of an extremely weak magnetic field in the white dwarf ltt 16093= wd 2047+ 372. *Astronomy & Astrophysics*, 591:A80, 2016.
- J.-P. LASOTA : The disc instability model of dwarf novae and low-mass x-ray binary transients. *New Astronomy Reviews*, 45(7):449–508, 2001.
- H. N. LATTER et J. C. PAPALOIZOU : Hysteresis and thermal limit cycles in mri simulations of accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426(2):1107–1120, 2012.
- G. LESUR, J. FERREIRA et G. I. OGILVIE : The magnetorotational instability as a jet launching mechanism. *Astronomy & Astrophysics*, 550:A61, 2013.
- G. LESUR, P. HENNEBELLE et S. FROMANG : Spiral-driven accretion in protoplanetary discs-i. 2d models. *Astronomy & Astrophysics*, 582:L9, 2015.
- G. LESUR, M. W. KUNZ et S. FROMANG : Thanatology in protoplanetary discs-the combined influence of ohmic, hall, and ambipolar diffusion on dead zones. *Astronomy & Astrophysics*, 566:A56, 2014.
- G. LESUR et G. I. OGILVIE : On the angular momentum transport due to vertical convection in accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 404(1):L64, 2010.
- D. N. C. LIN et J. PAPALOIZOU : On the structure and evolution of the primordial solar nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 191:37–48, avr. 1980.
- D. N. C. LIN, J. PAPALOIZOU et J. FAULKNER : On the evolution of accretion disc flow in cataclysmic variables? III. Outburst properties of constant and uniform-? model discs? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 212(1):105–149, 01 1985. ISSN 0035-8711. URL <https://dx.doi.org/10.1093/mnras/212.1.105>.
- T.-P. LIU : Nonlinear stability and instability of overcompressive shock waves. *In Shock induced transitions and phase structures in general media*, p. 159–167. Springer, 1993.
- R. V. E. LOVELACE, H. L. BERK et J. CONTOPOULOS : Magnetically driven jets and winds. *The Astrophysical Journal*, 379:696–705, oct. 1991.
- R. V. E. LOVELACE, J. C. L. WANG et M. E. SULKANEN : Self-collimated electromagnetic jets from magnetized accretion disks. *The Astrophysical Journal*, 315:504–535, avr. 1987.
- S. H. LUBOW, J. C. B. PAPALOIZOU et J. E. PRINGLE : Magnetic field dragging in accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 267(2):235–240, 1994. URL <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/267.2.235>.

- S. LUKETIC, D. PROGA, T. R. KALLMAN, J. C. RAYMOND et J. M. MILLER : On the Properties of Thermal Disk Winds in X-ray Transient Sources : A Case Study of GRO J1655-40. *The Astrophysical Journal*, 719:515–522, août 2010.
- D. LYNDEN-BELL et J. PRINGLE : The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168 (3):603–637, 1974.
- G. MARCEL, J. FERREIRA, P.-O. PETRUCCI, R. BELMONT, J. MALZAC, M. CLAVEL, G. HENRI, M. CORIAT, S. CORBEL, J. RODRIGUEZ, A. LOH et S. CHAKRAVORTY : A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. III. Spectral signatures of hybrid disk configurations. *Astronomy and Astrophysics*, 617:A46, sept. 2018.
- T. R. MARSH : Doppler tomography. In *Astrotomography*, p. 1–26. Springer, 2001.
- L. MARTEL : Étude statistique de la courbe de lumière de l'étoile variable SS Cygni. *Annales d'Astrophysique*, 24:267, fév. 1961.
- J. A. MATTEI, C. MAUCHE et P. J. WHEATLEY : Multiwavelength observations of ss cyg and u gem. *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 28:160–161, 2000.
- C. W. MAUCHE et J. C. RAYMOND : IUE observations of the dwarf nova HL Canis Majoris and the winds of cataclysmic variables. *The Astrophysical Journal*, 323:690–713, déc. 1987.
- K. E. MCGOWAN, W. C. PRIEDHORSKY et S. P. TRUDOLYUBOV : On the correlated x-ray and optical evolution of ss cygni. *The Astrophysical Journal*, 601(2):1100, 2004.
- J. C. MCKINNEY, A. TCHEKHOVSKOY et R. D. BLANDFORD : General relativistic magnetohydrodynamic simulations of magnetically choked accretion flows around black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423:3083–3117, juil. 2012.
