



De la dynamique galactique à la formation stellaire : comment est régulé le taux de formation d'étoiles ?

Noé Brucy

► To cite this version:

Noé Brucy. De la dynamique galactique à la formation stellaire : comment est régulé le taux de formation d'étoiles ?. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP087 . tel-03860700

HAL Id: tel-03860700

<https://theses.hal.science/tel-03860700>

Submitted on 18 Nov 2022

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.

De la dynamique galactique à la
formation stellaire : comment est régulé
le taux de formation d'étoiles ?
*From galactic dynamics to star formation, what sets the
star formation rate?*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 127, Astronomie et Astrophysique (AAIF)
Spécialité de doctorat : Astronomie et Astrophysique
Graduate School : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche Astrophysique, Instrumentation et
Modélisation de Paris-Saclay (Université Paris-Saclay, CNRS, CEA), sous la
direction de Patrick Hennebelle, Directeur de Recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 19 septembre 2022, par

Noé BRUCY

Composition du jury

Marc-Antoine MIVILLE-DESCHÊNES
Directeur de Recherche, Université Paris-Saclay.
Nicole NESVADBA
Directrice de recherche, Observatoire de Nice.
Romain TEYSSIER
Professeur, Princeton University.
François BOULANGER
Directeur de recherche, ENS de Paris.
Jérémy FENSCH
Maître de conférences, ENS de Lyon.
Ralf KLESSEN
Professeur, University of Heidelberg.
Patrick HENNEBELLE
Directeur de Recherche, Université Paris-Saclay.

Président
Rapporteuse & Examinatrice
Rapporteur & Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Directeur de thèse

Titre : De la dynamique galactique à la formation stellaire : comment est régulé le taux de formation d'étoiles ?

Mots clés : formation stellaire ; simulations numériques ; galaxies ; turbulence ; champ magnétique ; rétroaction stellaire

Résumé : Le développement de nouveaux télescopes spatiaux et terrestres, ainsi que l'amélioration des capacités et des techniques de simulations promettent des progrès importants dans la compréhension des mécanismes de la formation stellaire. C'est un défi colossal, car la formation stellaire est un processus qui se joue à la fois à l'échelle très vaste d'une galaxie et à l'échelle plus petite d'un système stellaire (voire de l'atome), sans oublier toutes les échelles intermédiaires. Le travail de la thèse que vous vous apprêtez à lire a pour objectif principal de comprendre quels sont les processus physiques majeurs qui expliquent le taux de formation des étoiles, c'est-à-dire la vitesse à laquelle le gaz qui compose en partie les galaxies s'effondre pour former des étoiles. C'est

un travail multifacette et multiéchelle, mais qui se focalise sur les disques galactiques, de masse similaire ou jusqu'à quinze fois plus massives que la nôtre.

Le cœur de la thèse porte sur la régulation du taux de formation d'étoiles à l'échelle du kiloparsec. À l'aide de simulations numériques, il s'agit de voir quels sont les processus physiques qui permettent d'expliquer les relations observées avec la quantité de gaz, en quantifiant notamment l'importance de la rétroaction stellaire et du champ magnétique. J'y mets en évidence le rôle essentiel joué par la turbulence à grande échelle dans les galaxies riches en gaz. Cela m'a poussé à l'étudier plus précisément, notamment pour comprendre sa génération dans le disque galactique.

Title: From galactic dynamics to star formation, what sets the star formation rate?

Keywords: star formation ; numerical simulation ; galaxies ; turbulence ; magnetic field ; stellar feedback

Abstract: The arrival of new telescopes and the improvement of the techniques of numerical simulations allow important progress to be made in the understanding of the mechanisms of star formation in the Universe. It's a major challenge, because star formation is determined by events at very large scales (a galaxy) and very small scales (the kernel of the atoms) and all the scales in the middle. This thesis aims at determining what are the main processes that may explain the star formation rate, that is the speed at which the gas from galaxies is converted into stars. In this work

I tackle several scales and environments, but I focus on disk galaxies with a gas mass equal or up to fifteen times the gas mass in the Milky Way.

The heart of the thesis is the numerical simulation of kiloparsec regions of galactic disk to study the role of stellar feedback, magnetic field and large scale turbulence on the star formation rate. The latter is found to be crucial in gas-rich galaxies and that prompted me to study more precisely the role of turbulence, in particular how it is generated in the galactic disk.

Remerciements

Durant les trois années de préparation de cette thèse, j'ai pu bénéficier d'un entourage scientifique, amical et familial exceptionnel. Cela m'a permis à la fois de mener à bien mon travail de doctorat et de rendre cette période agréable, malgré les confinements, re-confinements et re-re-confinements. J'ai eu beaucoup de chance d'avoir Patrick comme directeur de thèse. Grâce à lui, j'ai pu avoir une grande liberté dans mon travail, tout en bénéficiant de sa grande disponibilité pour discuter science, problèmes numériques, climat et vélo. Ses conseils et son aide ont été essentiels. Merci également à Frédéric, qui m'a introduit aux simulations numériques de galaxies complètes et beaucoup appris sur les galaxies à haut redshift. Merci aux rapporteurs et au jury pour leurs commentaires sur le manuscrit et la discussion intéressante pendant la soutenance. Merci à notre plus si petit groupe de formation des étoiles du département d'astrophysique, d'une grande qualité scientifique et humaine. Thanks Tine for leading the branch fight on Ramses, Ugo pour les nombreux cafés et trajets à vélo partagés, Antoine, Frances et Adnan pour a sympathique vie dans le bureau, Tung who saved me with the printing of the referee version, Marc-Antoine pour avoir significativement contribué à ma culture scientifique sur le milieu interstellaire et Matthias pour ses conseils et sa rigueur magnétohydrodynamique. Merci à Simon et à Corentin, que j'ai eu le plaisir de coencadrer pendant la thèse, et qui ont également contribué aux résultats présentés ici. Merci aussi à nos amis du Journal Club, en particulier Anaëlle et Nacho. Même s'ils s'amusent à détruire les belles étoiles que nous formons, j'ai eu beaucoup de plaisir à partager le couloir et nos repas avec le groupe Supernovas, et donc merci Anne-Cécile, Alexis, Matteo, Jérôme, Paul, Bruno et Thierry. Merci aussi à mes collègues du DAp, à son administration efficace et un grand merci à tous ceux qui, même pendant les confinements, font tout pour que les ressources informatiques essentielles à notre travail fonctionnent. Merci également à tous ceux qui à l'Irfu passe leur temps à développer les outils que nous utilisons, et en particulier Damien.

Merci à mes amis rencontrés à Paris, et en particulier à Gaëtan, Vincent, Hubert, Warren, Eduardo pour les belles soirées passées ensemble. Merci à la troupe de l'ENS Rennes pour les sessions de gribouillage en ligne, à Florette toujours disponible pour une balade-goûter, et à Maxence pour tes fréquentes visites. Merci à Elliot et Anaïs pour nos aventures sportives, ainsi qu'à Claudia et Pénélope pour la perpétuation du club Coinche. Merci

Guillaume, Florence et Thomas d'avoir considérablement contribué à mon intérêt pour le ciel et les arts. Merci aux membres de l'AMAP « Let it Blettes », avec qui j'ai passé d'excellents mardi soir, et à la joyeuse compagnie du Jarry's tour, car il est important d'agrémenter toute randonnée par des blagues de qualité. J'ai toujours pu compter sur le soutien de ma famille, en France comme en Italie, et en particulier Bernadette, Philippe et Manue à Rennes, Marc, Françoise, Anne et Claire à Paris. Merci à mon frère Elio d'avoir mis la main à la pâte et à mes parents, qui ont toujours tout fait pour que tout se passe au mieux pour moi.

Table des matières

I	Les mécanismes de la formation stellaire	1
1	Où se forment les étoiles	3
1.1	Les galaxies, un écosystème sur 9 ordres de grandeurs	3
1.2	Le milieu interstellaire, du gaz dans tous ses états	9
2	Comment former une étoile?	11
2.1	La physique du milieu interstellaire	11
2.1.1	La magnétohydrodynamique idéale	11
2.1.2	La gravité structure ce qui a une masse	14
2.1.3	Refroidissement et chauffage	14
2.2	De l'effondrement à la lumière	17
2.2.1	La stabilité du gaz	17
2.2.2	Les étapes de l'effondrement	17
3	Compter les étoiles qui naissent	19
3.1	Quelques définitions : SFR et IMF	19
3.2	Techniques de mesures	20
3.2.1	Mesurer le SFR	20
3.2.2	Mesurer la densité de colonne de gaz	21
3.3	Loi de formation d'étoiles	22
4	Comment est régulée la formation d'étoiles	25
4.1	Rétroaction stellaire	25
4.1.1	Rayonnement électromagnétique	26
4.1.2	Vents stellaires	27
4.1.3	Supernovas à effondrement de cœur	28
4.2	Turbulence	29
4.2.1	Équation de Navier-Stokes	29
4.2.2	Turbulence incompressible	30
4.2.3	Turbulence compressible	32

4.2.4	La turbulence dans les observations du milieu interstellaire	34
4.3	Champ magnétique et formation d'étoiles	35
4.3.1	Pression et tension magnétique	35
4.3.2	Observations du champ magnétique	35
5	Physique des disques autogravitants	39
5.1	Le problème du transport du moment cinétique	39
5.2	Critère de stabilité d'un disque	41
II	Méthodes numériques	43
6	Résolution numérique des équations de la MHD	45
6.1	Schéma numérique	45
6.1.1	Discretisation temporelle	46
6.1.2	Discretisation spatiale et lois de conservations	46
6.1.3	Méthode des volumes finis	47
6.2	Les limites du calcul numérique	50
6.2.1	Viscosité numérique	50
6.2.2	Stabilité et condition de courant	50
6.2.3	Mémoire, temps de calcul et scalabilité	50
7	Astrophysique computationnelle : aspects pratiques	53
7.1	Quelques ordres de grandeurs	53
7.2	Lancer et gérer des simulations sur les calculateurs nationaux	55
7.2.1	Utiliser une invite de commande	55
7.2.2	Quelques commandes bien utiles	57
7.2.3	Automatiser bash via les scripts	62
7.2.4	Utiliser ssh	62
7.2.5	Cas pratique : créer un pont ssh	64
7.2.6	Soumission de taches via slurm	67
7.3	Contribuer à un code de simulations numériques communautaire	69
7.3.1	Les patches	69
7.3.2	Utilisation de git	70
7.3.3	Debugguer son code	76
III	Régulation de la formation stellaire à l'échelle du kpc	79
8	Autorégulation de la formation stellaire	81
8.1	Introduction	82
8.2	Numerical setup	83
8.2.1	MHD Simulations	83
8.2.2	Stellar feedback	84
8.2.3	Injection of turbulence	84
8.2.4	Estimation of the injected power	85
8.2.5	List of simulations	86

8.3	Pure stellar feedback simulations	88
8.4	Effects of turbulence injection	88
8.5	Is stellar feedback needed at all?	90
8.6	Power injected by the turbulent driving and by the feedback	91
8.7	Effect of turbulence on density distribution	93
8.8	Conclusion	94
9	Le rôle du champ magnétique et de la turbulence	95
9.1	Introduction	96
9.2	Numerical setup	98
9.2.1	Initial conditions	98
9.2.2	Numerical models	98
9.2.3	Stellar feedback	99
9.2.4	Injection of turbulence	100
9.2.5	Computation of the SFR and the column density	103
9.2.6	List of simulations	103
9.3	Effects of turbulence	103
9.3.1	Influence of the strength of the turbulent driving	105
9.3.2	Influence of the compressive fraction on the turbulence	107
9.4	Influence of the magnetic field	108
9.5	Reproducing the Schmidt-Kennicutt relation	112
9.5.1	Self-regulation by stellar feedback?	112
9.5.2	The impact of turbulent driving on the Schmidt-Kennicutt relation	112
9.5.3	The impact of magnetic field on the Schmidt-Kennicutt relation	113
9.5.4	Velocity dispersion	115
9.5.5	Three-dimensional driving	115
9.6	Calibration of the turbulent driving	116
9.7	Limitation of the supernova feedback	117
9.8	Discussion and conclusion	120
IV	Fragmentation et turbulence dans les disques	123
10	Fragmentation des disques autogravitants	125
10.1	Introduction	126
10.2	Simulation of self-gravitating disks with β -cooling	129
10.2.1	Numerical Setup	129
10.2.2	Initial and Boundary Conditions	130
10.2.3	Simulations	130
10.3	Results	132
10.3.1	The Fragmentation Boundary	133
10.3.2	Column density probability density function	134
10.3.3	Relationship between the slope of the Σ -PDF and β	135
10.3.4	Energy balance in the disk	138
10.3.5	The Σ -PDF as a predictive tool	140
10.4	First step of the gravitational cascade	141

10.4.1	The properties of the filaments in our simulation	141
10.4.2	Analytical model for the shape of the filaments	146
10.5	Second step of the gravitational cascade	150
10.6	Conservation of angular momentum	151
10.7	Toomre's Q parameter	153
10.8	Discussions and Conclusions	154
11	Génération de la turbulence dans le disque galactique	157
11.1	Introduction	157
11.2	Méthode	158
11.2.1	Conditions initiales	158
11.2.2	Modèle physique	158
11.2.3	Listes des simulations	160
11.2.4	Analyse	162
11.3	Résultats	162
11.3.1	Densité de colonne	162
11.3.2	Relation de formation d'étoile	162
11.3.3	Dispersion de vitesse et anisotropie	164
11.4	Discussion et perspectives	166
V	Épilogue	167
12	Conclusions & Perspectives	169

Ne thèse est un travail exploratoire. À partir d'un objectif initial, les premiers résultats appellent de nouvelles études et ouvrent de nouvelles voie de réflexion. Au cours du travail que j'ai mené pendant 3 ans, j'ai été amené à considérer divers modèles et diverses échelles, dans le but de comprendre ce qui est à l'origine du taux de formation d'étoile dans les disques galactiques.

Les deux premières parties de cette thèse visent à introduire les concepts physiques (partie I) et techniques (partie II) nécessaires à la compréhension de mon travail. Sans viser l'exhaustivité, j'ai cherché à rendre mon propos à la fois accessible et utile pour les stagiaires, doctorantes et doctorants qui débudent dans le domaine.

L'objet de ma thèse est le lien entre l'échelle de la galaxie et celle plus petite du kiloparsec où se forment les nuages moléculaires d'où sont issues les étoiles. La partie III constitue le cœur de mon travail, et porte sur la régulation du taux de formation d'étoile à l'échelle du kiloparsec. Il s'agit d'abord d'étudier la possibilité de reproduire les observations de SFR dans une simulation numérique d'une région restreinte d'une galaxie (chapitre 8), puis de mesurer les effets du champ magnétique et de la turbulence à grande échelle (chapitre 9). Cela m'a poussé à étudier le contexte général des disques galactiques dans la partie IV, d'abord dans un cadre idéalisé (chapitre 10) puis plus représentatif d'une galaxie (chapitre 11). L'objectif de comprendre plus précisément comment les disques se fragmentent pour former des étoiles et quelle est la nature et l'origine de la turbulence à grande échelle.

Les chapitres 8 et 10 ont fait l'objet d'une publication dans une revue à comité de lecture. Le texte original, en anglais, y est donc reproduit. Il en est de même pour le chapitre 9, pas encore publié mais sur le point d'être soumis au moment de l'écriture de cette thèse. Le chapitre 11 ne fait l'objet d'une publication même si cela est prévu à terme. C'est la suite logique du travail déjà publié et j'ai jugé qu'il était pertinent de le présenter ici ainsi que les résultats déjà obtenus. Comme pour la plupart de la recherche scientifique, les travaux présentés ici ont été réalisés de manière collaborative. Mon directeur Patrick Hennebelle, ainsi que Frédéric Bournaud et les autres co-auteurs ont participé à la rédaction des articles publiés ou en cours de publication. Tous les schémas et graphes sont des productions personnelles sauf mention contraire.

Listes des acronymes

Voici, pour référence, une liste des acronymes utilisés de manière récurrente dans la thèse. Quand il est d'usage répandu, l'acronyme français est préféré. Dans les autres cas l'acronyme anglais prévaut.

MIS, ISM Milieu Interstellaire (*Interstellar Medium* en anglais)

HIM Milieu ionisé chaud (*Hot Ionized Medium* en anglais)

WNM Milieu neutre chaud (*Warm Ionized Medium* en anglais)

CNM Milieu neutre froid (*Cold Ionized Medium* en anglais)

MHD Magneto-hydrodynamique

PDF Densité de probabilité (*Probability Density Function* en anglais)

SFR Taux de formation d'étoile (*Star Formation Rate* en anglais)

SK Relation de Schmidt-Kennicutt ([Kennicutt & Evans, 2012](#))

IMF Densité de probabilité de la masse des étoiles à leur naissance (*Initial Mass Function* en anglais)

IR Rayonnement infrarouge

UV Rayonnement ultraviolet

FUV Rayonnement ultraviolet lointain (*Far Ultraviolet* en anglais)

SN Supernova

AMR Maillage à raffinement adaptatif (*Adaptive Mesh Refinement* en anglais)

CFL Condition de Courant

SPH Simulations N-corps avec traitement de l'hydrodynamique (*Smoothed Particles Hydrodynamics* en anglais)


RMS Moyenne quadratique (*Root Mean Square* en anglais)

Première partie

**Les mécanismes de la formation
stellaire**

CHAPITRE 1

Où se forment les étoiles

es étoiles sont des objets singuliers dans l'Univers. Par la beauté des dessins qu'elles forment dans le ciel, elles sont à l'origine de la curiosité de l'homme pour le cosmos. Elles sont source d'émerveillement artistique et scientifique. Plus pragmatiquement, la vie sur Terre n'est possible que grâce à l'énergie fournie par l'étoile la plus proche de nous, le Soleil.

Cependant, le rôle des étoiles ne se limite pas à exécuter un ballet artistique ou à servir de centrale énergétique pour quelques humains perdus dans la banlieue d'une galaxie quelconque de l'Univers. Les étoiles sont des énormes boules de gaz, au cœur desquelles se livre une compétition impitoyable entre la force gravitationnelle générée par la masse immense du gaz et la pression créée par les réactions de fusions nucléaires qui y ont lieu. Elles jouent un rôle central dans le fonctionnement d'écosystèmes géants, les Galaxies.

1.1 Les galaxies, un écosystème sur 9 ordres de grandeurs

Unités de mesures Avant de plonger dans un voyage rapide dans l'Univers, dotons-nous des bons outils, et en particulier d'unités de mesure à la hauteur des distances gigantesques que nous auront à parcourir, et pour lesquelles notre bon vieux kilomètre ne fait pas le poids. Lorsque l'on cherche à décrire l'environnement immédiat des étoiles, c'est-à-dire les planètes ou le disque d'accrétion qui gravitent autour, il est d'usage d'utiliser l'unité astronomique (UA), qui vaut 150 millions de kilomètres et qui correspond à la distance Terre-Soleil. Une étoile a un diamètre entre 0,01 UA et plusieurs UA et les planètes qui gravitent autour peuvent se situer à une distance entre quelques centièmes et quelques centaines d'UA. Pour les échelles encore plus grandes, on utilise deux autres unités. La première est l'année-lumière, et correspond à la distance parcourue en une année à la vitesse de la lumière dans le vide. Elle fait 9.5×10^{12} km. La seconde est le parsec,

abrégié pc, et correspond à la distance d'un objet qui a un angle de parallaxe annuelle¹ de une seconde d'arc (31×10^{12} km, 3.26 années lumières).

Univers Nous ne connaissons pas la taille de l'Univers, mais le plus loin que nous puissions voir est de 13.5 milliards d'année lumière, soit environ 4 Gpc. La matière baryonique, c'est-à-dire la matière que nous connaissons et qui compose les étoiles, les planètes et les êtres vivants, n'en représente qu'une infime partie, environ 5 %. Le reste est constitué d'énergie noire, responsable de l'expansion de l'univers, et de matière noire, qui n'interagit que gravitationnellement. Cette matière noire a tendance à s'organiser sous forme de filaments, aux intersections desquels vient s'accumuler la matière, formant les galaxies.

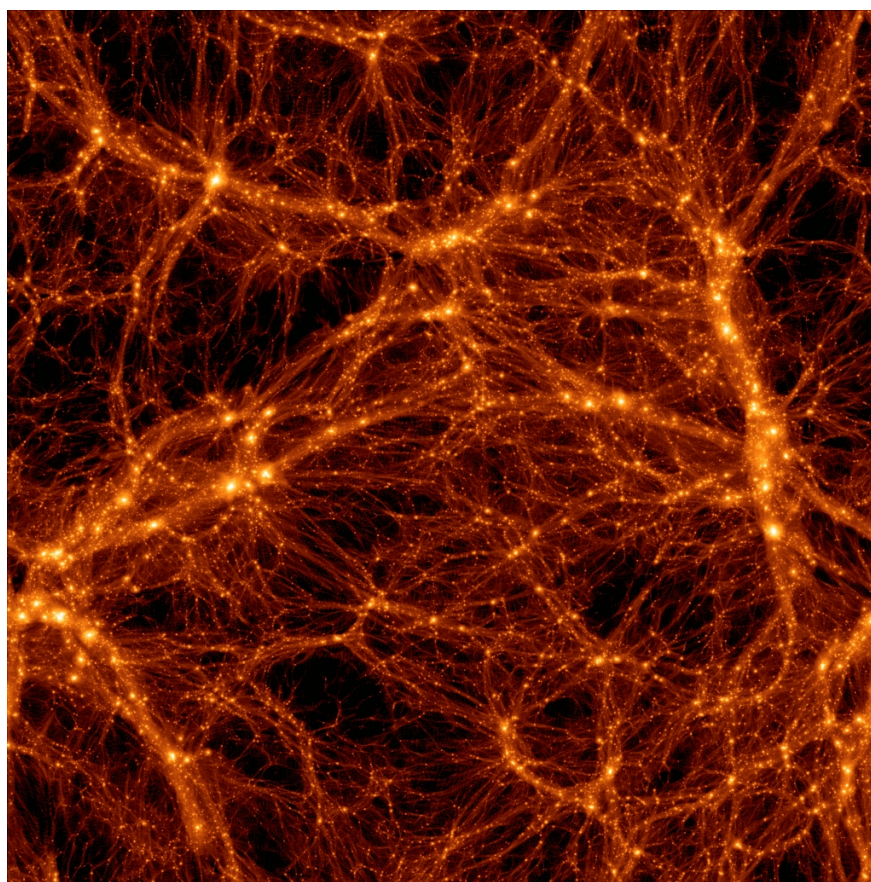


Figure 1.1 – Rendu d'une simulation cosmologique de l'Univers (projet Horizon, Pichon & Teyssier 2007). L'image représente la matière noire, qui forme des filaments sous l'effet de la gravité.

1. La parallaxe annuelle est une technique de mesure des distances consistant à comparer la position d'un objet dans le ciel à 6 mois d'intervalle.

Galaxies Les galaxies, justement, sont des objets composés de gaz et de matière noire plus denses que le reste de l'Univers au sein desquels se forment les étoiles. Comme pour l'Univers entier, la majeure partie d'une galaxie ne se voit pas. En effet, une galaxie est en général principalement constituée de matière noire (environ 90 % pour la Voie Lactée, notre galaxie). Cette matière noire, que l'on détecte uniquement via ses effets gravitationnels, se répartit dans un halo du rayon d'une centaine de kiloparsecs (pour la Voie lactée). Cet halo forme un puits de potentiel au sein duquel se trouve les étoiles et le gaz du milieu interstellaire. Cette matière visible peut prendre des formes diverses (spirale, elliptique, irrégulière) et s'étend entre un et plusieurs dizaines de kiloparsecs. Nous nous intéressons particulièrement ici aux galaxies spirales, dont fait partie la Voie lactée. Dans ces galaxies, les étoiles et le gaz forment un disque en rotation autour du centre de la galaxie. Ce disque est structuré par des bras spiraux, issus d'une onde de densité qui traverse le disque de gaz et d'étoiles et lieux privilégiés de la formation stellaire.



Figure 1.2 – La galaxie M101 vue à travers le télescope T120 de l'Observatoire de Haute Provence.

Milieu interstellaire L'espace entre les étoiles, appelé *milieu interstellaire* (MIS), est composé de gaz dans des phases plus ou moins diluées et chaudes (voir section 1.2). Du fait de la turbulence, la gravité et les processus de refroidissement du gaz, des nuages moléculaires denses se forment. Lorsque la densité de gaz est suffisamment importante, ces nuages moléculaires se fragmentent en cœurs denses, qui constituent le réservoir de matière d'où sont issues les étoiles.

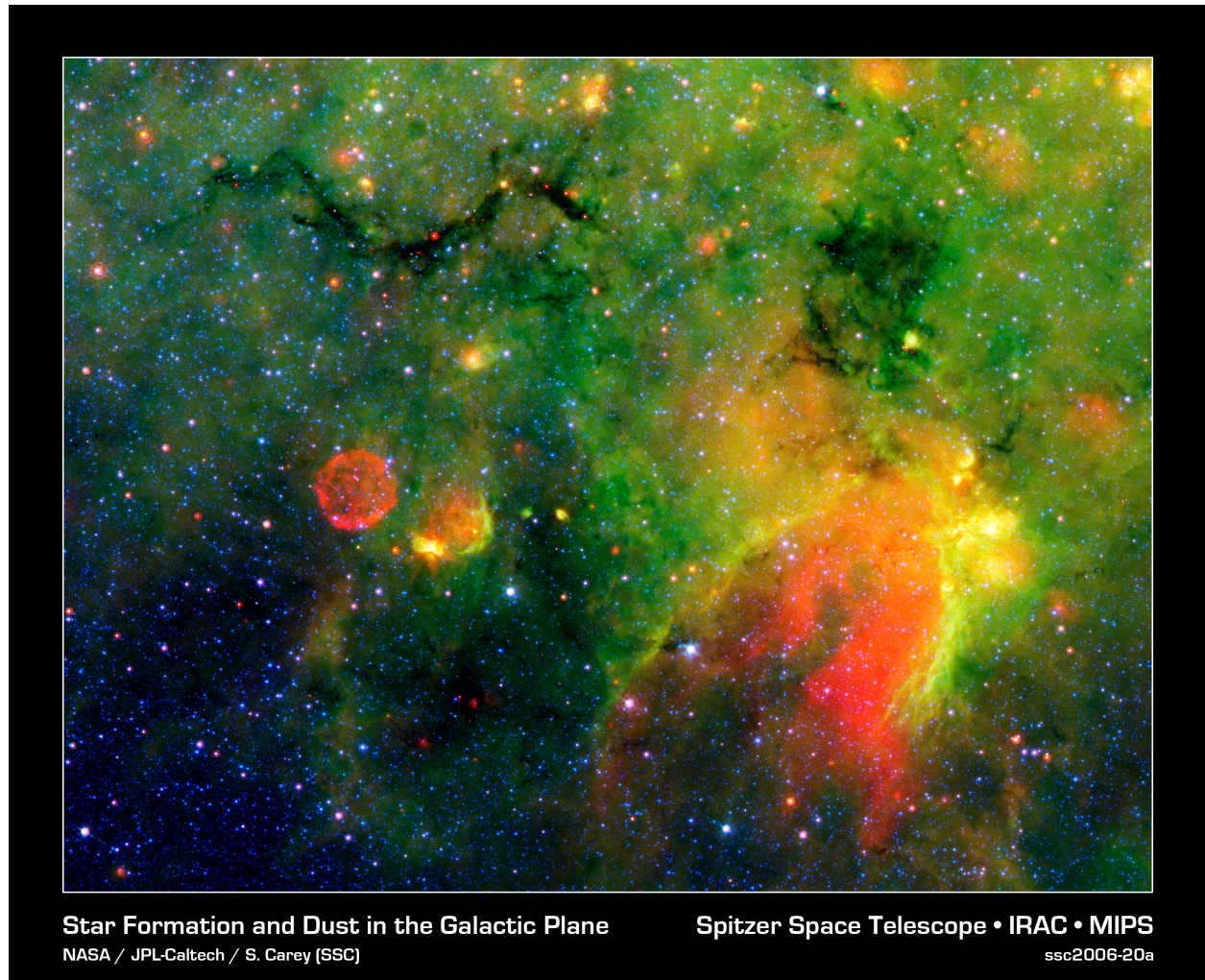


Figure 1.3 – Zone de formation d'étoiles vue en infrarouge par le télescope Spitzer. Cette image met en évidence des nuages de gaz et de poussières dont certains sont si denses qu'ils absorbent l'essentiel du flux infrarouge. La forme rouge quasi parfaitement circulaire au centre gauche de l'image est un reste de supernova. Crédits S. Carey (SSC/Caltech), JPL-Caltech, NASA, APOD

Étoiles Quand la masse de gaz d'un nuage moléculaire dépasse une masse critique, l'ensemble s'effondre et naît un bébé étoile, la protoétoile. En même temps se forme autour de la protoétoile un disque d'accrétion, composé de gaz et de poussière, dont une partie vient nourrir l'étoile et l'autre est à l'origine des planètes. Déjà lors de leur naissance, les étoiles sont un pont entre la dynamique des très grandes échelles, où se créent les accumulations de gaz, et les plus petites échelles des disques voire des planètes. Cela continue par la suite, car les photons émis par l'étoile viennent réchauffer les planètes et parfois permettre la vie. Pour les étoiles les plus massives, ces mêmes photons ionisent le gaz alentour, en générant une bulle qui s'étend autour de l'étoile, la région HII. Enfin, à la fin de leur vie, les étoiles massives explosent, formant des supernovas qui vont d'une part balayer le gaz et l'accélérer sur des distances plus grandes encore, et d'autres part enrichir l'Univers d'éléments plus lourds que l'hydrogène et l'hélium, comme le carbone, l'oxygène et le fer, synthétisés au centre des étoiles. Les éléments encore plus lourds, jusqu'à l'uranium, naissent des conditions extrêmes de l'explosion. Les étoiles sont donc un lien entre ce qui se passe à des échelles infiniment grandes et des échelles infiniment petites.



Figure 1.4 – Le grand amas d'Hercule (M13) est un amas d'étoiles liées gravitationnellement. Crédits Martin Dufour.



Figure 1.5 – Les différentes échelles étudiées dans cette thèse. Les trois lignes correspondent à des illustrations d'une galaxie à trois échelles différentes, mais il ne s'agit pas de réels agrandissements.

1.2 Le milieu interstellaire, du gaz dans tous ses états

Le milieu interstellaire (MIS) est comme son nom l'indique l'espace entre les étoiles. Il est loin d'être vide et est composé à 99 % de gaz² (essentiellement de l'hydrogène – 70 % de la masse – et de l'hélium – 28 %). Le dernier pourcent est constitué de poussières (c'est-à-dire les grosses molécules). Le MIS est également parcouru par des rayons cosmiques, des particules chargées très énergétiques. Ce sont notamment des protons et antiprotons, des noyaux atomiques, des électrons et des positrons. Il est baigné dans un champ magnétique de quelques microgauss. Il est globalement très peu dense, une particule par centimètre cube en moyenne, et les conditions physiques sont très différentes de celles que l'on connaît sur Terre.

Le contenu du MIS se trouve dans des états de température, de densité et de pression très divers (Draine, 2011). Bien que la transition entre ces états est continue, il convient de distinguer certaines phases caractéristiques :

- Le **gaz ionisé chaud** (HIM, pour *Hot Ionized Medium*). Ce gaz très chaud (avec une température T de $10^{5.5} K$ et est chauffé par les chocs issus des explosions des supernovas. Les collisions excitent et ionisent le gaz. Très peu dense (0.004 cm^{-3}), il se trouve dans des régions d'une vingtaine de parsecs et occupe environ la moitié du volume du disque mais une infime partie de sa masse. Il joue un rôle limité dans la formation stellaire. Il se refroidit avec un temps caractéristique d'un million d'années.
- Les **régions HII** sont situées autour des étoiles massives (de type O). Le gaz y est ionisé par le flux de photons ultraviolets UV) et remplit environ 10% du volume du disque.
- Le **gaz neutre chaud** (WNM, pour *Warm Neutral Medium*). Il s'agit de gaz composé d'atomes d'hydrogène, à des températures $T \approx 10^{3.7} K$ et une densité de 0.6 atomes par centimètres cubes. Il remplit environ 40% du volume du disque.
- Le **gaz neutre froid** (CNM, pour *Cold Neutral Medium*. Il s'agit également de gaz atomique, plus froid ($T \approx 10^2 K$) et plus dense (30 cm^{-3}) que le WNM. Il remplit environ 1% du volume du disque. Les régions internes du CNM sont suffisamment protégées des photons UV dissociants pour abriter du gaz moléculaire (essentiellement du dihydrogène).
- Le **gaz moléculaire dense**. Il constitue les nuages moléculaires évoqués précédemment, au sein desquels les étoiles se forment. Bien qu'il n'occupe qu'une infime partie du volume total du disque (environ 0,01%), une partie conséquente de la masse totale de gaz est dans cette phase relativement dense ($10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$).

Le MIS est un milieu dynamique et différents processus permettent au gaz de changer de phase. En particulier, la turbulence, la gravité et le refroidissement entraînent la compression du gaz neutre chaud pour former des zones plus denses de gaz neutre froid puis de gaz moléculaire dense. Celui-ci est ensuite dissocié et ionisé par le flux UV pour former des régions HII, voire soufflé par les supernovas et ainsi former du HIM.

2. on ne considère ici que la matière baryonique.

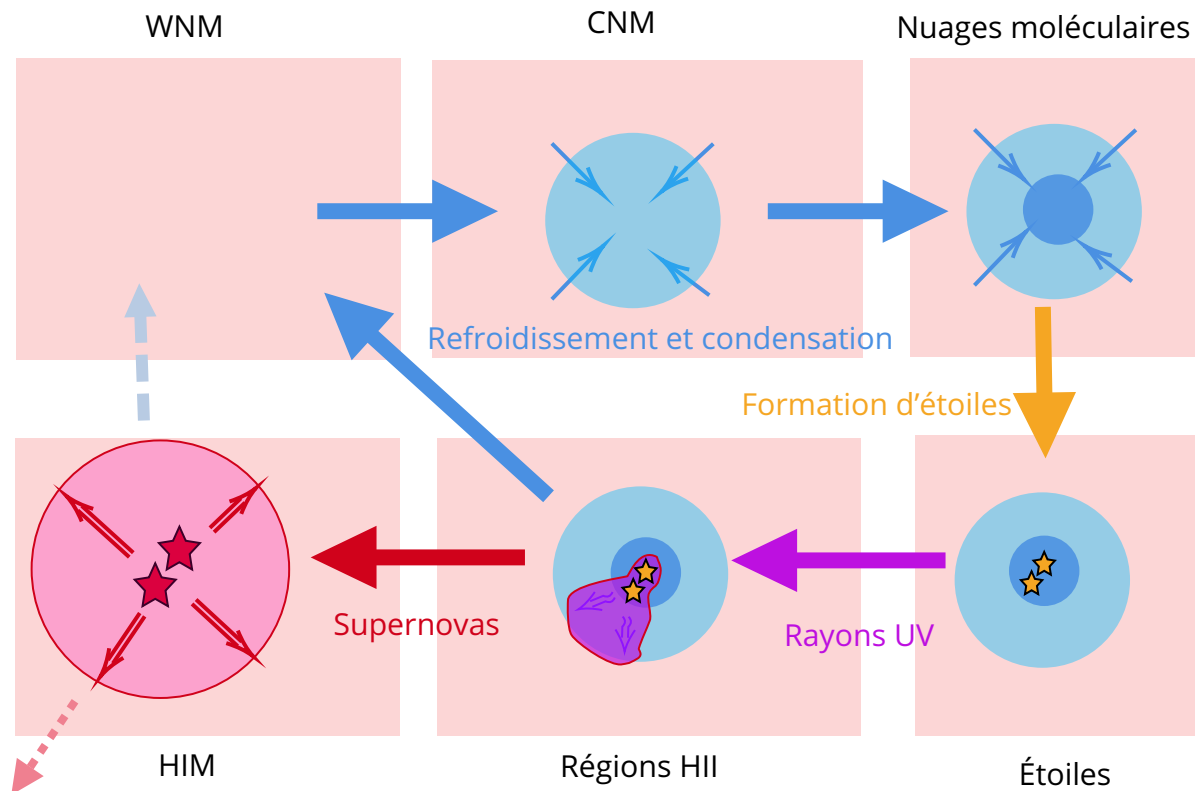


Figure 1.6 – Cycle de la matière dans le milieu interstellaire, cas des étoiles massives. Dans le cas des étoiles moins massives, la matière reste très longtemps sous forme d'étoiles, car celles-ci ont une durée de vie bien plus longue. Cependant, une partie de l'énergie et de la matière est malgré tout redonnée au milieu diffus via les vents stellaires.



Figure 1.7 – Des régions HII dans le grand nuage de Magellan. Credits ESO.

Comment former une étoile ?

Nprès avoir fait un tour d'horizon de notre Univers et du milieu où se forment les étoiles, étudions plus en détail les processus physiques à l'œuvre. Nous commencerons par rappeler les principales lois physiques qui régissent le milieu interstellaire puis nous nous intéresserons aux différentes étapes de l'effondrement du gaz qui aboutissent à la formation des étoiles.

2.1 La physique du milieu interstellaire

2.1.1 La magnétohydrodynamique idéale

Comme on l'a vu dans la partie précédente, le constituant principal du milieu interstellaire (MIS) est un gaz diffus, qui peut être traité comme un fluide. Le milieu interstellaire peut ainsi être divisé en éléments de fluide, une façon idéalisée de voir un ensemble de particules suffisamment grand pour qu'il soit thermalisé, c'est-à-dire que sa température soit définie. Il doit notamment avoir une taille supérieure au libre parcours moyen des particules qui composent le fluide, qui est la distance typique d'une particule avant qu'elle rentre en collision avec une autre. Il doit cependant être suffisamment petit par rapport à l'échelle de variation de ses propriétés. À chaque élément de fluide est associé une densité ρ (masse de gaz par unité de volume), une vitesse \mathbf{v} , une pression P ainsi qu'une densité volumique d'énergie interne u . Nous restons dans un cadre non-relativiste car pour les énergies et le champ gravitationnel typiques du MIS l'approximation de la physique Newtonienne convient.

Une variation temporelle d'une quantité X au sein de l'élément de fluide est mesurée par la dérivée Lagrangienne $\frac{DX}{Dt}$. C'est celle qui serait mesurée par un observateur qui se déplacerait avec l'élément de fluide. Pour un observateur fixe, la variation de X dans une région définie de l'espace est donnée par la dérivée eulérienne $\frac{\partial X}{\partial t}$. La relation entre les

deux est :

$$\frac{DX}{Dt} = \frac{\partial X}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla X \quad (2.1)$$

Conservation de la masse On considère un domaine fixé de volume V et de surface S . Sa masse $M = \int_V \rho dV$ est égale au flux de matière traversant la surface S .

$$\frac{dM}{dt} = - \oint_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} \Rightarrow \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) dV = 0 \Rightarrow \int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right) = 0$$

Comme cela est vrai pour tout volume V on a :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (2.2)$$

Cette équation, dite de continuité, reflète le fait que la masse totale de fluide est conservée.

Conservation de la quantité de mouvement On suit désormais un élément de fluide, également de volume V et de surface S . Son mouvement est décrit par le principe fondamental de la dynamique. Dans un souci de simplicité, nous négligeons ici la viscosité du gaz. Le gaz est soumis à sa pression \mathbf{F}_P à sa surface et à la somme des forces volumiques. En particulier, le gaz est soumis à la force gravitationnelle \mathbf{F}_g , discutée plus en détail dans la section 2.1.2. Ici on néglige la viscosité du gaz, qui quantifie sa capacité à dissiper de l'énergie. Elle joue cependant un rôle important dans la caractérisation de la turbulence, qui est discutée dans la section 4.2.

$$\rho V \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_g$$

La pression peut être calculé à la surface de l'élément de fluide

$$\mathbf{F}_P = \oint_S -P d\mathbf{S} = \int_V -\nabla P dV = -V \nabla P$$

Soit ϕ le potentiel gravitationnel, et $\mathbf{g} = -\nabla \phi$ le champ de force gravitationnel. La force gravitationnelle s'écrit

$$\mathbf{F}_g = \rho V (-\nabla \phi) = \rho V \mathbf{g}$$

d'où l'équation d'Euler

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla P + \rho \mathbf{g} \quad (2.3)$$

ou encore en utilisant la formulation Eulerienne :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} \quad (2.4)$$

Conservation de l'énergie D'après le premier principe de la thermodynamique, en l'absence de dissipation via la viscosité, la variation l'énergie interne d'un fluide est égal au travail fourni par les forces de pression et l'énergie échangée avec le milieu externe. Le bilan total d'énergie s'écrit :

$$\rho \left(\frac{\partial e}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) e \right) = -\nabla(P\mathbf{v}) + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} - \rho \mathcal{L} \quad (2.5)$$

où e est la densité totale d'énergie interne et cinétique

$$e = u + \frac{1}{2}v^2 \quad (2.6)$$

et \mathcal{L} est le bilan des sources de chauffage et de refroidissement, qui est discuté plus précisément dans le paragraphe 2.1.3.

Le champ magnétique Même s'il est souvent plus facile de conserver un cadre purement hydrodynamique, le milieu interstellaire est partiellement ionisé, donc il est nécessaire de prendre en compte l'effet du champ électromagnétique via la force de Lorentz. En toute rigueur il faudrait considérer séparément les électrons (de charge négative), les ions (de charge positive) et les neutres. Toutefois la masse des premiers est négligeable, et on peut supposer le mélange ions-neutre suffisamment homogène pour pouvoir considérer un fluide moyen. D'autre part le nombre d'ions et d'électrons est identique, donc à échelle suffisamment grande les charges s'équilibrent, ce qui permet de ne considérer que l'influence du champ magnétique \mathbf{B} dans la force de Lorentz. Enfin on suppose la conductivité électrique infinie (Spitzer & Härm, 1953). Sous ces hypothèses, qui sont celles de la *magnétohydrodynamique (MHD) idéale*, la force de Lorentz s'écrit, dans le système d'unité Gaussiennes :

$$\mathbf{F}_L = V \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi}$$

et on obtient donc les équations de la MHD idéale

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.7)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi} + \rho \mathbf{g} \quad (2.8)$$

$$\rho \left(\frac{\partial e}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) e \right) = -\nabla(P\mathbf{v}) + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi} \cdot \mathbf{v} + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} - \rho \mathcal{L} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.10)$$

L'équation d'induction 9.10, issue des lois de Maxwell-Faraday complète le système et régit l'évolution du champ magnétique.

MHD non idéale En toute rigueur, il faudrait prendre en compte les effets de la MHD non idéale : l'effet Hall, la diffusion ambipolaire et la diffusion ohmique. Cependant les échelles caractéristiques auxquelles ces effets ont une influence importante sont de l'ordre de l'unité astronomique, bien en dessous des échelles qui nous intéressent dans le cadre de cette thèse (au-dessus du parsec). De plus les résistivités sont faibles aux densités typiques du milieu interstellaire, et l'écoulement est dominé par la turbulence hydrodynamique.

2.1.2 La gravité structure ce qui a une masse

Le milieu interstellaire est remarquablement *autosimilaire*, dans le sens où l'on retrouve les mêmes structures (filaments, disques, amas) à différentes échelles. Cela est également vrai à des échelles sup-galactiques (on observe des filaments dans les simulations cosmologiques) ou à des échelles plus petites, comme dans les disques protoplanétaires auto-gravitants. Cette auto-similarité qui donne au milieu interstellaire un aspect fractal est due en partie à la prédominance et à l'universalité de la force gravitationnelle, qui s'applique de la même façon à toutes les échelles. En effet la force gravitationnelle qui s'exerce entre deux objets dépend uniquement du rapport entre le produit des masses et le carré de la distance qui les sépare.

Le potentiel gravitationnel dans la galaxie est la somme du potentiel généré par le gaz ϕ_g , les étoiles ϕ_* et la matière noire ϕ_{DM} . Le potentiel dû au gaz peut être calculé grâce à l'équation de Poisson

$$\Delta\phi_g = 4\pi G\rho \quad (2.11)$$

Dans le cas de simulations de galaxies isolées, comme celles présentées dans le chapitre 11, matière noire et étoiles sont modélisées par des particules. Cela permet de calculer la densité en tout point et d'utiliser l'équation de Poisson également.

$$\Delta\phi_* = 4\pi G\rho_*, \quad \Delta\phi_{\text{DM}} = 4\pi G\rho_{\text{DM}} \quad (2.12)$$

Lorsque l'on travaille à des échelles intermédiaires, de l'ordre du kpc, on peut aussi choisir d'utiliser un potentiel analytique, comme dans la partie III. Cela revient à figer les étoiles et la matière noire, en considérant des valeurs typiques du potentiel. Dans mon travail de thèse, j'ai utilisé le modèle de [Kuijken & Gilmore \(1989\)](#).

$$\phi_*(z) = a_1 \left(\sqrt{z^2 + z_0^2} - z_0 \right), \quad \phi_{\text{DM}}(z) = a_2 z^2 \quad (2.13)$$

où les paramètres a_1 , a_2 sont respectivement liés à la densité de colonne du disque en étoile, la densité du halo de matière noire et z_0 est la hauteur du disque d'étoile.

2.1.3 Refroidissement et chauffage

Pour comprendre l'évolution d'un système, il est très souvent judicieux de le voir sous l'aspect énergétique. Quel type d'énergie domine, quels sont les transferts d'énergie, comment est-elle perdue, gagnée? En particulier la possibilité ou non de perdre de l'énergie est déterminante pour le devenir des structures du MIS. Dans cette partie nous cherchons à expliciter la fonction \mathcal{L} de chauffage refroidissement qui apparaît dans l'équation de conservation de l'énergie 2.5. Elle dépend de la densité particulaire n et de la température T . On peut diviser cette fonction en un terme de chauffage Γ et un terme de refroidissement Λ sous la forme

$$\rho\mathcal{L}(n, T) = n^2\Lambda(n, T) - n\Gamma(n, T) \quad (2.14)$$

Regardons les contributions à ces deux termes.

Chauffage Le processus le plus efficace pour réchauffer le MIS diffus est l'effet photoélectrique généré par le rayonnement ultraviolet (UV) sur les grains de poussières et le gaz. En effet, les photons UV peuvent ioniser les atomes et les molécules qui forment les grains de poussières. Le rôle de ces derniers est important, car ils peuvent être ionisés par des photons qui n'ont pas suffisamment d'énergie pour arracher des électrons à des atomes et des molécules moins lourdes. L'énergie du photon excédent le seuil d'ionisation est donnée à l'électron arraché sous forme d'énergie cinétique, qui va ensuite réchauffer le gaz par collision. Pour une distribution de poussière standard, le taux de chauffage associé à l'effet photoélectrique est donnée par le modèle suivant, tiré de [Bakes & Tielens \(1994\)](#).

$$\Gamma_{pe} = 1.3 \times 10^{24} \varepsilon G_0 n \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (2.15)$$

où G_0 est l'intensité du flux en unité de [Habing \(1968\)](#) et ε est l'efficacité du chauffage photoélectrique, qui dépend de T , G_0 et de la charge des grains. Les rayons UV peuvent également dissocier les molécules de dihydrogène, et là encore les atomes ainsi séparés reçoivent l'excès d'énergie sous forme cinétique et la transforment en chaleur via des collisions.

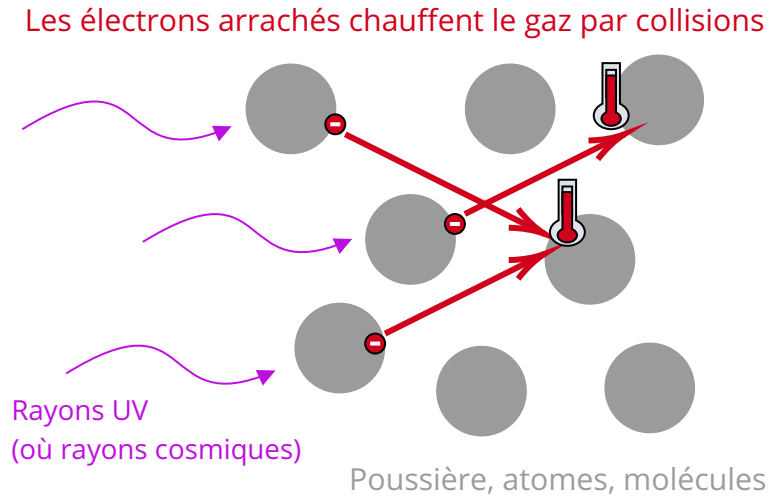


Figure 2.1 – Principe du chauffage par effet photoélectrique.

Cependant les photons UV ne pénètrent pas dans le gaz dense (ils sont absorbés avant). Ainsi, à l'intérieur des nuages moléculaires, ce sont les rayons cosmiques qui constituent la principale source de chauffage. En effet, ils peuvent pénétrer profondément dans le nuage et ioniser les atomes d'hydrogène, d'hélium ainsi que le dihydrogène par collisions. Comme pour l'effet photoélectrique, les particules chargées ainsi créées vont également générer des collisions, occasionnant des ionisations en chaîne et finissent finalement par chauffer le gaz. Le taux résultant dépend de la composition du gaz. On peut par exemple se référer à [Goldsmith \(2001\)](#) pour un ordre de grandeur.

$$\Gamma_{cr} \approx 10^{-27} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (2.16)$$

D'autres processus sont également à l'œuvre, comme la formation des molécules de dihydrogène et la dissipation d'énergie turbulente.

Refroidissement Lorsque que les atomes et molécules atteignent un état excité, par exemple suite à une collision, le retour à l'état fondamental peut se faire de deux manières :

- par émission spontanée d'un photon,
- par collision.

En fonction de la densité du milieu, l'un ou l'autre scénario est privilégié. Si la densité est supérieure à un seuil critique n_* , la désexcitation est alors dominée par l'émission de photons, entraînant un refroidissement efficace. On peut montrer que l'intensité du refroidissement est proportionnelle à n^2 . Dans l'autre cas, l'énergie est communiquée aux atomes et molécules alentours, et reste par conséquent piégée. [Wolfire et al. \(2003\)](#) donne un modèle de la courbe de refroidissement en fonction de la température pour les températures jusqu'à 10^4 K. Au-delà, on peut se référer aux travaux de [Sutherland & Dopita \(1993\)](#).

Équilibre et stabilité thermodynamique Le gaz a tendance à évoluer spontanément vers l'état pour lequel le chauffage et le refroidissement se compensent, c'est-à-dire $\mathcal{L} = 0$. La figure 2.2 donne la forme de la courbe d'équilibre (en termes de pression ou de température) pour des valeurs typiques du MIS. Toutes les positions d'équilibre ne sont pas stables, et on peut montrer qu'une condition pour que le gaz soit en équilibre stable est

$$\frac{dP_{eq}}{dn} > 0 \quad (2.17)$$

On constate ainsi qu'il existe deux zones en équilibre stable, qu'on peut identifier au WNM pour la phase diffuse et au CNM pour la phase dense (voir section 1.2). Le gaz dans la zone instable va évoluer vers l'une ou l'autre des phases stables.

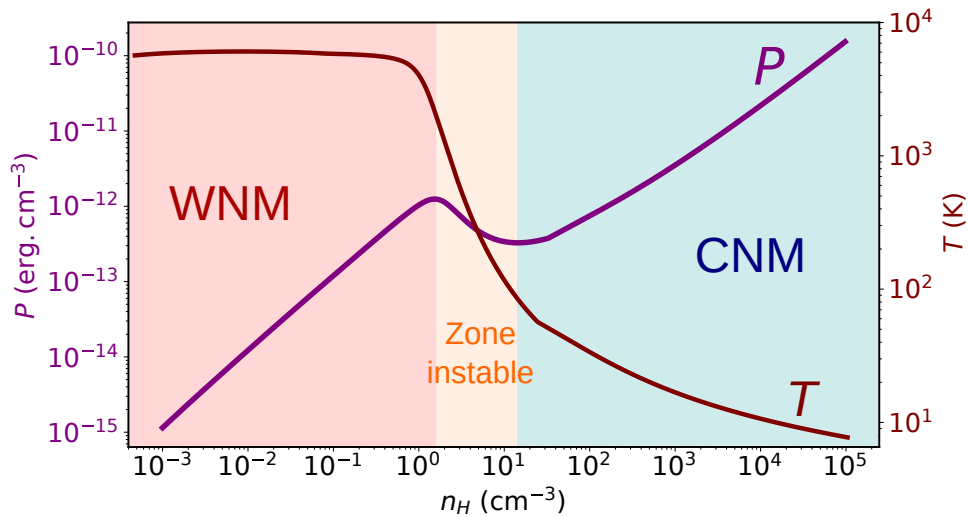


Figure 2.2 – Courbes d'équilibres pression-densité et température-densité.

2.2 De l'effondrement à la lumière

2.2.1 La stabilité du gaz

Pour comprendre la formation d'étoile, il faut comprendre comment le gaz dans la phase dense du MIS se contracte pour former des cœurs de plus en plus denses qui deviendront des étoiles. La première question qui se pose est à quel moment le gaz est-il suffisamment dense pour pouvoir s'effondrer?

Le temps de chute libre ou *free-fall time* en anglais permet de quantifier le temps caractéristique d'effondrement d'un système (composé de gaz par exemple) sous l'effet de sa propre gravité en l'absence de toute autre force. Il est généralement noté t_{ff} . Dans le cas d'une distribution de masse sphérique de densité uniforme ρ , le temps de chute libre est donné par

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (2.18)$$

Un bon moyen pour estimer si un système est auto-gravitant, c'est-à-dire que sa propre gravité n'est pas négligeable, est de comparer le temps de chute libre aux temps caractéristiques associés aux autres forces qui s'appliquent sur le système.

Longueur de Jeans

On peut étudier la stabilité d'un milieu fluide, initialement homogène, soumis à une perturbation en densité petite devant la taille du milieu considéré, selon un modèle proposé par [Jeans \(1902\)](#). Il montre que si la longueur d'onde de la perturbation est supérieure à une longueur λ_J , dite *longueur de Jeans*, alors le milieu est instable et commence à s'effondrer.

$$\lambda_J = \frac{\sqrt{\pi}c_s}{\sqrt{\rho G}} \quad (2.19)$$

où c_s est la vitesse du son et ρ la densité du gaz. Ainsi un nuage de gaz homogène de taille inférieure à λ_J ne s'effondrera pas, car la gravité est compensée par la pression thermique. Au contraire, si sa taille est supérieure à λ_J , il est instable puisqu'une simple perturbation infinitésimale peut entraîner l'effondrement du nuage. La masse maximale d'un nuage de gaz stable est par conséquent la *masse de Jeans*

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda_J}{2} \right)^3 \rho_0 = \frac{\pi}{6} c_s^3 \left(\frac{\pi}{G} \right)^{3/2} \rho_0^{-1/2}. \quad (2.20)$$

2.2.2 Les étapes de l'effondrement

La formation d'une protoétoile, vouée à devenir une étoile, est un processus en deux étapes ([Larson, 1969](#)).

Initialement, un nuage de gaz dense, instable gravitationnellement, s'effondre sous l'effet de sa propre gravité. L'émission thermique des grains de poussière permet un refroidissement efficace et le gaz reste isotherme. Quand la densité atteint 10^{-13} g/cm^3 , le

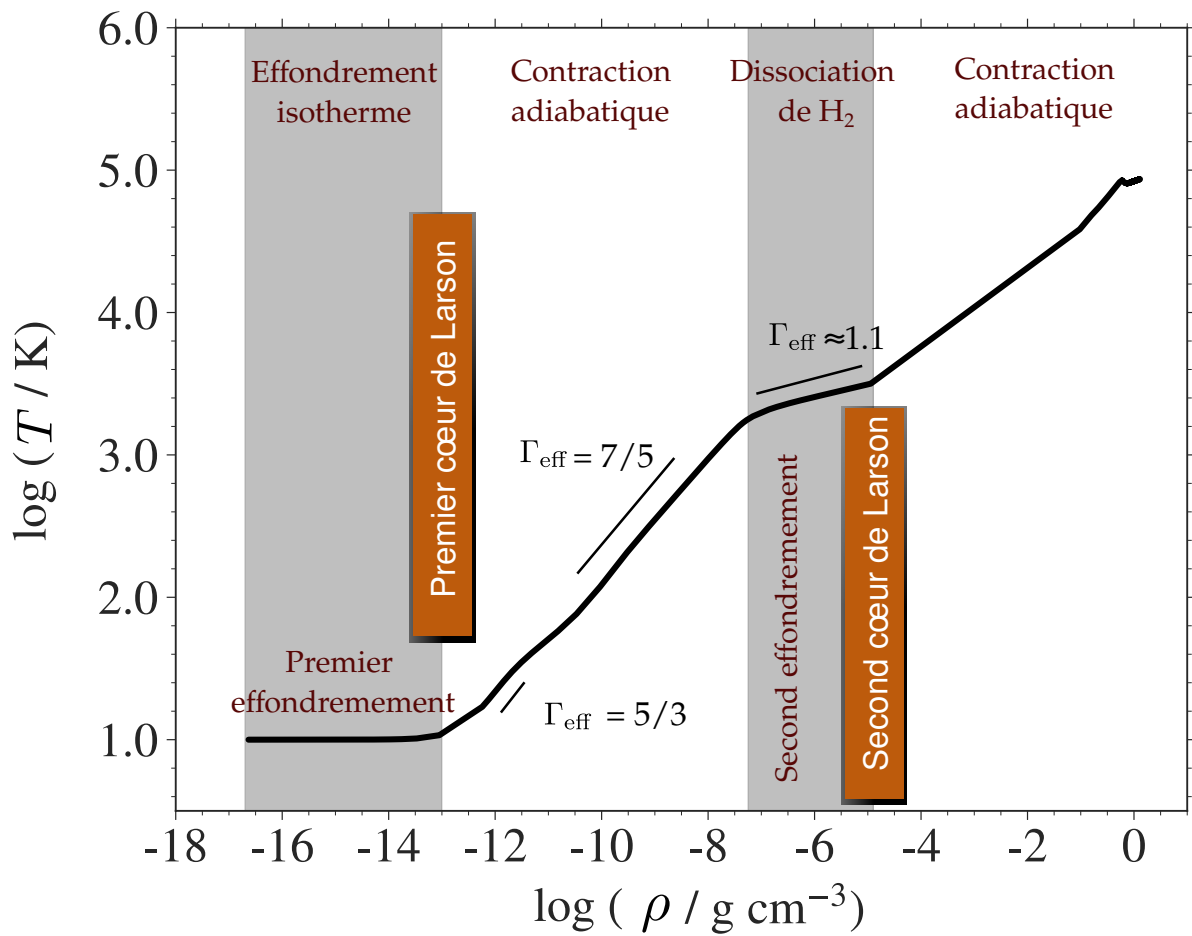


Figure 2.3 – Étapes de l’effondrement et formation de la protoétoile, en fonction de la température et de la densité centrale. Adapté de [Bhandare et al. \(2020\)](#).

milieu devient optiquement épais, et le gaz ne peut plus se refroidir radiativement. L’évolution thermodynamique n’est plus isotherme mais adiabatique. On parle de *premier cœur de Larson*. Le cœur est en équilibre hydrostatique (sa gravité est compensée par sa pression), et sa masse croît par accrétion. L’index adiabatique effectif est de $5/3$, puis, au-delà de 100 K, atteint $7/5$ grâce à l’excitation des modes rotationnels des molécules. Quand la densité atteint 10^{-8} g/cm^3 , la température est suffisante pour permettre la dissociation de la molécule de H_2 . Cela consomme de l’énergie, ce qui permet de maintenir le gaz à une température presque constante autour de 2000 K. Le support thermique (index adiabatique effectif de 1.1) n’est pas suffisant et l’effondrement redémarre. Au-delà de 10^{-3} g/cm^3 , toutes les molécules de dihydrogène sont dissociées. Le gaz est à nouveau adiabatique et la protoétoile est née. C’est le *second cœur de Larson*. La masse et la température de ce cœur continuent d’augmenter jusqu’à atteindre la température nécessaire au démarrage de la fusion de l’hydrogène en hélium ($T \geq 10^6 \text{ K}$).

Compter les étoiles qui naissent

Naintenant que nous en savons plus sur le processus de formation des étoiles, on peut se poser la question de savoir combien il s'en forme et à quelle vitesse. Répondre à cette question fondamentale est crucial pour comprendre les équilibres entre le gaz et les étoiles dans les galaxies et ainsi connaître leur évolution, mais aussi par exemple savoir à quelle vitesse se forment les éléments plus lourds que l'hélium, si nécessaires à la vie.

3.1 Quelques définitions : SFR et IMF

L'objet principal de cette thèse est de mieux comprendre les mécanismes qui vont réguler la formation d'étoile. À ce titre, la quantité qui va nous intéresser est le taux de formation d'étoile (*star formation rate*, ou SFR en anglais), qui exprime la masse d'étoile formée par unité de temps, et est généralement exprimée en masse solaire par an.

$$\text{SFR} = \frac{dM_{\star}}{dt} \quad (3.1)$$

On s'intéresse particulièrement aux liens entre le SFR et la quantité de gaz disponible. Étant donné une masse de gaz M , on peut définir son temps de déplétion, qui est le temps nécessaire à la formation d'étoile pour consommer tout le gaz (en supposant un SFR constant)

$$t_{\text{depl}} = \frac{M}{\text{SFR}}. \quad (3.2)$$

Comme expliqué dans la section 3.2.1, les observations ne donnent accès qu'à densité de colonne du SFR $\Sigma_{\text{SFR}} = \int_{-H}^H \rho_{\text{SFR}}(z) dz$ où ρ_{SFR} est la densité volumique du taux de formation d'étoile et H la hauteur du disque galactique. Pour quantifier la masse de gaz disponible, il faut également passer par la densité de colonne de gaz $\Sigma = \int_{-H}^H \rho_{\text{gaz}}(z) dz$. La densité de colonne de SFR Σ_{SFR} est toujours une quantité moyennée spatialement sur des

échelles allant d'un nuage moléculaire individuel à une galaxie entière. Elle est également le reflet d'événements de formation d'étoiles répartis sur quelques millions d'années.

Un autre concept important est celui de la *fonction de masse initiale* (IMF, pour *Initial Mass Function*) des étoiles. Il s'agit la fonction de densité de probabilité (PDF) de la masse d'une étoile à sa naissance. Cette fonction est difficile à estimer, car elle est différente de PDF de la masse des étoiles actuelles (PDMF, pour *present day mass function*), les étoiles moins massives ayant une durée de vie plus longue que les étoiles plus massives. La question de l'universalité de l'IMF est une question ouverte en astrophysique. [Salpeter \(1955\)](#) est le premier à donner un modèle en loi de puissance pour l'IMF :

$$\frac{dN_{\star}}{d \log M_{\star}} \propto M_{\star}^{-1.35} \quad (3.3)$$

Des études plus récentes basées sur des observations plus complètes suggèrent que l'IMF a un pic autour de $0.3 M_{\odot}$. En particulier, [Kroupa \(2001\)](#) propose un modèle de loi de puissance par morceaux, et [Chabrier \(2003\)](#) une distribution lognormale. Par ailleurs, plusieurs modèles analytiques ont été proposés pour comprendre l'origine de l'IMF (voir par exemple la revue *Theories of the IMF* de [Hennebelle & Chabrier \(2011a\)](#)).

3.2 Techniques de mesures

3.2.1 Mesurer le SFR

Il existe diverses méthodes pour estimer le taux de formation d'étoile. Chacune possède ses propres biais, et repose sur des hypothèses différentes. Il s'agit donc d'être particulièrement prudent lorsque les données issues de plusieurs méthodes sont combinées lors de l'interprétation des résultats.

Le principe commun à de nombreuses techniques consiste à estimer la masse des étoiles jeunes. En divisant le total par leur âge, on obtient une estimation du SFR récent. Seules les étoiles les plus massives (de types O et B) émettent un rayonnement ultraviolet lointain (FUV, pour *Far UltraViolet*). Celles-ci ont également une durée de vie courte (en moyenne de 10 millions d'années), ce qui permet d'utiliser le flux FUV pour estimer le SFR. Comme une partie du flux est absorbé par la poussière, il faut également prendre en compte l'extinction. Ceci est fait en combinant les cartes FUV avec des cartes d'émission en infrarouge (IR), qui permettent d'estimer le flux UV réémis dans l'infrarouge par la poussière. Cela permet de mesurer la densité de colonne du taux de formation des étoiles massives. Le taux de formation total, prenant également en compte les étoiles de plus faible masse peut être retrouvé à l'aide de l'IMF. [Leroy et al. \(2008\)](#); [Bigiel et al. \(2008\)](#), par exemple, utilisent les données FUV de la mission GALEX (Galaxy Evolution Explorer) et les observations infrarouges du télescope Spitzer. Une autre façon de compter les étoiles massives est de répertorier les régions HII, via la raie d'émission $H\alpha$ de l'hydrogène ionisé ([Hartwick, 1971](#)). Pour des nuages proches on peut également détecter l'émission en infrarouge des disques d'accrétion associés aux protoétoiles ([Kennicutt & Evans, 2012](#); [Spilker et al., 2021](#)).

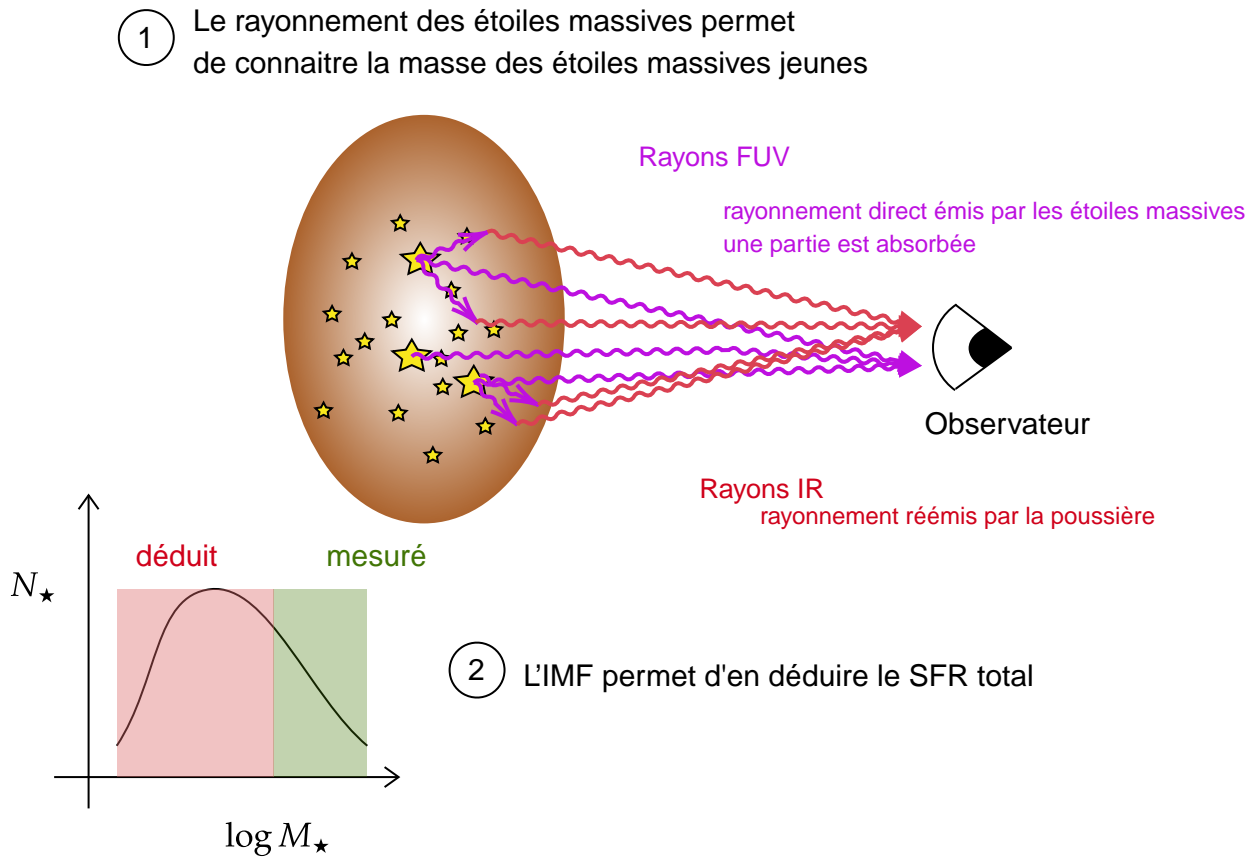


Figure 3.1 – Mesure du SFR à partir du rayonnement des étoiles massives

3.2.2 Mesurer la densité de colonne de gaz

Les étoiles se forment à partir du gaz du milieu interstellaire, il est naturel de chercher à mettre en relation le SFR avec la quantité de gaz disponible, qu'il faut savoir estimer. Comme les observations sont intégrées le long d'une ligne de visée, il s'agit de mettre en relation la densité de colonne du SFR avec densité de colonne de gaz. Parmi les différentes phases de gaz, c'est le gaz dense moléculaire qui est le plus susceptible d'être à l'origine de la formation de nouvelles étoiles. Cependant, celui-ci est principalement composé de dihydrogène, particulièrement difficile à quantifier. En effet, il est généralement présent à des températures faibles (entre 10 et 50 K), ce qui ne permet pas d'exciter des raies d'émissions détectables. Cette difficulté peut être contournée à l'aide de la molécule de monoxyde de carbone CO, qui présente notamment une raie d'émission à $260 \mu m$. La molécule de CO est bien moins abondante que celle de dihydrogène mais bien plus visible, et est utilisée pour tracer la densité de colonne de H_2 , Σ_{H_2} . Il faut pour cela connaître le facteur de conversion entre la luminosité des raies de CO et la masse de H_2 (souvent noté X_{CO}), qui est mal connu, car il dépend de la métallicité, de la température, de l'excitation du gaz et de la profondeur optique.

Il est aussi intéressant de regarder la corrélation entre Σ_{SFR} et la densité de colonne du gaz atomique neutre Σ_{HI} , détecté grâce à la raie d'émission à 21 cm. En effet, dans l'hypothèse où le gaz moléculaire se forme suite à la condensation du gaz atomique, ce dernier constitue un réservoir pour la formation d'étoile.

La densité de colonne de gaz pour des régions proches peut également être estimée via l'extinction. En effet, le rayonnement des étoiles est absorbé par la poussière, donc calculer le taux d'absorption permet d'en déduire la quantité de poussière. Cela permet de remonter à la quantité de gaz si l'on connaît le ratio entre le gaz et la poussière.

3.3 Loi de formation d'étoiles

Schmidt (1959) propose de relier la densité de gaz au SFR via une loi de puissance

$$\rho_{\text{SFR}} \propto \rho_{\text{gas}}^n. \quad (3.4)$$

Il a été ensuite suggéré d'utiliser une loi sur les densités de colonnes, directement observables (Hartwick, 1971) :

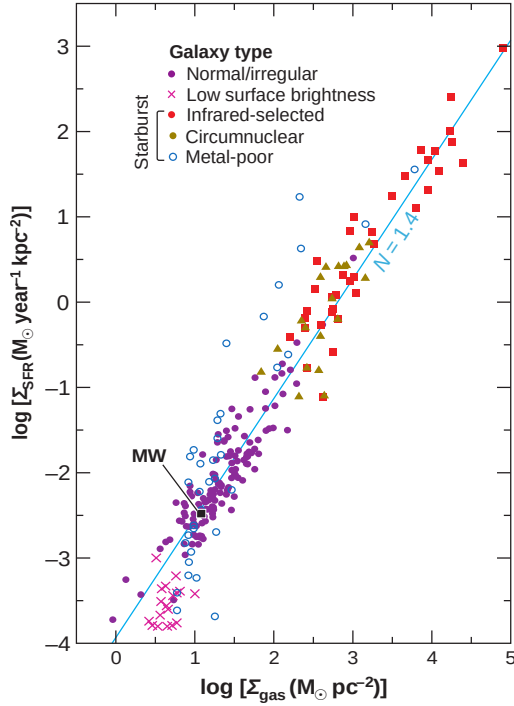
$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^N. \quad (3.5)$$

De nombreux travaux ont cherché à déterminer l'indice de cette loi de puissance, avec des valeurs comprises entre 1 et 3 (Bigiel et al., 2008). Un résultat emblématique est celui obtenu par Kennicutt (1998), qui a compilé des mesures du SFR et de la densité moyenne de 97 galaxies. Il a mis en évidence une relation en loi de puissance sur 5 ordres de grandeurs avec un indice $N = 1.4$ (voir Figure 3.2a)

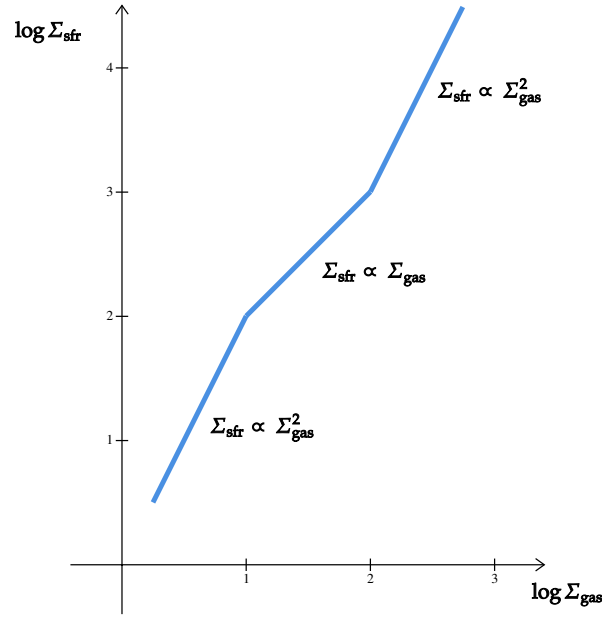
$$\Sigma_{\text{SFR}} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_{\text{gas}}}{1 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} \text{ M}_{\odot} \text{ an}^{-1} \text{ kpc}^{-2} \quad (3.6)$$

Cette relation est la loi de Schmidt-Kennicutt, parfois notée SK dans la suite du texte. Le terme de loi est un peu usurpé, car il faut être très précautionneux dans l'interprétation de cette relation, pour plusieurs raisons. Premièrement, la dispersion est assez élevée, Σ_{SFR} pouvant varier jusqu'à un ordre de grandeur pour une densité de colonne fixée, et ceci est particulièrement flagrant autour de $10 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, où la relation est quasiment verticale. Le choix du facteur de conversion X_{CO} (voir section précédente) est aussi sujet à caution. Bouché et al. (2007) suggèrent que le facteur X_{CO} est plus faible pour les galaxies à haute densité de colonne (supérieure à $10^2 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$), lointaines et jeunes, que pour les galaxies locales. À partir des mêmes données que Kennicutt (1998) mais un facteur X_{CO} corrigé, ils trouvent également une loi de puissance mais avec un indice $N = 1.71$. Comme cela a été vu dans la section 3.2.1, le modèle choisi pour l'IMF joue aussi un rôle pour déterminer le SFR, et la question de son universalité est ici cruciale. Le résultat obtenu peut également dépendre des traceurs utilisés et du postraitement appliqué pour nettoyer les données (Bigiel et al., 2008, 2011).

L'échelle à laquelle sont effectuées les mesures est également importante. En effet, en dessous du kiloparsec, le taux de formation d'étoile et la densité de colonne de gaz commencent à être décorrélés (Chevance et al., 2020). Ceci est dû au fait que l'évolution



(a) Relation entre la densité de colonne de gaz totale (atomique et moléculaire) et la densité de colonne de SFR (Kennicutt & Evans, 2012).



(b) En fonction de la densité de colonne, il semble exister différents régimes dans la loi SK (Girichidis et al., 2020).

Figure 3.2 – Loi de Schmidt-Kennicutt

individuelle des nuages moléculaires, des épisodes de formation d'étoiles et de leur destruction devient importante (Kennicutt et al., 2007; Bigiel et al., 2008).

Il est tentant de comprendre la relation SK comme la traduction de l'effondrement du gaz sous l'effet de sa propre gravité. En effet, pour une masse M , cela donnerait lieu à un taux de formation d'étoile

$$SFR = \varepsilon_{SF} \frac{M}{t_{ff}} \quad (3.7)$$


où t_{ff} est le temps de chute libre défini dans l'équation 2.18 et ε_{SF} un coefficient d'efficacité. En supposant la hauteur du disque constante, on obtient

$$\Sigma_{SFR} \propto \Sigma_{gas}^{1.5} \quad (3.8)$$

donc un résultat proche de l'indice $N = 1.4$ trouvé par Kennicutt (1998). Cependant le temps de déplétion du gaz t_{depl} est deux ordres de grandeurs inférieur à t_{ff} , ce qui correspond à une efficacité ε_{SF} très faible de l'ordre de 0.01. En plus de cette difficulté, il se trouve qu'il semble y avoir différents régimes dans la formation d'étoile en fonction de la densité de colonne, avec des pentes plus élevées ($N \sim 2$) en dessous de $10 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$ et au-dessus de $100 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$, et plus faible entre les deux, avec $N \sim 1$ (Bigiel et al., 2008; Girichidis et al., 2020). Une interprétation physique peut être faite de ces différentes pentes. En dessous de $10 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$, le gaz atomique est majoritaire (Bigiel et al., 2008) et le taux

formation d'étoile est limité par la vitesse de refroidissement du gaz moléculaire, qui est un processus collisionnel. Au-delà, c'est le taux de dissipation de l'énergie turbulente qui est important, et il dépend de la fraction de gaz, c'est-à-dire le rapport entre la masse de gaz et la masse des étoiles déjà formées ([Girichidis et al., 2020](#)).

Comment est régulée la formation d'étoiles

n des points clés du chapitre précédent est que la formation d'étoiles est un processus relativement inefficace, car seule une petite fraction du gaz est convertie en étoile, et cela prend beaucoup plus de temps que ce qui serait nécessaire si seule la gravité était à l'œuvre. C'est donc qu'il existe d'autres processus, capables de ralentir la formation stellaire, et ainsi de diminuer le taux de formation d'étoiles. Le cœur de ma thèse consiste à déterminer lesquels de ces processus sont dominants et expliquent les faibles taux de formations d'étoiles observés. Parmi les candidats, il y a la rétroaction stellaire, c'est à dire l'énergie injectée dans le milieu interstellaire par les étoiles, la turbulence du gaz, qui peut avoir diverses sources, le champ magnétique et les rayons cosmiques. Le but de ce chapitre est de présenter ces différents processus et d'expliquer qualitativement comment ils agissent sur la formation d'étoiles. La partie III présente les résultats de mon travail de thèse qui permettent de quantifier ces effets selon les galaxies considérées.

4.1 Rétroaction stellaire

À partir du moment où une étoile se forme et que les réactions nucléaires se déclenchent en son sein, elle commence à libérer de l'énergie dans le milieu interstellaire, sous des formes variées. Ce processus est appelé *rétroaction stellaire* (ou *stellar feedback* en anglais) car cette énergie émise a un effet direct sur la formation d'étoiles. L'existence d'un tel processus de rétroaction permet d'émettre l'hypothèse (discutée dans la partie III) que la formation d'étoiles s'autorégule. La rétroaction stellaire peut opérer selon des mécanismes divers, que nous détaillons ci après. Il faut noter que seulement certains d'entre eux sont suffisamment puissants pour avoir une influence significative sur la formation d'étoiles. De même, ce sont surtout les étoiles massives (de type O ou B) qui contribuent le plus à la rétroaction stellaire, car ce sont elles qui génèrent les effets les plus puissants et le plus rapidement.

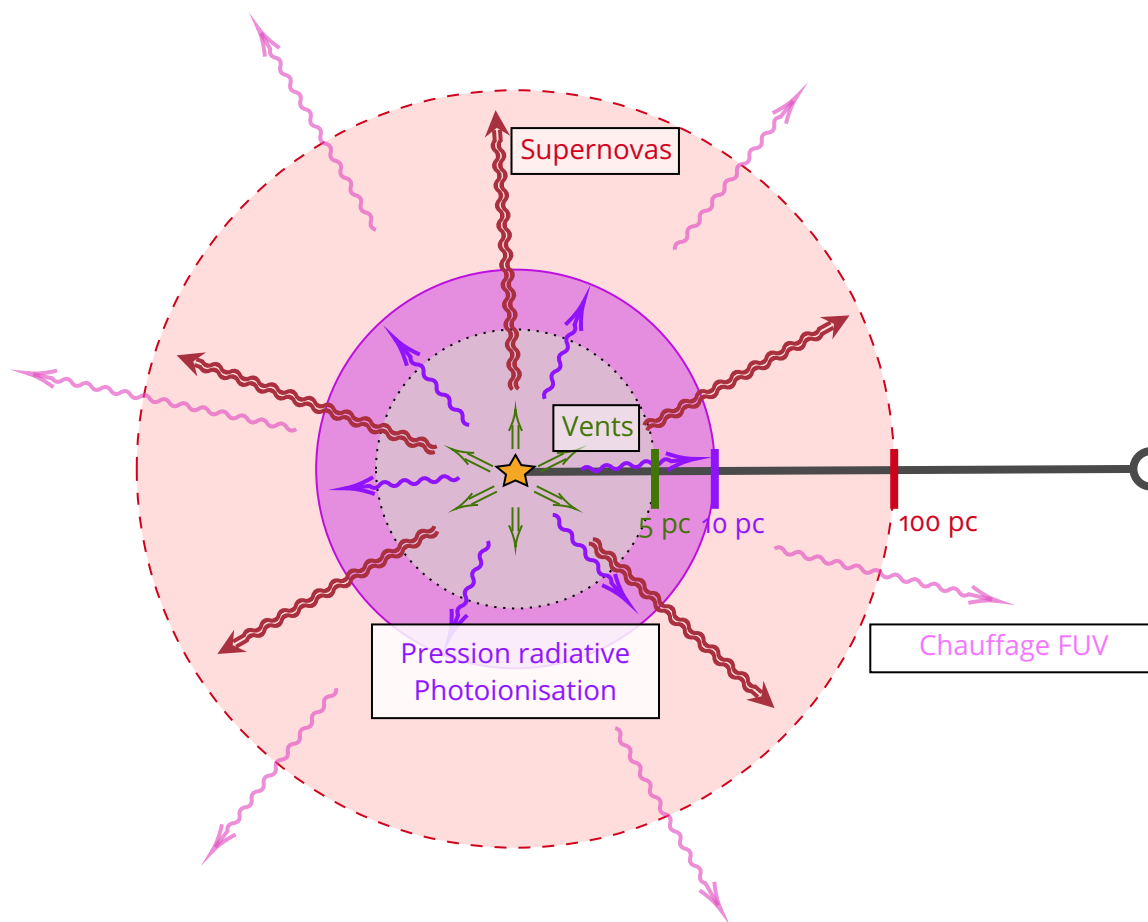


Figure 4.1 – Les différents modes de rétroactions stellaires et leurs échelles typiques. Les supernovas marquent la fin de la vie d'une étoile et ne sont pas simultanées aux autres formes de rétroactions. Les rétroactions de plusieurs étoiles massives proches peuvent se combiner, mais pas nécessairement linéairement.

4.1.1 Rayonnement électromagnétique

Les étoiles brillent. En fait, elles émettent des photons dans une large gamme de longueurs d'ondes qui vont agir sur leur environnement. Assez logiquement, ce sont les photons les plus énergétiques, correspondant aux longueurs d'ondes les plus courtes, qui vont avoir les effets les plus conséquents.

Photoionisation et régions HII Les étoiles naissent au sein de nuages de gaz, principalement composés de molécules de dihydrogène. Les étoiles massives émettent des photons suffisamment énergétiques pour dissocier les molécules et ainsi former des atomes d'hydrogène, puis arracher des électrons à ces derniers pour former des ions HII. Ces ions se recombinent à des électrons pour reformer des atomes, qui vont être à nouveau ionisés par de nouveaux photons en provenance de l'étoile, et ainsi de suite. À flux constant, ionisation et recombinaison se compensent, et la zone ionisée se stabilise. Le gaz au-delà de la limite de la région ionisée (appelée région HII) est protégé des photons les plus énergétiques, et reste sous forme atomique (c'est la région de photo-dissociation, ou PDR).

Lui-même protège le reste de la région moléculaire.

Dans une configuration idéale où le gaz est réparti de manière uniforme autour de l'étoile, la région HII va s'étendre rapidement dans toutes les directions et ensuite de stabiliser une fois l'équilibre atteint. Elle forme alors une sphère, dite sphère de Strömgren, dont on peut calculer le rayon en fonction du taux d'émission de photons suffisamment énergétiques (au-dessus de 13,6 eV) par l'étoile \mathcal{N}_\star , ainsi que de la densité initiale n et de la température du gaz. Sans entrer dans les détails du calcul, le rayon de la sphère de Strömgren est donné par

$$R_s = 0.4 \text{ pc} \left(\frac{\mathcal{N}_\star}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{n}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/3} \quad (4.1)$$

pour une température de 10^4 K (Stahler & Palla, 2004). Il peut s'élever jusqu'à une dizaine de parsecs.

Ce modèle très pratique est souvent utilisé dans les simulations de galaxies pour modéliser la zone autour des étoiles massives sujette à la photo-ionisation. Cependant l'hypothèse d'un milieu de densité uniforme est très discutable, et les régions HII sont rarement des sphères. Si l'on connaît le flux de photons et les propriétés du gaz, il est possible de calculer de manière cohérente l'évolution de la région HII (Geen et al., 2015). C'est la méthode que j'utilise dans la partie III.

Pression radiative Les photons émis par l'étoile sont absorbés par le gaz et la poussière et peuvent ainsi leur transmettre de la quantité de mouvement. À part pour des étoiles très massives, et pour lesquels la région HII est petite, la quantité d'énergie transmise par la pression radiative est faible comparée aux autres processus de rétroaction comme la photo-ionisation.

Chauffage radiatif du gaz neutre par les rayons ultra-violets lointain Le rayonnement ultra-violet lointain (FUV, pour *Far Ultra Violet* en anglais), est principalement émis par les étoiles massives de type O ou B et a une énergie entre 6 et 10 eV. Ils peuvent interagir avec des petits grains de poussières et chauffer le gaz neutre via l'effet photo-électrique (voir aussi la section 2.1.3). La particularité de ce rayonnement est qu'il est relativement peu absorbé par le gaz du voisinage immédiat de l'étoile, car il n'est pas suffisamment énergétique pour ioniser le gaz. Il peut atteindre et chauffer des régions éloignées de plusieurs dizaines de parsecs.

Les étoiles de types O-B ne vivent pas longtemps, donc leur nombre est lié au taux de formation d'étoiles. On peut alors faire l'hypothèse que le flux de rayon ultraviolet est proportionnel au SFR (Ostriker et al., 2010). L'intensité du rayonnement FUV dans le voisinage solaire est $J_{\text{FUV},0} = 2.1 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. On peut ainsi en déduire :

$$\frac{J_{\text{FUV}}}{J_{\text{FUV},0}} = \frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{\Sigma_{\text{SFR},\odot}} = \frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{2.5 \times 10^{-9} \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}} \quad (4.2)$$

4.1.2 Vents stellaires

Toutes les étoiles émettent des vents stellaires, qui sont des flux de particules chargées. Cependant, les processus à l'œuvre sont très différents pour les étoiles massives

et celles de plus petite masse comme le Soleil. Les vents stellaires injectent du gaz, du moment et de l'énergie dans le MIS. Dans le cas des étoiles massives de type O, l'énergie injectée est considérable, mais l'injection se fait principalement à l'intérieur de la région HII (Draine, 2011), chauffant une bulle à $\sim 10^6$ K. Les vents produits par les étoiles moins massives jouent un rôle important dans le cycle de la matière interstellaire, puisqu'ils constituent 90 % de la masse rendue au MIS (Stahler & Palla, 2004), mais leur influence se limite à une échelle en dessous de quelques parsecs.