- K. MENOÛ : Viscosity mechanisms in accretion disks. *Science*, 288(5473):2022–2024, 2000.
- K. MENOÛ, J.-M. HAMEURY, J.-P. LASOTA et R. NARAYAN : Disc instability models for X-ray transients : evidence for evaporation and low η -viscosity? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 314(3):498–510, 05 2000. ISSN 0035-8711. URL <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03357.x>.
- K. MENOÛ, J.-M. HAMEURY et R. STEHLE : Structure and properties of transition fronts in accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 305 (1):79–89, 1999.
- F. MEYER et E. MEYER-HOFMEISTER : On the Elusive Cause of Cataclysmic Variable Outbursts. *Astronomy and Astrophysics*, 104:L10, 1981.

- F. MEYER et E. MEYER-HOFMEISTER : Outbursts in dwarf novae accretion disks. *Astronomy and Astrophysics*, 132:143–150, mars 1984.
- A. MIGNONE : The pluto code for astrophysical gasdynamics. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 13:67, 2009.
- J. M. MILLER, J. RAYMOND, A. FABIAN, D. STEEGHS, J. HOMAN, C. REYNOLDS, M. VAN DER KLIS et R. WIJNANDS : The magnetic nature of disk accretion onto black holes. *Nature*, 441:953–955, juin 2006.
- K. A. MILLER et J. M. STONE : The Formation and Structure of a Strongly Magnetized Corona above a Weakly Magnetized Accretion Disk. *The Astrophysical Journal*, 534:398–419, mai 2000.
- G. N. MINERBO : Maximum entropy eddington factors. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 20(6):541–545, 1978.
- S. MINESHIGE et Y. OSAKI : Disk-instability model for outbursts of dwarf novae Time-dependent formulation and one-zone model. *Astronomical Society of Japan*, 35:377–396, 1983.
- T. MIYOSHI et K. KUSANO : A multi-state hll approximate riemann solver for ideal magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 208(1):315–344, 2005.
- L. MORALES-RUEDA : Doppler tomography of cataclysmic variables. *Astronomische Nachrichten : Astronomical Notes*, 325(3):193–196, 2004.
- K. MUKAI : X-ray emissions from accreting white dwarfs : A review. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 129(976):062001, 2017.
- T. NAKANO et T. UMEBAYASHI : Dissipation of magnetic fields in very dense interstellar clouds. I - Formulation and conditions for efficient dissipation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 218:663–684, fév. 1986.
- G. OGILVIE : Tidally distorted accretion discs in binary stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 330(4):937–949, 2002.
- Y. OSAKI : A Mechanism for the Outbursts of U Geminorum Stars. *The Astrophysical Journal*, 162:621, nov. 1970.
- Y. OSAKI : An accretion model for the outbursts of U Geminorum stars. *Publications of the ASJ*, 26:429–436, 1974.
- M. OTULAKOWSKA-HYPKA, A. OLECH et J. PATTERSON : Statistical analysis of properties of dwarf novae outbursts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 460(3):2526–2541, 05 2016. ISSN 0035-8711. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/stw1120>.
- B. PACZYŃSKI : Cataclysmic Variables among Binary Stars I. U Geminorum Stars. *Acta Astronomica*, 15:89, 1965.

- D. PANDEL, F. A. CÓRDOVA, K. O. MASON et W. C. PRIEDHORSKY : X-ray observations of the boundary layer in dwarf novae at low accretion rates. *The Astrophysical Journal*, 626(1):396, 2005.
- J. PATTERSON et J. C. RAYMOND : X-Ray Emission from Cataclysmic Variables with Accretion Disks - Part Two - Extreme Ultraviolet Soft X-Ray Radiation. *The Astrophysical Journal*, 292:550, mai 1985a.
- J. PATTERSON et J. C. RAYMOND : X-ray emission from cataclysmic variables with accretion disks. I - Hard X-rays. II - EUV/soft X-ray radiation. *The Astrophysical Journal*, 292:535–558, mai 1985b.
- J. PATTERSON : The dq herculis stars. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 106(697):209, 1994.
- G. PELLETIER et R. E. PUDRITZ : Hydromagnetic disk winds in young stellar objects and active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, 394:117–138, juil. 1992.
- W. R. PENNING, G. D. SCHMIDT et J. LIEBERT : Circular polarization in the DQ Herculis binary 3A 0729 + 103. *The Astrophysical Journal*, 301:881–885, fév. 1986.