4.1.3 Supernovas à effondrement de cœur

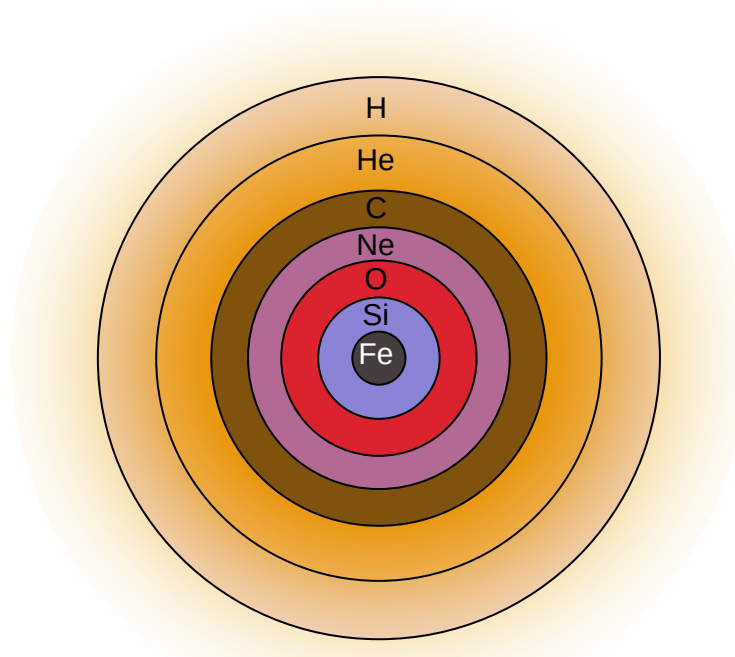


Figure 4.2 – Structure en oignon (pas à l'échelle) d'une étoile massive avant son explosion en supernova.

La forme de rétroaction stellaire la plus violente et la plus décisive sur le devenir du milieu interstellaire ambiant arrive à la fin de vie des étoiles massives. La fusion nucléaire au sein des étoiles transforme progressivement l'hydrogène en hélium, puis si la masse totale de l'étoile le permet l'hélium en carbone, le carbone en néon, le néon en oxygène, l'oxygène en silicium puis le silicium en fer. À chaque étape, l'énergie libérée par la fusion permet de générer une pression suffisante pour empêcher l'effondrement de l'étoile sous l'effet de sa propre gravité. Les conditions au sein des étoiles ne permettent pas la fusion du fer. Par conséquent, lorsque la masse du cœur franchit une masse limite de $1,4 M_{\odot}$, dite de Chandrasekhar, celui-ci s'effondre et forme un objet compact de quelques kilomètres de diamètre. Le reste de l'étoile s'effondre à son tour et rebondit sur l'objet

compact. Cela génère un choc, qui quand il atteint la surface de l'étoile, expulse la matière : l'étoile devient alors une supernova.

L'énergie injectée par une supernova dans le milieu interstellaire est indépendante de la masse de l'étoile et vaut environ 10^{51} erg (Janka, 2012), dans une région qui peut aller jusqu'à 100 pc autour de l'étoile. L'évolution de la supernova peut être décomposée en trois phases (Sedov, 1959) :

- une phase d'expansion libre, pendant laquelle la masse éjectée de l'étoile domine celle du MIS ambiant,
- une phase d'expansion adiabatique, dite de Sedov-Taylor, déclenchée au moment où la densité de l'ejecta devient comparable à celle du milieu,
- une phase de refroidissement, pendant laquelle l'énergie du gaz est irradiée efficacement.

Le moment cinétique injecté p dépend très peu de la densité du milieu. En effet,

$$p = 1.77 \times 10^{43} n^{1/5} \left(\frac{E}{10^{51}} \right)^{4/5} \left(\frac{t}{10^4} \right)^{3/5} \quad (4.3)$$

où p est le total du moment injecté en g cm s^{-1} , n la densité du milieu en g cm^{-3} , E est l'énergie totale injectée en erg, et t est le temps depuis l'explosion en année (Sedov, 1959). Le moment total injecté au moment où la bulle de gaz éjectée se refroidit efficacement est proportionnel à $n^{-2/17}$ (Iffrig & Hennebelle, 2015).

Cependant l'impact d'une supernova sur le nuage moléculaire à l'origine de la naissance de l'étoile dépend de sa position par rapport au nuage. En effet, une supernova qui explose à l'intérieur d'un nuage moléculaire peut réduire significativement sa masse en lui injectant une quantité de mouvement considérable tandis qu'une explosion à l'extérieur a un effet limité (Iffrig & Hennebelle, 2015).

4.2 Turbulence

Les propriétés du champ de vitesse jouent un rôle fondamental dans la régulation de la formation d'étoiles. En effet, si celui-ci génère des mouvements de compression du gaz, cela peut augmenter localement la densité et favoriser la formation d'étoiles. Au contraire, une forte dispersion des vitesses peut déchirer des accumulations de gaz naissantes et empêcher certaines étoiles de naître.

4.2.1 Équation de Navier-Stokes

Pour caractériser la vitesse du fluide, il faut revenir à l'équation du mouvement 2.4 mais cette fois ci en prenant en compte la viscosité ν . On obtient alors l'équation de Navier-Stokes.

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nu \Delta \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} \quad (4.4)$$

La résolution de cette équation est des plus grands défis des mathématiques et de la physique moderne. On peut malgré tout en tirer certains enseignements. On peut rapporter

le terme d'advection $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \sim V^2/L$ au terme associé à la viscosité $\nu \Delta \mathbf{v} \sim \nu V/L^2$, où L et V sont respectivement la taille et la vitesse caractéristique du fluide, à une échelle donnée. On obtient alors une quantité adimensionnée, le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{LV}{\nu} \quad (4.5)$$

Si $Re \ll 1$, le terme de viscosité domine. L'énergie du fluide est dissipée en chaleur et l'écoulement est *laminaire*, c'est-à-dire que les particules de fluides vont globalement toutes dans la même direction, en suivant un chemin direct. Au contraire, si $Re \gg 1$, le terme de viscosité est négligeable et le flot est alors *turbulent* (voir 4.3). C'est le cas dans le milieu interstellaire froid, dans lequel la valeur typique du nombre de Reynolds est de l'ordre de 10^5 à 10^7 (Elmegreen & Scalo, 2004). À partir de l'équation de Navier-Stokes on peut calculer une quantité très importante, qui, nous le verrons, permet de mieux comprendre la turbulence : c'est le taux de dissipation de l'énergie spécifique ε .

$$\varepsilon = \frac{d}{dt} \int |\mathbf{v}|^2 dV \quad (4.6)$$

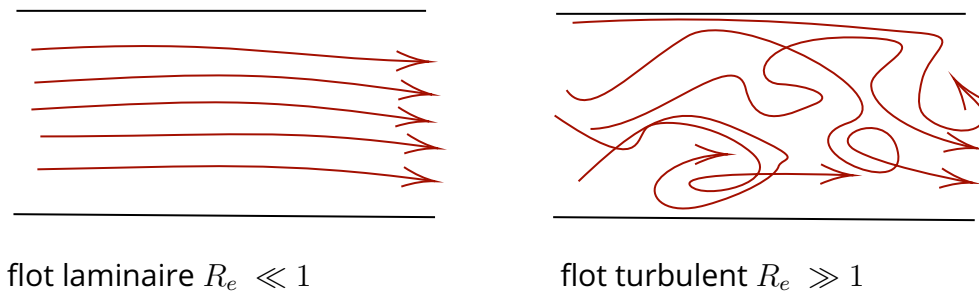


Figure 4.3 – Trajectoires possibles de particules de fluides dans un flot laminaire et un flot turbulent.

4.2.2 Turbulence incompressible

La turbulence est un phénomène encore mal compris, pour lequel il n'existe pas de théorie complètement rigoureuse. Cela est notamment due à la difficulté de résoudre l'équation de Navier-Stokes. Cependant elle a fait l'objet de nombreuses études expérimentales, à partir desquelles il a été possible d'extraire certaines lois empiriques. Cela a notamment été l'objet du travail de Kolmogorov (Kolmogorov, 1941), dont la théorie, bien qu'elle ait montré ses limites, reste la plus satisfaisante à ce jour. Cette théorie concerne les fluides de densité uniforme et incompressibles, c'est-à-dire tels que $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$. C'est loin d'être le cas du milieu interstellaire mais des adaptations sont possibles. En compilant les résultats expérimentaux à sa disposition, il a mis en évidence deux lois :

Dissipation turbulente Quand $Re \gg 1$ (donc la viscosité ν très petite), le taux de dissipation d'énergie ε tend vers une limite strictement positive

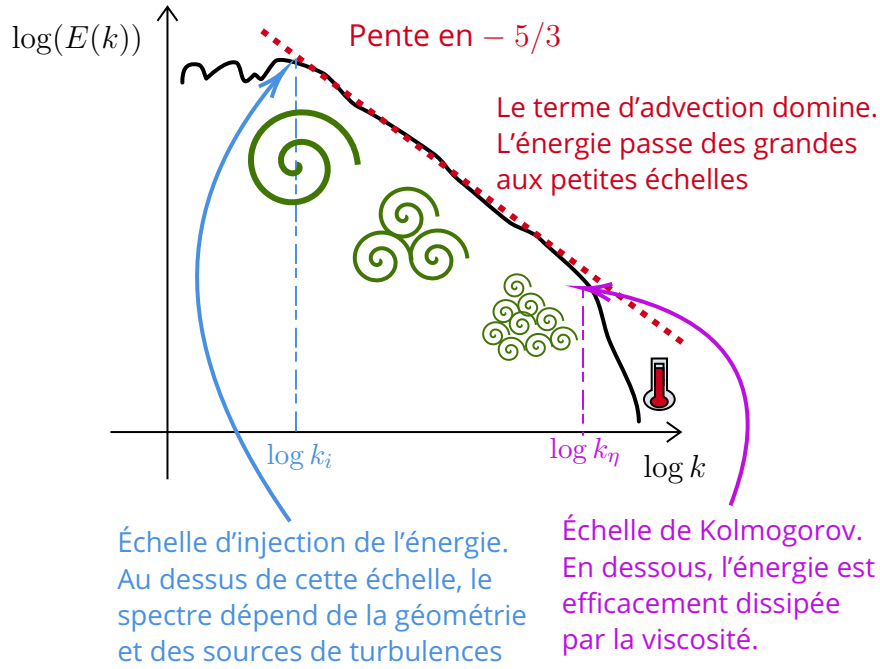


Figure 4.4 – Exemple de spectre d'énergie illustrant une cascade turbulente (cas incompressible homogène).

Loi des 2/3 On a la relation $\langle \delta(v(l))^2 \rangle \sim (\epsilon l)^{2/3}$, où $S_2(l) = \langle \delta v(l) \rangle$ est la moyenne statistique de la différence de vitesse entre deux points séparés d'une distance l .

Dans l'incapacité de démontrer ces lois à partir de l'équation de Navier-Stokes, il a posé deux hypothèses à partir desquels ces deux résultats peuvent être démontrés :

H1 Pour des grands nombres de Reynolds, les propriétés aux petites échelles ne dépendent que de la viscosité ν et la dissipation d'énergie ϵ .

H2 Si le nombre de Reynolds tend vers l'infini, la dépendance en la viscosité disparaît.

On peut en déduire une relation entre l'énergie dissipée et la vitesse typique v_l à une échelle l par analyse dimensionnelle :

$$\epsilon = \frac{v_l^3}{l} \quad (4.7)$$

Le nombre de Reynolds à une échelle donnée l vaut $R_l = lv_l/\nu$. L'échelle η pour laquelle $R_\eta = 1$ est l'échelle à partir de laquelle l'énergie est efficacement dissipée par la viscosité. On l'appelle *échelle de Kolmogorov*.

Un résultat qui nous intéresse particulièrement, déjà mis en évidence par Richardson (Richardson, 2007), est la cascade d'énergie turbulente. En effet, on peut considérer la contribution de l'échelle l à l'énergie cinétique $E_l(l) = \frac{1}{2}v_l^2 \sim (\epsilon l)^{2/3}$. En dérivant, on obtient le spectre d'énergie en fonction du nombre d'onde :

$$E(k) \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (4.8)$$

Cela illustre un transfert d'énergie depuis les grandes échelles vers les petites. Concrètement, cela se traduit par le fait que des tourbillons à grande échelle vont générer des tourbillons à plus petite échelle, à la manière d'une fractale, jusqu'à l'échelle de Kolmogorov où l'énergie finit par être dissipée sous forme de chaleur.

4.2.3 Turbulence compressible

On l'a vu, la densité du milieu interstellaire est loin d'être uniforme. Le gaz du milieu interstellaire peut être comprimé et dilaté sous l'effet de la turbulence, et cela doit être pris en compte.

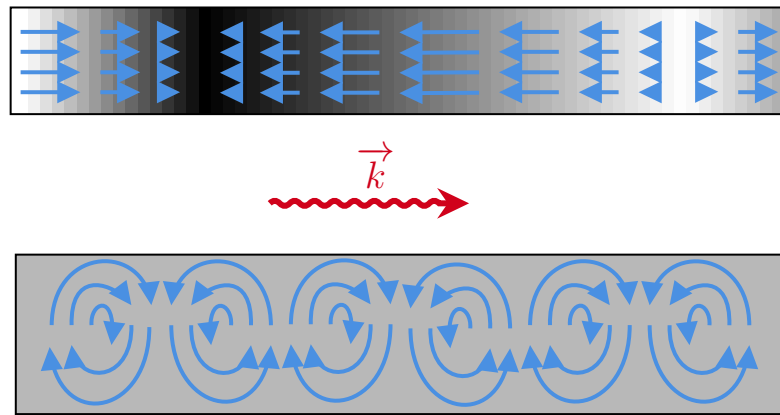


Figure 4.5 – Exemple de champ de vitesse, en bleu, pour un mode purement compressible (haut) et purement solénoïdal (bas). Dans le cas compressible, des surdensités et des zones moins denses se forment, tandis que la densité reste uniforme dans le cas solénoïdal.

Décomposition de Helmholtz La décomposition de Helmholtz permet de séparer le champ de vitesse entre les modes compressibles \mathbf{v}_c et solénoïdaux \mathbf{v}_s . Ils vérifient respectivement $\nabla \times \mathbf{v}_c = 0$ et $\nabla \cdot \mathbf{v}_s = 0$. Pour les modes compressibles, le vecteur vitesse \mathbf{v}_c est aligné avec le vecteur d'onde \mathbf{k} . Il génère des dilatations et des compressions dans la direction de propagation de l'onde. Au contraire, les modes solénoïdaux sont perpendiculaires au vecteur d'onde, et génèrent des tourbillons. La figure 4.5 illustre des modes purement compressibles et purement solénoïdaux.

PDF de la densité de gaz De nombreuses études se sont intéressées à la fonction de densité de probabilité (PDF, pour *Probability Density Function*) de la densité générée par la turbulence. [Vazquez-Semadeni \(1994\)](#) a proposé une distribution lognormale autour d'une densité moyenne ρ_0 avec une dispersion σ_ρ , donc de la forme

$$p(\delta) = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{(\delta - \delta_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (4.9)$$

où $\delta = \ln(\rho/\rho_0)$, $\delta_0 = \sigma_0^2/2$, et $\sigma_0^2 = \ln(1 + \sigma_\rho^2/\rho_0^2)$. L'origine de la forme lognormale PDF peut-être intuitée qualitativement (Kevlahan & Pudritz, 2009; Hennebelle & Falgarone, 2012). En effet, la turbulence dans le gaz va générer des chocs dans le gaz qui vont compresser le gaz. Un élément de fluide va voir sa densité multipliée par le nombre de Mach associé à chacun des chocs successifs. Le logarithme de la densité ρ est donc la somme du logarithme de la densité initiale ρ_{ini} et des logarithmes de nombres de Mach des chocs successifs $\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2, \mathcal{M}_3 \dots$.

$$\log(\rho) = \log(\rho_{\text{ini}}) + \sum_i \log(\mathcal{M}_i) \quad (4.10)$$

En considérant que le nombre de Mach associé à un choc est une variable aléatoire et que les chocs sont indépendants, le théorème central limite permet de conclure que la $\log(\rho)$ suit une loi normale, et donc ρ suit une loi lognormale.

On peut constater numériquement que la variance de la distribution σ_ρ^2 est proportionnelle au nombre de Mach moyen \mathcal{M} (Kritsuk et al., 2007; Federrath et al., 2008, 2010).

$$\frac{\sigma_\rho}{\rho_0} \approx b\mathcal{M} \quad (4.11)$$

Selon Federrath et al. (2008), le coefficient de proportionnalité b dépend de la compressibilité de la turbulence, et vaut 1 pour un forçage purement compressif, $1/3$ pour un forçage purement solénoïdal.

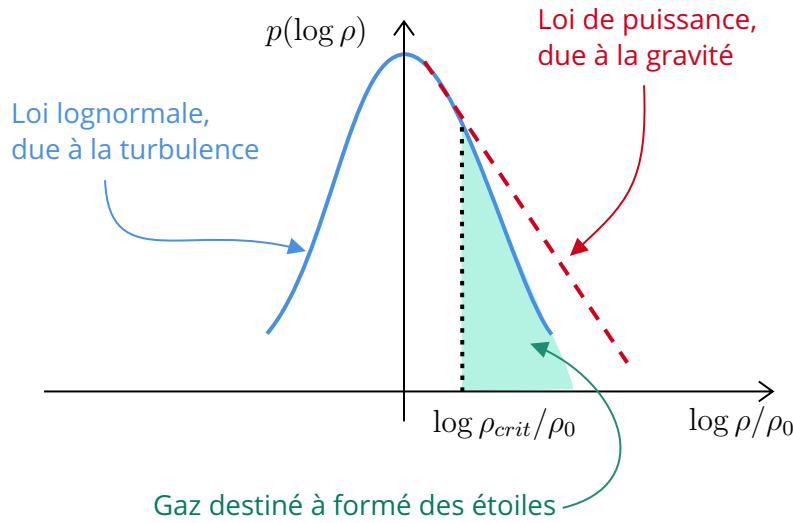


Figure 4.6 – Schéma d'une PDF lognormale, avec queue en loi puissance, et seuil de formation d'étoiles.

Modèles analytiques pour le SFR Certains auteurs ont développé des modèles analytiques permettant de quantifier le taux de formation d'étoiles s'appuyant sur cette PDF. En général, il s'agit de définir un seuil de densité ρ_{crit} à partir duquel le gaz est voué à s'effondrer, et un temps typique d'effondrement (le temps de chute libre par exemple). Le

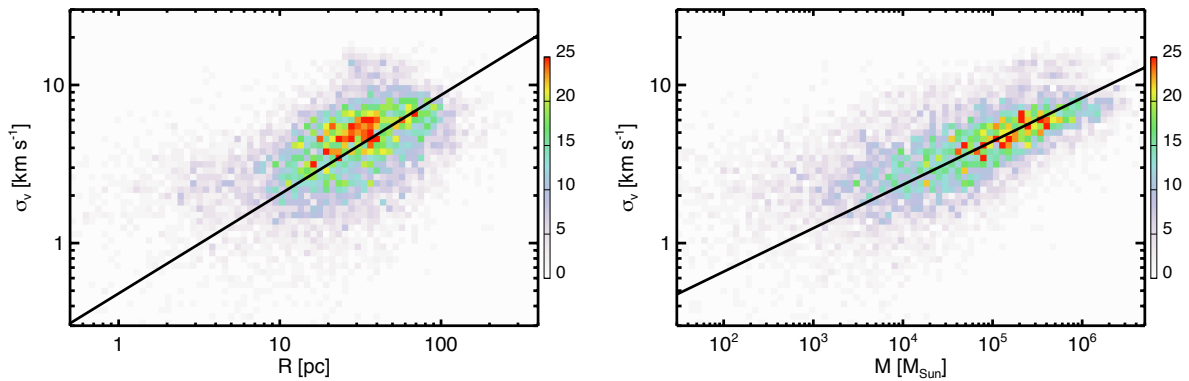


Figure 4.7 – Loi d'échelles dans les nuages moléculaires de la Voie Lactée (Miville-Deschênes et al., 2017). À gauche : Dispersion de vitesse σ_v en fonction de R . Le fit donne $\sigma_v = 0.48 R^{0.63 \pm 0.30}$. À droite : σ_v en fonction de M . Le fit donne $\sigma_v = 0.19 M^{0.27 \pm 0.10}$.

SFR est calculé en intégrant la PDF au-delà de ce seuil (Krumholz & McKee, 2005; Padoan & Nordlund, 2011; Hennebelle & Chabrier, 2011b; Federrath & Klessen, 2012). La fonction de densité de probabilité est également influencée par la gravité, qui génère une loi de puissance en $\rho^{-3/2}$ pour les densités fortes (Kritsuk et al., 2011). Cela est également parfois pris en compte dans les modèles de formations d'étoiles (Burkhart, 2018; Burkhart & Mocz, 2019).

4.2.4 La turbulence dans les observations du milieu interstellaire

Comme cela a été mentionné plus haut, le milieu interstellaire est un milieu fortement turbulent, avec un nombre de Reynolds très élevé, entre 10^5 et 10^7 (Elmegreen & Scalo, 2004). Larson (1981) a établi des relations d'échelles entre la masse, la taille et la dispersion de vitesse des nuages moléculaires. Ces relations ont par la suite été étendues par d'autres études (voir Hennebelle & Falgarone (2012) pour une revue). Les relations de Larson sont de la forme

$$\sigma_v = a R^b \quad (4.12)$$

$$\sigma_v = c M^d \quad (4.13)$$

où σ_v la dispersion de vitesse dans le nuage en km/s, R sa taille en parsec et M sa masse en nombre de masses solaires. Les coefficients a, b, c, d sont compris entre 0 et 1, avec b proche de 0.5 selon les études, et d autour de 0.2. Ces valeurs indiquent que les mouvements internes aux nuages sont largement supersoniques et sont compatibles avec les prédictions des modèles de turbulence. En effet, l'équation 4.7 suggère une valeur de b de l'ordre de 1/3. Ceci laisse supposer que les relations de Larson reflètent l'action de la turbulence au sein des nuages. La figure 4.7 illustre un exemple récent de détermination des coefficients pour les nuages moléculaires de la Voie Lactée (Miville-Deschênes et al., 2017).

4.3 Champ magnétique et formation d'étoiles

Le milieu interstellaire est baigné dans un champ magnétique de l'ordre du μG , et cela peut avoir un effet sur le taux de formation d'étoiles.

4.3.1 Pression et tension magnétique

Les équations du mouvement en présence du champ magnétique 2.8, présentées dans la section 2.1.1, peuvent être réécrites sous la forme

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{4\pi} + \rho \mathbf{g} \quad (4.14)$$

On fait ainsi apparaître un terme de pression magnétique analogue à la pression thermique

$$P_{\text{mag}} = \frac{B^2}{8\pi} \quad (4.15)$$

Ce terme de pression supplémentaire va ralentir la formation du gaz dense et froid. D'autre part apparaît également un terme de tension magnétique

$$\mathbf{T}_{\text{mag}} = \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{4\pi} \quad (4.16)$$

Cette force, analogue à la tension d'un fil, s'oppose à la courbure des lignes de champ magnétique. En plus des ondes sonores caractéristiques de l'hydrodynamique, de nouveaux types d'ondes peuvent se propager. Les ondes d'Alfvén sont des ondes du champ magnétique qui se propage à la vitesse d'Alfvén v_A telle que

$$v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho} \quad (4.17)$$

À l'inverse des ondes sonores, la propagation des ondes d'Alfvén ne génère pas de fluctuations de densité.

La présence d'un champ magnétique tend à générer des structures de gaz plus lisses, moins fragmentées, et ce à toutes les échelles. Dans le chapitre 9, la relation entre la force du champ magnétique et le taux de formation d'étoiles est étudiée plus en détail.

4.3.2 Observations du champ magnétique

Le champ magnétique dans le milieu interstellaire est notoirement difficile à mesurer. Il existe cependant plusieurs traceurs.

- L'effet Zeeman. Le champ magnétique a pour effet de séparer les raies d'émission (et d'absorption) de certaines espèces chimiques, avec un écart proportionnel à la magnitude du champ magnétique. L'écart entre deux lignes séparées par effet Zeeman est en général bien plus faible que la largeur des lignes, ce qui rend la détection difficile. De ce fait, elle ne permet en général que de connaître la valeur de la composante du champ magnétique parallèle à la ligne de visée. C'est néanmoins la seule méthode d'observation directe, et permet de calibrer les autres méthodes.

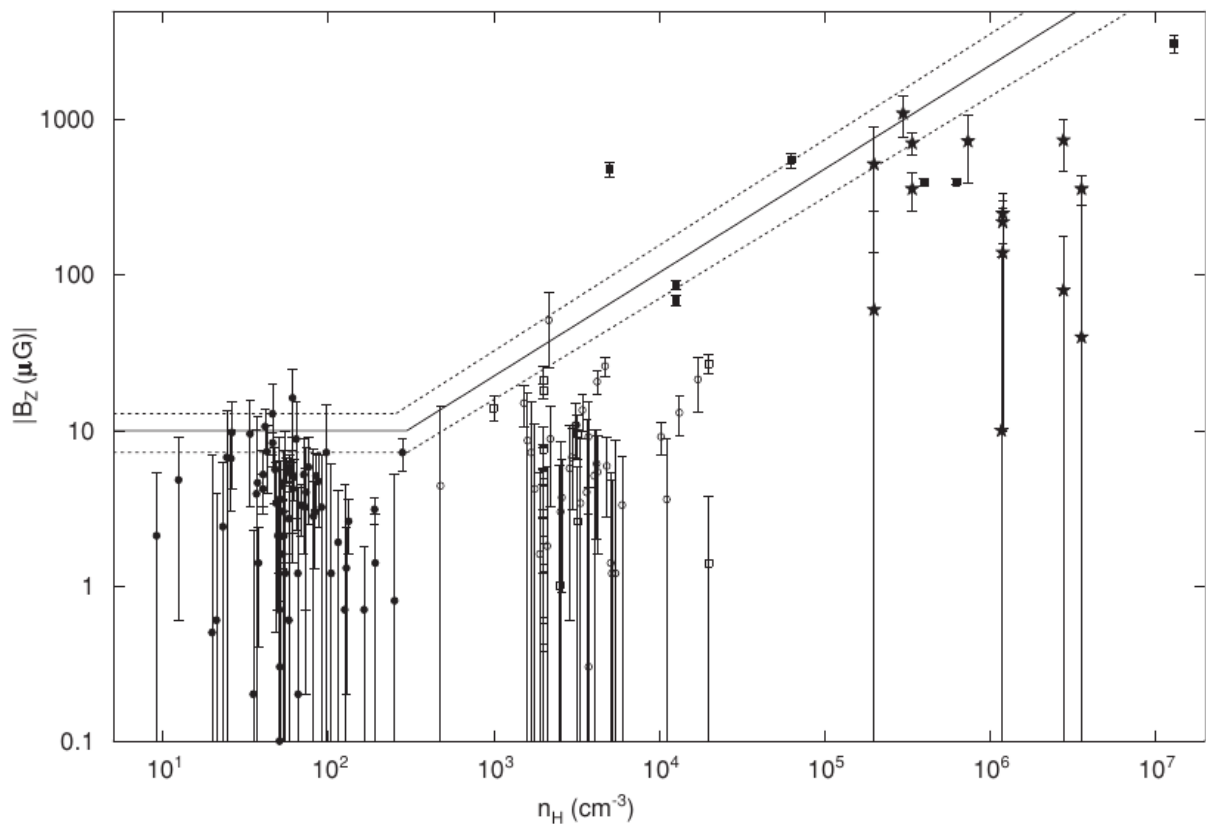


Figure 4.8 – Figure 1 de [Crutcher et al. \(2010\)](#). Ce graphe combine les mesures de champ magnétique via l'effet Zeeman pour des nuages diffus HI (disques noirs), des nébuleuses sombres (carrés et cercles vides) et des nuages moléculaires (carrés pleins et étoiles). Les références sont données dans l'article.

- La rotation de Faraday. Lorsque une onde électromagnétique linéairement polarisée traverse un plasma magnétisé, son plan de polarisation pivote. L'angle de rotation dépend de la longueur d'onde, de l'intensité du champ magnétique, de la densité d'électrons dans le plasma, ainsi que de l'épaisseur de plasma traversée.
- La polarisation par les grains de poussières. Les grains de poussière du milieu interstellaire ont tendance à s'aligner perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. La polarisation des ondes électromagnétiques qui traversent ou sont émises par un nuage contenant de la poussière dépend donc de la direction du champ magnétique dans lequel sont baignés ces grains de poussières. Cette méthode ne permet pas de connaître l'intensité du champ B mais permet de dresser des cartes d'orientation de la composante perpendiculaire à la ligne de visée du champ magnétique.

À l'échelle galactique, on mesure un champ magnétique moyen de l'ordre de quelques microgauss ([Widrow, 2002](#)). Dans les galaxies spirales, le champ magnétique est plus fort dans les régions inter-bras. À plus petite échelle, l'étude de l'effet Zeeman permet de connaître la valeur de la composante du champ magnétique selon la ligne de visée dans les nuages diffus et les nuages moléculaires (Figure 4.8 et [Crutcher et al., 2010](#)). L'auteur

propose un modèle reliant la valeur maximale du champ magnétique et la densité d'un nuage n .

$$B_{max} = \begin{cases} B_0 & \text{si } n < n_0 \\ B_0 (n_H/n_0)^\alpha & \text{si } n \geq n_0 \end{cases}, \quad (4.18)$$

avec $n_0 \approx 300 \text{ cm}^{-3}$ et $\alpha \approx 2/3$. Cette valeur est cohérente avec les prédictions analytiques de [Mestel \(1966\)](#) sur des effondrements sphériques dans le cadre de la MHD idéale. L'orientation du champ magnétique quant à elle dépend des structures gazeuses. En effet, le champ magnétique tend à s'aligner avec le gradient de pression lorsque la densité est faible et y est perpendiculaire dans l'autre cas ([Soler & Hennebelle, 2017](#)). Le seuil à partir duquel on passe d'une configuration à une autre dépend de l'intensité du champ magnétique.

Pour plus d'information sur les observations du champ magnétique aux échelles de la formation d'étoiles, on peut consulter la récente revue de [Pattle et al. \(2022\)](#).

Physique des disques autogravitants

Avant de détailler les aspects techniques de ce travail de thèse, attardons-nous sur des objets omniprésents en astrophysique, les disques. On les retrouve à plusieurs échelles : les disques galactiques bien sûr, qui nous intéressent tout particulièrement, mais aussi autour des trous noirs, des étoiles naissantes et même des planètes en formation. Dans ce chapitre, nous nous intéressons de manière générale aux disques suffisamment massifs pour que la gravité du gaz qui le compose ne soit pas négligeable devant les autres forces gravitationnelles auxquelles le disque est soumis. Nous nous focalisons sur deux points précis : comment est transporté le moment cinétique dans ces disques et comment déterminer leur stabilité.

5.1 Le problème du transport du moment cinétique

Les disques ne sont en général à l'équilibre : le gaz peut se déplacer dans la direction radiale. Par exemple, les disques autour d'une protoétoile ou d'un trou noir sont appelés disques d'accrétion, car du gaz est en permanence accrété par l'objet central. Lorsque le gaz se rapproche du centre, il perd du moment cinétique : en effet, le moment cinétique spécifique dans le disque s'écrit

$$j = r^2\Omega \quad (5.1)$$

où Ω est la fréquence de rotation du disque. Le moment cinétique global du disque doit pourtant être conservé ; il existe donc un mécanisme qui permet de transporter le moment cinétique de l'intérieur du disque vers l'extérieur. Le premier candidat est la *viscosité hydrodynamique*. En effet, les différentes couches de fluides en contact les unes aux autres ne vont pas à la même vitesse : on parle de *rotation différentielle*. Il en découle une viscosité ν à même de transporter du moment cinétique. Cette explication, bien que séduisante, ne permet pourtant pas de résoudre le problème du moment cinétique. L'ordre de grandeur du temps nécessaire au transport du moment cinétique sur une unité astronomique dans un disque protoplanétaire par exemple est de 10^{11} ans (Fromang, 2013), bien plus grand

que l'âge de l'univers et *a fortiori* de la durée de vie de ces disques, qui se compte en millions d'années.

Une autre possibilité est le transport du moment cinétique grâce à la turbulence du gaz au sein du disque. Cette hypothèse permet de développer des modèles de disques où l'accrétion se fait à une échelle de temps raisonnable. Une famille de modèles a été introduite par [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#). L'idée principale consiste à modéliser les effets de la turbulence par un terme de viscosité turbulente ν_t de l'ordre de $\nu_t \sim l_t \sigma_t$, avec l_t la taille caractéristique des tourbillons turbulents et σ_t les fluctuations de vitesses induites par la turbulence. Comme l_t est bornée par l'échelle de hauteur H du disque et que le mouvement turbulent est subsonique, ν_t est paramétré par un coefficient adimensionné $0 \leq \alpha \leq 1$ tel que

$$\nu_t = \alpha H c_s \quad (5.2)$$

où c_s est la vitesse du son dans le disque. L'échelle de hauteur $H(r)$ du disque correspond à la hauteur depuis le plan du disque pour laquelle la densité est égale à celle du plan divisée par $e = \exp(1)$. Le coefficient α est appelé *coefficient de transport*. Le même calcul d'ordre de grandeur que dans le cas de la viscosité hydrodynamique [Fromang \(2013\)](#) montre que pour atteindre le temps de transport de moment cinétique observé typiquement dans les disques protoplanétaires il faut avoir

$$\alpha \sim 10^{-2} \text{ ou } 10^{-3} \quad (5.3)$$

Ce modèle est bien sûr très simplifié, d'une part parce qu'il réduit la turbulence à une simple viscosité, d'autre part parce que le coefficient α est supposé constant dans le disque et dans le temps.

Parmi les mécanismes générateurs de turbulence, il existe par exemple l'instabilité magnéto-rotationnelle ([Balbus, 2003](#)), qui ne convient cependant pas pour des disques faiblement ionisés. L'instabilité gravitationnelle est un bon candidat pour les disques suffisamment massifs pour être auto-gravitants ([Lodato & Rice, 2004](#)). [Hennebelle et al. \(2017\)](#) ont quant à eux proposé un modèle de disque non isolé, où la turbulence serait déclenchée par un flot extérieur de matière tombant sur le disque.

On peut dériver une formule pour calculer le coefficient α à partir de l'équation de conservation du moment cinétique ([Lodato & Rice, 2004](#)). Ce coefficient peut être décomposé en plusieurs contributions :

$$\alpha = \alpha_{\text{Reynolds}} + \alpha_{\text{grav}} + \alpha_B \quad (5.4)$$

avec

- α_{Reynolds} la contribution des fluctuations du champ de vitesse.
- α_{grav} la contribution du champ gravitationnel. Il est nul quand le disque n'est pas auto-gravitant, c'est-à-dire quand la gravité du disque est négligeable devant celle de l'étoile.
- α_B la contribution du champ magnétique. En l'absence de champ magnétique $\alpha_B = 0$.

On peut montrer (Lodato & Rice, 2004; Hennebelle et al., 2017) en moyennant azimutalement que :

$$\alpha_{\text{Reynolds}}(r) = \frac{\langle \rho \cdot \delta u_r \cdot \delta u_\varphi \rangle_{\varphi,z}}{\langle P \rangle_{\varphi,z}} \quad (5.5)$$

$$\alpha_{\text{grav}}(r) = \frac{\langle g_r \cdot g_\varphi \rangle_{\varphi,z}}{4\pi G \langle P \rangle_{\varphi,z}} \quad (5.6)$$

où pour toute grandeur X , δX est la fluctuation de X :

$$\delta X(r, \varphi, z) = X(r, \varphi, z) - \langle X \rangle_{\varphi,z}(r) \quad (5.7)$$

ρ est la densité, P la pression et \mathbf{g} est le champ gravitationnel dérivant du potentiel gravitationnel ϕ du disque :

$$\mathbf{g} = -\nabla \phi \quad (5.8)$$

5.2 Critère de stabilité d'un disque

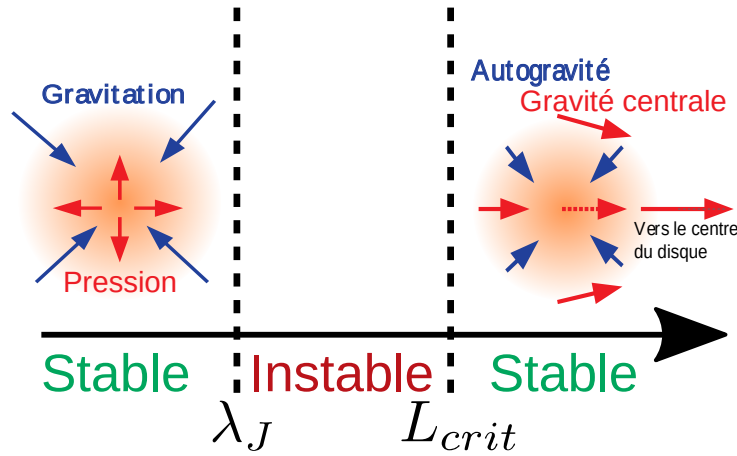


Figure 5.1 – Illustration du critère de Toomre. Le schéma représente une surdensité (en orange) au sein d'un disque, non représenté. Les surdensités plus larges que la longueur de Jeans λ_J et en dessous de la taille critique de déchirement par les forces de marée L_{crit} sont instables et peuvent s'effondrer.

Considérons un disque suffisamment massif pour que sa propre gravité ne soit pas négligeable. Toomre (1964) a montré que la condition pour qu'un tel disque soit stable, c'est-à-dire que le disque ne se fragmente pas suite à l'effondrement de surdensités, est

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma} \gtrsim 1 \quad (5.9)$$

où c_s est la vitesse du son dans le disque, κ la fréquence épicyclique égale à Ω dans le cas particulier d'un disque Képlérien, G la constante gravitationnelle et Σ la densité de colonne. L'équation (5.9) peut être obtenue à partir de la relation de dispersion du fluide dans le disque (Binney & Tremaine, 2008) et traduit l'équilibre entre les forces de pression et de marées d'une part, et l'auto-gravitation du disque d'autre part. En effet, une perturbation en densité dans le disque d'une taille caractéristique inférieure à la longueur de Jeans

$$\lambda_J = \frac{c_s^2}{\pi G \Sigma} \quad (5.10)$$

ne s'effondrera pas à cause de la force de pression. Les surdensités de dimension supérieure à une longueur critique


$$L_{\text{crit}} = \frac{\pi G \Sigma}{\Omega^2} \quad (5.11)$$

sont elles détruites par les forces de marées. Le disque est donc stable à toutes les échelles si $L_{\text{crit}} \leq \lambda_J$ (voir figure 5.1). En remarquant que $Q = \sqrt{\lambda_J / L_{\text{crit}}}$, on retrouve alors le critère de Toomre (5.9).

Deuxième partie

Méthodes numériques

Résolution numérique des équations de la MHD

e travail effectué lors de ma thèse repose avant tout sur des simulations numériques. En effet, la complexité des phénomènes en jeu lorsque qu'il s'agit d'expliquer le taux de formation d'étoile est telle que les modèles analytiques sont nécessairement des modèles très simplifiés. L'utilisation de simulations numériques permet de capturer plus de complexité. Bien sûr, des simplifications sont toujours nécessaires mais l'on peut ainsi appréhender comment des processus raisonnablement bien compris interagissent entre eux et en tirer des conclusions. Depuis les premières tentatives de résolution numérique d'équations différentielles assistée par ordinateur de nombreux progrès ont été faits dans le domaine des simulations numériques. Il n'est pas nécessaire de savoir écrire un code de simulation parallèle de A à Z pour faire fonctionner des modèles numériques, ni d'en connaître toutes les subtilités. Cependant, en connaître le fonctionnement dans les grandes lignes est nécessaire pour identifier ce qu'il est possible de faire ou non, connaître les limites et les biais des résultats obtenus, et ajouter des nouvelles fonctionnalités. Le but de ce chapitre est de faire un tour d'horizon rapide des techniques utilisée dans le code de simulation numérique en trois dimensions `RAMSES`, écrit par Romain Teyssier (Teyssier, 2002), et comprendre les différentes briques qui le constituent. C'est d'autant plus important que en fonction du problème traité, on peut avoir à faire des choix en termes de solveur de Riemann, limiteur de pente, niveau de résolution AMR, tolérance sur la condition CFL, etc. Ces paramètres ont leur importance pour faire les compromis nécessaires entre précision, rapidité du calcul et stabilité. Toro (2019) propose une description détaillée, avec démonstrations, des méthodes de calcul numériques pour les équations de l'hydrodynamique qui sont simplement recensées ici.

6.1 Schéma numérique

Un grand nombre de problèmes physiques se ramène à la résolution d'équations différentielles, parfois aux dérivées partielles, à l'image de celles de la MHD qui nous inté-

ressent tout particulièrement et qui ont été présentées au chapitre 2. La difficulté principale est que bien que le phénomène que l'on cherche à modéliser soit continu, tant spatialement que temporellement, l'outil dont on dispose, c'est-à-dire l'ordinateur, ne peut manipuler que des quantités discrètes. Nous sommes donc forcés d'avoir recours à des versions approchées et discrétisées des équations.

6.1.1 Discrétisation temporelle

Supposons que l'on souhaite connaître l'évolution de la densité, la vitesse, l'énergie, etc. au cours du temps. On regroupe ces quantités dans un vecteur d'état \mathbf{U} . Mettons un instant de côté la dépendance spatiale considérons par exemple l'évolution du vecteur d'état \mathbf{U} au cours du temps. \mathbf{U} obéit à une équation

$$\frac{d\mathbf{U}}{dt}(t) = F(\mathbf{U}(t), t) \quad (6.1)$$

Par nécessité, le temps est découpé en instant discret t_1, t_2, \dots, t_n . À partir de la valeur \mathbf{U}^n de \mathbf{U} à l'instant t_n , on veut calculer la valeur \mathbf{U}^{n+1} à l'instant t_{n+1} . Pour cela on peut utiliser un développement limité de à l'ordre 1 de \mathbf{U} :

$$\mathbf{U}(t + \Delta t) = \mathbf{U}(t) + \frac{d\mathbf{U}}{dt}(t)\Delta t + O(\Delta t^2) \quad (6.2)$$

On obtient alors le *schéma d'Euler explicite*

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^n + F(\mathbf{U}^n, t_n)\Delta t_n + O(\Delta t_n^2) \quad (6.3)$$

où $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$. On peut également utiliser l'équation 6.2 en évaluant la dérivée à l'instant t_{n+1} , ce qui donne *schéma d'Euler implicite*

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^n + F(\mathbf{U}^{n+1}, t_{n+1})\Delta t_n + O(\Delta t_n^2) \quad (6.4)$$

Ce schéma est moins facile à implémenter que le premier, car il faut alors résoudre une équation pour obtenir \mathbf{U}^{n+1} , mais offre des garanties de stabilité plus importantes. Il est utilisé dans les cas où la résolution de l'équation n'est pas trop difficile, typiquement quand F est linéaire, pour le calcul du transfert radiatif par exemple.

Les deux variantes du schéma d'Euler sont vraiment les approximations les plus simples que l'on puisse faire, et il existe plein d'autres méthodes, à commencer par le *schéma du point milieu*, qui consiste à évaluer la dérivée entre t_n et t_{n+1} , ou des schémas qui utilisent des développements limités à des ordres plus élevés, comme les schémas de *Runge-Kutta*.