- R. PERNA, J. MCDOWELL, K. MENO, J. RAYMOND et M. V. MEDVEDEV : Chandra observations of the dwarf nova wx hydri in quiescence. *The Astrophysical Journal*, 598(1):545, 2003.
- N. POGSON : On the Variable Star U Geminorum. *mnras*, 17:200–202, may 1857.
- G. PONTI, R. P. FENDER, M. C. BEGELMAN, R. J. H. DUNN, J. NEILSEN et M. CORIAT : Ubiquitous equatorial accretion disc winds in black hole soft states. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422:L11–L15, mai 2012.
- K. G. POWELL : An approximate riemann solver for magnetohydrodynamics (that works more than one dimension). Rap. tech., INSTITUTE FOR COMPUTER APPLICATIONS IN SCIENCE AND ENGINEERING HAMPTON VA, 1994.
- J. PRINGLE : Accretion discs in astrophysics. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 19(1):137–160, 1981.
- D. PROGA, T. R. KALLMAN, J. E. DREW et L. E. HARTLEY : Resonance line profile calculations based on hydrodynamical models of cataclysmic variable winds. *The Astrophysical Journal*, 572(1):382, 2002.
- D. PROGA, J. M. STONE et J. E. DREW : Radiation-driven winds from luminous accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 295(3):595–617, 1998.
- R. PUDRITZ, C. NORMAN *et al.* : Centrifugally driven winds from contracting molecular disks. *Astrophysical Journal*, 274:677, 1983.

- A. RIOLS, F. RINCON, C. COSSU, G. LESUR, P.-Y. LONGARETTI, G. I. OGILVIE et J. HERAULT : Global bifurcations to subcritical magnetorotational dynamo action in Keplerian shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 731:1–45, sept. 2013.
- P. L. ROE : Characteristic-based schemes for the Euler equations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 18:337–365, 1986.
- T. RUSSELL, J. MILLER-JONES, G. SIVAKOFF, D. ALTAMIRANO, T. O'BRIEN, K. PAGE, M. TEMPLETON, E. KÖRDING, C. KNIGGE, M. RUPEN *et al.* : The reproducible radio outbursts of ss cygni. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 460(4):3720–3732, 2016.
- B. R. RYAN, C. F. GAMMIE, S. FROMANG et P. KESTENER : Resolution dependence of magnetorotational turbulence in the isothermal stratified shearing box. *The Astrophysical Journal*, 840(1):6, 2017.
- G. SALVESEN, J. B. SIMON, P. J. ARMITAGE et M. C. BEGELMAN : Accretion disc dynamo activity in local simulations spanning weak-to-strong net vertical magnetic flux regimes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457(1):857–874, 2016. URL + <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stw029>.
- T. SANO, S. ichiro INUTSUKA, N. J. TURNER et J. M. STONE : Angular momentum transport by magnetohydrodynamic turbulence in accretion disks : Gas pressure dependence of the saturation level of the magnetorotational instability. *The Astrophysical Journal*, 605(1):321–339, apr 2004. URL <https://doi.org/10.1086%2F382184>.
- T. SANO et J. M. STONE : The effect of the hall term on the nonlinear evolution of the magnetorotational instability. ii. saturation level and critical magnetic reynolds number. *The Astrophysical Journal*, 577(1):534, 2002.
- J. SANTISTEBAN, J. ECHEVARRÍA, S. ZHARIKOV, V. NEUSTROEV, G. TOVMASSIAN, V. CHAVUSHYAN, R. NAPIWOTZKI, R. COSTERO, R. MICHEL, L. SÁNCHEZ *et al.* : From outburst to quiescence : spectroscopic evolution of the high-proper motion cataclysmic variable v1838 aql. *arXiv preprint arXiv :1811.02349*, 2018.
- G. J. SAVONIJE, J. C. B. PAPALOIZOU et D. N. C. LIN : On tidally induced shocks in accretion discs in close binary systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 268(1):13, 1994.
- G. J. SAVONIJE et J. E. PRINGLE : X-ray emission from dwarf novae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 187(4):777–783, 08 1979. ISSN 0035-8711. URL <https://dx.doi.org/10.1093/mnras/187.4.777>.
- N. SCEPI, G. LESUR, G. DUBUS et M. FLOCK : Impact of convection and resistivity on angular momentum transport in dwarf novae. *Astronomy & Astrophysics*, 609:A77, 2018.
- N. SCEPI, G. LESUR, G. DUBUS et M. FLOCK : Turbulent and wind-driven accretion in dwarf novae threaded by a large-scale magnetic field. *Astronomy and Astrophysics*, 620:A49, nov. 2018b.

- N. SCEPI, G. DUBUS et G. LESUR : Magnetic wind-driven accretion in dwarf novae. *Astronomy and Astrophysics*, 626:A116, Jun 2019.
- N. I. SHAKURA et R. A. SUNYAEV : Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy & Astrophysics*, 24:337–355, 1973.
- J. B. SIMON, J. F. HAWLEY et K. BECKWITH : Simulations of Magnetorotational Turbulence with a Higher-Order Godunov Scheme. *The Astrophysical Journal*, 690:974–997, jan. 2009.
- J. B. SIMON, X.-N. BAI, P. J. ARMITAGE, J. M. STONE et K. BECKWITH : Turbulence in the outer regions of protoplanetary disks. ii. strong accretion driven by a vertical magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 775(1):73, 2013. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/775/i=1/a=73>.
- J. B. SIMON, K. BECKWITH et P. J. ARMITAGE : Emergent mesoscale phenomena in magnetized accretion disc turbulence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422(3):2685–2700, 2012.
- J. SMAK : On the Period of SS Cygni. *Acta Astronomica*, 19:287, 1969.
- J. SMAK : Eruptive Binaries. II. U Geminorum. *Acta Astronomica*, 21:15, 1971.
- J. SMAK : Accretion in cataclysmic binaries. I - Modified alpha-disks with convection. *Acta Astronomica*, 32:199–211, 1982.
- J. SMAK : Accretion in cataclysmic binaries. IV - Accretion disks in dwarf novae. *Acta Astronomica*, 34:161–189, 1984.
- J. SMAK : Dwarf Nova Outbursts. III. The Viscosity Parameter alpha. *Astronomical Society of the Pacific*, 49:391–401, sept. 1999.
- J. I. SMAK : On the interpretation of doppler tomograms of dwarf nova disks during outbursts. *Acta Astronomica*, 51:295–302, 2001.
- K. A. SORATHIA, C. S. REYNOLDS et P. J. ARMITAGE : Connections between local and global turbulence in accretion disks. *The Astrophysical Journal*, 712(2):1241, 2010.
- J. M. STONE et S. A. BALBUS : Angular Momentum Transport in Accretion Disks via Convection. *The Astrophysical Journal*, 464:364, juin 1996.
- J. M. STONE, J. F. HAWLEY, C. F. GAMMIE et S. A. BALBUS : Three-dimensional Magnetohydrodynamical Simulations of Vertically Stratified Accretion Disks. *The Astrophysical Journal*, 463:656, juin 1996.
- T. K. SUZUKI et S.-i. INUTSUKA : Disk winds driven by magnetorotational instability and dispersal of protoplanetary disks. *The Astrophysical Journal Letters*, 691(1):L49, 2009.

- J. SWANK, E. BOLDT, S. HOLT, R. ROTHSCHILD et P. SERLEMITSOS : Hard x-rays from u geminorum. *The Astrophysical Journal*, 226:L133–L136, 1978.
- P. SZKODY, J. J. MICHALSKY et G. M. STOKES : A polarization study of dwarf novae and nova-like objects. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 94 (557):137, 1982.
- S. TAPIA : Discovery of a magnetic compact star in the AM Herculis/3U 1809+50 system. *The Astrophysical Journal, Letters*, 212:L125–L129, mars 1977a.
- S. TAPIA : VV Puppis. *IAU Circulars*, 3054, mars 1977b.
- B. TETARENKO, J.-P. LASOTA, C. HEINKE, G. DUBUS et G. SIVAKOFF : Strong disk winds traced throughout outbursts in black-hole x-ray binaries. *Nature*, 2018.
- G. TÓTH : The $\text{div}(\mathbf{b})=0$ constraint in shock-capturing magnetohydrodynamics codes. *Journal of Computational Physics*, 161(2):605–652, 2000.
- N. TURNER et J. STONE : A module for radiation hydrodynamic calculations with zeus-2d using flux-limited diffusion. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 135(1):95, 2001.
- N. VAN DER MAREL, E. F. VAN DISHOECK, S. BRUDERER, S. M. ANDREWS, K. M. PONTOPPIDAN, G. J. HERCZEG, T. VAN KEMPEN et A. MIOTELLO : Resolved gas cavities in transitional disks inferred from CO isotopologs with ALMA. *Astronomy and Astrophysics*, 585:A58, jan. 2016.