6.1.2 Discrétisation spatiale et lois de conservations

En réalité l'état \mathbf{U} n'est pas le même en chaque point de l'espace, et dépend donc également de la position \mathbf{x} . Discrétiser l'espace est encore plus délicat que discrétiser le temps. En effet, on pourrait utiliser la même méthode que pour le temps, et calculer \mathbf{U} en un certain nombre de points fixés (une grille par exemple). C'est notamment le cas pour la

méthode des *différences finies*. Cette méthode, efficace pour un grand nombre de situations, n'est pas complètement satisfaisante quand elle est appliquée à l'hydrodynamique. En effet, les équations présentées au chapitre 2 ont la particularité de s'écrire sous forme conservative, c'est à dire sous la forme

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{U})}{\partial z} = 0 \quad (6.5)$$

où, dans le cas des équations de l'hydrodynamique,

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ e \end{bmatrix}, \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{bmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x^2 + P \\ \rho v_x v_y \\ \rho v_x v_z \\ v_x(e + P) \end{bmatrix}, \mathbf{G}(\mathbf{U}) = \begin{bmatrix} \rho v_y \\ \rho v_x v_y \\ \rho v_y^2 + P \\ \rho v_y v_z \\ v_y(e + P) \end{bmatrix}, \mathbf{H}(\mathbf{U}) = \begin{bmatrix} \rho v_z \\ \rho v_x v_z \\ \rho v_y v_z \\ \rho v_z^2 + P \\ v_z(e + P) \end{bmatrix} \quad (6.6)$$

Cette équation signifie que la variation locale de \mathbf{U} est égal à la somme des flux $\mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{H}$ de \mathbf{U} vers les zones voisines : ainsi, globalement, dans le volume total V la masse $\int_V \rho dV$, la quantité de mouvement $\int_V \rho \mathbf{v} dV$ et l'énergie $\int_V e dV$ sont conservées¹.

La méthode des différences finies ne permet pas de garantir la conservation des variables conservatives ($\rho, \rho \mathbf{u}, e$). Un moyen pour pallier à cela est de directement suivre les éléments de gaz, en leur associant un rayon d'interaction pour les forces hydrodynamiques : c'est la méthode SPH (pour *Smoothed Particles Hydrodynamics*) qui fait partie des méthodes Lagrangiennes². Un autre moyen, utilisé dans RAMSES, est la méthode des *volumes finis*. Elle consiste à diviser l'espace en régions distinctes, et de considérer l'intégrale des variables conservatives ($\rho, \rho \mathbf{u}, e$) dans chaque région. On calcule ensuite les flux de chaque quantité à l'interface des régions. Ainsi chaque quantité est parfaitement³ conservée.

6.1.3 Méthode des volumes finis

Plus formellement, dans le cadre de la méthode des volumes finis, le domaine de simulation est divisé en cellules $V_1, V_2 \dots$ de volume également noté $V_1, V_2 \dots$. À chaque cellule est associée l'intégrale du vecteur d'état.

$$\mathbf{U}_i^n = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \mathbf{U}(\mathbf{x}, t_n) dV \quad (6.7)$$

On peut écrire formellement le schéma de la méthode des volumes finis :

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t_n}{V_i} \sum_{j \in N(i)} \mathbf{F}_{ij}^{n+1/2} \quad (6.8)$$

1. Cela est vrai en l'absence de terme source et si les conditions aux bords sont fermées ou périodiques.

2. Elles font usage de la dérivée Lagrangienne présentée au chapitre 2, à l'inverse des méthodes Eulériennes qui reposent sur la dérivée d'Euler.

3. Ou plutôt, aussi bien que possible, c'est-à-dire à la précision de la machine.

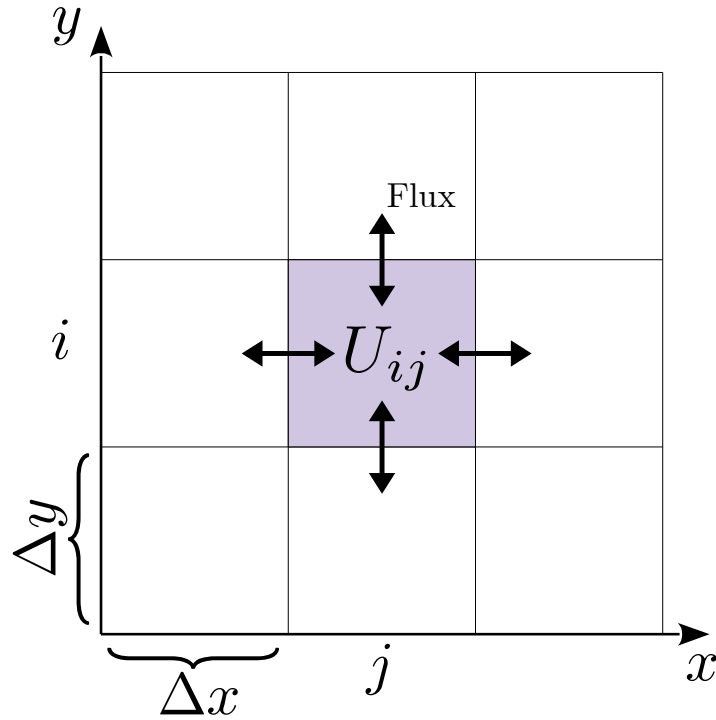


Figure 6.1 – Illustration de la méthode discrétisation pour les volumes finis, ici en 2D sur une grille uniforme.

où $F_{ij}^{n+1/2}$ est le flux moyen avec les cellules voisines entre t_n et t_{n+1} que l'on peut exprimer ainsi

$$F_{ij}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t_n} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \int_{S_{ij}} F(\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)) d\mathbf{S} dt \quad (6.9)$$

On voit qu'à chaque pas de temps, il faut calculer le flux d'une cellule avec ses voisines. La difficulté vient du fait qu'a priori, on ne connaît pas la valeur de \mathbf{U} à l'interface, or cette quantité intervient dans le calcul du flux. On pourrait l'estimer assez simplement, en prenant par exemple la moyenne de la valeur à droite et à gauche de l'interface, mais ce problème, appelé *problème de Riemann*, a en réalité une solution exacte, que l'on peut tenter d'approcher numériquement.

Problème de Riemann

Le problème que l'on cherche à résoudre se résume à calculer l'évolution d'un système à partir d'un état initial discontinu (la discontinuité est l'interface entre deux cellules). Mathématiquement, il s'agit de résoudre un système différentiel de la forme

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}(\mathbf{x}, t) + \frac{\partial F(\mathbf{U})}{\partial x}(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (6.10)$$

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, 0) = \begin{cases} \mathbf{U}_L & \text{si } x < 0 \\ \mathbf{U}_R & \text{si } x > 0 \end{cases} \quad (6.11)$$

Il s'agit ici d'une équation à une dimension, car on s'intéresse au flux au travers de l'interface plane entre deux cellules. L'équation différentielle associée peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + A(\mathbf{U}) \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} = 0 \quad (6.12)$$

où A est la matrice jacobienne de F . Un système est dit *hyperbolique* quand la matrice A est diagonalisable, et que ses valeurs propres sont distinctes. C'est le cas pour les équations de l'hydrodynamique. On peut montrer dans ce cas que la solution du système est autosimilaire, c'est-à-dire de la forme

$$\mathbf{U}(x, t) = \mathbf{W} \left(\frac{x}{t} \right). \quad (6.13)$$

Ainsi, la valeur de \mathbf{U} en tout point et en tout temps se déduit directement des conditions initiales.

La fonction \mathbf{W} est déterminée par les valeurs propres de A , notées $\lambda_1, \lambda_2, \dots$. À chaque valeur propre λ_i est associé une courbe caractéristique, c'est-à-dire la courbe telle que $x'(t) = \lambda_i$. Cette courbe correspond à une onde, de vitesse λ_i , qui propage une discontinuité de la solution dans l'espace propre associé à λ_i . $\mathbf{U}(x, t)$ est donc déterminé par la position de (x, t) par rapport aux courbes caractéristiques.

Solveurs de Riemann approchés

La résolution numérique du problème de Riemann peut être coûteuse, notamment car il est parfois nécessaire d'effectuer un grand nombre d'itérations. Il est possible d'utiliser des solveurs approchés, qui s'attaquent à une version simplifiée du problème.

Diverses approches sont possibles. Le solveur de Roe linéarise le problème de Riemann en remplaçant la matrice Jacobienne $A(\mathbf{U})$ en une approximation qui ne dépend pas de \mathbf{U} . Les solveurs HLL réduisent le nombre de caractéristiques considérées : seulement deux pour le solveur HLL, et trois pour le solveur HLLC. Le solveur HLLD est plus adapté aux équations de la MHD (qui ont 8 caractéristiques) et prend en compte 5 valeurs propres. Enfin le solveur Lax-Friedrichs (LLF) ne considère que l'onde avec la vitesse de propagation la plus rapide. Ce solveur est moins précis, notamment pour modéliser les chocs, car il est plus diffusif (voir section 6.2.1). Cependant il est également plus stable.

Dans RAMSES, le solveur de Riemann peut être sélectionné dans le fichier de paramètre (section HYDRO_PARAMS). Un mécanisme permet de changer de solveur selon certains critères, par exemple des fortes discontinuités en densité. Cela permet d'utiliser un solveur précis (comme hlld) quand il est stable et un solveur plus diffusif mais plus stable quand cela est nécessaire.

Méthode de Godunov et ordre supérieur

La méthode de Godunov est le schéma numérique que l'on vient de décrire, il s'appuie sur la méthode des volumes finis et utilise un solveur de Riemann pour calculer la valeur des flux à l'interface entre les cellules. C'est une méthode d'ordre 1. On peut gagner en précision et passer à l'ordre 2 avec la méthode MUSCL-Hancock qui consiste à autoriser des variations linéaires de la valeur de \mathbf{U} dans une cellule en fonction de la valeur des

cellules voisines. Comme cela peut conduire des oscillations artificielles et des instabilités, on a recours à un limiteur de pente, qui force la pente à être plus faible dans les zones à fort gradient. Il en existe plusieurs (MINMOD, SUPERBEE, Van Leer), chacun offrant un compromis différent entre précision et stabilité.

RAMSES permet de choisir entre l'ordre 1 ou 2 et, le cas échéant, de sélectionner un limiteur de pente via le paramètre `slope_type`.

Extension à la magnétohydrodynamique

RAMSES, initialement écrit pour les équations de l'hydrodynamique, a été étendu pour traiter les équations de la magnétohydrodynamique (Fromang et al., 2006). Le champ magnétique est traité de manière différente que les autres quantités physiques. L'enjeu est d'assurer $\text{div} \mathbf{B} = 0$ à la précision machine. Pour cela le champ magnétique n'est pas représenté par son intégrale dans le volume mais par flux sur les faces de chaque cellule (Evans & Hawley, 1988).

6.2 Les limites du calcul numérique

6.2.1 Viscosité numérique

Pour certains schémas, à cause de la discrétisation, l'équation résolue numériquement est légèrement différente de l'équation de départ : il s'y ajoute un terme de diffusion numérique, qui lisse artificiellement la solution et qui dépend de la résolution. En général, les schémas plus diffusifs sont moins précis mais plus stables.

6.2.2 Stabilité et condition de courant

La stabilité du schéma est un paramètre important de la résolution numérique. Si un schéma devient instable, l'erreur numérique augmente de façon exponentielle. Si les schémas implicites sont inconditionnellement stables, pour qu'un schéma explicite (comme celui de RAMSES) soit stable il faut en général respecter une condition CFL (du nom de Courant, Friedrichs et Lewy).

La condition CFL associé à la plupart des schémas de Godunov pour un maillage cubique est

$$\max_j \left| \frac{u_j \Delta t}{\Delta x_j} \right| < 1 \quad (6.14)$$

où pour chaque cellule j , u_j est la plus grande des vitesses caractéristiques et Δx_j est sa taille.

6.2.3 Mémoire, temps de calcul et scalabilité

La difficulté majeure du calcul en astrophysique réside dans le fait pour être étudiés de manière cohérente, la plupart des phénomènes nécessitent de simuler simultanément

des processus physiques se déroulant à des échelles très différentes, séparées par plusieurs ordres de grandeurs. Par exemple, pour simuler parfaitement la formation des étoiles, il faudrait à la fois capturer les mouvements du gaz à l'échelle de la galaxie (et de son environnement), et les réactions nucléaires à l'échelle du noyau. C'est bien sûr impossible et on a recours à des modèles sous-grille ou sur-grille, qui reproduisent les effets attendus des processus non simulés aux échelles qui le sont. On souhaite néanmoins résoudre le plus large éventail d'échelles possibles, et c'est un défi.

Si l'on veut résoudre les plus petites échelles, on est limité sur la taille du domaine de simulation (à cause du trop grand nombre de cellules) et sur la durée de la simulation (à cause de la condition CFL, qui impose un pas de temps court sur la taille des petites cellules). Dans *RAMSES*, plusieurs stratégies sont mises en œuvre pour pallier à chacune de ces difficultés.

L'AMR (Adaptive Mesh Refinement, ou maillage à raffinement adaptatif) permet d'avoir une bonne résolution uniquement aux endroits souhaités, et de moins résoudre le reste. Le modèle AMR utilisé dans *RAMSES* est basé sur une structure d'arbre. Le niveau de raffinement de chaque cellule est déterminé à l'aide d'un critère donné par l'utilisateur (comme la masse maximale d'une cellule, le gradient maximal de densité autorisé, combien de cellules pour résoudre la longueur de Jeans). Si une cellule doit être raffinée, elle est divisée en 8 (pour une simulation en 3 dimensions). Le niveau de raffinement d'une cellule est le nombre de fois qu'il faut diviser la boîte complète pour l'obtenir. Pour ne pas trop compliquer le calcul des flux, le niveau de raffinement de deux cellules adjacentes doit être identique ou séparé de un niveau maximum.

Sous cyclage À cause de la condition CFL, les cellules les plus raffinées, donc les plus petites, ont besoin que le pas de temps soit petit. Cependant, du fait de l'utilisation de l'AMR, leur nombre est parfois comparable au nombre de cellules de plus haut niveau, qui n'ont pas besoin d'être mises à jour aussi souvent. La stratégie utilisée par *RAMSES* consiste à pouvoir utiliser des pas de temps plus grands pour les cellules de niveau plus élevé, qui doit cependant être un multiple du plus petit pas de temps. Une option encore plus efficace serait d'avoir un pas de temps individuel par cellule ce qui permettrait de traiter séparément les cellules où la vitesse caractéristique est particulièrement grande. C'est toutefois difficile techniquement et n'est pas implémenté dans *RAMSES*.

Parallélisme Malgré l'usage de l'AMR, le nombre de cellules à considérer reste important. Cela pose

- un problème de mémoire : il n'y a pas de mémoire vive suffisante sur une unité de calcul pour contenir toute la simulation,
- un problème de temps de calcul : le nombre d'opérations par seconde d'un processeur ne permet pas de terminer la simulation en un temps raisonnable.

Une solution est d'avoir recours au parallélisme. Dans le cas de *RAMSES*, cela passe par l'usage de la librairie MPI (*Message Passing Interface*). Chaque processeur calcule sur une partie du domaine, et les différents processeurs s'échangent des informations régulièrement pour traiter les flux entre les frontières de leurs domaines respectifs. Attention,

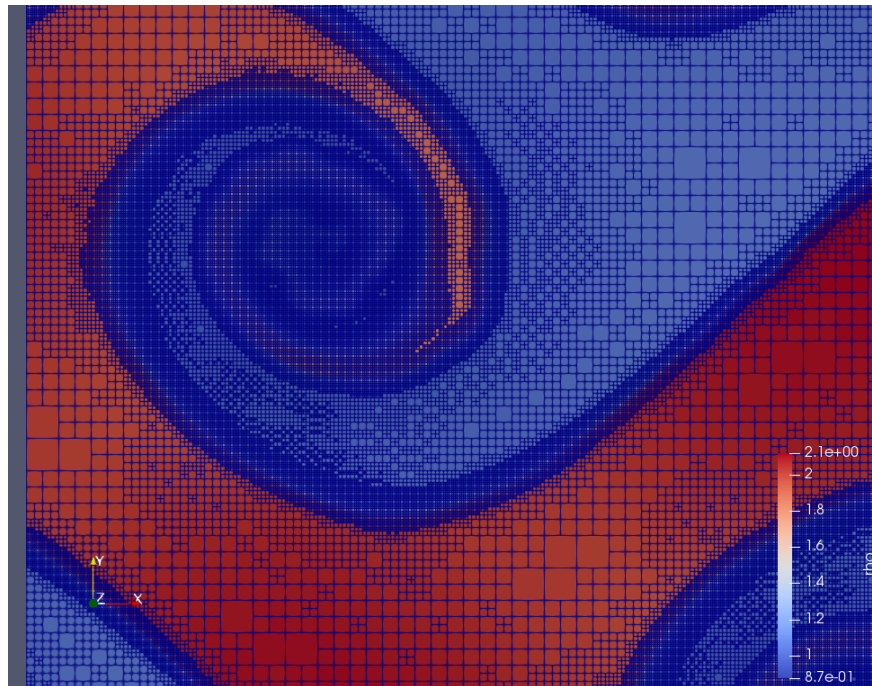



Figure 6.2 – Exemple de l'utilisation de l'AMR pour modéliser une perturbation de Kelvin-Helmoltz en 2D. Sur cette coupe en densité (en unité arbitraire) chaque rectangle bleu est une cellule du maillage. Ici le critère de raffinement repose sur le gradient en densité.

doubler le nombre de processeurs par exemple ne divise pas nécessairement par deux le temps de calcul, car le coup des communications augmente. Cela dépend de la taille de la simulation considérée et de l'optimisation du code. On distingue deux mesures pour déterminer si un code se comporte bien quand on augmente le nombre de processeurs :

- le *weak scaling*, qui consiste à répondre à la question « est-ce qu'un problème plus grand peut être traité aussi rapidement qu'un problème plus petit si on augmente le nombre de processeurs? »,
- le *strong scaling*, qui consiste à répondre à la question « est-ce que le même problème peut être traité plus rapidement si on augmente le nombre de processeurs? ».

Astrophysique computationnelle : aspects pratiques

ien que l'on se concentre généralement sur les résultats scientifiques, une très grande partie du temps consacré à la thèse consiste en réalité à rédiger du code, à le corriger et à résoudre des problèmes techniques. Souvent les compétences nécessaires sont acquises « sur le tas », et de nombreux casse-têtes du quotidien sont en fait trivialement résolus dès lors que l'on connaît les outils appropriés. Ce chapitre se veut comme un guide pour aider des futurs étudiants en astrophysique computationnelle, et compile une partie ce que j'ai aimé ou aurais aimé savoir avant de débiter ma thèse. Ce guide pratique est loin d'être complet mais regroupe ce qui me semble être le plus important et utile à savoir.

7.1 Quelques ordres de grandeurs

On pourrait légitimement se demander pourquoi une thèse en astrophysique dédie un chapitre aux aspects pratiques de manipulation d'ordinateur, fussent-ils des calculateurs supers puissants. Commençons se faire une idée de l'importance de ces aspects pour la réalisation de la thèse en donnant quelques ordres de grandeurs sur le travail que j'ai réalisé pendant la thèse.

Simulations, temps de calcul et stockage Au cours de ma thèse j'ai eu l'occasion de lancer un très grand nombre de simulations numériques. Toutes ne sont pas citées dans les articles que j'ai publiés. Certaines étaient des essais pour vérifier le bon fonctionnement du code ou bien tester une idée, d'autres ont échoué à cause de bugs, ou encore l'idée scientifique qui les motivait s'est avérée être une impasse. J'ai effectué principalement trois types de simulations :

- les simulations de régions de 1kpc^3 de disque galactique discutées dans la partie III, nom de code ISMFEED,

- les simulations idéalisées de disque gazeux auto-gravitants du chapitre 10, nom de code FRAGDISK,
- les simulations complètes de galaxies du chapitre 11, nom de code GALTURB.

Une simulation typique du groupe ISMFEED utilise une grille uniforme de 256^3 cellules, et est exécutée pendant environ trois jours en parallèle sur 256 processeurs, ce qui représente 18 000 heures de calcul. Chaque sortie fait environ 10 Gio et contient 1800 fichiers. Entre les tests, la calibration du code, et les études paramétriques, le nombre de simulations réalisées est supérieur à 300. Cela représente environ 6 millions d'heures de calcul. Environ 75 sorties sont générées par simulation, ce qui représente 750 Gio et 135 000 fichiers, pour un total donc de plus de 300 Tio et 40 millions de fichiers. Pour donner un élément de comparaison, les quotas par défaut du supercalculateur *irene* utilisé pendant ma thèse sont de 100 Tio et 2 millions de fichiers. Un tri et un archivage régulier des sorties sont de ce fait absolument indispensables. Une partie seulement des données est transférée sur les calculateurs internes au CEA pour une analyse plus poussée.

Pour FRAGDISK et GALTURB l'estimation est plus délicate, car toutes les simulations n'ont pas la même résolution. Les simulations FRAGDISK les plus résolues demandent une dizaine de jours quand elles sont lancées sur 280 cœurs, soit 70 000 heures de calcul. Comme la physique est plus simple, moins de variables sont stockées et les fichiers de sortie sont plus légers (environ 3 Gio).

Les simulations de galaxies complètes GALTURB sont certainement les plus gourmandes en ressources. Les simulations avec la résolution maximale sont réalisées en environ un mois sur 2048 processeurs, soit 1.5 millions d'heures de calculs. Le vrai défi se situe en réalité dans la gestion des sorties : chacune fait plus de 700 Gio et comporte 8000 fichiers. Il faut à la fois gérer ces sorties mais également être capable de les analyser. Je n'ai effectué que quatre de ces simulations haute résolution, mais de nombreuses autres à des résolutions plus basses qui restent malgré tout très coûteuses.

Il est intéressant de se représenter les émissions de CO_2 générées par ces calculs. Pour cela, j'ai utilisé l'estimation de [Berthoud et al. \(2020\)](#) de 4 g de CO_2 par heure de calcul. Cette estimation, qui inclue également le cycle de fabrication de la machine, a été fait pour un supercalculateur grenoblois différent de ceux que j'utilise, donc les estimations que je donne sont à prendre avec des pincettes. Par ailleurs elle ne prend en compte que la partie calcul mais pas la partie transfert, stockage et analyse. Très grossièrement, un million d'heures de calculs émet une quantité de CO_2 du même ordre de grandeur qu'un passager d'un vol long-courrier. Cela illustre l'intérêt de disposer d'un code de calcul efficace, mais aussi de savoir exploiter scientifiquement des simulations partielles ou moins riches en termes de physique qui peuvent parfois nous apprendre beaucoup tout en étant beaucoup moins coûteuses. Le tableau 7.1 résume ces ordres de grandeurs.

Code de calcul et d'analyse Gérer l'énorme volume des données générées par les simulations demande d'être familier avec l'usage des supercalculateurs et de la ligne de commande. Il faut également être capable de modifier le code de simulation et de créer des outils pour les analyser. Pour le premier point, il s'agit dans mon cas de RAMSES, écrit en Fortran avec des contributions d'environ 70 personnes, et dont la version du code que j'utilise contient très exactement 252 939 lignes. Pour le second point, l'ensemble du code Python que j'ai écrit pour l'analyse des simulations fait environ 10 000 lignes. Pour pouvoir

maintenir une telle base de code et collaborer dessus il faut disposer des bons outils, et c'est pourquoi je propose ici un mini-guide sur le gestionnaire de versions *git*.

Table 7.1 – Ordre de grandeurs sur les simulations réalisées pendant la thèse. Ces statistiques sont estimées a posteriori et sont donc très largement approximatives, seulement une petite partie des données étant conservées.

	ISMFEED	FRAGDISK	GALTURB
Nombre de simulations	> 300	> 40	≈ 20
Temps réel max (par simulation)	5 jours	10 jours	1 mois
Heures cpu max (par simulation)	18 kh	70 kh	1.5 Mh
Heures cpu totales (projet)	6 Mh	1.5 Mh	15 Mh
Équivalent en tonnes de CO ₂	24	6	60
Volume des données générés	300 Tio	15 Tio	350 Tio
Nombre de fichiers générés	40 M	6 M	160 M
Volume des données transférés	60 Tio	3 Tio	1.5 Tio ¹

7.2 Lancer et gérer des simulations sur les calculateurs nationaux

Pour réaliser des simulations numériques à haute résolution, il faut avoir recours à des supercalculateurs dédiés au calcul scientifique, dont les capacités sont bien supérieures aux ordinateurs personnels. Leurs systèmes d'exploitations sont en général de type UNIX, c'est à dire de la même famille que MacOS ou GNU/Linux. Leur utilisation est cependant austère, et ce qui suit vise à donner quelques principes généraux utiles.

7.2.1 Utiliser une invite de commande

Les systèmes d'exploitations basés sur Unix, comme Gnu/Linux ou MacOS disposent d'un système d'exécution de commande textuelle. L'interface qui permet de lancer des commandes s'appelle un *terminal*, et il est équipé d'un *interpréteur de commande*. La plupart des calculateurs fonctionnent avec un système d'exploitation Gnu/Linux et sont accessibles via le protocole *ssh* (voir section 7.2.4). L'interpréteur de commande utilisé le plus souvent est le système *bash*, et il est bon d'en connaître les rudiments. Il faut écrire les commandes à la suite de l'*invite de commande* qui ressemble en général à ceci :

```
nbrucy@sapanaisvisu2:~$
```

Ici, *nbrucy* est mon identifiant utilisateur, *sapanaisvisu2* le nom de l'ordinateur et *~* le répertoire (ou dossier) courant. C'est une abréviation pour */home/nbrucy*. L'invite de commande permet, comme son nom l'indique, de donner des commandes à l'ordinateur, qui les exécute. Par exemple, pour connaître la date du jour, on écrit *date*, et l'ordinateur répond.

1. La plupart des analyses ont été réalisées directement sur le calculateur.

```
$ date
mar. 24 mai 2022 16:34:11 CEST
```

où par concision je n'écris plus que le \$ de l'invite de commande. Certaines commandes prennent un ou plusieurs arguments. Par exemple la commande `touch` permet de créer un fichier, ou mettre à jour sa date de modification s'il existe.

```
$ touch nouveau_fichier
```

On peut donner des options aux commandes pour préciser ou changer l'action à effectuer. Ce sont des arguments particuliers qui commencent par un ou deux tirets. En général les options d'une lettre sont précédées de un tiret, et les autres de deux.

```
$ date -u
mar. 24 mai 2022 14:34:50 UTC
```



ou de manière équivalente

```
$ date --utc
mar. 24 mai 2022 14:34:53 UTC
```

Les options peuvent également prendre des arguments, comme avec l'option `-r` de `date` qui permet de consulter la date de dernière modification d'un document.

```
$ date -r nouveau_fichier
mar. 24 mai 2022 16:34:32 CEST
```

Des astuces pour taper moins Bash offre plusieurs moyens de ménager son clavier

- Les touches flèche vers le haut  et flèche vers le bas  permettent de naviguer dans l'historique des commandes précédemment exécutées.
- On peut également rechercher une commande dans l'historique grâce à la combinaison `CTRL + R`.
- La touche tabulation permet de compléter automatiquement une commande ou un chemin en cours d'écriture. Très pratique.
- Pour réaliser des copier-collers, on peut utiliser `CTRL + MAJ + C` et `CTRL + MAJ + V` sous Linux, ou `CMD + C` et `CMD + V` sous MacOS.

Chaîner et rediriger des commandes Une commande bash va en général avoir une sortie, c'est à dire afficher du texte dans le terminal. Il existe plusieurs types de sorties, dont notamment la sortie standard (*stdout*) et la sortie des erreurs (*stderr*), les deux étant normalement affichées directement dans le terminal. Des opérateurs permettent de manipuler ces sorties.

- `|` permet de donner la sortie d'une commande à une autre,

```
$ commande1 | commande2
```

- `>` redirige la sortie standard vers un fichier, qui est écrasé s'il existe déjà,

```
$ commande > fichier
```

- `>>` comme précédemment mais ajoute à la fin du fichier au lieu de l'écraser s'il existe,
- `2>`, `2>>` comme précédemment mais avec la sortie des erreurs.

7.2.2 Quelques commandes bien utiles

Le plus souvent, lorsque que l'on ne connaît pas la commande à effectuer, on peut chercher sur internet, avec des requêtes du type « chercher un fichier linux ». Une fois la commande identifiée, on peut utiliser la super commande **man** pour consulter le manuel de cette commande, comprendre comment l'utiliser et ses options (il faut appuyer sur **q** pour quitter l'aide). Assez souvent l'option **--help** permet d'afficher une version résumée du manuel. Un certain nombre de commandes sont toutefois très utilisées et il est pratique de les connaître. La plupart sont des abréviations de verbes anglais. Nous en listons quelques-unes ici avec leurs options les plus utiles (indiquées par le symbole ♣).

Manipuler des fichiers

Dans le monde unix, n'importe quel objet stocké sur le disque dur est un fichier. Les dossiers sont des fichiers spéciaux qui peuvent contenir d'autres fichiers. Un fichier peut être référencé de deux manières différentes :

1. de manière *relative*, c'est-à-dire par rapport au dossier courant. Par exemple, si on est placé dans le dossier **/home/nbrucy** qui contient le fichier **nouveau_fichier**, on peut y faire référence en écrivant **nouveau_fichier**.
2. de manière *absolue*, c'est à partir de la racine du système de fichier, notée **/**. Pour l'exemple précédent, cela donne **/home/nbrucy/nouveau_fichier**

Il existe quelques raccourcis utiles :

- **~** est un raccourci pour le dossier réservé à l'utilisateur courant (aussi appelé dossier *home*). Dans mon cas c'est **/home/nbrucy/**
- **.** est un raccourci pour le dossier courant.
- **..** est un raccourci pour le dossier parent. Par exemple, si **/home/nbrucy/** est le dossier courant, **..** est un raccourci pour **/home**.
- ***** permet de faire référence à tous les fichiers dans le dossier courant. C'est un caractère joker, qui peut être utilisé pour sélectionner des fichiers en fonction de leur nom, par exemple, **debut*** sélectionne tous les fichiers qui commencent par **debut**.
- **?** fonctionne comme ***** mais ne remplace que un caractère. Par exemple **debut?** sélectionne tous les fichiers qui commencent par **debut** suivi d'un caractère (**debut1**, **debute** ...). On peut également faire des sélections plus fines : **debut[1-3]** sélectionne **debut1**, **debut2**, **debut3** mais pas **debut6** par exemple.

pwd (*print working directory*) permet de connaître le dossier courant

cd (*change directory*) permet de changer de dossier courant

ls (*list*) permet de lister le contenu d'un dossier.

```
$ ls -lh
total 9,8M
drwxrwxr-x  2 nbrucy nbrucy 4,0K mai 6 2021 108_beta8_jr13
-rw-rw-r--  1 nbrucy nbrucy 4,0M juil. 9 2021 coldens.mp4
```


mkdir et rmdir (*make directory* et *remove directory*) permettent respectivement de créer et supprimer des dossiers vides.

♣ **-p** créer ou supprimer les dossiers parents si nécessaire

ln (*link*) permet de manipuler les liens physiques et symboliques. Un *lien physique* est ce qui relie un nom de fichier (par exemple /HOME/NBRUCY/NOUVEAU_FICHER) et les données réellement stockées sur le disque dur. Un même fichier peut avoir plusieurs liens physiques, c'est-à-dire apparaître plusieurs fois dans l'arborescence sous des noms différents mais les données ne sont pas répliquées. Un *lien symbolique* ressemble plus aux raccourcis sous Windows (en mieux). C'est un fichier qui va pointer vers un autre fichier ou un répertoire.

```
$ ln cible nom_du_lien
```

♣ **-s** créer un lien symbolique

tar pour compresser et décompresser des fichiers efficacement.

```
$ tar -cvzf archive.tar.gz dossier # Archiver et compresser
$ tar -xvzf archive.tar.gz # Décompresser et desarchiver
```

♣ **-c** Créer une archive

♣ **-x** Extraire une archive

♣ **-z** Compresser l'archive (avec le protocole gzip)

♣ **-v** Mode verbeux (affiche la progression)

♣ **-f** Pour spécifier le nom de l'archive

Gérer les permissions

Les fichiers sur les systèmes UNIX disposent d'un système de permission, qui permet de restreindre l'accès à certains utilisateurs. Les permissions associées sont visibles notamment grâce à la commande **ls** (voir plus haut). Il existe plusieurs types de permissions :

- **r** droit de lecture
- **w** droit d'écriture
- **x** droit d'exécution ou de lister le contenu pour un dossier

Chaque fichier possède un propriétaire (un utilisateur) et un groupe propriétaire (un groupe d'utilisateur). On peut définir des permissions différentes pour le propriétaire (noté **u**), pour les membres du groupe propriétaire (noté **g**) et pour le reste des utilisateurs (**o**).

chmod (*change mode*) changer les permissions d'un fichier.

Par exemple pour donner les permissions lecture et écriture à tous les utilisateurs :

```
$ chmod o+rw fichier
```

♣ **-R** Appliquer le changement récursivement

chown (*change owner*) changer le propriétaire.

```
$ chown nouvel_utilisateur fichier
```

♣ **-R** Appliquer le changement récursivement

chgrp (*change group*) changer le groupe propriétaire.

```
$ chgrp nouveau_groupe fichier
```

♣ **-R** Appliquer le changement récursivement

Peut être utile, car certains systèmes se basent sur le groupe pour calculer le quota de fichiers utilisé.

Lire et écrire dans des fichiers

Une part importante des tâches à effectuer sur un serveur de calcul revient à lire et écrire dans des fichiers, comme les journaux d'applications, les fichiers de configurations, le code source, des scripts divers ...

cat, more, less Afficher le contenu d'un fichier dans le terminal. **cat** affiche tout d'un coup, **more** page par page, et **less** (le meilleur) permet de parcourir le document avec les flèches directionnelles (**** pour chercher dans le fichier, **G** pour sauter à la fin, **F** pour suivre les dernières lignes ajoutées au fichier en temps réel, **q** pour quitter)

```
$ less fichier
```

emacs, vim, nano sont trois éditeurs de texte, les deux premiers étant très puissants et offrant de nombreuses possibilités dont la coloration syntaxique. Leur utilisation nécessite un peu d'apprentissage (nano est plus simple).

grep permet de chercher dans un fichier ou dans la sortie d'une commande.

```
$ grep import ismfeed.py
from scipy.integrate import solve_ivp
import numpy as np
import pandas as pd
$ ls | grep ismfeed
ismfeed_galactica.py
ismfeed.py
```

sed, awk sont des outils très puissants pour automatiser des opérations de chercher-remplacer.

Gérer les processus

Que ce soit pour des simulations ou du post-traitement, nous sommes amenés à effectuer des opérations gourmandes en ressources (puissances de calcul du processeur, mémoire vive et espace de stockage). Sur son propre ordinateur ou sur un serveur partagé, il est utile de savoir quels sont les processus qui consomment le plus. Cela peut se faire avec `top`, mais si elle est disponible, `htop` est meilleure. Elle permet de voir le pourcentage de processeur et mémoire utilisée, trier les processus, les arrêter, ...

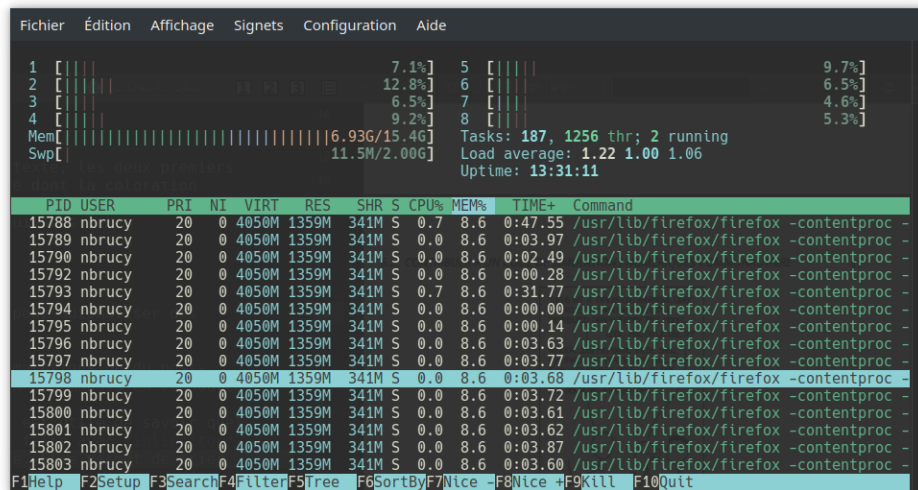


Figure 7.1 – La commande htop.

Lorsqu'un processus est en avant-plan (l'invite de commande n'est plus disponible), on peut l'interrompre avec la combinaison `CTRL + C`. Moins radical, on peut le mettre en pause avec `CTRL + Z`. Cela permet de reprendre la main, et alors `fg` permet de relancer le processus en avant plan, et `bg` en arrière plan. Notons qu'une commande peut être directement lancée en arrière plan en ajoutant une esperluette `&` à la fin, par exemple `cp source destination &` pour copier un gros fichier en arrière plan. On peut accéder à la liste des processus en arrière plan à l'aide de la commande `jobs`. Pour arrêter une tâche en arrière-plan, on peut utiliser `kill %i` où `i` est le numéro de tâche dans la liste renvoyée par `jobs`. On peut aussi faire `fg %i` pour remettre une tâche en avant-plan.

screen, tmux, nohup permettent de palier à un problème récurrent : comment faire en sorte que le programme très très long que l'on a lancé ne s'arrête pas en fermant le terminal ou lorsque la connexion ssh est coupée, volontairement ou non ? **screen** et **tmux** permettent de lancer un nouveau terminal à l'intérieur du premier. On peut alors y lancer la commande longue, le quitter (avec `CTRL + A + D` pour screen), fermer la connexion, et plus tard se reconnecter et le retrouver (en faisant `screen -r`). **nohup** est un peu plus rudimentaire, on le lance en faisant `nohup commande`, et la commande va continuer à tourner même si on ferme la connexion, en écrivant sa sortie dans un fichier texte.

Pour aller plus loin

Je conseille le livre avancé mais très complet « Pour aller plus loin avec la ligne de commande » (Lozano, 2011), aux éditions Framabook.

7.2.3 Automatiser bash via les scripts

La puissance de bash tient également dans le fait qu'il est très simple d'écrire des scripts pour automatiser des tâches. Un script bash est un fichier texte qui contient une liste de commande à exécuter séquentiellement. Des structures de contrôle (condition *if*, boucles *for*) sont également disponibles. Voici un exemple de script basique HELLO.SH, qui se contente de saluer le monde :

```
#!/bin/bash
```

```
echo "Hello world"
```

La première ligne permet d'indiquer au système où chercher l'interpréteur. Pour l'exécuter, il faut d'abord le rendre exécutable.

```
$ chmod +x hello.sh
$ ./hello.sh
Hello world
```

Vous trouverez à l'adresse <https://devhints.io/bash> un excellent résumé de la syntaxe propre aux scripts bash.

7.2.4 Utiliser ssh

Principe de base Maintenant que les bases de l'utilisation de bash sont posées, voyons comment se connecter à un ordinateur distant avec le protocole *ssh*. « *ssh* » signifie *secure shell* (interpréteur de commande sécurisé). Il permet d'ouvrir un terminal sur un ordinateur via internet : les commandes y sont envoyées, puis exécutées, et le résultat nous est retourné. Pour se connecter, il suffit de faire `ssh login@adresse_du_serveur`, rentrer son mot de passe et une invite de commande s'ouvre.

```
nbrucy@monordi:~$ ssh nbrucy@serveur.fr
nbrucy@serveur.fr 's password:
Linux 4.19.0-20-amd64 #1 SMP Debian 4.19.235-1 (2022-03-17)
Last login: Tue May 24 14:06:20 2022 from ????.???.???
nbrucy@serveur:~$
```

L'invite de commande permet de savoir sur quel ordinateur sera effectué la commande (@monordi ou @serveur).

- ♣ **-XY** active la redirection du serveur d'affichage. Permet d'ouvrir des applications graphiques sur la machine, mais nécessite une bonne connexion.
- ♣ **-vvv** mode verbose. Affiche des informations qui permettent de comprendre pourquoi une connexion échoue.

Transférer des fichiers ssh peut être utilisé pour transférer des fichiers d'un ordinateur à un autre.

scp est similaire à **cp** mais permet d'utiliser ssh. Pour faire référence à un fichier distant, il faut préfixer le chemin par les informations de connexion au serveur.

```
$ scp source login@serveur:destination
```

♣ **-r** copier récursivement le contenu du dossier

rsync permet de synchroniser deux dossiers, éventuellement via ssh.

```
$ rsync -avz source/ login@serveur.fr:destination/
```

Attention, le slash / après source est important.

♣ **-a** mode archive, permet de copier récursivement les dossiers

♣ **-v** afficher le nom des fichiers transférés

♣ **-z** archiver les données lors de la transmission

♣ **--include=, --exclude=** permet d'inclure ou d'exclure des fichiers en fonction de leur nom.

sshfs permet de *monter* un dossier distant dans le système de fichier local. Concrètement cela permet de faire en sorte qu'un dossier sur un serveur distant apparaisse comme si c'était un dossier normal de notre ordinateur local. C'est une commande très puissante, mais la connexion internet vers le serveur doit être rapide et stable pour un résultat sans ralentissement.

```
$ sshfs dossier_local login@serveur:dossier_distant
```

Utiliser des clés et un agent ssh Lorsque que l'on se connecte plusieurs fois par jour à des serveurs distants, on peut se lasser de devoir taper à chaque fois son mot de passe (qu'il faut choisir robuste). Une solution est d'utiliser une clé ssh. Une clé ssh se décompose en une clé privée, qui reste sur l'ordinateur local, et une clé publique, dont le serveur a une copie. La possession de la clé privée permet de se connecter. Pour générer une nouvelle clé ssh, si vous n'en avez pas déjà une, il faut faire **ssh-keygen**. Il sera demandé de donner un endroit pour stocker la clé (laisser vide pour garder celui par défaut, ce qui convient la plupart du temps) et de choisir un mot de passe (je conseille de ne pas laisser vide).

```
$ ssh-keygen
Generating public/private rsa key pair.
Enter file in which to save the key (/home/nbrucy/.ssh/id_rsa):
Enter passphrase (empty for no passphrase):
Enter same passphrase again:
Your identification has been saved in /home/nbrucy/.ssh/id_rsa
Your public key has been saved in /home/nbrucy/.ssh/id_rsa.pub
The key fingerprint is: [...]
The key's randomart image is: [...]
```

Il faut ensuite copier la clé publique dans le fichier `.ssh/authorized_keys` sur le serveur. Cela peut être fait automatiquement avec `ssh-copy-id`

```
$ ssh-copy-id nbrucy@serveur.fr -i chemin/vers/la/cle.pub
```

L'option `-i` n'est pas nécessaire pour le chemin par défaut. Désormais, c'est le mot de passe de la clé ssh qui devrait être demandé à chaque connexion. Tout ça pour ça ! Mais on peut maintenant utiliser un *agent ssh*, qui se charge de garder la clé ouverte pour nous. Pour cela on effectue `ssh-add chemin/vers/la/cle` (ou simplement `ssh-add` si on a gardé le chemin par défaut) et la clé restera chargée tout le reste de la session.

Configurer ssh On peut encore plus se simplifier la vie à l'aide du fichier de configuration `.ssh/config`. Ce fichier permet en particulier de nommer ses connexions et d'enregistrer son nom utilisateur, mais aussi de faire des redirections de port (voir le paragraphe suivant), et de spécifier des options générales pour la connexion ssh. Voyons un exemple simple.

```
Host *
    ServerAliveInterval 5
    ForwardAgent yes

Host serveur
    Hostname serveur.org
    User nbrucy
```

Ici les options dans le bloc `Host *` s'appliquent à toutes les connexions. La première option `ServerAliveInterval` permet de garder la connexion active même en cas de petites coupures internet (ici de 5 secondes), et `ForwardAgent` permet de transmettre l'agent ssh au serveur distant. En clair, si vous avez ouvert une clé ssh sur votre ordinateur local, elle sera également disponible sur l'ordinateur distant (très utile si vous devez passer par une passerelle ssh, cf le paragraphe qui suit). Dans le bloc suivant, on donne le nom `serveur` à la connexion vers `serveur.org` avec le login `nbrucy`. Ainsi au lieu d'écrire `ssh nbrucy@serveur.org`, on peut simplement écrire `ssh serveur`. Cela marche aussi avec `scp`, `rsync`, `sshfs`.