- N. VAN DER MAREL, J. P. WILLIAMS, M. ANSDELL, C. F. MANARA, A. MIOTELLO, M. TAZZARI, L. TESTI, M. HOGERHEIJDE, S. BRUDERER, S. E. VAN TERWISGA et E. F. VAN DISHOECK : New Insights into the Nature of Transition Disks from a Complete Disk Survey of the Lupus Star-forming Region. *The Astrophysical Journal*, 854:177, fév. 2018.
- B. VAN LEER : Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme. II. Monotonicity and Conservation Combined in a Second-Order Scheme. *Journal of Computational Physics*, 14:361–370, mars 1974.
- B. VAN LEER : Towards the ultimate conservative difference scheme. III - Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow. IV - A new approach to numerical convection. *Journal of Computational Physics*, 23:263–299, mars 1977.
- B. VAN LEER : Towards the ultimate conservative difference scheme. v. a second-order sequel to godunov’s method. *Journal of computational Physics*, 32(1):101–136, 1979.
- F. VERBUNT : Accretion disks in stellar x-ray sources. *Space Science Reviews*, 32 (4):379–404, 1982.
- F. VERBUNT, P. J. WHEATLEY et J. A. MATTEI : X-ray observations through the outburst cycle of the dwarf nova yz cnc. *arXiv preprint astro-ph/9903224*, 1999.

- M. F. WALKER : Nova DQ Herculis (1934) : an Eclipsing Binary with Very Short Period. *Publications of the ASP*, 66:230, oct 1954.
- M. F. WALKER et G. CHINCARINI : Image-Tube Spectroscopic Studies of Rapid Variables. I. Spectroscopic and Photometric Observations of SS Cygni. *The Astrophysical Journal*, 154:157, oct. 1968.
- L. WANG et J. J. GOODMAN : Wind-driven accretion in transitional protostellar disks. *The Astrophysical Journal*, 835(1):59, 2017.
- M. WARDLE : The Balbus-Hawley instability in weakly ionized discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307:849–856, août 1999.
- B. WARNER et R. E. NATHER : Observations of rapid blue variables - II. U Geminorum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 152:219–229, 1971.
- B. WARNER : Absolute magnitudes of cataclysmic variables. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 227(1):23–73, 07 1987. ISSN 0035-8711. URL <https://dx.doi.org/10.1093/mnras/227.1.23>.
- B. WARNER : *Cataclysmic variable stars*, vol. 28. Cambridge University Press, 2003.
- S. C. WEST, G. BERRIMAN et G. D. SCHMIDT : The discovery of near-infrared polarized cyclotron emission in the intermediate polar BG Canis Minoris. *The Astrophysical Journal, Letters*, 322:L35–L39, nov. 1987.
- P. J. WHEATLEY et C. W. MAUCHE : Chandra x-ray observations of wz sge in superoutburst. In *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, vol. 330, p. 257, 2005.
- P. J. WHEATLEY, C. W. MAUCHE et J. A. MATTEI : The x-ray and extreme-ultraviolet flux evolution of ss cygni throughout outburst. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 345(1):49–61, 2003.
- P. WHEATLEY, F. VERBUNT, T. BELLONI, M. WATSON, T. NAYLOR, M. ISHIDA, S. DUCK et E. PFEFFERMANN : The x-ray and euv spectrum of the dwarf nova vw hydri in outburst and quiescence. *Astronomy and Astrophysics*, 307:137, 1996.
- R. WILLIAMS et D. FERGUSON : He i line emission and the helium abundance in cataclysmic variables. *The Astrophysical Journal*, 257:672–685, 1982.
- J. WOOD, K. HORNE, G. BERRIMAN, R. WADE, D. O'DONOGHUE et B. WARNER : High-speed photometry of the dwarf nova Z Cha in quiescence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 219:629–655, avr. 1986.
- L. T. YANG et R. P. BRENT : The improved BiCGStab method for large and sparse unsymmetric linear systems on parallel distributed memory architectures. *Proceedings of the Fifth International Conference on Algorithms and Architectures for Parallel Processing, IEEE*, 2002.

Z. ZHU et J. M. STONE : Global evolution of an accretion disk with a net vertical field : Coronal accretion, flux transport, and disk winds. *The Astrophysical Journal*, 857(1):34, 2018. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/857/i=1/a=34>.