7.2.5 Cas pratique : créer un pont ssh

Pour accéder aux calculateurs nationaux, ou parfois pour accéder aux serveurs de calcul de votre laboratoire, il faut passer par une passerelle ssh. Cela signifie que pour se connecter à un serveur que nous appelleront `calcul.labo.fr`, il faut d'abord se connecter à un autre serveur, disons `passerelle.labo.fr`.

```
nbrucy@monordi:~$ ssh nbrucy@passerelle.labo.fr
nbrucy@passerelle:~$ ssh nbrucy@calcul.labo.fr
nbrucy@calcul:~$
```

Ceci signifie qu'il faut faire une étape supplémentaire pour utiliser ssh, scp, rsync, et rend l'utilisation de sshfs impossible, à moins de créer un pont ssh, qui permet de rendre invisible le passage par la passerelle. Cela exploite la redirection de port, qui sont en quelque

sorte les portes d'entrée vers un ordinateur. En général le protocole ssh est relié au port 22. Nous allons configurer ssh de telle sorte que le port 2222² de mon ordinateur local soit automatiquement redirigé vers `calcul.labo.fr`, via la passerelle. Le contenu à ajouter dans `.ssh/config` pour permettre cela est le suivant.

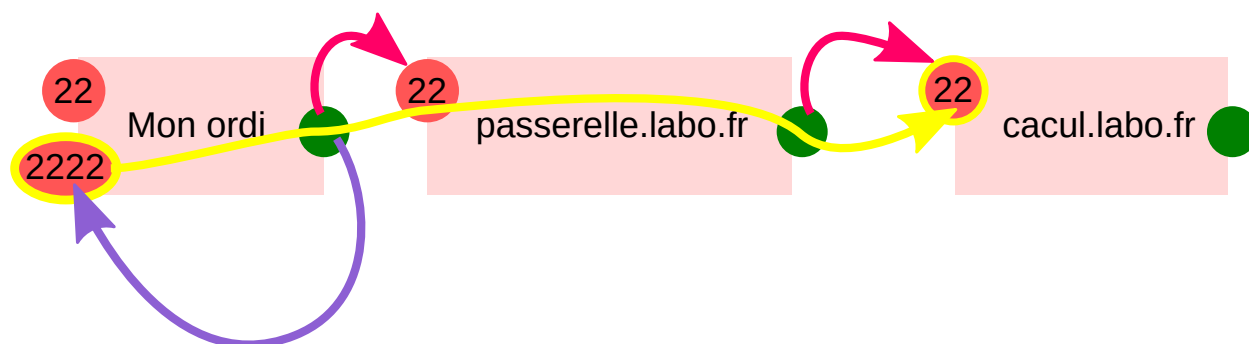


Figure 7.2 – Pont ssh via la redirection de port. Au lieu de se connecter en deux étapes au serveur `calcul.labo.fr`, le pont permet de s'y connecter directement, via le port 2222 de l'ordinateur local.

```
Host labo
  Hostname passerelle.labo.org
  User nbrucy
  LocalForward 2222 calcul.labo.org:22

Host calcul
  Hostname localhost
  Port 2222
  User nbrucy
```

Le premier bloc définit une connexion vers la passerelle qui met en place une redirection de port (`LocalForward`) depuis le port 2222 de l'ordinateur local (`localhost`) vers le port 22 de `calcul.labo.fr`. Le second définit la connexion vers le serveur de calcul qui utilise cette redirection. Il faut ensuite faire

```
ssh -f labo -N
```

pour lancer la redirection de port en tâche de fond. Cette connexion peut parfois être coupée (notamment si la connexion internet est instable) et il faut parfois la relancer. Ensuite il suffit de faire

```
ssh calcul
```

pour se connecter au serveur de calcul.

². vous pouvez choisir celui que vous voulez, mais de préférence à 4 chiffres pour ne pas en choisir un déjà réservé à un autre protocole

Utiliser la passerelle ssh comme un serveur proxy Considérons la situation suivante : vous souhaitez analyser des données à l'aide de python, en utilisant des notebook Jupyter. Problème, vos données, tout comme les ressources de calcul qui vous permettent de les analyser, sont sur un serveur de calcul accessible uniquement via une passerelle ssh. Améliorons le pont ssh précédent pour utiliser le serveur passerelle comme un proxy, c'est-à-dire vous permettre d'utiliser votre navigateur web comme si vous étiez sur la passerelle. Cela permet également d'accéder à l'intranet du laboratoire et aux abonnements aux revues scientifiques quand en télétravail ou en déplacement.

1. La première étape consiste à compléter la configuration de notre pont ssh en ajoutant une ligne `DynamicForward`. Le but est de rediriger tout le trafic entrant sur le port 8080³ de l'ordinateur local via la passerelle.

```
Host labo
  Hostname passerelle.labo.org
  User nbrucy
  DynamicForward 0.0.0.0:8080
```

Comme précédemment, il faut ensuite lancer le pont en tâche de fond

```
ssh -f labo -N
```

2. Il faut désormais indiquer au navigateur d'utiliser cette nouvelle connexion. Pour cela on peut utiliser le module complémentaire *FoxyProxy*, pour Firefox (<https://addons.mozilla.org/fr/firefox/addon/foxyproxy-standard>) ou Chrome. Une fois le module complémentaire installé, il faut dans les options ajouter un proxy, de type SOCKS5, d'adresse localhost, de port 8080, et sans mot de passe.

Ajouter un Proxy

Nom ou Description (optionnel): Labo

Type de Proxy: SOCKS5

Couleur: #66cc66

Adresse IP du Proxy ou nom du DNS: localhost

Port: 8080

Send DNS through SOCKS5 proxy: ☒

Raccourcis de Modèle:

- Activer: ☒
- Ajouter un modèle d'inclusion qui correspond à toutes les urls: ☒
- Ne pas utiliser pour localhost et des adresses IP privées ou d'intranet: ☐

Nom d'utilisateur (optionnel): username

Mot de passe (optionnel): ****

Buttons: Annuler, Sauvegarder et Ajouter un autre, Sauvegarder et Modifier les Modèles, Sauvegarder

3. pareillement, vous pouvez choisir un numéro de port différent

Vous disposez alors d'un bouton dans la barre de menu qui vous permet d'utiliser la passerelle dès que cela est nécessaire. De plus vous pouvez définir des modèles d'adresse web pour lesquelles le proxy sera automatiquement utilisé, très pratique !

3. Revenons à notre problème de départ, c'est-à-dire l'utilisation de Jupyter sur le serveur de calcul. Il reste désormais à lancer Jupyter sur le serveur

```
nbrucy@calcul:~$ jupyter notebook --ip 0.0.0.0 --no-browser
```

Le paramètre `--ip 0.0.0.0` permet d'autoriser la connexion depuis un autre ordinateur que le serveur de calcul. En s'assurant que le proxy est activé, on peut désormais accéder à Jupyter directement en tapant l'adresse du serveur dans le navigateur web en ajoutant le numéro de port idoine, le plus souvent 8888. Pour notre exemple ce serait `calcul.labo.fr:8888`. Le numéro de port et le token demandé pour se connecter peuvent être lus dans la sortie de la commande `jupyter notebook`. Pour éviter que Jupyter s'arrête quand on quitte la connexion ssh, on peut le lancer après avoir fait `screen` pour ouvrir un terminal persistant (voir section 7.2.2)

7.2.6 Soumission de taches via slurm

Les supercalculateurs nationaux ou les calculateurs de certains laboratoires ne sont pas monolithiques. En effet, ils sont en réalité composés de plusieurs ordinateurs, appelés nœuds de calcul, reliés entre eux de manière à travailler en parallèle (voir Figure 7.3). Chaque nœud contient ses propres processeurs et ressources de mémoire vive. Ces nœuds ne sont pas accessibles directement : ils sont alloués à un utilisateur pour une durée de temps définie. Pour demander l'accès, il faut passer par un nœud spécial, accessible depuis l'extérieur, la *frontale*. Parfois le temps alloué est décompté d'un budget global d'heure de calcul, et soumettre des travaux n'est plus possible une fois ce budget épuisé. Il existe plusieurs systèmes pour gérer l'allocation de ressources sur les supercalculateurs, et les commandes peuvent différer, mais les principes généraux restent les mêmes. Je décris ici les commandes de bases pour utiliser slurm, l'un des systèmes les plus utilisés. Pour l'utiliser, il faut préparer un script de lancement du programme à exécuter (le *job*) et des informations sur le nombre de processeurs et de nœuds. Voici un exemple de script de lancement pour slurm⁴.

```
#!/bin/bash
#SBATCH --job-name="nom" # Nom du job
#SBATCH --nodes=2       # Nombre de noeuds
#SBATCH --ntasks-per-node=16
                        # Nombre de processeurs utilises sur chaque noeud
#SBATCH --time=00:10:00 # temps maximal d'execution

#SBATCH --mail-user=prenom.nom@cea.fr
                        # email pour les notifications
#SBATCH --mail-type=end,fail
                        # Type de notifications a considerer
```

4. Selon la machine il faut ajouter certaines informations.

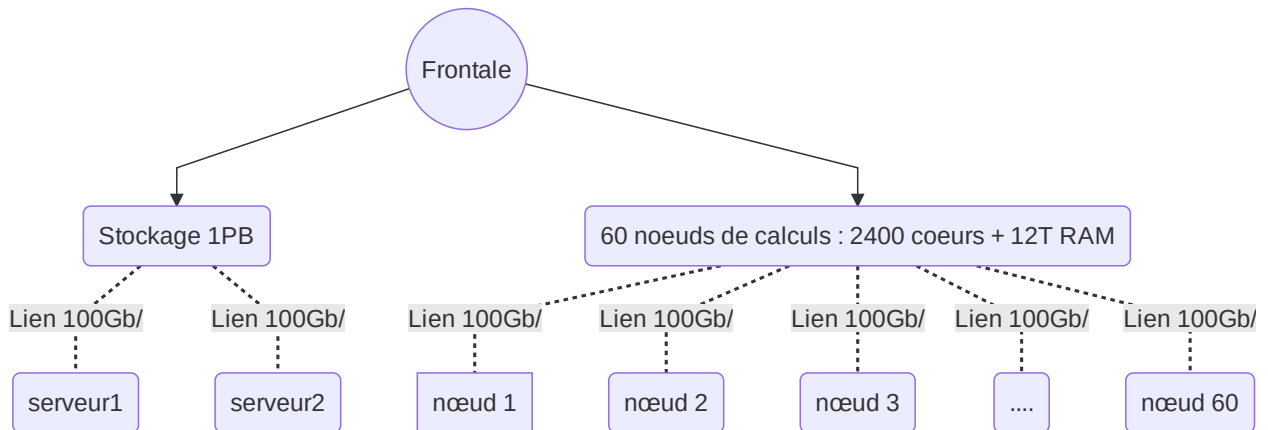


Figure 7.3 – Architecture du calculateur alfven (au département d’astrophysique du CEA). D’après la documentation d’alfven.

```
# Commandes a effectuer
srun ./ramses3d params.nml
```

Pour soumettre le job il faut utiliser la commande **sbatch**. Si notre script est nommé `job.sh`,

```
sbatch job.sh
```

Il existe de nombreuses options pour **sbatch**, qui peuvent être spécifiées dans la ligne de commande ou dans les scripts de lancement (comme dans l’exemple). Outre les options citées ci-haut, l’option **--dependency** est très utile pour lancer des jobs les uns à la suite des autres, pratique quand le temps maximal d’un job est limité. On peut ainsi ajouter **--dependency=singleton**, de sorte tous les jobs ayant le même nom s’exécuteront les uns après les autres.

squeue permet de voir les jobs dans la file. Par défaut cela affiche le numéro du job, son nom, l’utilisateur qui l’a lancé, son statut (en attente, en cours d’exécution, bloqué, ...), le temps d’exécution, le nombre et la liste des nœuds utilisée ou la raison de l’attente.

```
$ squeue
JOBID  NAME  USER  STATE  TIME  NODES  NODELIST(REASON)
48132  run1  user1  PENDING  0:00    5  (Resources)
48133  simu1  user2  RUNNING  15:03    1  node052
```

♣ **-u** Filtrer par utilisateur

scancel annule un job, en spécifiant son numéro.

```
scancel 48132
```


sinfo donne des informations sur l'usage de la machine et les ressources disponibles.

Il est très utile de lire les documentations fournies par les centres d'exploitation des supercalculateurs. Non seulement les opérations de bases sont présentées, mais également les différentes options possibles, les outils supplémentaires disponibles sur la machine, les subtilités sur le calcul des priorités, etc. Voici quelques liens utiles (certains sont soumis à authentification) :

- Le calculateur Feynman de l'Irfu : <http://utilisateurs.extra cea.fr/feynman>
- Le calculateur Irene du TGCC : <https://www-fr.ccc cea.fr/docs/irene.info.fr.html>
- Le calculateur Jean Zay de l'IDRIS : <http://www.idris.fr/jean-zay>

7.3 Contribuer à un code de simulations numériques communautaire

Aux débuts de la physique computationnelle, c'est-à-dire de l'utilisation du calcul numérique pour résoudre des problèmes physiques, les codes développés étaient relativement simples, souvent centrés sur la résolution d'une équation différentielle. Il était alors possible de maintenir seul les quelques lignes de codes nécessaires pour résoudre des problèmes à la pointe de la recherche. Si certains problèmes sont toujours accessibles avec des codes simples, notre connaissance sur l'Univers s'est fortement accrue et nous cherchons à résoudre des problèmes toujours plus fins et complexes. L'amélioration continue de la qualité des observations nous fait également nous poser de nouvelles questions, plus précises. En parallèle, les progrès des techniques de modélisation numérique et l'augmentation des capacités de calcul sur des architectures matérielles qui évoluent rapidement rendent difficile la maîtrise de tout les aspects du calcul numérique.

C'est pourquoi de nombreux codes de simulation numériques, à l'instar de RAMSES, sont *communautaires*, c'est-à-dire développés par toute une communauté scientifique. Cela ne va pas sans poser des défis techniques et organisationnels. Il faut alors disposer d'outils qui permettent de collaborer sur du code que je me propose d'exposer ici. Je prendrai l'exemple de RAMSES car c'est le code que j'ai utilisé dans le cadre de cette thèse, mais l'ambition de cette partie est d'être utile quel que soit le code utilisé.

7.3.1 Les patches

RAMSES a initialement été développé par Romain Teyssier au début des années 2000 et visait principalement la réalisation de simulations cosmologiques (Teyssier, 2002). Il a été ensuite enrichi avec l'ajout de la magnétohydrodynamique (Fromang et al., 2006) et été adopté par de nombreuses équipes en France et dans le monde (Suisse, Danemark, Espagne, Corée), pour leurs besoins spécifiques, créant de fait leurs versions de RAMSES. Un moyen couramment utilisé pour pouvoir facilement modifier le code pour les besoins d'un projet de recherche sans altérer la base de RAMSES consiste à écrire des patches. Concrètement, il s'agit de copier les fichiers sources que l'on souhaite modifier (et ceux-là

uniquement) dans un dossier à part et d'indiquer au compilateur de choisir en priorité les fichiers de ce dossier. Ainsi, lors de la compilation, pour chaque fichier source le compilateur va vérifier s'il en existe une version disponible dans le patch, et sinon se reporter sur la version de base.

Avantages Les patches permettent d'ajouter très rapidement une fonctionnalité dans le code, ou d'en modifier le comportement à notre guise, sans avoir à se soucier des conséquences pour les autres. C'est très pratique pour faire des tests, ou implémenter des modifications qui ne seront pas partagées avec d'autres ou utilisées en dehors d'une expérience spécifique que l'on veut mettre en place.

Inconvénients L'utilisation de patches rend très difficile la maintenance du code à long terme, et le partage avec d'autres scientifiques. En effet, il est parfois nécessaire de modifier le cœur du code, pour corriger un bug, améliorer les performances, ou ajouter une nouvelle fonctionnalité utile à tous. En effet, les modifications ne sont pas répliquées dans le patch et ces derniers ne sont alors plus compatibles avec la nouvelle version du code. Autre problème, si l'on souhaite utiliser les fonctionnalités développées par plusieurs personnes dans deux patches différents, modifiant le même fichier. Il faut alors fusionner les fichiers, ce qui n'est pas aisé si les modifications sont conséquentes.

7.3.2 Utilisation de git

Une alternative aux patches (mais qui peut également être utilisé en parallèle), est l'utilisation d'un système de gestion de versions, comme *git*. L'idée est de garder trace de toutes les modifications apportées au code, ce qui permet de construire un historique, savoir qui a modifié quoi, revenir en arrière et fusionner des versions divergentes. Dans ce qui suit je présente un tour d'horizons des fonctionnalités les plus utiles. Un guide complet peut être trouvé à l'adresse <https://git-scm.com/book/fr/v2>.

Principe général et vocabulaire Un système de gestion de version permet de garder en mémoire les différentes modifications apportées à des fichiers textes, le plus généralement du code source, rassemblé dans un *dépôt* (ou *repository*). Ce dépôt, qui consiste en fait en un simple dossier sur l'ordinateur peut être synchronisé avec un dépôt en ligne sur une *forge logicielle* en ligne, comme Gitlab, Github et Bitbucket. Une forge logicielle propose également de nombreux outils annexe pour la collaboration, notamment un système pour tenir une liste des tâches à effectuer et des problèmes à résoudre. Le contenu du dossier est appelé *copie de travail*. Après quelques modifications, on peut les ajouter temporairement au cache, puis les valider dans un *commit*. Un commit, c'est donc un petit groupe de modifications, auquel on a donné un nom, stocké dans l'historique du dépôt. Une fois validé, le commit peut être envoyé sur le dépôt en ligne et récupéré par d'autres utilisateurs. On peut souhaiter faire des modifications (des commits donc) et ne pas vouloir les intégrer au dépôt principal, pour tester une nouvelle fonctionnalité par exemple. On va alors créer une nouvelle *branche*, qui contient ces commits. Par la suite, cette branche peut-être fusionnée avec la branche principale. À tout moment on peut consulter l'historique de commits (le *log*) et savoir qui a écrit telle ou telle ligne de code.



Figure 7.4 – Git vu par le webcomic xkcd (CC-BY-NC).

On peut également annuler des commits, ou voir quel était l'état du code au moment du commit.

Créer un dépôt La première étape pour utiliser git est de l'installer sur son ordinateur. Il est le plus souvent déjà installé sur les calculateurs nationaux et internes aux équipes. Tout dossier peut être transformé un dépôt git avec la commande `git init`. On peut également directement créer un dépôt sur une forge logicielle. Il en existe plusieurs (GitLab, Github, Bitbucket, Gitea), et la procédure est assez guidée. Il faut d'abord créer un compte, puis chercher le bouton « Créer un projet ». Notons qu'il existe de nombreux sites proposant les forges Gitlab et Gitea, comme <https://framagit.org> par exemple.

Cloner un dépôt Cela consiste à répliquer un dépôt depuis une forge logicielle vers un dossier local. Il faut faire la commande `git clone [url]`. Deux choix sont possibles pour l'url. Il n'y a pas de configuration supplémentaire à faire pour `https`, mais il faudra alors rentrer identifiant et mot de passe pour chaque opération. Le choix de `ssh` permet d'éviter cela. Il faut pour cela créer une clé privée ssh et importer la clé publique associée dans les préférences de la forge logicielle (voir la section 7.2.4).

Exemple : cloner un dépôt

manuscrit ProjectID: 80433

39 Commits 1 Branch 0 Tags 156.7 MB Files 156.7 MB Storage

Auto DevOps
It will automatically build, test, and deploy your application based on a predefined CI/CD configuration.
Learn more in the [Auto DevOps documentation](#)
[Enable in settings](#)

master manuscript / +

History Find file Web IDE Clone

ch3
Noe Brucy authored 2 days ago

Upload File Add README Add LICENSE Add CHANGELOG
Add Kubernetes cluster Set up CI/CD Configure Integrations

Name	Last commit
bibliography	ch3
cover	add missing logos 2 months ago

Clone with SSH
git@framagit.org:nbrucy/manuscr

Clone with HTTPS
https://framagit.org/nbrucy/man

Open in your IDE
Visual Studio Code (SSH)
Visual Studio Code (HTTPS)

Interface sur <https://framagit.org>. Dans une invite de commande :

```
$ git clone git@framagit.org:nbrucy/manuscrit.git
Clonage dans 'manuscrit'...
remote: Enumerating objects: 371, done.
[...]
Resolution des deltas: 100% (198/198), fait.
$ cd manuscrit
```

Valider des modifications Une fois le dépôt initialisé ou cloné, on peut commencer à faire des modifications sur le code. Pour les sauvegarder et les valider, il faut commencer par ajouter les fichiers qui ont été modifiés au cache à l'aide de

```
git add [fichiers]
```

[fichiers] correspond à la liste des fichiers qui ont été modifiés.

Attention à ne pas ajouter les fichiers binaires (exécutables) et les fichiers intermédiaires de compilation (par exemple en faisant `git add *`). Cela alourdit fortement le dépôt et rend plus compliquée la comparaison entre versions du code. Pour ajouter tous les fichiers déjà suivis (ayant déjà été ajoutés une fois) qui ont été modifiés depuis la der-

nière version on peut utiliser la commande `git add -u .` depuis la racine du dépôt. Les modifications ajoutées dans le cache sont sauvegardées (vous pouvez retourner à la dernière version en cache en cas d'accident) mais pas validées (elles seront écrasées si vous mettez de nouvelles modifications en cache). Pour valider un groupe de modifications, la commande à utiliser est

```
git commit -m "[message]"
```

Le `message` doit être une description claire et concise des modifications effectuées. Pour faciliter la collaboration avec d'autre ou avec le soi du futur, il est préférable de procéder petit à petit, en validant au fur et à mesure des petits groupes de modifications au but facilement identifiable. À chaque commit est associé un numéro en hexadécimal, son *hash*. Le hash d'un commit, par exemple (en version courte) `d196d97`, permet d'identifier un commit de manière unique et d'agir dessus. Il est possible de changer le dernier commit effectué, s'il n'a pas déjà été synchronisé avec le serveur. Pour cela, après avoir effectué les modifications et les avoir ajoutées avec `git add`, il faut exécuter `git commit --amend`

Avant de sauvegarder et valider les modifications, on peut les passer en revue en tapant `git status`. Cette commande doit être lancée depuis l'intérieur du dépôt git. Elle nous fournit de nombreuses informations importantes sur la branche actuelle et le dépôt distant (voir plus loin), mais surtout résume les modifications en cours. Il y a trois types de modifications :

- les modifications qui seront validées avec `git commit`, c'est-à-dire les fichiers dont les dernières modifications sont ajoutées au cache et prêtes à être validées.
- les modifications qui ne seront pas validées, c'est-à-dire les fichiers suivis, mais qui ont été modifiés depuis la dernière fois qu'ils ont été ajoutés au cache avec `git add`.
- les fichiers non suivis, c'est-à-dire ceux qui non jamais été ajoutés au cache.

Une erreur courante consiste à valider des modifications sur des fichiers temporaires (créés par la compilation par exemple). Cela peut poser des problèmes, car les fichiers binaires (non composés de texte) sont souvent lourds et mal gérés par git, car ils génèrent des conflits (voir plus bas). Pour éviter cela, je déconseille l'utilisation de `git add *` sans avoir auparavant vérifié ce que cela allait faire. Mieux, il est possible de spécifier une liste de fichiers ou de dossiers à ne jamais ajouter à la validation dans le fichier `.gitignore`, à la racine du dépôt. On peut y mettre par exemple la ligne `*.o` pour exclure tous les fichiers ayant l'extension `.o`. L'excellent dépôt github <https://github.com/github/gitignore> recense des modèles de fichiers `.gitignore` pour la plupart des langages informatiques communs.

Synchroniser avec le dépôt en ligne Une fois les modifications validées sur notre ordinateur, il est temps de les partager avec le reste du monde. Si l'on a créé le dépôt en le clonant depuis une forge logicielle, notre dépôt local reste lié au dépôt distant et il peuvent être synchronisés. Pour synchroniser les dépôts il faut :

1. s'assurer d'avoir validé toutes les dernières modifications avec `git status` (voir le paragraphe précédent)
2. Charger les dernières modifications faites par les autres depuis le serveur avec `git pull`.
À cette étape, les modifications locales sont automatiquement fusionnées avec les

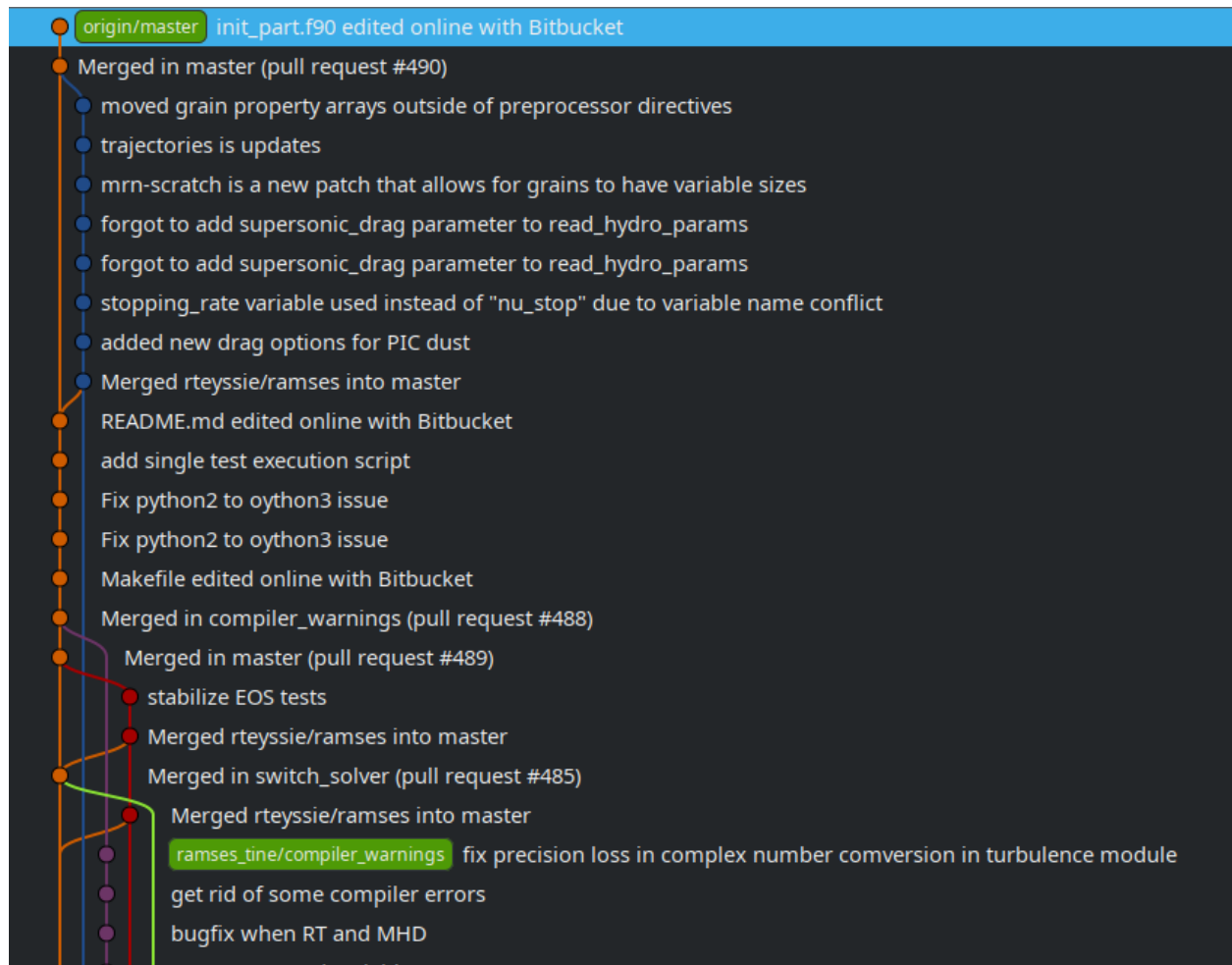


Figure 7.5 – Arbre des commits pour le code RAMSES visualisé avec GITG.

modifications distantes. Utiliser les options `git pull --rebase --autostash` permet d'éviter une fusion en rejouant les modifications locales sur les modifications téléchargées depuis le serveur.

3. Téléverser les modifications locales, éventuellement fusionnées avec les modifications distantes, avec `git push`.

Gérer les conflits Lorsque l'on travaille à plusieurs sur le même code, il se peut que l'on modifie simultanément la même partie du code. Au moment de synchroniser nos modifications, git permet dans la plupart des cas de fusionner le code automatiquement. Cependant, aucune résolution automatique n'est possible si les deux auteurs modifient la même ligne, il y a alors *conflict*. Il faut alors choisir quelle version du code conserver. Le message de git indique quels fichiers sont concernés par le conflit. Le logiciel MELD (parmi d'autres) permet de choisir la bonne version à garder grâce à une interface intuitive.

Exemple : Valider et synchroniser des modifications

J'ai fait des modifications sur mon dépôt. Pour commencer, vérifions l'état.

```
$ git status
Sur la branche master
Votre branche est a jour avec 'origin/master'.

Modifications qui ne seront pas validees :
    modifie :      bibliography/phD.bib
    modifie :      ch6.tex
    modifie :      these.tex

Fichiers non suivis:
    build/
    figures/git_clone.png
    figures/git_new_project.png
```

J'apprends ici que 3 fichiers suivis ont été modifiés, et deux nouveaux fichiers ont été créés dans le dossier FIGURES. Le dossier BUILD contient des fichiers temporaires qui ne doivent pas être suivis. J'ajoute mes modifications.

```
$ git add -u . # Mettre a jour les fichiers deja suivis
$ git add figures/*.png # Ajouter les deux figures
```

Je peux ensuite valider mes modifications

```
$ git commit -m "Ajout d'un exemple pour git"
[master 67d65bb] Ajout d'un exemple pour git
 2_files_changed, 147_insertions(+), 31_deletions(-)
 create_mode_100644_figures/git_clone.png
 create_mode_100644_figures/git_new_project.png
```

On peut finalement synchroniser avec le serveur

```
$ git pull
Deja a jour.
$ git push
Enumeration des objets: 21, fait.
[...]
To framagit.org:nbrucy/manuscrit.git
 8256ebe..67d65bb  master -> master
```

Nos derniers commits apparaissent avec `git log`

```
$ git log
commit 67d65bb3078d49f9f7a8357764de0f603e851bec
 (HEAD -> master, origin/master, origin/HEAD)
Author: Noe Brucy <noe.brucy@cea.fr>
Date:   Mon May 16 16:15:28 2022 +0200

    Ajout d'un exemple pour git
[...]
```


Visualiser l'historique L'un des grands intérêts de git est qu'il permet de visualiser l'historique des commandes (avec `git log`). Cette commande liste tous les commits, en commençant par les derniers. Pour chaque commit, on peut voir l'auteur, la date, le hash et le message associé. Encore plus fort, `git blame [fichier]` permet de voir le commit (et l'auteur) responsable de n'importe quelle ligne d'un fichier. En ligne de commande ce n'est pas très lisible, mais nous allons voir plus bas comment faire cela graphiquement. Pour annuler un commit, la commande `git revert [hash du commit]` est là. Cette commande ne supprime pas réellement le commit visé (appelons le A). Elle crée un nouveau commit qui fait les modifications de A à l'envers. Si A n'est pas le dernier commit, cela peut générer des conflits. On peut vouloir retourner à une version antérieure du code, pour l'inspecter ou repartir sur de bonnes bases. Cela peut se faire grâce à la commande `git checkout [hash du commit]`.

Utiliser les branches Les branches sont très utiles pour pouvoir travailler sur une fonctionnalité spécifique ou expérimentale sans toucher au code principal. C'est une alternative très puissante aux patches, car, à l'inverse de ces derniers, on garde trace des modifications faites par rapport au code principal. En particulier, on peut facilement mettre à jour une branche avec des modifications faites sur la branche principale (comme une correction de bug), et aussi verser les améliorations de la branche dans le code utilisé par tous si on pense que cela peut servir. On peut créer une nouvelle branche avec `git branch [nom]`, puis s'y placer avec `git checkout [nom]`. Les deux opérations peuvent être combinées avec `git checkout -b [nom]`. Les nouveaux commits seront alors ajoutés à cette branche. Vous pouvez rebasculer sur la branche principale avec `git checkout master` (ou `main` pour les nouveaux dépôts). Pour fusionner une branche A dans une branche B, il faut se placer sur la branche B puis utiliser `git merge`

```
git checkout B
git merge A
```

Des conflits peuvent alors apparaître, pas de panique. Il faut parcourir les fichiers concernés, choisir la bonne version, ajouter les modifications (`git add`) et les valider (`git commit`).

Outils graphiques Même si git peut entièrement être utilisé en ligne de commande, et qu'il est bon de le connaître, des outils graphiques permettent de rendre la gestion d'un dépôt git plus intuitive. Citons par exemple GITG et GITAHEAD qui permettent de visualiser l'arbre des commits des différentes branches, naviguer entre les commits, créer de nouvelles branches, etc. Le logiciel MELD, déjà mentionné, est très pratique pour comparer et fusionner des fichiers. Enfin, de nombreux éditeurs de codes comme EMACS, VISUAL STUDIO CODE, etc. possèdent des extensions permettant d'intégrer GIT à l'éditeur.

7.3.3 Debugguer son code

Étrangement, il peut arriver, parfois, que le code l'on a écrit ne fonctionne pas. Dans ce cas, rien de dramatique, mais il va falloir mener l'enquête pour savoir d'où vient le problème. Il existe une grande variété d'erreurs. Les plus faciles à résoudre sont les erreurs

qui apparaissent à la compilation : en général, le compilateur indique la ligne où le problème se pose et un message d'erreur s'affiche.

Là où cela devient plus pernicieux, c'est quand l'erreur advient lors de l'exécution du programme. En voici quelques exemples :

- **Les erreurs de librairies.** La plupart des codes modernes ont besoins de librairies externes⁵ pour fonctionner. Sur les calculateurs, il faut les charger à l'aide de *modules*. Il peut y avoir des incompatibilités de versions, qui entraînent un crash au démarrage (cela est notamment souvent le cas avec la bibliothèque MPI). Il ne faut surtout pas hésiter à faire appel au support utilisateur des centres de calcul pour avoir des conseils sur quels modules utiliser.
- **Les erreurs liées à la mauvaise utilisation du code.** Elles font suite à un test dans le code, qui détecte une situation anormale, par exemple des paramètres d'entrée incompatibles, ou l'absence d'un fichier attendu sur le disque, etc. Idéalement, l'erreur devrait permettre de comprendre ce qu'il en est, mais il est parfois nécessaire de chercher le texte du message d'erreur dans le code source du programme pour voir exactement ce qu'il se passe.
- **Les erreurs de segmentation** (*segmentation fault*). Cette erreur courante apparaît lorsque l'un programme tente d'accéder à adresse mémoire qui ne lui est pas réservée. Le programme s'arrête alors immédiatement. En compilant le code avec les options `-g -O0` en Fortran, on peut facilement savoir où cela arrive. C'est souvent lié à une tentative d'accéder à un indice de tableau en dehors de ses bornes. Pour éviter cela, on peut ajouter l'option `--fcheck=bounds` (pour gfortran) ou `-check bounds` (pour ifort) à la compilation. Pour les autres langages, on peut utiliser l'outil VALGRIND ou un débogueur comme GDB. Il existe aussi des débogueurs adaptés au calcul parallèle, par exemple DDT qui est disponible sur les calculateurs du TGCC.
- **Les calculs invalides.** Ce sont les divisions par zéros, les racines ou les logarithmes de nombres négatifs, mais aussi les calculs qui génèrent des nombres plus grands que le plus grand nombre représentable, ou l'inverse. Selon les cas, le résultat attendu sera remplacé par `inf` (infini) ou `nan` (*not a number*, pas un nombre). Par défaut, cela ne génère pas d'erreur, et les `nan` ou `inf` se propagent dans les autres variables. Il est alors très difficile de remonter à la source et à la ligne en cause. Une solution est d'utiliser l'option de compilation `-fpe0` pour ifort, ou, pour gfortran, `-ffpe-trap=zero,underflow,overflow,invalid`, qui arrête l'exécution du code dès qu'un calcul est invalide.
- **Les dépassements de mémoires.** Il peut arriver que l'on demande d'allouer plus de mémoire que ce qui est disponible dans le nœud. Cela entraîne immédiatement l'arrêt du programme, avec des erreurs du type *Out of Memory* ou *Failed to allocate*.... Il faut alors ou bien se reporter sur un problème plus petit, ou bien utiliser plus de nœud. Dans RAMSES, l'emplacement mémoire des cellules ou des particules est alloué à l'avance, à partir de paramètres d'entrée (`ngridmax` (nombre maximal de grilles de 8 cellules), `npartmax` (nombre maximal de particules)). Si ce nombre est

5. Il s'agit de bibliothèques de fonctions d'utilité générale, qui peuvent être utilisées par plusieurs programmes.


dépassé pendant la simulation, l'exécution est stoppée et il faut redémarrer avec une valeur plus grande, dans la limite de la mémoire disponible.

- **Les crashes de l'ordinateur ou du serveur** (*Node fail*). En général il n'y a rien à faire à part réessayer, mais si cela se reproduit cela peut signifier que le nœud est défectueux ou que le programme entraîne la consommation de toute la mémoire.

Troisième partie

Régulation de la formation stellaire à l'échelle du kpc

Régulation du taux de formation d'étoiles par la rétroaction stellaire

a troisième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude de la régulation de la formation stellaire. Dans la partie I, et plus particulièrement dans le chapitre 3, nous avons vu que la formation d'étoiles est un processus inefficace, et que parmi les pistes évoquées dans le chapitre 4, la raison principale expliquant cette inefficacité n'est pas encore connue. Le but de cette étude est de savoir, pour les disques galactiques, quels sont les processus qui permettent effectivement de réduire la formation d'étoiles. Il s'agit d'expliquer ainsi les taux de formations observés qui sont relativement bas. Nous nous intéressons à différents types de galaxies, avec des galaxies ayant une densité de colonne similaire à la Voie Lactée et des galaxies jusqu'à 15 fois plus riches en gaz, typiques de galaxies à haut-redshift.

Cette étude est séparée en deux chapitres. Le présent chapitre vise à déterminer si la rétroaction stellaire à elle seule permet de reproduire le taux de formation d'étoiles observé et introduit l'hypothèse d'un forçage turbulent à grande échelle. Le chapitre suivant complète cette étude par une exploration systématique des effets du forçage turbulent et du champ magnétique. Le texte reproduit ci-dessous est issu d'une lettre publiée dans *The Astrophysical Journal* (Brucy et al., 2020) et a été écrit en collaboration avec Patrick Hennebelle, Frédéric Bournaud et Cédric Colling.

Résumé en français

Pour déterminer ce qui régule le taux de formation des étoiles dans les disques galactiques et quel est le rôle de la rétroaction stellaire, je réalise des simulations de régions isolées de galaxies avec le code RAMSES présenté dans le chapitre 6. La boîte de simulation, qui fait 1kpc^3 , est initialisée avec un profil de densité gaussien et un champ magnétique aligné avec l'axe x également Gaussien. Le gaz est soumis à un potentiel gravitationnel représentant l'effet des étoiles et de la matière noire en plus de sa propre gravité. La formation d'étoiles est déclenchée quand la densité dépasse un seuil de 10^3 cm^{-3} . Est alors

crée une particule puits représentant un amas d'étoile, qui est capable d'accréter du gaz et à laquelle sont attachés des processus de rétroactions stellaires. Les processus implémentés sont

- la photoionisation du gaz proche de la particule puits. L'expansion de la bulle de gaz ionisé HII est calculée à l'aide d'un module de transfert radiatif.
- l'explosion de supernovas.
- le chauffage via le rayonnement ultraviolet lointain. Un taux uniforme est calculé pour toute la boîte de simulation, et il est choisi proportionnel au taux de formation d'étoiles.

Nous montrons que la rétroaction stellaire permet de reproduire le taux de formation stellaire observé dans les galaxies avec une densité de colonne proche de celle de la Voie Lactée mais pas pour les galaxies plus riches en gaz, ce qui suggère qu'un autre type de support est à l'œuvre.

Une série de simulation est lancée en prenant en compte les mouvements à l'échelle du disque galactique. Par définition, ceux-ci ne peuvent pas être modélisés de manière auto-cohérente dans région isolée, mais les effets de la turbulence qu'ils génèrent sont reproduits en accélérant continuellement le gaz de manière aléatoire.

En faisant l'hypothèse d'un paramètre de Toomre proche de 1 comme le suggèrent les observations, on peut en déduire une estimation de l'énergie délivrée par le forçage turbulent, en fonction de la densité de colonne. Nous faisons l'hypothèse que l'échelle typique d'injection de ce forçage est de l'ordre de 500 pc, et que celui-ci est parallèle au plan du disque. Quand il est appliqué, le taux de formation d'étoiles est très proche de celui donné par la relation de Schmidt-Kennicutt. La dispersion de vitesse qui en résulte est très anisotrope. En effet, la dispersion de vitesse parallèle au disque peut être jusqu'à dix fois plus grande que la dispersion de vitesse verticale.

8.1 Introduction

The formation of stars is a key process with a major impact on the galactic evolution. Its efficiency and rate are influenced by many factors, and the relative importance of each of them is still poorly understood. One of the main reasons why it is so hard to fully understand star formation is that it involves scales ranging from a few astronomical units up to several kiloparsecs, with about nine orders of magnitude between them. As a consequence, self-consistent simulations of star formation in a galaxy are out of reach for now and some possibly important factors have to be neglected or added through subgrid models (Dubois & Teyssier, 2008; Hopkins et al., 2011). Simulations of smaller regions of a galaxy are a useful complementary tool that enables to have a higher resolution and to perform parametric studies. An important challenge for this kind of numerical simulations is to reproduce the Schmidt-Kennicutt relation (hereafter SK relation, Kennicutt, 1998; Kennicutt & Evans, 2012) that links the Star Formation Rate (SFR) to the column density of gas. Previous results (Iffrig & Hennebelle, 2017; Kim & Ostriker, 2017; Padoan et al., 2016; Walch et al., 2015; Gatto et al., 2017) indicated that the magnetic field has a moderate effect on the star formation rate but that stellar feedbacks (namely HII regions and supernovae)

can greatly reduce the SFR in Milky Way-like galaxies down to a rate consistent with the observed one. [Colling et al. \(2018\)](#) have shown that with a more comprehensive model the stellar feedback, including ionizing radiation as well as supernovae that explode after a delay corresponding to the stellar lifetime, the star formation rate typically lies a few times above the SK relation. However, they have shown that the galactic shear may be able, if it is strong enough, to reduce the SFR sufficiently to make it compatible with the SK relation. In our work, we run simulations of a local region of a galactic disk within a kiloparsec cube box. We use a numerical setup very close to the one used by [Colling et al. \(2018\)](#). Our primary goal is to extend their results to galaxies with higher column-densities with the aim to reproduce the Schmidt-Kennicutt relation. The galaxies we model have a stellar and dark matter potential similar to the Milky-Way with a mean column density of gas $\Sigma_{0,\text{gas}}$ that varies from 13 to 155 $\text{M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$, representative for Milky-Way like galaxies up to gas-rich galaxies at redshift $z = 1\text{--}3$ ([Genzel et al., 2008, 2010](#); [Daddi et al., 2010](#)). Since the total gravitational potential remains constant, so does the galactic shear, which is therefore not sufficient to regulate star formation ([Colling et al., 2018](#)). On the other-hand, several recent studies have shown that injection of turbulence from galactic motions has to be taken into account in order to explain the observed velocity dispersion and star formation rate ([Renaud et al., 2012](#); [Krumholz et al., 2018](#); [Meidt et al., 2020](#)) as suggested by [Bournaud et al. \(2010\)](#). Possible source of turbulence include the orbital energy or even mass accretion onto the galaxies. The latter in particular requires a mechanism such as an instability to degrade this source of free energy. We test the effect of such injection of turbulence by adding a large-scale turbulent driving similar to the one used by [Schmidt et al. \(2009\)](#).

This chapter is organized as follows: in the section 8.2 we present our numerical setup and our simulations. In section 8.3 we investigate the relation between the SFR and the gas column density when only stellar feedback is at play and in section 8.4 we show the results of similar simulations when we add a turbulent driving. The necessity of the stellar feedback to quench star formation is investigated in section 8.5. Section 8.8 concludes the chapter.

8.2 Numerical setup

8.2.1 MHD Simulations

We use the RAMSES code ([Teyssier, 2002](#)), to solve the equations of magnetohydrodynamics (MHD) with a Godunov solver ([Fromang et al., 2006](#)) on a cubic grid of 256^3 cells with periodic boundaries on the midplane and open vertical boundaries. The box represents a cubic region of the galactic disk of size $L = 1 \text{ kpc}$, so the resolution is about 4 pc. Sink particles ([Bleuler & Teyssier, 2014](#)) are used to follow the dense gas and model star formation. Sink creation is triggered when the gas density overpasses a threshold of 10^3 cm^{-3} ([Colling et al., 2018](#)). All the mass accreted by a sink is considered as stellar mass.

We use the same initial conditions as [Colling et al. \(2018\)](#). To sum up, the gas (atomic

hydrogen) is initially distributed as a Gaussian along z -axis,

$$n(z) = n_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right), \quad (8.1)$$

with n_0 a free density parameter and $z_0 = 150$ pc. The column density of gas (hydrogen and helium), integrated along the z -axis (perpendicular to the disk) is then:

$$\Sigma_{\text{gas},0} = \sqrt{2\pi} m_p n_0 z_0 \quad (8.2)$$

where $m_p = 1.4 \times 1.66 \cdot 10^{-24}$ g is the mean mass per hydrogen atom. The initial temperature is chosen to be 8000 K to match the typical value of the temperature of the warm neutral medium (WNM) phase of the Interstellar Medium (ISM). To avoid a global collapse, an initial turbulent velocity field with a root-mean-square (RMS) dispersion of $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ and a Kolmogorov power spectrum with random phase (Kolmogorov, 1941) is also added. Finally, we add a Gaussian magnetic field, oriented along the x -axis,

$$B_x(z) = B_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right), \quad (8.3)$$

with $B_0 = 4 \mu\text{G}$. The rotation of the galaxy is not modeled.

8.2.2 Stellar feedback

The simulations include models for the formation and expansion of HII region, explosion of supernovae (SN) and the far-ultraviolet (FUV) feedback. The HII and SN feedback models are same as in Colling et al. (2018). As in Colling et al. (2018), the FUV heating is uniform. However, it is not kept constant at the solar neighborhood value because young O-B star contribute significantly to the FUV emission. As a first approximation, the UV heating effect can be considered to be proportional to the SFR (Ostriker et al., 2010). The mean FUV density relative to the solar neighbourhood value G'_0 can then be written:

$$G'_0 = \frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{\Sigma_{\text{SFR},\odot}} = \frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{2.5 \times 10^{-9} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}} \quad (8.4)$$

In our model, G'_0 has a minimal value of 1 (as a background contribution) and follows the equation 8.4 when the SFR increases.

8.2.3 Injection of turbulence

Bournaud et al. (2010), Krumholz & Burkhardt (2016) and Krumholz et al. (2018) show that for galaxies with high column densities or high star formation rates, large-scale gravitational instabilities are the main source of turbulent energy and dominate over stellar feedback. We investigate numerically the effect of this turbulent driving on star formation. We use a model for turbulent driving adapted from the generalisation of the Ornstein-Uhlenbeck used and explained by several authors (Eswaran & Pope, 1988; Schmidt et al., 2006, 2009; Federrath et al., 2010). The driving is bi-dimensional (2D) since we consider

disk-shaped galaxies and expect large-scale turbulence driving to act mainly within the disk plane. A numerical confirmation of the predominance of the 2D modes at large scale in global galactic simulations is given by [Bournaud et al. \(2010\)](#) in Figure 7 in this article.

More precisely, the turbulent forcing is described by an external force density \mathbf{f} that accelerates the fluid on large scales. The evolution of the Fourier modes of the acceleration field $\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{k}, t)$ follows

$$d\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{k}, t) = -\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{k}, t) \frac{dt}{T} + F_0(\mathbf{k}) \mathbf{P}_\zeta \left(\begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ 0 \end{pmatrix} \right) \cdot d\mathbf{W}_t \quad (8.5)$$

In this stochastic differential equation, dt is the timestep for integration and T is the auto-correlation timescale. In our simulations, we $T = 0.5$ Myr and $dt/T = 1/100$. Tests show that choosing different values for T does not significantly impact the simulations. The Wiener process \mathbf{W}_t and the projection operator \mathbf{P}_ζ are defined as in [Schmidt et al. \(2009\)](#), ζ being the solenoidal fraction. In our runs, $\zeta = 0.75$, and as a consequence the turbulent driving is stronger for the solenoidal modes. This choice of ζ is motivated by the fact that more compressive drivings are prone to bolster star formation instead of reducing it. Furthermore, this choice is in agreement with the work of [Jin et al. \(2017\)](#) who find a mostly solenoidal velocity field in their simulation of a Milky-Way like galaxy. Note that we apply it to a projection of the wavenumber \mathbf{k} in the disk plane instead of \mathbf{k} itself, so that the resulting force will have no vertical component. The forcing field $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t)$ is then computed from the Fourier transform:

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = f_{\text{rms}} \times \int \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{k}, t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d^3\mathbf{k} \quad (8.6)$$

The parameter f_{rms} is directly linked to the power injected by the turbulent force into the simulation.

8.2.4 Estimation of the injected power

With general considerations we can get an idea of the power injected by large scale turbulence. The specific power ϵ injected through the turbulent driving at a given scale l can be related with the typical speed of the motions v_l at that scale. This being true for each scale l , there is the following relation between ϵ and the velocity dispersion of the gas σ_g .

$$\epsilon \sim \frac{v_l^3}{l} \propto \sigma_g^3 \quad (8.7)$$

The disk is supposed to be at marginal stability, so that the Toomre parameter is $Q \sim 1$. The Toomre parameter can be estimated as follows:

$$Q = \frac{\sigma_g \kappa}{\pi \Sigma_g G} \propto \frac{\sigma_g \kappa}{\Sigma_g} \quad (8.8)$$

where κ is the epicyclic frequency (which does not depend on the gas column density Σ_g). Equation 8.8 can be rewritten $\sigma_g \propto \Sigma_g$, a relation outlined in both observational

and computational studies of high-redshift galaxies (Genzel et al., 2010; Dekel et al., 2009; Bournaud, 2014). This leads to the following estimation for the specific power

$$\epsilon \propto \Sigma_g^3. \quad (8.9)$$

Therefore, the total power injected by large scale motions P_{LS} scales as:

$$P_{\text{LS}} \propto \Sigma_g^4. \quad (8.10)$$

In section 8.6, we provide a more detailed estimation of the absolute value of P_{LS} .

8.2.5 List of simulations

In order to test the impact of the stellar feedback and the turbulent driving, we ran three groups of simulations. The list of the simulations is available on Table 8.1. Simulations within the group NOTURB have no turbulent driving and enable to test the efficiency of stellar feedbacks as star formation regulators. In the group TURB2.5 the mean power injected $\overline{P}_{\text{inj}}$ scales as $\Sigma_{0,\text{gas}}^{2.5}$. The TURB3.8 has a stronger injection of turbulent energy, which scales as $\Sigma_{0,\text{gas}}^{3.8}$, very close to the expected energy injected at large scale P_{LS} estimated in the section 8.2.3 (see Figure 8.3b).

Table 8.1 – List of simulations. The total averaged injected power $\overline{P}_{\text{inj}}$ is computed by comparing the kinetic energy in the box before and after applying the turbulent force. Simulations in the NOFEED group has no stellar feedback (see section 8.5).

Group	n_0 [cm ⁻³]	f_{rms}	$\Sigma_{0,\text{gas}}$ [M _⊙ · pc ⁻²]	$\overline{P}_{\text{inj}}$ [W]
NOTURB	1	0	12.9	0
	1.5	0	19.4	0
	2	0	25.8	0
	3	0	38.7	0
	4	0	51.6	0
	6	0	77.4	0
	12	0	155	0
TURB2.5	1.5	2.5×10^4	19.4	$1.7 \pm 0.7 \times 10^{31}$
	3	6.0×10^4	38.7	$9.1 \pm 3.8 \times 10^{31}$
	6	1.0×10^5	77.4	$5.6 \pm 3.6 \times 10^{32}$
	12	2.0×10^5	155	$3.1 \pm 2.2 \times 10^{33}$
TURB3.8	1.5	2.0×10^4	19.4	$1.1 \pm 0.5 \times 10^{31}$
	3	8.0×10^4	38.7	$1.7 \pm 1.1 \times 10^{32}$
	6	2.0×10^5	77.4	$1.6 \pm 1.3 \times 10^{33}$
	12	1.0×10^6	155	$3.4 \pm 3.0 \times 10^{34}$
NOFEED	1.5	2.0×10^4	19.4	$1.1 \pm 0.5 \times 10^{31}$
	6	2.0×10^5	77.4	$1.6 \pm 1.3 \times 10^{33}$
	12	1.0×10^6	155	$3.4 \pm 3.0 \times 10^{34}$

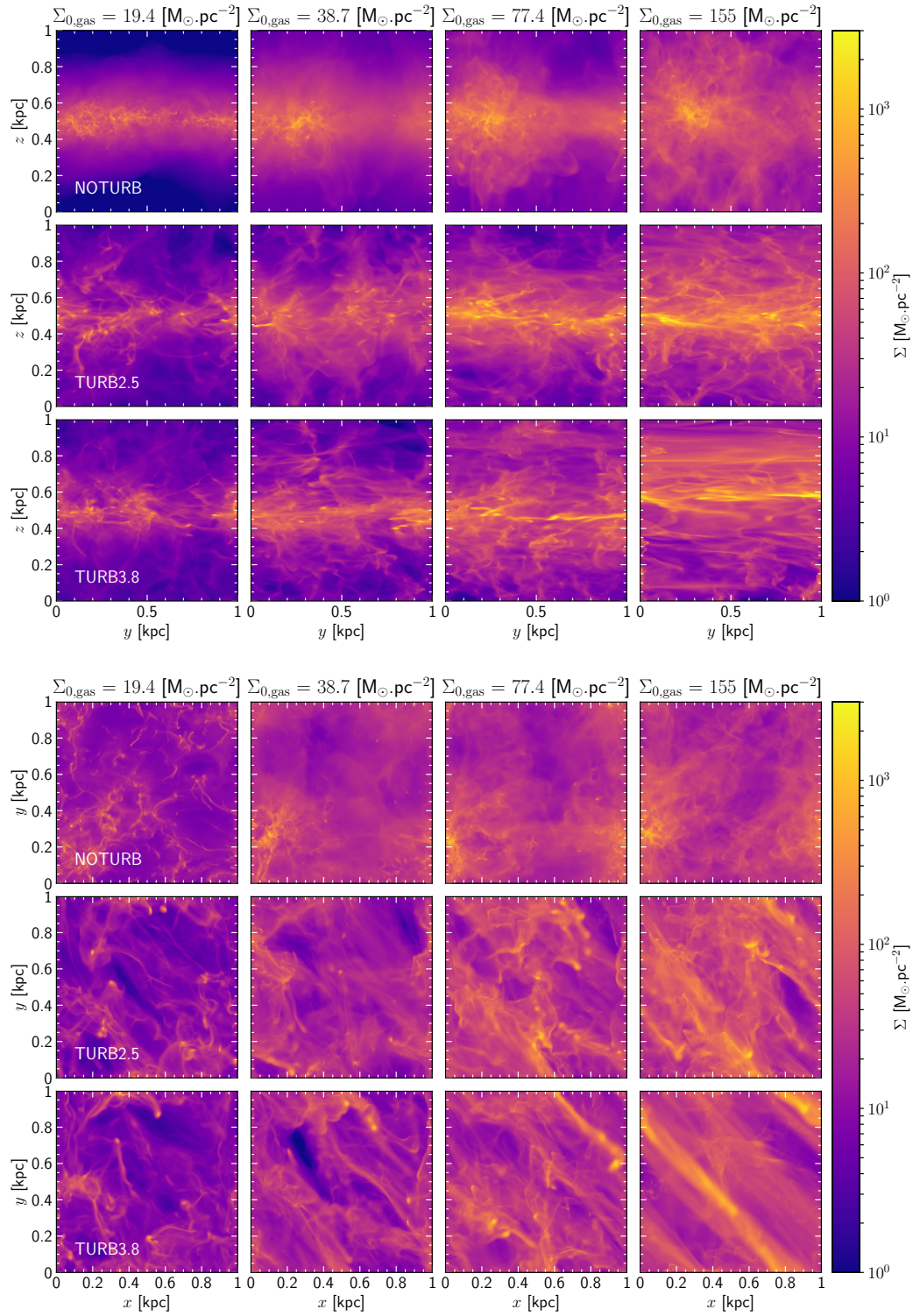


Figure 8.1 – Column density maps, edge-on (top panel) and face-on (bottom panel). All snapshots are taken around 60 Myr. The simulation without turbulence are dominated by the effects of the supernovae, while turbulent driving creates filamentary structures

8.3 Pure stellar feedback simulations

In this section we study the star formation rate when only stellar feedback regulates star formation (without additional turbulent driving, group NOTURB). Figure 8.1 features edge-on and face-on column density maps of the simulations. In NOTURB simulations, the gas tends to form clumpy structures. Ejection of gas out of the disk plane due to supernovae explosions is clearly visible in the simulations with a high initial gas column density. Figure 8.2 shows the evolution of the total sink mass during the simulation for several initial column density going from $\Sigma_{\text{gas},0} = 12.9 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ to $\Sigma_{\text{gas},0} = 155 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. The dotted lines correspond to the expected stellar mass growth if the star formation rate was constant and scaled as in the Schmidt-Kennicutt law. For $\Sigma_{\text{gas},0} = 12.9 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ (corresponding to a galaxy slightly richer in gas than the Milky Way) the SFR is close to the observed one for similar galaxies. That means that for such galaxies, the feedback is strong enough to regulate the star formation rate. This is not true in the inner regions where the column density is higher and where the bar plays a considerable role in triggering and/or quenching star formation (Emsellem et al., 2015), and in the outer regions without stars, but these regions represent a small fraction of the total mass of the galaxy. However, the stellar mass growth is considerably faster than expected in galaxies with higher gas column density, with SFR that can overpass the observation by more than one order of magnitude. Interestingly, the SFR also follows a star formation law $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^N$ (see Figure 8.3a), but with an index $N = 2.5$, which is much steeper than the $N = 1.4$ determined by Kennicutt. This is unlikely to be due to an underestimation of the stellar feedbacks. First, all the main processes that may quench the star formation are included in the simulation, except stellar winds. Similar simulations with stellar winds shows that their effect on star formation are not completely negligible but modify it only by a factor of two (Gatto et al., 2017), and thus cannot explain the discrepancies we observe. Second, our FUV prescription (uniform heating proportional to the SFR) overestimates the heating since both absorption and the propagation delay are not well taken into account. Third, additional feedback effects strong enough to reduce star formation to the expected level for $\Sigma_{\text{gas},0} > 25 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ would probably generate a too weak SFR for simulations with $\Sigma_{\text{gas},0} < 20 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ which are already close to the observed SFR. Finally, Figure 8.3b shows that the expected turbulent power from stellar feedback is well below what is needed to quench star formation efficiently for high-redshift galaxies. The inefficiency of stellar feedback to quench star formation in gas rich galaxies suggests that another phenomenon is likely at play.

8.4 Effects of turbulence injection

In the previous section we have shown that a pure stellar feedback was not strong enough to quench star formation efficiently in galaxies with high column density. Figure 8.2 features the mass accreted by the sinks for several values of the initial gas column density $\Sigma_{0,\text{gas}}$ with a turbulent forcing (with dominant solenoidal modes). We tested two scalings for the injected energy, $P_{\text{inj}} \propto \Sigma^{2.5}$ and $P_{\text{inj}} \propto \Sigma^{3.8}$. In both set of simulations, the stellar mass has been reduced from the pure feedback model, and more powerful driving

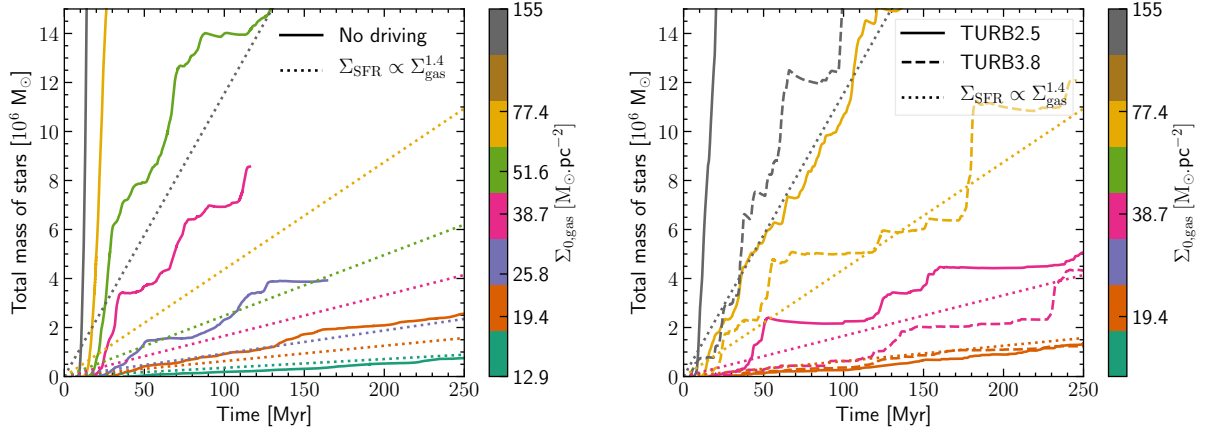


Figure 8.2 – Evolution of the total stellar mass in the simulations. The total mass is compared to the stellar mass produced if the star formation rate was constant and matching the Schmidt-Kennicutt law (dotted lines). With only the stellar feedback quenching the star formation, the star formation rate match the Kennicutt law only for one simulation with $\Sigma_{0,\text{gas}} = 12.9 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$, slightly higher than the Milky Way. For higher column density however, the star formation rate is well above the observed values. Adding the turbulent driving helps to reduce the star formation rate.

is more efficient at reducing star formation. The **TURB3.8** group has stellar mass curve compatible with a SFR matching the Schmidt-Kennicutt law.

Indeed, in Figure 8.3a the star formation law derived from this group has an index $N = 1.5$, very close to the $N = 1.4$ of the Schmidt-Kennicutt relation. Therefore, large-scale turbulent driving enables to reproduce a formation law close to the SK relation when pure stellar feedback cannot.

Turbulent driving has a considerable influence on the shape of the galactic disk, as can be seen in Figure 8.1 representing the face-on and edge-on column density map of gas with and without turbulent driving. Pure feedback simulations show a lot of small scale structures and clumps, and a lot of gas is blasted out of the disk plane by supernovae. When turbulent driving is applied, the gas tend to organize within huge filaments, with fewer and bigger clumps. A significant bulk motion is triggered. The effects of turbulent driving are also clearly visible on the density probability distribution function and on the density profile in Figure 8.6. When applied, turbulent driving increases the fraction of gas within low-density regions and can move the position of the disk plane. In all cases the scale height of the disk increases for higher value of the column density as the strength of stellar feedbacks or turbulent driving also increase, but a disk structure is still clearly apparent. More energetic turbulent driving (or 3D turbulent driving) completely destroys the disks, which sets a limit on the turbulent energy that can be injected. The driving being bi-dimensional and parallel to the galactic plane, it generates strongly anisotropic velocity dispersion (Figure 8.5). The effect increases with the column density. For high- z galaxies, the velocity dispersion alongside the galactic plane $\sigma_{2D} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}/\sqrt{2}$ is 10 times higher than the vertical velocity dispersion σ_z . By comparison, the velocity dispersion in pure feedback simulations is almost isotropic.

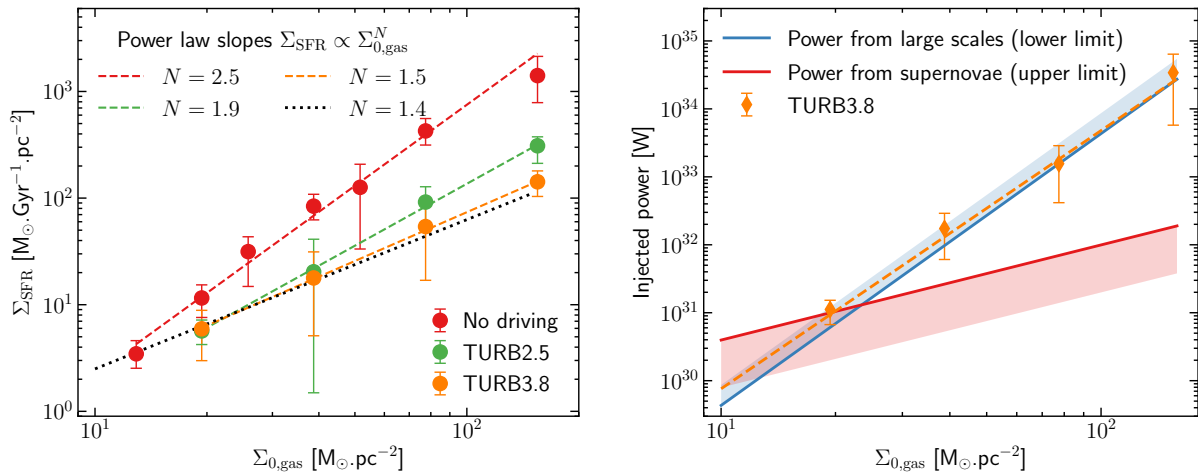


Figure 8.3 – (a): Averaged surfacic star formation rate as a function of the initial column density. The star formation rate is computed at each step and averaged over a period of 40 Myr. With pure stellar feedback the star formation law has an index of 2.5, and thus star formation is quenched enough only for the galaxies with moderate column density. With soft ($\overline{P}_{\text{inj}} \propto \Sigma_{0,\text{gas}}^{2.5}$) and strong ($\overline{P}_{\text{inj}} \propto \Sigma_{0,\text{gas}}^{3.8}$) turbulent driving the obtained star formation is closer to the Schmidt-Kennicutt law, and even very close for the strong injection (with an index of 1.5).

(b): Injected power. The dotted orange line is fitted from our model TURB3.8 and is a power law of index 3.8 (see Table 8.1). The blue and red filled lines are respectively an estimated lower bound for the turbulent power injected by large scale motions (P_{LS}) and an estimated upper bound for the power from the supernovae converted into turbulence (P_{SN}). The shaded regions indicate a reasonable range for these values. They are computed as explained in section 8.6.

8.5 Is stellar feedback needed at all?

Previous studies (Bournaud et al., 2010; Renaud et al., 2012; Krumholz et al., 2018; Hopkins et al., 2011) suggest that both large scale turbulence and stellar feedback are needed to match observations. Block et al. (2010) argue that stellar feedback is crucial to inject energy back to large scale. With our setup, we can carry out a simple experiment to see if stellar feedback is necessary to quench star formation. To investigate this, we rerun two simulations of the TURB3.8 group, namely those with $n_0 = 1.5$, $f_{\text{rms}} = 2 \times 10^4$ and $n_0 = 6$, $f_{\text{rms}} = 2 \times 10^5$, with stellar feedback off (we switch off HII regions and supernovae, and UV heating is kept constant at solar neighborhood level), so that only the turbulent driving quenches star formation. On Figure 8.4, we can see that in such a configuration the SFR is higher than the one given by the Kennicutt law. For low gas column density, it is even higher than the one we obtain with stellar feedback only. Thus, it appears that stellar feedback and large scale turbulence are complementary to quench star formation, and that the relative importance of stellar feedback diminishes as the gas column density increases. This result is in good agreement with the conclusion reached from global galactic simulations (Bournaud et al., 2010).

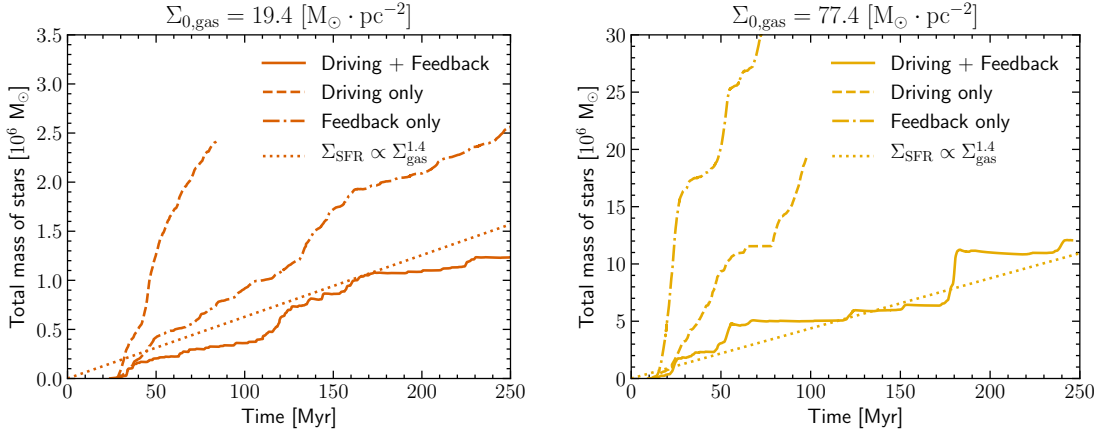


Figure 8.4 – Stellar mass, with and without feedback and turbulence. Feedback and turbulence are needed to quench star formation efficiently.

8.6 Power injected by the turbulent driving and by the feedback

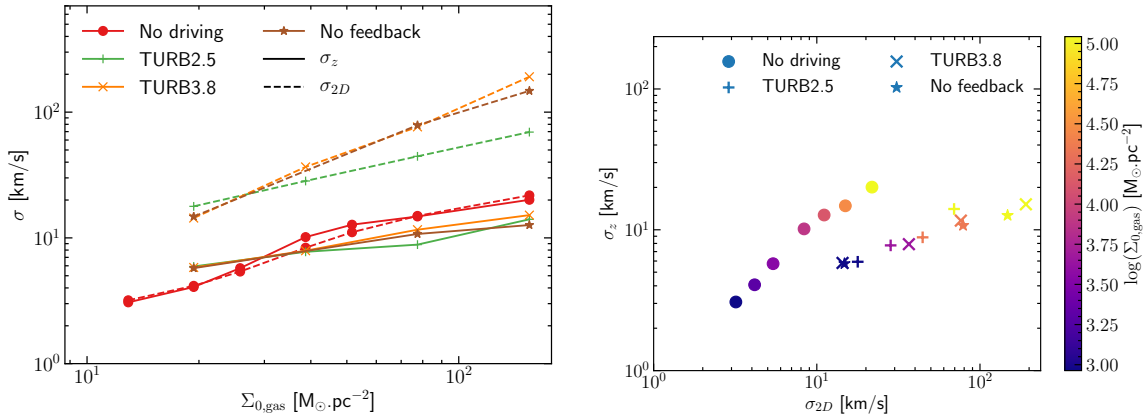


Figure 8.5 – Velocity dispersion measured in the simulations, where $\sigma_{2D} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}/\sqrt{2}$. The simulations with high 2D turbulent driving show a high anisotropy, while simulations without driving are almost isotropic.

The section 8.2.4 provides an estimation on how the power injected via turbulence scales with column density. We can go further and estimate what is the absolute value of power injected, and compare it to the value used for the TURB3.8 group of simulation that best reproduce the SK relation and to the power injected by stellar feedback (Figure 8.3b). To get a relevant value, we must take into account the stellar contribution to the Toomre stability criterion. The formula for the Toomre parameter when both the gas and the star fluid are near instability is rather complicated, but the following equation is a very good

approximation (Jog & Solomon, 1984; Elmegreen, 1995):

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_g} + \frac{1}{Q_\star} \quad (8.11)$$

with

$$Q_g = \frac{\sigma_g \kappa}{\pi \Sigma_g G} \quad \text{and} \quad Q_\star = \frac{\sigma_\star \kappa}{\pi \Sigma_\star G} \quad (8.12)$$

The stability criterion is still $Q \approx 1$. For high-redshift galaxies, $\Sigma_g \approx \Sigma_\star$ (Daddi et al., 2010; Genzel et al., 2010) and $\sigma_g \approx \sigma_\star$ (as reported by Elmegreen & Elmegreen (2006) with measurement based on the thickness of edge-on stellar disks). In $z = 0$ milky-way like galaxies, $\Sigma_g \approx 0.1 \Sigma_\star$ (de Blok et al., 2008) and $\sigma_g \approx 0.1 \sigma_\star$ (Falcón-Barroso et al., 2017; Hennebelle & Falgarone, 2012, and references therein). In both cases, $Q_g \approx Q_\star$ and then

$$Q_g \approx 2 \quad (8.13)$$

Using equations 8.7 and 8.12 we get

$$P_{\text{LS}} = \Sigma_g L^2 \cdot 2 \frac{\sigma_g^3}{L} = \frac{2 L Q_g^3 \pi^3 G^3}{\kappa^3} \Sigma_g^4 \quad (8.14)$$

where we took $l = L/2$ as typical injection scale (see section 8.2.3), with $L = 1$ kpc the length of one side the box. We take solar neighborhood value for the epicyclic frequency κ :

$$\kappa \approx \sqrt{2} \Omega \approx \sqrt{2} \frac{v}{R} \quad (8.15)$$

with $v = 220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ and $R = 8 \text{ kpc}$. As a result:

$$P_{\text{LS}} \approx 4.3 \times 10^{29} \left(\frac{\Sigma_g}{10 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}} \right)^4 \text{ W} \quad (8.16)$$

This value is probably a lower bound since the values of the velocity dispersion reported in the observations are usually derived under the assumption of isotropy. However, the velocity dispersion at the scales we look at is dominated by the 2D velocity dispersion within the disk (Figure 8.5). The shaded blue region in Figure 8.3b show the range of values of P_{LS} if this underestimation was of a factor one to two.

Figure 8.3b emphasizes another important fact: it is completely unlikely that our turbulent driving mimick the effect of stellar feedback driven turbulence. Indeed, the energy injected under the form of turbulence by the stellar feedback scales as the star formation rate, that is $P_{\text{feedback}} \propto \Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_g^{1.4}$, which is not compatible with the relation $\overline{P}_{\text{inj}} \propto \Sigma_g^{3.8}$ needed to reproduce the SK relation. On Figure 8.3b, we illustrate this with an estimation of the energy injected by the dominant feedback mechanism, supernovae (SN). There is approximately one supernova each time 100 M_\odot is created. It releases 10^{51} erg into the interstellar medium. Iffrig & Hennebelle (2015) and Martizzi et al. (2016) have shown that at these scales, only a fraction of a few percent of this energy is converted into turbulence. We retain values between 1% and 5% as reasonable (red shaded region in Figure 8.3b). The upper bound for the turbulent power injected by the SN is then

$$P_{\text{SN}} \approx 4.0 \times 10^{30} \left(\frac{\Sigma_g}{10 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}} \right)^{1.4} \text{ W} \quad (8.17)$$

It is clearly not sufficient for high-redshift galaxies, but dominates over the power P_{LS} as estimated in equation 8.14 for milky-way like galaxies. This is coherent with our result that stellar feedback alone is sufficient in such galaxies.

8.7 Effect of turbulence on density distribution

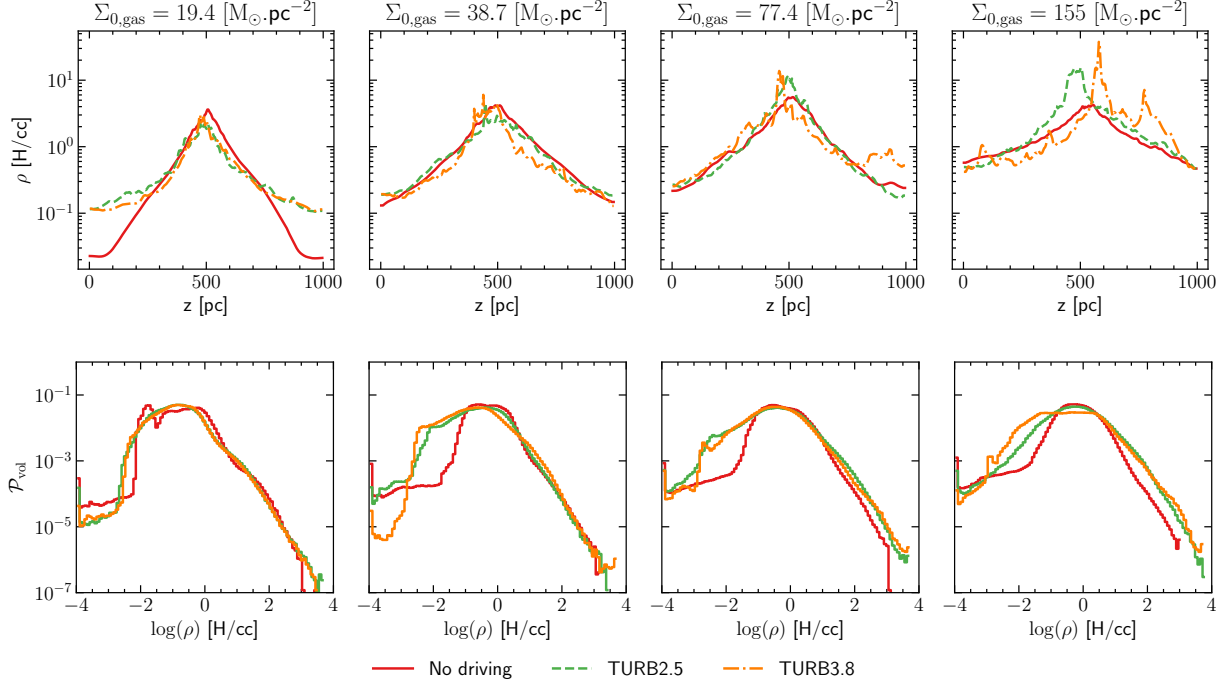


Figure 8.6 – Averaged density profile, top, and density volumic probability distribution function (PDF), bottom. All figures are made from snapshots taken at $t \approx 60$ Myr. There is less dense gas in the simulations with high initial column density ($\Sigma_{0,\text{gas}} \geq 77 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$) without driving because most of it has been accreted by the sinks.

The Figure 8.6 gives more insights on the effects of the turbulence on the density distribution. The density profile shows that all simulations feature a stratified gas distribution, and that the profile is less steep when the gas column density or the turbulence forcing increase. Strong turbulence (for $\Sigma_{0,\text{gas}} = 155$) can trigger huge bulk motion that can move the position of the disk plane. Stronger turbulence can even disrupt the disk. The turbulent driving redistributes the gas and widens the gas probability distribution function, increasing the fraction of gas in low-density regions, diminishing the gas available for star formation.

The simulations without driving convert a subsequent fraction of the gas into star because of the high SFR. At 60 Myr, respectively 39 % and 58 % of the total initial mass of gas in the box was accreted by the sinks for the $\Sigma_{0,\text{gas}} = 77.4 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ and $\Sigma_{0,\text{gas}} = 155 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ simulations without driving. This mass is taken from the densest regions of the box, and as a consequence there is less dense gas remaining in the box. By contrast for the same simulations with driving (group TURB3.8) only about 6% of gas has been accreted at 60

Myr. This explains why the simulations without driving has less dense gas than the corresponding simulations with driving.


8.8 Conclusion

We have presented simulations of kiloparsec cube regions of galaxies with and without stellar feedback and with and without turbulent driving (Table 8.1, figures 8.1,8.4). The simulated galaxies have a gas column density between 12.9 and $155 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. We reported the star formation rate in these simulations as function of the gas column density (Figure 8.2) and compared the obtained star formation law with the Schmidt-Kennicutt law (Figure 8.3a). Then we compared the power injected by the turbulent driving needed to reproduce the SK relation with estimates of the turbulent power released by large scale motions and stellar feedback (Figure 8.3b). The effect of the turbulent driving on the velocity dispersion (Figure 8.5) and the distribution of the gas (Figure 8.1 and 8.6) were also studied. Our main findings are the followings:

1. Stellar feedback is able to explain the averaged star formation rate in Milky-Way like galaxies.
2. In high redshift galaxies with high gas column densities, stellar feedback alone is too weak to quench star formation to a level consistent with the Schmidt-Kennicutt law: the obtained star formation law for the studied range of gas column densities is too steep compared to the SK relation.
3. The addition of a mainly solenoidal large-scale bidimensional turbulent driving with a power injection $\overline{P}_{\text{inj}} \propto \Sigma^{3.8}$ reduces considerably the star formation rate. The star formation obtained has an index $N = 1.5$, close to the observed SK relation.
4. The injected power is consistent with the power needed to maintain the disk at marginal stability (with a Toomre $Q \approx 1$), which scales as $P_{\text{LS}} \propto \Sigma^4$.
5. The resulting velocity dispersion is strongly anisotropic. The velocity dispersion parallel to the disk plane $\sigma_{2\text{D}}$ can be up to 10 times higher than the vertical velocity σ_z .
6. Stellar feedback remains necessary, but its importance decreases as the gas column density increases.

Large scale turbulent driving is therefore necessary when studying star formation in kpc-sized regions of galaxies, especially when the gas fraction is high. A key question that arises is what is the exact nature and origin of the turbulence that needs to be injected.

Le rôle du champ magnétique et de la turbulence

ans la seconde partie de cette étude sur la régulation de la formation stellaire à l'échelle du kiloparsec dans les disques galactiques, nous nous intéressons plus particulièrement aux effets de la turbulence à grande échelle et du champ magnétique sur le taux de formation d'étoiles. Le texte qui suit été préparé en vu d'une soumission à la revue *Astronomy & Astrophysics* en collaboration avec Patrick Hennebelle, Tine Colman et Simon Iteanu.

Résumé en français

Ce travail vient compléter et améliorer la première étude présentée dans le chapitre précédent. Pour rappel, le résultat principal est qu'il est impossible d'obtenir un taux de formation d'étoiles compatible avec les observations dans les galaxies avec une densité de colonne supérieure à $\approx 20 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ si seule la rétroaction stellaire est prise en compte. Nous y avons également montré que l'ajout d'un forçage turbulent permet de réduire suffisamment le taux de formation d'étoiles. Ce forçage turbulent est conçu pour reproduire la turbulence générée par les mouvements à l'échelle du disque galactique non capturés par notre boîte de simulation de 1 kpc^3 . Tenter de mieux le définir et le contraindre est l'objet du chapitre 11. Ici on cherche à mieux comprendre comment les variations de l'intensité et en compressibilité de la turbulence changent le SFR, mais aussi quel est l'effet du champ magnétique. Le dispositif numérique utilisé dans le chapitre 8 est repris et amélioré. L'injection de turbulence se fait uniquement dans le disque et non plus sur toute la hauteur de la boîte et un biais favorisant l'accélération selon une direction particulière a été corrigé. La mesure du SFR a été affinée et la comparaison aux observations prend maintenant en compte la déplétion du gaz dans la boîte de simulation.

Nous réalisons une grande série de simulations avec ce dispositif et nous montrons que le SFR dépend très fortement à la fois du champ magnétique initial et de la compressibilité de la turbulence appliquée. Le SFR est diminué d'un facteur 10 pour un forçage

purement solénoïdal comparé à un forçage purement compressif. Augmenter le champ magnétique initial d'une dizaine de μG entraîne également une diminution du champ magnétique d'environ un facteur 10.

Cependant, même avec un fort champ magnétique, le forçage turbulent est nécessaire pour reproduire des SFR acceptables à haute densité de colonne. Notre dispositif expérimental permet de mesurer l'énergie nécessaire pour reproduire le SFR prédit par la relation de Schmidt-Kennicutt (SK) en fonction de la densité de colonne et du champ magnétique initial. Un champ magnétique plus fort permet donc de reproduire SK avec une injection d'énergie turbulente plus faible. Toutefois même avec une injection d'énergie réduite le forçage turbulent bidimensionnel génère des dispersions de vitesse élevées et fortement anisotropes. Cela souligne l'importance de mieux comprendre les sources de la turbulence à grande échelle, afin de quantifier son intensité, sa compressibilité et son anisotropie.

9.1 Introduction

Stars are complex objects that connect small and large scale physics. Key characteristics of galaxies, such as their structure and shape, the amount of gas, their chemistry, and velocity field, depend on the efficiency and rate of the star formation. However, understanding and predicting the star formation rate (SFR) remains both an observational and theoretical challenge. On the theoretical side, the difficulty is the very broad span of scales involved, impossible to capture in a unique simulation (Dubois & Teyssier, 2008; Hopkins et al., 2011), and the high degeneracy between the multiple processes at play.

A considerable amount of work has been done to understand the interstellar medium at the kiloparsec scale, which is an obligatory step on the path towards determining how the various physical processes combine themselves and influence the structure of the ISM. Since modelling a full galaxy with pc or sub-pc resolution is very challenging, many studies have considered computational boxes with a size of about 1 kpc. The advantage is that this allows to describe the disk stratification and the large molecular cloud complexes while still resolving the clouds sufficiently.

More and more complexity has been progressively added in these simulations. The first series of calculations (e.g. de Avillez & Breitschwerdt, 2005; Joung & Mac Low, 2006) solved the MHD equations with an interstellar cooling curve in the presence of an external gravitational potential representing the influence of stars and dark matter. They also consider supernova explosions that were placed randomly at a rate aiming to reproduce the expected galactic supernova rate. These models produced appealing turbulent multi-phase ISM structures with velocity dispersion close to the observations. In a second series of calculations (e.g. Kim et al., 2011, 2013; Hennebelle & Iffrig, 2014; Walch et al., 2015; Iffrig & Hennebelle, 2017; Gatto et al., 2017), self-gravity has been introduced, together with sink particles aiming at representing stellar clusters. This important step allowed to address the question of the SFR and also the issue of the galactic thickness, which requires a right balance between gravity and turbulence. In these calculations, the stellar feedback essentially due to supernovae, was spatially correlated to the sink particles but no time delay of few to tens of million years was introduced. That is to say, the feedback was immediately delivered when enough mass to form a massive star was accreted. Whereas these models

could successively reproduce the star formation rate typical of Milky-Way type galaxies, it was noted that the scheme used for the supernova explosions had a strong influence on the results. In particular, if the supernova exploded far away from their parent sink particle or simply were forced to explode in the diffuse gas, it would become very inefficient.

In the last generation of models (e.g. Padoan et al., 2016; Kim & Ostriker, 2017; Colling et al., 2018; Ostriker & Kim, 2022), the massive stars are tracked more self-consistently and the supernovae explode after a few millions to tens of millions years according to the mass of their progenitor. In combination with other processes such as stellar wind, HII regions or galactic shear, it has been concluded by various teams that the SFR was compatible with Milky-Way values.

A fundamental assumption made in these feedback-regulated models is that the ISM regulation is relatively local. More precisely, the energy injected in the medium at a given point is entirely due to stellar feedback and it typically comes from less than a kpc. However, several recent studies have shown that injection of turbulence from large galactic scales has to be taken into account in order to explain the observed velocity dispersion and star formation rate, particularly in gas rich galaxies (Bournaud et al., 2010; Renaud et al., 2012; Krumholz et al., 2018; Meidt et al., 2020; Nusser & Silk, 2021). There is also evidence that large scale driving is needed to reproduce the statistics of the dense gas, in particular the presence of large scale structures in the Large Magellanic Cloud (for instance Colman et al., 2022). Several observational studies have indeed derived turbulence injection scales of more than 1 kpc (Dib et al., 2021; Chepurnov et al., 2015) and indicated the presence of large scale driving (Szkotkowski et al., 2019; Besserglik & Goldman, 2021). Possible sources of turbulence include the orbital energy (Wada et al., 2002) and the mass accretion onto the galaxies (Klessen & Hennebelle, 2010; Forbes et al., 2022). The former in particular requires a mechanism such as an instability to convert this source of free energy into turbulent energy, which could for instance be the gravitational instability (Wada et al., 2002) or the magneto-rotational instability (Piontek & Ostriker, 2007).

Regarding the star formation rate in particular, an important challenge of numerical simulations is to reproduce the Schmidt-Kennicutt relation (hereafter SK relation, Kennicutt, 1998; Kennicutt & Evans, 2012) that links the SFR to the column density of gas. In a recent paper, Brucy et al. (2020) tested the effect of the injection of turbulence by adding a large-scale turbulent driving similar to the one used by Schmidt et al. (2009). Importantly, they have shown that whereas the SK relation can be reproduced if the added turbulence is strong enough, the star formation rate appears to be too high, particularly for gas rich galaxies, when only stellar feedback is accounted for.

The goal of the present chapter is to complement the study presented in Brucy et al. (2020) by looking at the effects of the magnetic field strength and the compressive fraction of the turbulent driving on the star formation rate. Both aspects are known to significantly influence the gas distribution (e.g. Molina et al., 2012) and likely influence the SFR values. In our work, we run simulations of a local region of a galactic disk within a 1 kpc cubic box. We use a numerical setup very close to the one used by Colling et al. (2018) and Brucy et al. (2020). We simulate regions of galaxies with a wide range of gas column densities, representative for Milky-Way like galaxies up to gas-rich galaxies at redshift $z = 1-3$ (Genzel et al., 2008, 2010; Daddi et al., 2010).

The chapter is organized as follows: we present our numerical setup in section 9.2,

and explore the effects of the turbulence and the magnetic field in sections 9.3 and 9.4 respectively. We then discuss the main goal of this study, that is the reproduction of the SK relation in section 9.5. Finally, we discuss the results and conclude in section 9.8.

9.2 Numerical setup

We use the RAMSES code (Teyssier, 2002), to solve the equations of magnetohydrodynamics (MHD) with a Godunov solver (Fromang et al., 2006) on a cubic grid of 256^3 cells with periodic boundaries in the x and y directions parallel to the disk and open boundaries in the vertical direction. The box represents a cubic region of the galactic disk of size $L = 1$ kpc, so the resolution is about 4 pc.

9.2.1 Initial conditions

We use initial conditions similar to the ones described in previous works (Colling et al., 2018; Brucy et al., 2020). The interstellar gas is initially distributed as a Gaussian along z -axis,

$$n(z) = n_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right), \quad (9.1)$$

with n_0 a free density parameter and $z_0 = 150$ pc a typical scale height. The column density of gas (hydrogen and helium), integrated along the z -axis (perpendicular to the disk) is then:

$$\Sigma_{\text{gas},0} = \sqrt{2\pi} m_p n_0 z_0 \quad (9.2)$$

where $m_p = 1.4 \times 1.66 \cdot 10^{-24}$ g is mass of a hydrogen atom. The initial temperature is chosen to be 8000 K to match the typical value of the temperature of the warm neutral medium (WNM) phase of the Interstellar Medium (ISM). An initial synthetic *turbulent* velocity field with a root-mean-square (RMS) dispersion of $5\sqrt{n_0}/1.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ is also added. It presents a Kolmogorov power spectrum and is generated using random phase (Kolmogorov, 1941). Finally, we add a Gaussian magnetic field, oriented along the x -axis,

$$B_x(z) = B_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right), \quad (9.3)$$

where B_0 is a parameter of our simulation with a value of a few microgauss (see Table 9.1).

9.2.2 Numerical models

The gas is subject to an external gravitational potential, corresponding to old stars and dark matter, of the form

$$g_{\text{ext}}(z) = -\frac{a_1 z}{\sqrt{z^2 + z_0^2}} - a_2 z \quad (9.4)$$

with $a_1 = 1.42 \times 10^{-3} \text{ kpc/Myr}^2$, $a_2 = 5.49 \times 10^{-4} \text{ Myr}^{-2}$ and $z_0 = 0.18 \text{ kpc}$ (Kuijken & Gilmore, 1989; Joung & Mac Low, 2006). This gravitational force adds up to the self-gravity of the gas.

Sink particles (Bleuler & Teyssier, 2014) are used to follow the dense gas and model star formation. Sink creation is triggered when the gas density overpasses a threshold of 10^3 cm^{-3} . The simulation with initial column density higher than $50 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$ use a higher threshold of $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Since the SFR in these simulations is high, this allows to reduce the number of sinks without changing a lot the SFR (Colling et al., 2018). Gas with a density over the threshold within a radius of 16 pc is then progressively accreted into the sink, with no more than 10 % of the gas being accreted in one timestep.

The gas cooling is as described in Audit & Hennebelle (2005), which takes into account all the standard processes taking place in the atomic gas. It is essentially identical to the cooling described in Koyama & Inutsuka (2000) for instance.

9.2.3 Stellar feedback

The simulations include models for the formation and expansion of HII regions, supernovae (SN) explosions and the far-ultraviolet (FUV) feedback. They are the same as in Brucy et al. (2020). The HII and SN feedbacks are attached to the sinks and described in length in Colling et al. (2018) and the references therein. Each time a sink has accreted a mass of 120 M_\odot , a massive star particle with a mass randomly determined from the Salpeter IMF (Salpeter, 1955) between 8 and 120 M_\odot is created and attached to the sink. The lifetime τ_* of this star is computed using the model

$$\tau_*(M) = \tau_0 \exp \left[-a \left(\log \left(\frac{M}{M_0} \right) \right)^b \right] \quad (9.5)$$

with $\tau_0 = 3.265 \text{ Myr}$, $M_0 = 148.16 \text{ M}_\odot$, $a = 0.238$, $b = 2.205$ (Woosley et al., 2002). Once this massive star has reached the end of its lifetime τ_* , it explodes in a random location within a sphere of radius $\tau_* \times 1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. The gas which is located inside a sphere of 12 pc radius around the location of the supernova is heated up to inject a thermal energy of 10^{41} erg . Since the cooling radius is almost never resolved, the gas would cool down immediately and the supernova would have no effect. To avoid this, the explosion also injects $4 \times 10^{43} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ momentum into the same region. When supernovae explode in a low density environment, very high temperature and velocities can be generated, which translate into very low timesteps due to the Courant condition. A limitation of the temperature to 10^6 K and of the velocity to $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ generated by a supernova explosion have thus been implemented. The impact of such a limitation on our results is discussed in the section 9.7.

We also include self-consistent feedback from HII regions, with energy and momentum injected according to the flux of ionizing photons emitted by the massive star (Vacca et al., 1996). The evolution of the HII regions themselves is computed via the so-called M1 radiative transfer method (Rosdahl et al., 2013).

The FUV heating is uniform. However, it is not kept constant at the solar neighborhood value because young O-B star contribute significantly to the FUV emission. As a first approximation, the UV heating can be considered to be proportional to the SFR (Ostriker et al., 2010). The mean FUV density relative to the solar neighbourhood value G'_0 can then be written as

$$G'_0 = \frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{\Sigma_{\text{SFR},\odot}} = \frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{2.5 \times 10^{-9} \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}} \quad (9.6)$$

In our model, G'_0 has a minimal value of 1 (as a background contribution) and follows equation 9.6 when the SFR increases.

9.2.4 Injection of turbulence

Bournaud et al. (2010), Krumholz & Burkhardt (2016) and Krumholz et al. (2018) show that for galaxies with high column density or high SFR, large-scale gravitational instabilities are significant sources of turbulent energy and even possibly dominate over stellar feedback. The ISM in a kpc region of the galaxy is far from an isolated environment. Indeed, it interacts with the rest of the galaxy. Adding a turbulent driving to simulations of restricted regions of a galaxy enables to take into account a part of these complex interactions while keeping the computational cost of the simulation reasonable. Obviously, the turbulence added in the kpc box is not fully self-consistent. Here, we investigate numerically the effect of turbulent driving on star formation. We use a model for turbulent driving adapted from the generalization of the Ornstein-Uhlenbeck developed and used by several authors (Eswaran & Pope, 1988; Schmidt et al., 2006, 2009; Federrath et al., 2010).

The turbulent forcing is done by adding an external force density \mathbf{f} that accelerates the fluid on large scales. Our main hypothesis is that this force is generated by large scale processes at the galactic scale, within the galactic disk. As a consequence, the driving is bi-dimensional (the force has no vertical component and no vertical mode), and is applied only at low altitude. The driving procedure is slightly different from the one used by Brucy et al. (2020), and is therefore described at length below.

The fluid equations that we solve are

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (9.7)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi} + \rho \mathbf{g} + \rho \mathbf{f}, \quad (9.8)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) u \right) = -P (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} - \rho \mathcal{L}, \quad (9.9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0. \quad (9.10)$$

In these equations, ρ is the gas density, \mathbf{v} is the gas speed, P is the thermal pressure, u is the internal energy, \mathbf{B} is the magnetic field, \mathbf{g} is the gravitational potential and \mathcal{L} is the energy loss function.

The evolution of the Fourier modes of the turbulence driving acceleration field $\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{k}, t)$ follows a stochastic differential equation (Schmidt et al., 2006, 2009)

$$d\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{k}, t) = -\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{k}, t) \frac{dt}{T} + F_0(\mathbf{k}) \mathbf{P}_\zeta(\mathbf{k}) d\mathbf{W}_t. \quad (9.11)$$

In this equation, dt is the timestep for integration and T is the autocorrelation timescale. In our simulations, we choose $T = 5$ Myr and $dt/T = 1/100$. The value of 5 Myr has been chosen to be on the same order of magnitude as the crossing time of the over-densities created by the turbulent driving. $d\mathbf{W}_t$ is a small vector randomly chosen following the Wiener process, as described in Schmidt et al. (2009). The main changes with respect to

the way the Ornstein-Uhlenbeck process is used in previous work (eg. [Schmidt et al., 2006](#); [Brucy et al., 2020](#)) regard the weighing function of the driving modes F_0 and the projection operator P_ζ . In our work, we select only large 2D modes, and more weight is given to modes with a wavelength of 500 pc (half the box size):

$$F_0(\mathbf{k}) = \begin{cases} 1 - \left(\frac{\mathbf{k}}{2\pi} - 2\right)^2 & \text{if } 1 < \frac{|\mathbf{k}|}{2\pi} < 3 \text{ and } k_z = 0 \\ 0 & \text{if not.} \end{cases} \quad (9.12)$$

In other words, the driving modes (divided by 2π) are

$$\begin{pmatrix} 2 \\ 2 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 2 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 2 \\ 0 \end{pmatrix}$$

with respective weights being approximately

$$0.31, 0.65, 0.65, 0.94, 0.94, 1, 1.$$

The projection operator P_ζ is a weighted sum of the components of the Helmholtz decomposition of compressive versus solenoidal modes, projected in 2D:

$$P_\zeta(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \zeta + (1 - 2\zeta) \left(\frac{k_x^2}{k^2}\right) & (1 - 2\zeta) \left(\frac{k_x k_y}{k^2}\right) & 0 \\ (1 - 2\zeta) \left(\frac{k_x k_y}{k^2}\right) & \zeta + (1 - 2\zeta) \left(\frac{k_y^2}{k^2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (9.13)$$

In other words,

$$P_\zeta(\mathbf{k}) = \zeta P^\perp(\mathbf{k}) + (1 - \zeta) P^\parallel(\mathbf{k}) \quad (9.14)$$

with P^\perp and P^\parallel the projection operators respectively perpendicular and parallel to \mathbf{k} ([Federrath et al., 2010](#)). The weight ζ is the solenoidal fraction of the driving. In the following we also refer to the compressive fraction, $\chi = 1 - \zeta$.

The forcing field $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t)$ is then computed from the Fourier transform:

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \text{att}(z) g(\zeta) f_{\text{rms}} \int \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{k}, t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d^3\mathbf{k} \quad (9.15)$$

The parameter f_{rms} is directly linked to the power injected by the turbulent force into the simulation. The $g(\zeta)$ factor is an empirical correction so that the resulting time averaged root-mean-square of the power of the Fourier modes is equal to f_{rms} , independently of the solenoidal fraction ζ (see the discussion in section 9.6).

The attenuation function att ensures that the driving occurs only on the disk:

$$\text{att}(z) = \exp\left(\frac{-z^2}{2z_t^2}\right) \quad (9.16)$$

where $z_t = 75$ pc.

Table 9.1 – List of simulations. The simulations of the group NOTURB have been already discussed in [Brucy et al. \(2020\)](#). The value of f_{rms} is in code units and $f_{\text{rms}} = 10^4$ corresponds to an RMS of the acceleration due to the driving of $1.46 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$.

Group	n_0 [cm ⁻³]	$\Sigma_{0,\text{gas}}$ [M _⊙ · pc ⁻²]	f_{rms} [$1.46 \times 10^{-4} \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$]	χ	B_0 [μG]
STRENGTH	3	38.74	10^4 to 10^5	0.25	3.8
	6	77.4	5×10^4 to 8×10^5	0.25	3.8
COMP	3	38.7	8×10^4	0 to 1	7.6
	6	77.4	2×10^5	0 to 1	7.6
MAG	3	38.7	8×10^4	0.25	[0, 1.9, 3.8, 5.3, 7.6]
	6	77.4	2×10^5	0.25	[0, 1.9, 3.8, 7.6, 15, 23]
NOTURB	1	12.9	0	N/A	3.8
	1.5	19.4	0	N/A	3.8
	2	25.8	0	N/A	3.8
	3	38.7	0	N/A	3.8
	4	51.6	0	N/A	3.8
	6	77.4	0	N/A	3.8
	12	155	0	N/A	3.8
NOTURB_HB	1	12.9	0	N/A	7.6
	3	38.7	0	N/A	7.6
	6	77.4	0	N/A	7.6
	12	155	0	N/A	7.6
TURB	1.5	19.4	5×10^3	0.25	3.8
	3	38.7	6×10^4	0.25	3.8
	6	77.4	4×10^5	0.25	3.8
	12	155	3×10^6	0.25	3.8
TURB_HB	1.5	19.4	1×10^3	0.25	7.6
	3	38.7	3×10^4	0.25	7.6
	6	77.4	10^5	0.25	7.6
	12	155	10^6	0.25	7.6
TURB_BVAR	3	38.7	5×10^4	0.25	5.3
	6	77.4	2×10^5	0.25	7.6
	12	155	10^6	0.25	10.7
TURB3D	3	38.74	6×10^4	0.25	7.6
	6	77.4	2×10^5	0.25	7.6
	12	155	8×10^5	0.25	7.6

9.2.5 Computation of the SFR and the column density

The total mass of gas accreted by the sinks is considered to form stars and is noted $M_\star(t)$. The gas in the box is continually consumed by sinks or expelled from the box through the vertical boundaries. As a consequence the gas available for star formation decreases with time. Since we use the simulations to test the star formation relation that links the SFR with the column density of gas, and to avoid too huge variations of the gas reservoir, we restrict the analysis on a short enough time span. In details, we start the analysis at $t_{3\%}$ when 3 % of the gas is consumed or lost, and stop it when this depletion fraction reaches 40 % ($t_{40\%}$). The surfacic SFR is then computed via

$$\Sigma_{\text{SFR}}(t_{3\%}, t_{40\%}) = \frac{M_\star(t_{40\%}) - M_\star(t_{3\%})}{L^2 (t_{40\%} - t_{3\%})} \quad (9.17)$$

Uncertainties on this value are computed by taking the standard deviation of all values of the SFR between $t_{3\%}$ and $t_{40\%}$, that is $\Sigma_{\text{SFR}}(t_i, t_j)$ for $t_{3\%} \leq t_i < t_j \leq t_{40\%}$.

The mean column density in the considered time span varies between $0.97\Sigma_0$ and $0.6\Sigma_0$, where Σ_0 is the initial column density. For each simulation the associated column density is then $\Sigma = 0.8\Sigma_0 \pm 0.2\Sigma_0$. Both determination of Σ_{SFR} and Σ are different from the ones used in [Brucy et al. \(2020\)](#), where the SFR was averaged over a fixed period of time and only the initial column density was considered.

9.2.6 List of simulations

We run several simulations, listed in Table 9.1, and separated them into groups. Each group corresponds to an experiment. There are two families of experiments.

The first family of experiments (STRENGTH, COMP and MAG) aims at quantifying the effect of one given parameter on the SFR, and the properties of the ISM in general. For these experiments, we set all parameters, but the one tested to fiducial values. The tested parameters are respectively the strength of the turbulent driving, its compressibility and the initial magnetic field.

The goal of the second family (NOTURB, NOTURB_HB, TURB, TURB_HB, TURB_BVAR, and TURB3D) is to test whether it is possible to get a SFR compatible with the SK relation in simulation boxes of 1 kpc^3 even in dense environment, under various conditions. Each of the groups contains 3 to 7 simulations with increasing column density. The star formation is computed for each of the simulation and compared to what is expected from the SK relation. The main parameters we vary are the addition of turbulent driving, the strength of the initial magnetic field and whether the initial magnetic field scales with the column density. For the simulation with turbulent driving, the driving strength is chosen by trial and error to result in acceptable SFR. The goals here are to show that it is possible to get a SFR close to the observations when a turbulent driving is added but also to analyse the resulting velocity dispersion, and gas distribution.

9.3 Effects of turbulence

In the following experiments, we consider dense regions of galaxies with initial column density of 38 and $77 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$. They are referred respectively as medium and high column

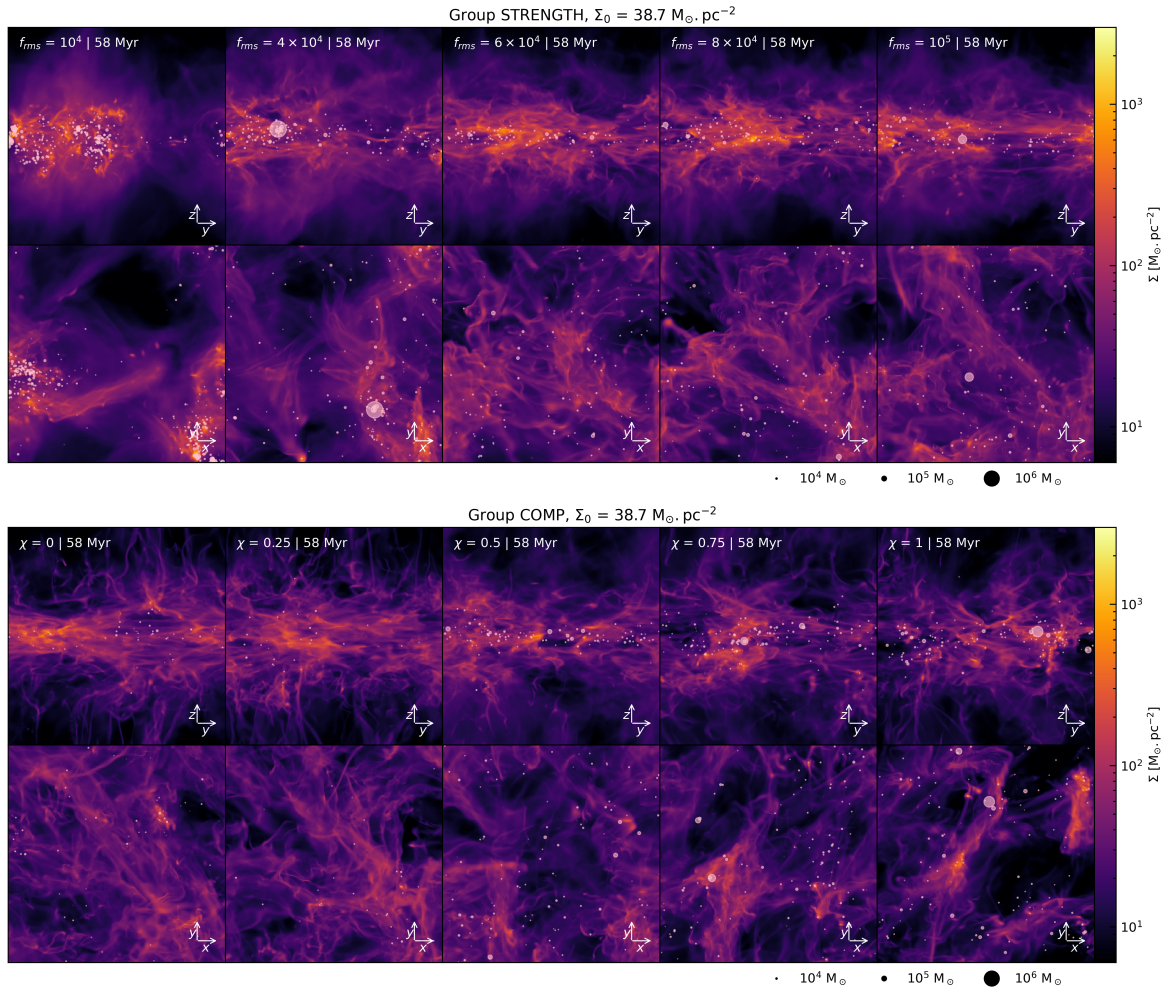


Figure 9.1 – Column densities for the group STRENGTH (top) and COMP (bottom) for medium column density. For each panel, the top subpanel is viewed edge-on along the x -axis and the bottom subpanel is face-on. White dots represent sink particles, with radius proportional to their mass. Top: from left to right the RMS of the turbulent driving is increased. Bottom: from left to right the compressibility of the turbulent driving is increased, $\chi = 0$ and $\chi = 1$ refer respectively to a purely solenoidal and compressive driving.

density in what follows. We keep all parameters constants except one.

We start by investigating the properties of turbulence, in particular the strength of the driving and the fraction of compressible modes. Whereas we expect that higher compressibility leads to higher SFR, the impact of higher Mach numbers is less straightforward. One of the difficulties that arises when trying to understand the effect of the turbulent driving on the SFR, is that turbulence can both trigger and quench star formation (Mac Low & Klessen, 2004). In classical models for star formation (Padoan & Nordlund, 2011; Hennebelle & Chabrier, 2011b; Federrath & Klessen, 2012), the SFR is principally set by the width of the density PDF, the density threshold over which the gas collapses under its own gravity and the time needed for the collapse. When the Mach number is increased, the width of the PDF as well as the density threshold are also increased.

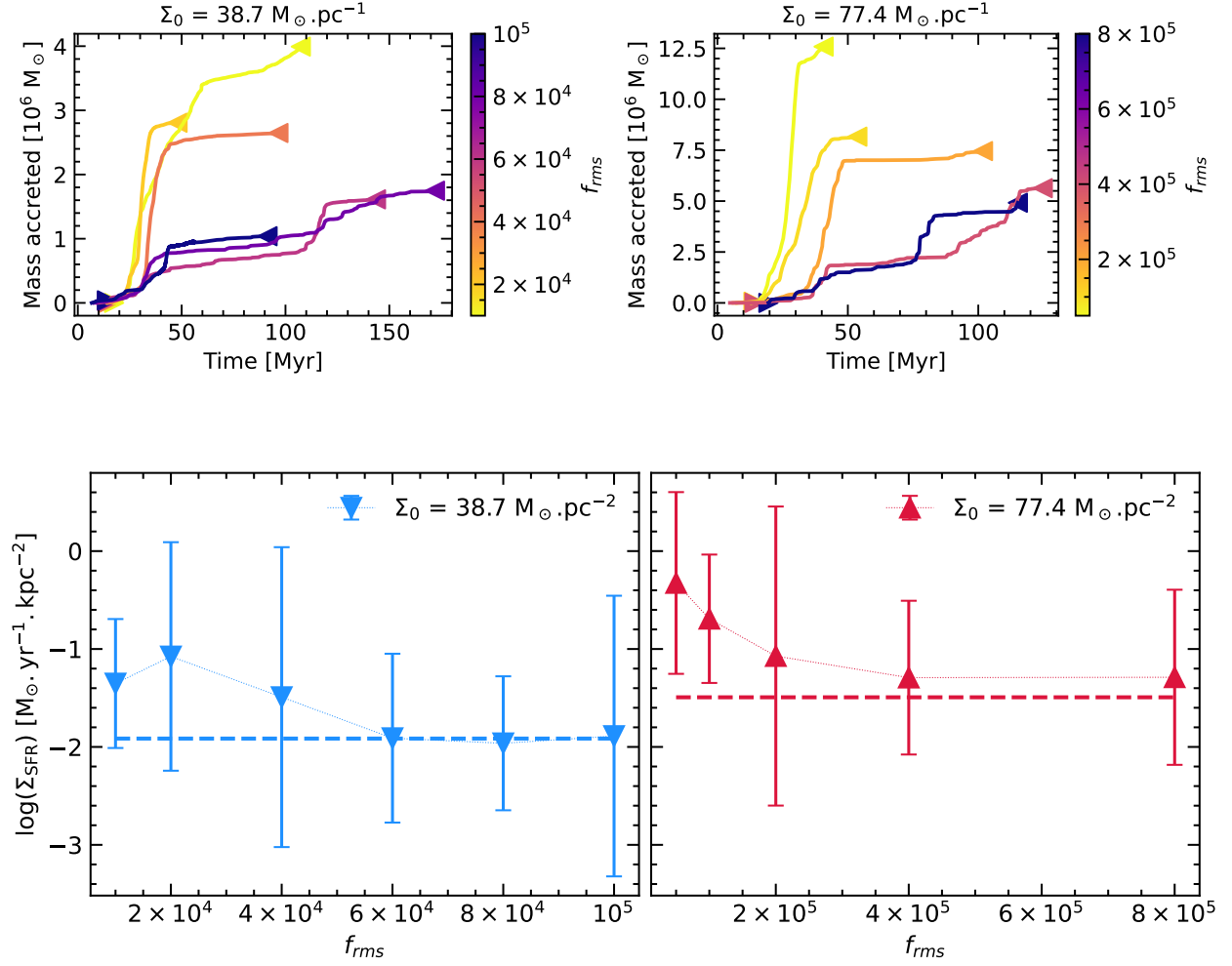


Figure 9.2 – Study of the effect of the intensity of the turbulent driving on the SFR (group STRENGTH). f_{rms} is RMS of the force density in code units. Top: Mass accreted in sinks. The SFR computation starts when 3 % is consumed or lost ($t_{3\%}$, left triangle) and ends when 40 % of gas is consumed or lost ($t_{40\%}$, right triangle). Bottom: Surface density of star formation rate as a function of the strength of the driving f_{rms} . The value plotted is the accretion rate between $t_{3\%}$ and $t_{40\%}$ and the error bars reflect the standard deviation of all the accretion rates obtained by choosing starting and end points between these two values. The dash line is the value of the SFR given by the SK relation (Kennicutt & Evans, 2012).

9.3.1 Influence of the strength of the turbulent driving

We used our numerical setup to probe the effect of the strength of turbulence (simulation set STRENGTH in Table 9.1), varying the RMS of the turbulence between 1×10^4 to 1×10^5 (in code units) for medium column densities and from 5×10^4 to 8×10^5 for high column density.

These values have been selected because they lead to SFR values not too far to the value inferred from the SK relation. Figure 9.1 portrays column density images for the

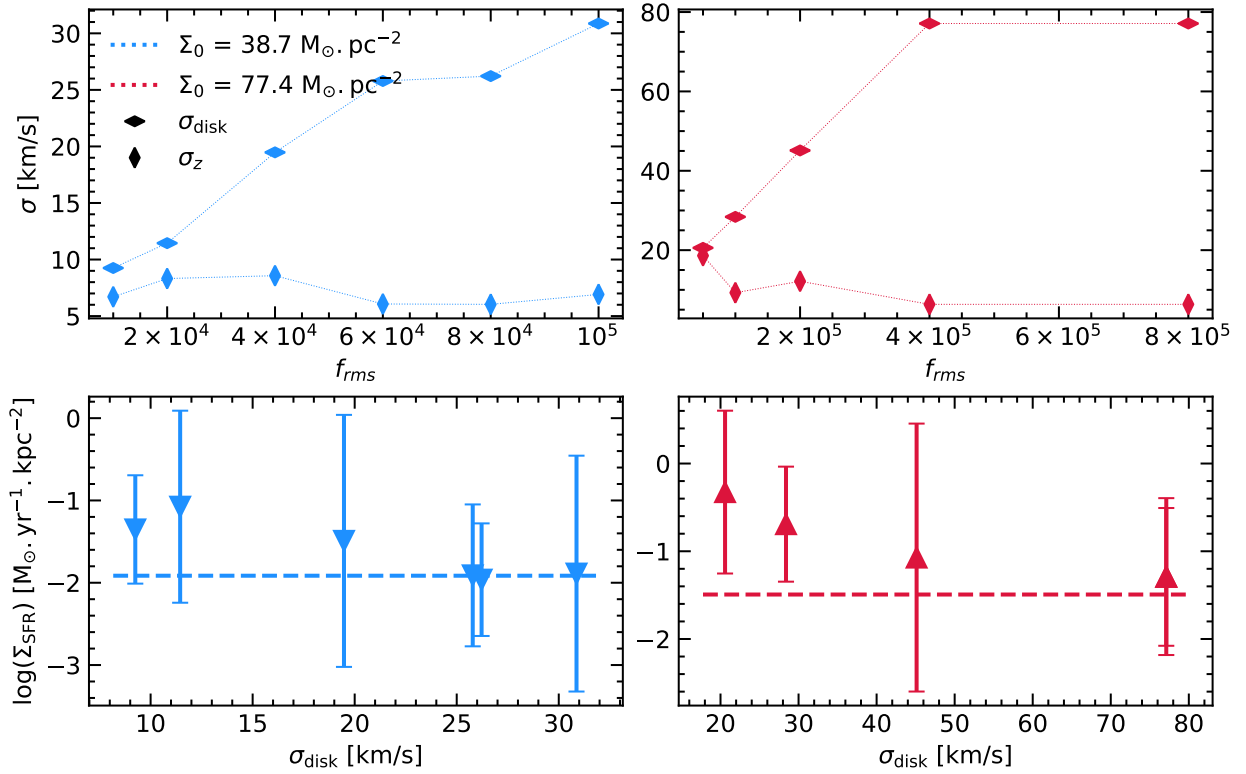


Figure 9.3 – Top: Mass weighted velocity dispersion measured in the *STRENGTH* simulations at 58 Myr, at the kpc scale. The velocity dispersion parallel to the disk plane σ_{disk} is defined by $\sigma_{disk} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}/\sqrt{2}$. Bottom: SFR as a function of the velocity dispersion parallel to the disk. The dash line is the value of the SFR given by the SK relation.

medium column density simulation with several values of the turbulent forcing strength, projected along the x-axis (top panel) and z-axis (bottom panel). When the turbulent forcing is weak, the gas and the recently formed stars are organized in a few dense regions. That is to say, the gas is organized as few giant molecular complexes. As turbulent driving is increased the density field is less concentrated and the stars tend to be more uniformly distributed. We also note that their number is clearly reduced. Figure 9.2 shows that indeed with stronger turbulent driving, accretion onto the sinks is slower, and the SFR gets smaller.

Returning to Fig. 9.1, we see that for the highest forcing values, the anisotropy that results from the stratification is even more pronounced. This is because not only the forcing only applies in the xy-plane but also because the star formation and therefore the stellar feedback are reduced.

Increasing the strength of the driving naturally leads to an increase of the velocity dispersion (Fig. 9.3). Because the driving is 2D, projected in the plane of the disk, only the velocity dispersion along the disk plane, defined as $\sigma_{disk} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}/\sqrt{2}$, is increased. We would expect the vertical speed dispersion, supposedly mainly due to the stellar feedback, to be reduced with stronger driving but such a trend is not clearly observed. The velocity dispersion scales linearly with the driving strength but saturates for very strong driving.

Interestingly, we see that the velocity field is generally significantly non-isotropic with a ratio between the velocity dispersion parallel to the disk σ_{disk} and the vertical velocity dispersion σ_z which can go up to a factor of 5.

The outcome of this increased velocity dispersion is a reduction of the SFR (Figs. 9.2 and 9.3). As can be seen, an increase of the velocity dispersion by a factor of a few leads to a decrease of the SFR by nearly a factor 10, which is a very significant drop. This illustrates the fact that in this regime, the externally driven turbulence can substantially modify the ISM evolution.

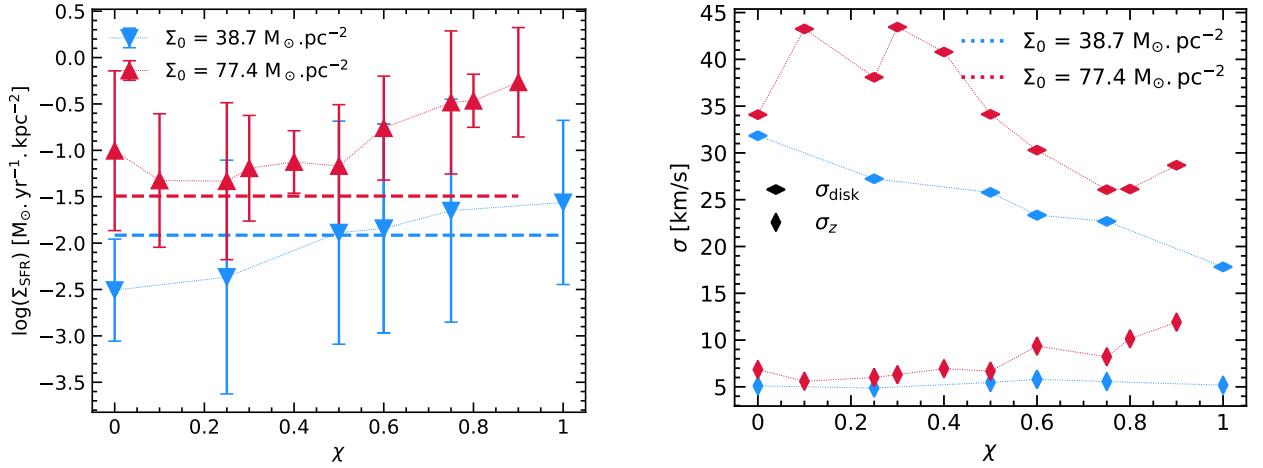
9.3.2 Influence of the compressive fraction on the turbulence

The dual effects of turbulence, which both triggers and quenches star formation, is particularly clear when the amount of compressive modes is varied. Indeed, compressive modes generate motion in the same direction as the propagation of the wave, creating overdensities and underdensities. If the driving is strong enough, these overdensities can collapse and form stars. Solenoidal driving is, on the contrary, less prone to create overdensities. Indeed, the direction of the induced motions being perpendicular to the direction of the wave propagation, such driving tends to shear overdensities apart instead of enhancing them. This is well illustrated in the study of the PDF in purely hydrodynamic simulations (Federrath et al., 2008). The density PDF is broader and explore higher densities when the compressive fraction χ is closer to one (compressive driving) than when it is closer to zero (solenoidal driving). To quantify the effect of the compressibility of the turbulent driving on the star formation rate, we run the COMP experiment. Again we selected galaxies with initial column density of 38 and 77 $M_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$. With every other parameter fixed, we modified the compressive fraction, from 0 to 1. This compressive fraction only applies to the scale of injection. The ratio of compressive over solenoidal modes at lower scales may be different as in Federrath (2013).

The column density maps of snapshots at 58 Myr of these simulations are shown in the lower panel of Fig. 9.1. From left to right the compressibility is increased from 0 to 1. If we focus on the edge-on view (top), we see that the purely solenoidal case produces horizontal filaments while more clumpy structures are produced when the compressibility increases. Indeed, from the face-on view we see that dense structures tend to be smaller when the compressive fraction is smaller. These bigger and denser structures are actively star-forming. As a result, and this can be seen in Fig. 9.4a, increasing the compressibility increases the SFR by a factor of about 10. However, even a purely compressive run produces fewer stars than with no turbulent driving (compare with Figure 9.7), so the effect of turbulent driving, at this strength, is always to quench star formation no matter the compressibility.

Interestingly, even if the driving has been calibrated to produce identical velocity dispersion irrespectively of the compressibility (see section 9.6), a dependence of the velocity dispersion on the compressibility (see Fig. 9.4b) is nevertheless observed. The variations of the velocity dispersion remain however well below the variations induced by the variations of the driving strength.

Overall these results clearly indicate that the nature and thus the sources of the turbulence are important to identify, not only regarding the driving intensity of the turbulence



(a) Surface density of star formation rate as a function of the compressibility χ of the driving. The dash line is the value of the SFR given by the SK relation.

(b) Mass weighted velocity dispersion measured in the COMP simulations at 58 Myr, at the kpc scale.

Figure 9.4 – Study of the effect of the compressibility of the turbulent driving on the SFR (group COMP).

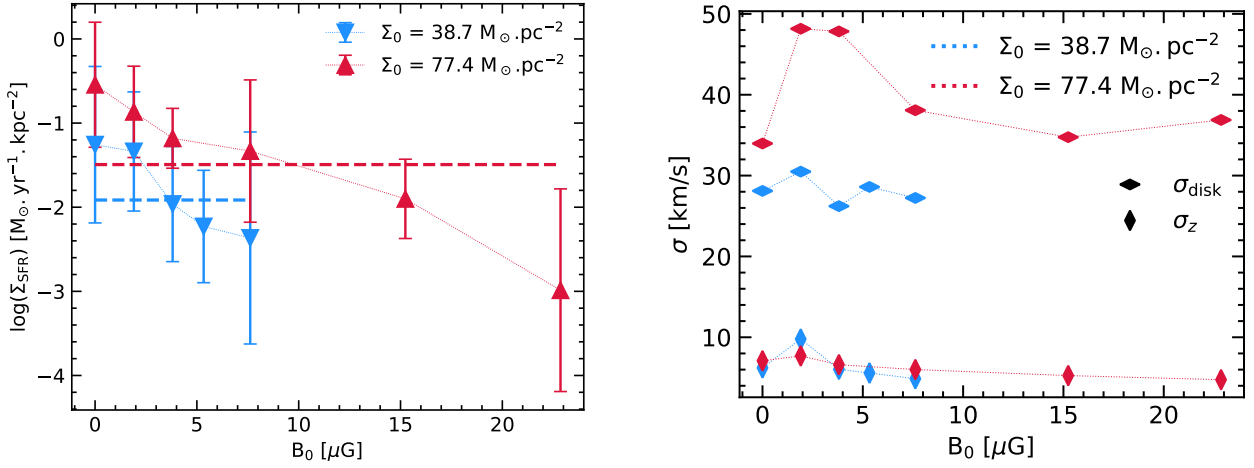
but also regarding the compressibility of the ISM turbulence. Indeed, both are playing significant role in setting the SFR.

9.4 Influence of the magnetic field

The magnetic field plays an important role on the gas dynamics and in the structure of the ISM (Hennebelle & Inutsuka, 2019). In the following we look at what is the impact of stronger initial magnetic fields on the SFR in our simulations, all other parameters being kept the same. We consider the simulations from the group MAG (cf Table 9.1). We vary the initial central magnetic field B_0 from $0 \mu\text{G}$ to $15 \mu\text{G}$. As a reminder, the initial magnetic field is uniform in the galactic plane and follows a Gaussian distribution in the vertical direction (see Eq. (9.3)). The initial column density for these runs is also 33.7 (medium) or $77.4 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ (high).

Figure 9.5a shows that increased magnetic field has a quasi linear effect on the star formation rate. For the two cases (medium and high column density), we see that as B_0 is increased from 0 to $7 \mu\text{G}$, the SFR has dropped by a factor of nearly 10. Since high magnetic intensities lead to substantial SFR reduction, it implies that a strong magnetic field could reduce the turbulent energy needed otherwise to sustain a low star formation rate. This point is further investigated in section 9.5.3.

The effect of the magnetic field on the SFR is a consequence of magnetic support, which locally resists the impact of self-gravity but also of the global magnetic support that leads to large disk scale height (Iffrig & Hennebelle, 2017) and therefore reduced densities. To further check this point, we investigate the effect of the magnetic intensity on the density



(a) Effect on the SFR. The legend is the same as in Figure 9.2. The dash line is the value of the SFR given by the SK relation.

(b) Velocity dispersion measured in the MAG simulations at 58 Myr.

Figure 9.5 – Study of the effect of the intensity of the initial magnetic field (group MAG). B_0 is the initial midplane intensity of the magnetic field.

profile in Fig. 9.6. For low magnetic fields, the star formation rate is so high that the gas in the midplane of the disk is accreted in stars or swept up by the supernovae and this depletes the gas near the equatorial plane, as can be seen in the column density map and on the upper right panel featuring the averaged density profile.

The scale height, noted with "+" marks, increases when the initial magnetic is increased from 3 to $15 \mu\text{G}$. However, the density profile is not smooth, and the effect of the magnetic field is better understood by comparing the profile at $t \approx 58 \text{ Myr}$ (in colors) with the initial profile (black dashed line). We see that the gas is lifted and a significant amount of gas is lost through outflows (upper left panel). Stronger magnetic field triggers stronger outflows. This effect is also seen in Girichidis et al. (2020)'s simulations. Magnetic-driven outflows can be distinguished from the supernova outflows observed in the low magnetic field cases because they happen earlier in the simulation.

It is important to note that increased outflows also contribute to the diminution of the SFR. Indeed, less gas remains available for gas formation.

In the bottom panel of Fig. 9.6, we observe that the value of the initial magnetic field does not seem to affect the distribution of the gas in the horizontal direction, where turbulent motion generated by the driving dominates the dynamics of the gas. For the same reason, it has very little effect on the velocity dispersion, as can be seen in Fig. 9.5b. The regulation effect of magnetic field is thus mainly due to how it changes the vertical structure.

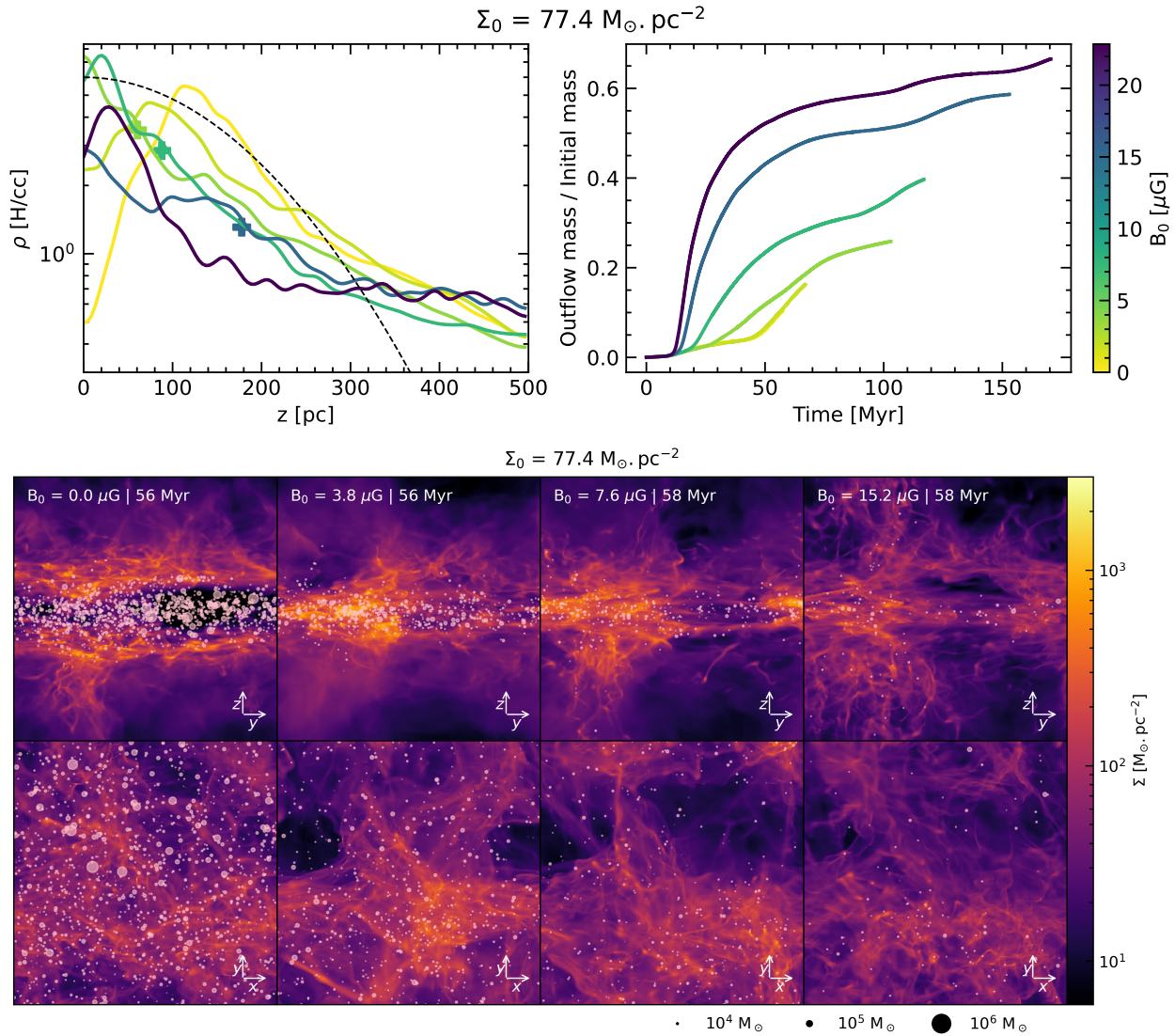


Figure 9.6 – Effect of the magnetic field on the structure of the disk and the outflows (group MAG), for high column density. *Top-left panel:* Averaged density profile (slightly smoothed for readability) at $t \approx 58$ Myr. For runs where the midplane density is close to the maximum density, the position where density is half of the midplane density is marked with a "+". The black dash line correspond to the initial profile. *Top-right panel:* is the mass loss via outflows through the open up and down boundaries. *Lower panel:* Edge-on (top) and face-on (bottom) column densities.

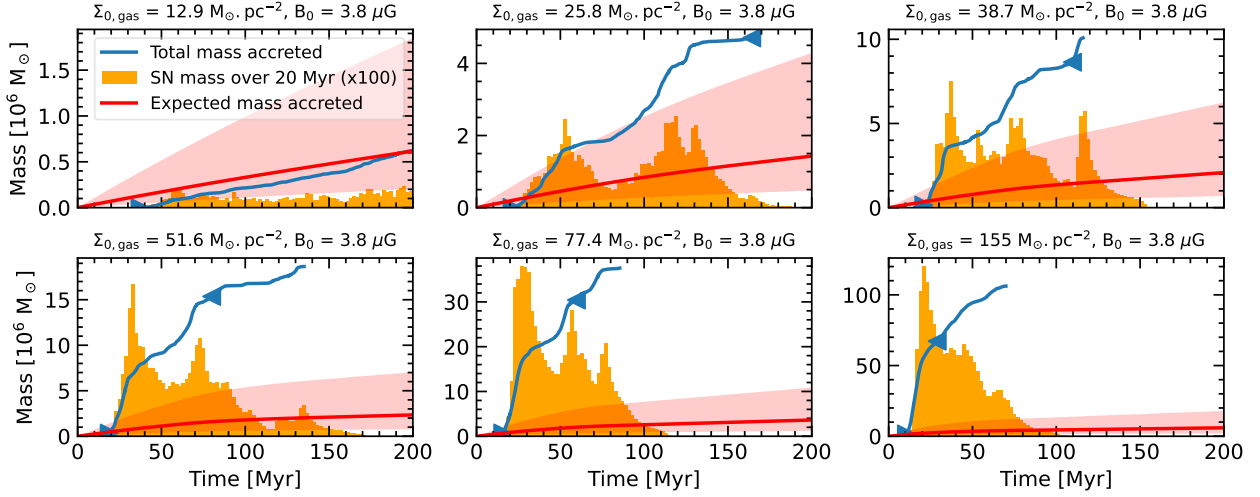


Figure 9.7 – Stellar mass for the group NOTURB. The red line is the stellar mass creation if the SFR in the kpc box equal to $2.5 \times 10^{-3} (\Sigma/10 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2})^{1.4} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ (Kennicutt & Evans, 2012). The red-colored zone corresponds to SFR 3 times higher and lower and aims to represent the spread of the Schmidt-Kennicutt relation. The orange histogram is the mass (multiplied by 100 for readability) of stars that blow up into supernovae in a time span of 20 Myr. The SFR computation for Figure 9.8 starts when 3 % is consumed or lost ($t_{3\%}$, left triangle) and ends when 40 % of gas is consumed or lost ($t_{40\%}$, right triangle).

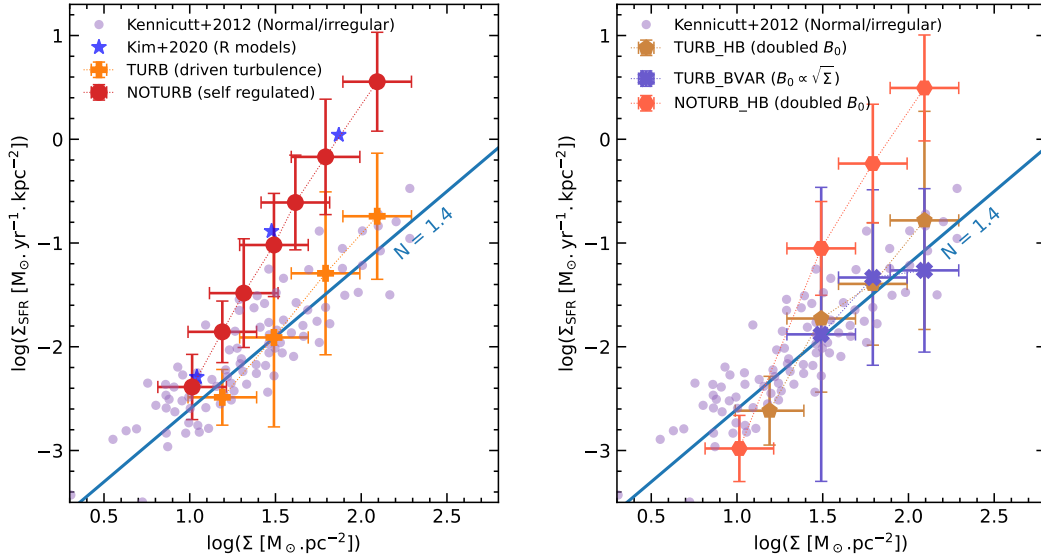


Figure 9.8 – Star formation relation for the groups NOTURB and TURB (left) and with higher magnetic field (right). We added data from observations of normal and irregular galaxies and the blue line represents the SK relation (Kennicutt & Evans, 2012). We also compare with results from the R models of Kim et al. (2020). Both comparison should be taken carefully, since observational and numerical bias are different and the simulations from Kim et al. (2020) have a different box size and shape, a different integration time, a different feedback implementation and a higher external potential for high column density.

9.5 Reproducing the Schmidt-Kennicutt relation

We now investigate the influence that turbulence and magnetic field have on the Schmidt-Kennicutt relation.

9.5.1 Self-regulation by stellar feedback?

Brucy et al. (2020) found that stellar feedback alone cannot regulate the SFR to match the observed values, especially when the column density is high.

In this section we focus on the simulation of the NOTURB group, without injection of turbulence from large scale.

Self-regulation works well for galaxies with column densities close to the mean value of the Milky-Way ($\approx 10 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$). In our simulation with a starting column density of approximately $12 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$ ($n_0 = 1$), star formation is moderate and well in line with the observations. However, for higher column densities, Fig. 9.7 reveals that the star formation rate, blue solid line, is far above the observationally determined values represented by the thick red line. Moreover, the star formation vs column density relation that can be derived is much steeper (see Fig. 9.8, left) with typically $\dot{\Sigma} \propto \Sigma^{2.5}$.

Figure 9.7 shows that high SFR generates a peak in SN mass. After that peak, star formation is reduced for a while. However, the accumulation of gas at large scale is not destroyed, and the very dense gas reservoir is replenished over a period of a few tens of Myr. As a consequence, star formation can continue at a fast rate. This adds up to the fact, already highlighted in previous studies (Brucy et al., 2020; Nusser & Silk, 2021), that the energy injection via stellar feedback is lower than what would be needed to maintain the SFR at a rate compatible with the SK relation, as well as the energy injected via gravo-turbulence to maintain the Toomre parameter $Q \sim 1$. Therefore, this constitutes a strong evidence that stellar feedback cannot regulate star formation sufficiently in high column density environments.

9.5.2 The impact of turbulent driving on the Schmidt-Kennicutt relation

Brucy et al. (2020) has shown that it was possible to obtain a star formation relation compatible with the SK relation if the turbulent driving is scaled with the initial column density. In this work we reproduce this result with the slightly different method for turbulent injection presented in section 9.2.4, and with the improved SFR computation presented in section 9.2.5. For the group of simulations TURB, we keep the same magnetic field for all the simulations, and we look at increasing column densities. The compressive fraction is set at 0.25. This choice can be discussed: it is less than the natural mix that would be 0.5 (Federrath et al., 2008) but the velocity field in Jin et al. (2017)'s galactic scale simulation hints that solenoidal mode may dominate at large scale.

For each column density, we run several simulations with different driving strength (as in section 9.3.1) and selected the one with a SFR closer to the SK relation. Figure 9.8 portrays the result, where the differences between the SFR from simulations with and without driving is rather clear.

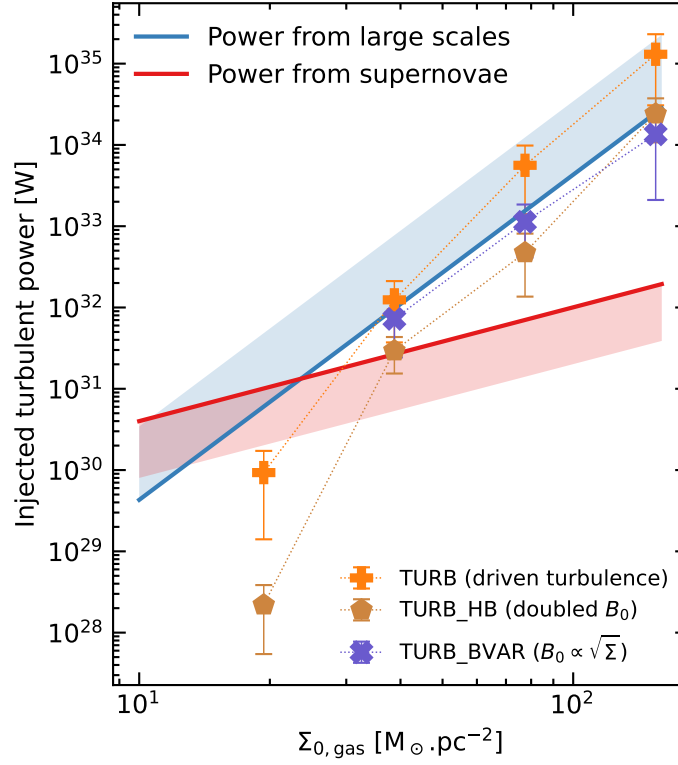


Figure 9.9 – Time averaged injected power by the turbulent driving force in the whole simulation box between 4 and 60 Myr. The driving strength has been calibrated so that the SFR is close to the SK relation (see section 9.5.2 and 9.5.3, as well as Fig. 9.8). The mean value is the total energy injected during the period divided by the time span, while the error bar is the standard deviation from the power computed at each timestep. The blue line show a lower bound of the expected power injected from large scale, for a constant Toomre parameter close to 1 and a constant epicyclic frequency. The red line show an upper of the power injected by supernovae, assuming a SFR equal to the one given by the SK relation. The details on how both of these bounds are computed are given in [Brucy et al. \(2020\)](#).

This proves that the turbulent driving from large scale is a valid candidate to close the gap between the observations and the simulations with only stellar feedback. Obviously, the question is whether the added driving is realistic, in terms of energy injected, resulting speed dispersion as well as regarding the consequence on the structure of the ISM.

One possible diagnostic is to compute the energy injected within the simulation as already done in [Brucy et al. \(2020\)](#). Another is to look at the velocity dispersion. Both are discussed below.

9.5.3 The impact of magnetic field on the Schmidt-Kennicutt relation

The actual value of the magnetic field in galaxies ([Beck, 2015](#); [Han, 2017](#)) remains controversial as it is very difficult to measure. However, based on energy equipartition, it is reasonable to think that gas-rich galaxies are subject to stronger magnetic fields. As

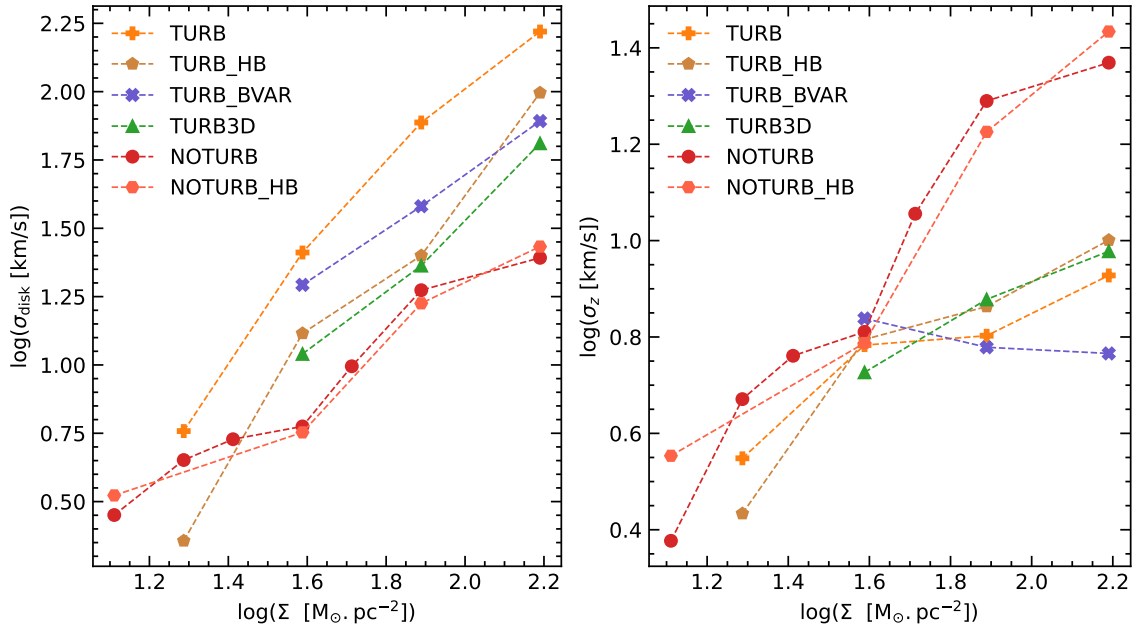


Figure 9.10 – Mass weighted velocity dispersion in the disk computed at $t = 58$ Myr. Left: velocity parallel to the galactic plane. Right: vertical velocity.

shown in section 9.4, a stronger magnetic field results in a diminished star formation rate.

It is thus interesting to investigate how the magnetic field, in conjunction with turbulence, may contribute to shape the Schmidt-Kennicutt relation. To investigate this, we run four series of simulations called NOTURB_HB, TURB_HB, TURB_BVAR. The description of all simulations can be found in Table 9.1. We remind that NOTURB_HB and TURB_HB are respectively the same as NOTURB and TURB but with doubled magnetic intensities.

For the group TURB_BVAR, the initial magnetic field, parameterized by its mid-plane value B_0 , scales as the square root of the column density. That way, the ratio between kinetic and magnetic energy at the beginning of the simulation stays the same.

The right panel of Fig. 9.8 displays the SFR for the runs NOTURB_HB, revealing that in spite of twice more intense field initially, the trend remains similar to the SFR of the NOTURB runs. In particular, the SFR dependence on the column density is clearly too steep.

To investigate the impact that magnetic fields have on the SK relation in conjunction with turbulence, we proceed as with the TURB group. For each value of the initial column density and magnetization, we make an educated guess of what would be good strength of the turbulent RMS to get a SFR close to SK (equal within a factor of 2). We then launch the simulation, compute the SFR and correct the RMS if necessary. The simulation we finally selected and which are described in Table 9.1 are the ones which produce a mean SFR closer to the SK value. The goal is to see, for an initial given magnetic field and column density, how much turbulent energy is needed to reproduce SK.

First, the right panel of Fig. 9.8 shows with our choices of RMS strengths, we reproduce the SK relation for all groups as expected. The SFR is globally slightly lower for the TURB_BVAR group, meaning that we slightly overestimate the needed turbulent energy for this group.

Second, Fig. 9.9 shows how much power is injected into the simulation by the driven turbulence for all groups, as a function of the column density. It reveals that the requested power is significantly reduced in the presence of substantial magnetic fields. Compared to the series of runs `TURB`, the power with which it is necessary to drive the turbulence is more than a factor of ten lower when the magnetic field is doubled, and the slope is roughly the same (group `TURB_HB`). When the magnetic field scales as the square root as the column density (group `TURB_BVAR`), the power law slope of the power needed to reproduce the SK relation versus the column density is lowered from almost 5 to 4.

This means that magnetic fields may significantly contribute to the origin of the SK relation.

9.5.4 Velocity dispersion

The velocity dispersion is also a clear and simple diagnostic to assess the realism of simulations. Figure 9.10 displays the velocity dispersion as a function of column density for the various runs performed.

Several trends are worth noticing. First, in the absence of turbulent driving (runs `NO-TURB` and `NOTURB_HB`), the velocity dispersion remains broadly isotropic while in the presence of driving, particularly at high column densities, the velocity dispersion in the disk plane is several times larger than the velocity along the z-axis. Interestingly, in the presence of driving the velocity dispersion in the disk plane is larger than without driving whereas the reverse is true for the z-velocity. This is because in the latter case, self-gravity is strong and triggers isotropic collapse in various places. In the presence of large magnetic fields (runs `TURB_HB` and `TURB_BVAR`), the velocity dispersion necessary to reproduce the SK relations is smaller by a factor of about 2. Since the energy dissipation rate is expected to be proportional to σ^3 , this is in good agreement with the factor of about 10 induced for the driving power presented in Fig. 9.9.

9.5.5 Three-dimensional driving

The high anisotropy of the velocity field found in the driven simulations is a consequence of the 2D turbulent driving. The driving force is parallel to the disk. Furthermore, it does not depend on the vertical coordinate, because the wave vectors of the Fourier decomposition of the force are also aligned with the disk. Both of these assumptions are quite strong and can be relaxed.

Even if large scale motion are expected to be aligned with the galactic plane, turbulent eddies can spread in the vertical direction if their size is below the scale height of the disk. In this last part we try to modify our driving model to take this into account. The driving force follow the same equations as in section 9.2.4 with the following modifications.

We changed the power spectrum F_0 to add vertical modes with wavelength around 32

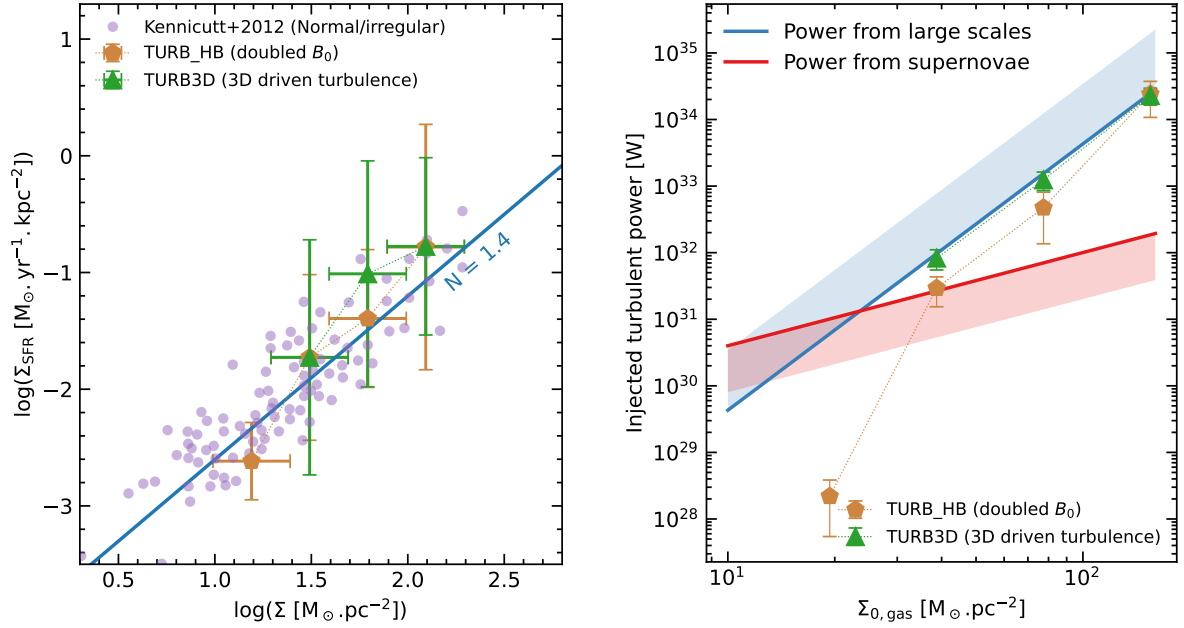


Figure 9.11 – Surfacic SFR (left) and injected turbulent energy (right) for the TURB3D group compared to the TURB_HB. Legends are the same as in Fig. 9.8 and Fig. 9.9 respectively.

pc (the disk scale height is initially 150 pc).

$$F_0(\mathbf{k}) = \begin{cases} \left(\frac{k}{2\pi}\right)^{-5/3} & \text{if } 2 \leq \frac{k_x}{2\pi}, \frac{k_y}{2\pi} \leq 3 \text{ and } 30 \leq \frac{k_z}{2\pi} \leq 32, \\ 0 & \text{if not.} \end{cases} \quad (9.18)$$

The projection operator P_{ζ} is the normal 3D projection operator defined in Schmidt et al. (2009). However, we apply a factor of 0.3 to the vertical motion of the resulting force to avoid too strong motions in the vertical direction that may destroy the disk.

As for the 2D driving, we were able to find value of the turbulent driving that leads to SFR compatible with the SK relation (Fig 9.11, left panel). Compared with the closest set of simulation, TURB_HB, the energy needed to achieve SK is slightly increased, as can be seen in the right panel Fig. 9.11. However, from Fig. 9.10 we see that the velocity dispersion in the disk is lower, as well as the anisotropy. We see no significant increase of the vertical velocity dispersion, probably because of the strong attenuation of the vertical component of the force. With this experiment we see that by releasing the assumption on 2D turbulence less anisotropic velocity dispersion can be produced. When more accurate constraints on the turbulent driving will be available, the presence and the strength of a vertical component is an important item to keep an eye on.

9.6 Calibration of the turbulent driving

In section 9.3.2 we looked the effect of changing the solenoidal fraction ζ of the driving on the star formation rate. In order to have a fair comparison, it is important to be sure

that the strength of the driving is the same independently of ζ . A way to check this is to look at the root-mean-square function (RMS) of the power of the Fourier modes:

$$\text{RMS}(t) = \sqrt{\int |\hat{f}(\mathbf{k}, t)|^2 d^3\mathbf{k}} \quad (9.19)$$

The time averaged RMS depends on the solenoidal fraction (see Figure 9.12) and the role of the normalization factor g_ζ of Equation 9.15 is to correct this. Because we are using a 2D driving instead of a 3D driving, we cannot use the normalization factor given by Schmidt et al. (2009) in their Equation (9). Instead, we empirically compute the relevant factor by running the turbulent generation code without any normalization and comparing the measured RMS in the Fourier space with the input f_{rms} (see Figure 9.12). A fit of the obtained curve then gives the g_ζ factor we use in the code.

$$g_\zeta = 0.93(1 - \zeta)^2 - 0.87(1 - \zeta) + 0.76 \quad (9.20)$$

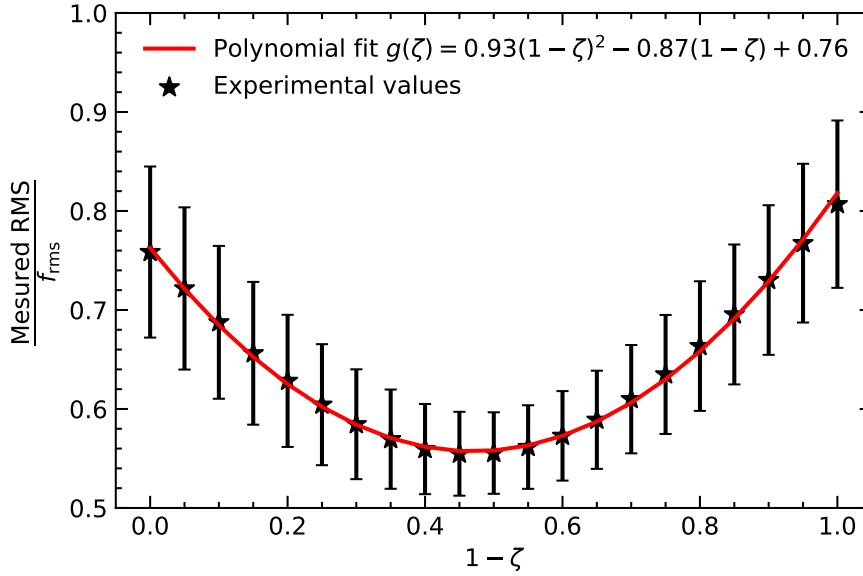


Figure 9.12 – Ratio of the time averaged RMS (as in Equation 9.19) over the f_{rms} parameter for unnormalized simulations. The fit of the curve gives the normalization factor g_ζ .

9.7 Limitation of the supernova feedback

When supernovae explode in low density environment, they can generate very high velocities and temperatures. This leads to a numerical issue, because it implies very low time-steps, to a point that the simulation can hardly progress. In order to avoid this in our simulation, the energy from supernovae is mainly injected as a momentum, and both the gas temperature and the gas velocity cannot go above respectively $T_{\text{sat}} = 10^6$ K and $V_{\text{sat}} = 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. As a consequence we do not model the very hot phase of the gas which, despite representing only a small fraction of the total mass of the ISM, fills the majority

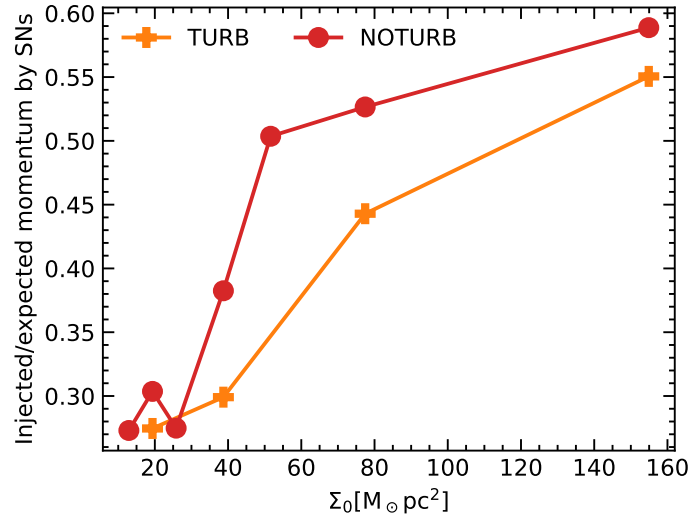


Figure 9.13 – Averaged ratio of the injected momentum over the expected reference momentum of $4 \times 10^{43} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ for all the supernovae that blew during the simulation. For simulations with higher initial column densities, the injected momentum get closer to the reference value.

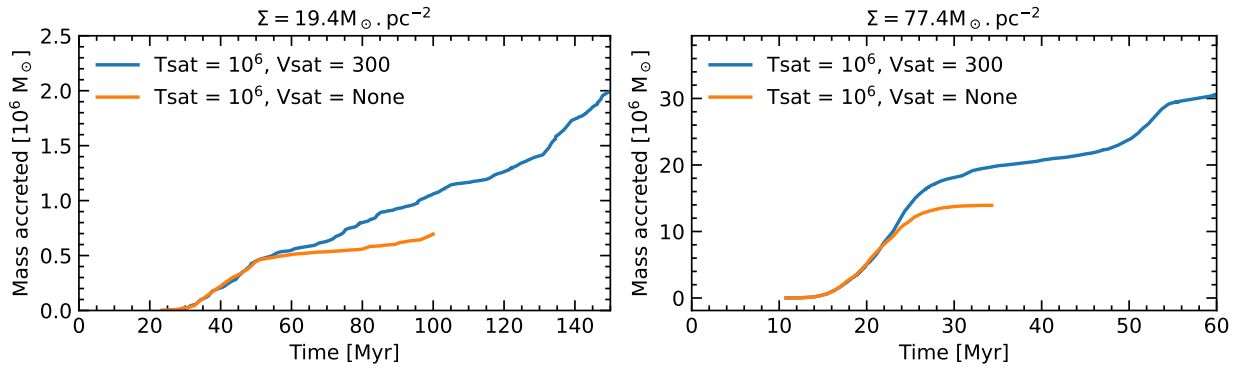


Figure 9.14 – Comparison of the SFR with (blue line) and without (orange line) the limitation of the velocity of the SN ejecta for $n_0 = 1.5$ (top) and $n_0 = 6$ (bottom).

of the volume. However, the hot gas cools down very slowly, and thus cannot collapse to form stars at the timescale we are looking at. Furthermore, with our 4 pc resolution, the cooling radius is not resolved for most of the supernovae, especially for the most massive simulations.

Limiting the velocity means that overall the momentum injected is lower than prescribed by the supernova model, as can be seen in Fig. 9.13. The figure depicts the ratio of the total momentum effectively injected by supernovae over the total expected momentum, which is the number of supernovae multiplied by the reference value of $4 \times 10^{43} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. In average 30 to 60% of the reference momentum is injected, with higher ratio in dense environment. This may seem very low but it is worth noting that supernovae exploding in low density environment have a quasi negligible impact on dense gas, as was demonstrated by [Iffrig & Hennebelle \(2015\)](#).

In order to check that the limitation of the velocity of the gas does not change signifi-

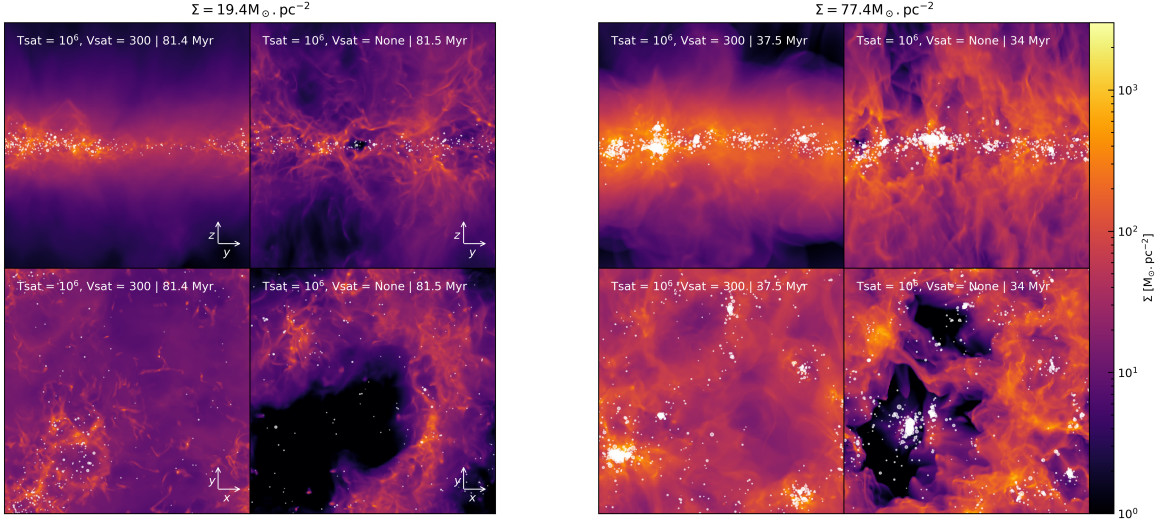


Figure 9.15 – Comparison of the edge-on (top) and face-on (bottom) column density map with and without (respectively left and right of each panel) the limitation of the velocity of the SN ejecta for $n_0 = 1.5$ (left panel) and $n_0 = 6$ (right panel).

cantly the outcome of the SFR, we ran two simulations analogous to NOTURB with $n_0 = 1.5$ and 6 without the limitation. Once supernovae go off, the timestep of the simulation without the limited velocity is 10 times lower than the fiducial one. Therefore, the simulations without limited velocity are evolved for a smaller amount of time. Since our main focus is the computation SFR, we compared the amount of gas accreted by the sink particles in both cases in Fig. 9.14. It shows that for the period considered, the limitation of the velocity due to SN feedback leads to an overestimation of the SFR by a factor 1.6. This is comparable to the uncertainty due other factors, such as specific choices in the sink creation recipe, implementation of other stellar feedback, resolution, etc. We are unable to

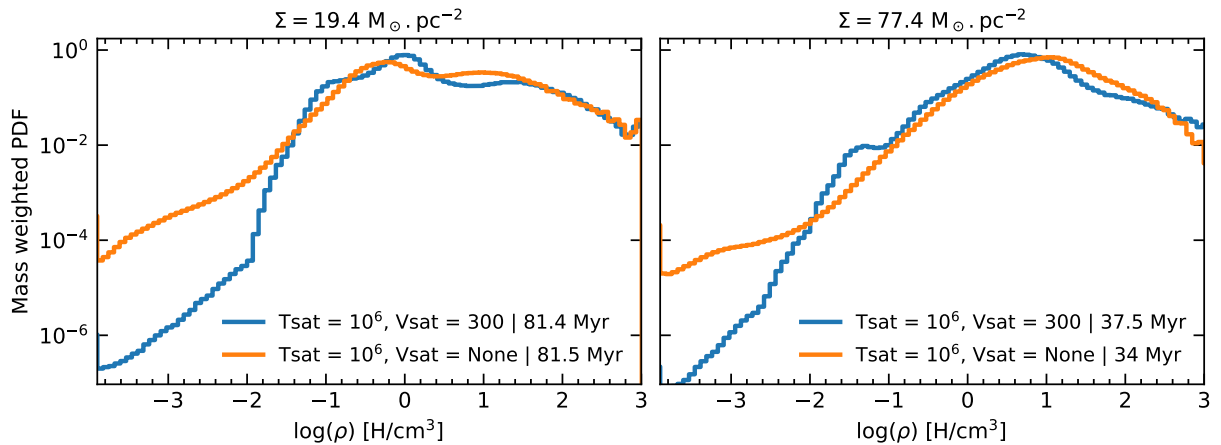


Figure 9.16 – Mass-weighted probability distribution function of the gas density for the same snapshots as Fig. 9.15.

run the simulation longer but similar simulations run by [Kim & Ostriker \(2017\)](#); [Ostriker & Kim \(2022\)](#) with an elongated box in the vertical direction hints that the SFR is bound to oscillate, with bursts of similar or slightly lower amplitude as the first event of star formation depicted in [Fig. 9.14](#).

The column density map ([Fig. 9.15](#)) reveals that our fiducial simulation fails to capture an important feature of the gas structure: superbubbles of hot gas. However, the dense gas does not seem to be affected much by the change of the SN feedback recipe: it is displaced but its internal structure and its quantity are roughly the same. The latter point can be verified through the mass weighted probability distribution function of the gas density pictured by [Fig. 9.16](#). This figure shows that the amount of very low density gas increases when the supernova speed is not limited, but the amount of dense gas stay the same.

9.8 Discussion and conclusion

In this work, we extend the study of [Brucy et al. \(2020\)](#) on what sets the star formation rate at the kiloparsec scale. Using a very similar numerical setup of a kiloparsec cube region of a galaxy, we explore the parameter space, and more particularly the effect of the compressibility of large scale turbulence and the strength of the magnetic field. [Brucy et al. \(2020\)](#) showed that stellar feedback alone was not sufficient to quench star formation accordingly to observed star formation rate, and that the large scale turbulent driving may be the main effect missing, explaining the gap. To refine the study, both the mechanism of turbulence injection ([section 9.2.4](#)) and the computation of the star formation rate ([section 9.2.5](#)) were improved to allow a better comparison with the observed SFR. Compared the reworked method for turbulence injection with the one used in [Brucy et al. \(2020\)](#), quenching via large scale turbulence is more efficient in low column density and slightly less efficient in high column density.

The main results of this study are the following:


1. In high column density environments, stellar feedback is unable to destroy large accumulation of dense gas and quench star formation efficiently enough to yield rate compatible with observations ([section 9.5.1](#)),
2. If strong enough, 2D large scale turbulent driving can destroy these giant clouds and efficiently quench star formation down to levels compatible with observations ([section 9.5.2](#)),
3. Increasing the 2D turbulent driving linearly increases the velocity dispersion parallel to the disk up to a maximal limit where it saturates. Under this saturation limit, stronger turbulent driving translates into lower SFR ([section 9.3.1](#)),
4. The compressibility of the turbulent driving force matters as more compressive driving schemes are ten times less efficient as solenoidal ones to quench star formation ([section 9.3.2](#)),
5. Increased magnetic field can also have a dramatic effect on the SFR, where an increase of roughly $10 \mu G$ reduces the SFR by a factor 10 ([section 9.4](#)). It cannot explain the observed SFR alone with stellar feedback, but it reduces the amount of energy needed from large scale driving ([section 9.5.3](#)).

With this work, we provided an overview on how the large scale driving, and the mean value of the magnetic field, influence the star formation rate. The next step towards the comprehension of what regulates the star formation rate at the kpc scale in general and the role of the turbulent driving in particular is to get constraints on the energy that can be tapped from large scale as well as the precise nature of the driving. Several analytical works have been done to investigate of what could be the source of this turbulence, from gravitational instabilities (Nusser & Silk, 2021), mass transfer within the galactic disk (Krumholz et al., 2018; Meidt et al., 2020) or accretion onto the disk from the circumgalactic medium. Observations from local (eg. Sun et al., 2022) or high-redshift galaxies, as well as isolated and cosmological simulation are other ways to better know how energy is transferred from large to small scales.

Quatrième partie

Fragmentation et turbulence dans les disques

Fragmentation des disques autogravitants

n point important laissé sans réponses par l'étude présentée dans la partie III restreinte à des régions isolées de galaxie est celle de l'énergie effective développée par la turbulence à grande échelle. Pour y répondre il faut sans surprise s'intéresser à l'échelle globale du disque. Avant de s'intéresser tout particulièrement à la question de la turbulence dans les disques galactiques, ce qui est l'objet du chapitre suivant, j'ai travaillé sur un problème théorique spécifique aux disques, celui du lien entre la fonction de refroidissement et la formation de fragments dans le disque. Ce problème, étudié dans un cadre idéalisé, éclaire à la fois la formation des étoiles dans les disques galactiques mais également la formation des planètes dans les disques protoplanétaires. Ses conclusions, bien qu'elles ne soient pas directement transposables à notre problème, éclairent la façon dont le gaz se structure au sein des disques et se fragmente sous l'effet de l'instabilité gravitationnelle. Cette étude a été publiée dans la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Brucy & Hennebelle, 2021) et a été réalisée en collaboration avec Patrick Hennebelle.

Résumé en français

Les disques gazeux auto-gravitants, c'est-à-dire pour lesquelles la gravité du gaz n'est pas négligeable, jouent un rôle essentiel en astrophysique, en particulier pour la formation des étoiles et des planètes. Nous considérons ici un modèle de disque gazeux orbitant autour d'une masse centrale dix fois plus grosse et soumis à un refroidissement idéalisé. Ce modèle est caractérisé par une échelle de refroidissement β exprimée en unité de temps de rotation du disque. C'est une manière de paramétrer la vitesse du refroidissement en fonction des autres données du problème. On s'intéresse alors à la formation de fragments au sein du disque, c'est-à-dire à des zones largement plus denses que la moyenne, susceptible de s'effondrer pour former des étoiles ou des planètes. Ce type de modèle, un classique de la littérature sur les disques en astrophysique, a été étudié de

nombreuses fois à l'aide de simulations SPH ou en deux dimensions. Ici nous complétons ces études à l'aide du code `RAMSES` dont le schéma de Godunov en trois dimensions permet un traitement précis des chocs.

Comme d'autres avant nous, nous ne trouvons pas que la valeur critique de β en dessous de laquelle le disque fragmente converge avec la résolution. Au contraire, en étudiant la PDF de la densité de colonne, nous mettons en évidence le fait qu'il n'y a pas de séparation stricte entre les cas où des fragments sont observés et les autres, mais qu'il y a une transition douce avec une probabilité de fragmenter qui diminue quand le refroidissement devient moins efficace. Nous observons que la partie dense de la PDF suit une loi de puissance dont la pente est proportionnelle à β . Nous en proposons une explication basée sur l'équilibre thermique entre le refroidissement imposé par notre modèle et le chauffage généré par les instabilités gravitationnelles. Un refroidissement plus efficace doit être compensé par plus de chauffage, ce qui implique la génération d'une plus grande fraction de gaz dense et donc produit une PDF plus plate. L'analyse de nos simulations nous amène à proposer un scénario de formation en deux étapes, similaire à celui proposé par [Takahashi et al. \(2016\)](#). En premier lieu se forme une structure spirale, générée par le transport de moment cinétique dans le disque. Dans un second temps, le gaz s'effondre au sein des filaments qui composent la spirale, jusqu'à la formation de fragments gravitationnellement stables.

10.1 Introduction

Disks are ubiquitous in astrophysics and a key property is their ability to fragment. Far enough from the centre, the gas can collapse under its own gravity and forms bound objects. This is of prime importance in protoplanetary disk around young stars for instance, since it is a possible scenario for planet formation ([Boss, 1998, 2000](#)). Under which conditions this collapse can occur is still poorly understood. First, the disk must be gravitationally unstable. This was quantified by [Toomre \(1964\)](#) with the so-called Toomre Q parameter

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma}. \quad (10.1)$$

This parameter is obtained by a linear stability analysis. It takes into account the competing effects of the self-gravitation (via the column density Σ and the gravitational constant G) versus the thermal support (via the sound speed c_s) and the tidal shear (via the epicyclic frequency κ , equals to the rotation rate Ω for Keplerian rotation). Values of $Q \lesssim 1$ correspond to unstable disks.

Since gravitational instabilities result in the heating of the disk, the cooling rate must be accounted for. [Gammie \(2001\)](#) ran two-dimensional shearing-box simulations of a local part of a thin disk. He used a simple cooling model, removing internal energy with a cooling time

$$t_{\text{cool}} = \beta \Omega^{-1} \quad (10.2)$$

where β is a free parameter. The author has shown that if $\beta \gtrsim \beta_{\text{crit}} = 3$, then the disk eventually reach a steady state where the cooling is balanced by the heating created by the dissipation of the turbulence generated by the gravitational instability. In [Shakura &](#)

Table 10.1 – Main notations and abbreviations used in the chapter.

Notation	Description
G	Gravitational constant
M_{\star}	Mass of the central object
\mathbf{g}_{\star}	Gravity field due to the star
\mathbf{g}_{gas}	Gravity field due to the gas
ρ	Gas density
Σ	Column density
Ω	Rotation frequency
α	Shakura and Sunyaev α parameter
α_{grav}	Gravitational stress contribution to α
h	Scale height of the disk
Q	Toomre's parameter
κ	Epicyclic frequency
M_d	Disk's mass
r_d	Disk's maximal radius
t_{cool}	Cooling time
$\beta = \Omega t_{\text{cool}}$	Cooling parameter
β_{crit}	Critical value of β for fragmentation
l	Refinement level
l_{max}	Maximal refinement level
L	Size of the simulation box (code unit)
\mathbf{v}	Gas velocity
v_{kepl}	Keplerian speed
P	Gas pressure
γ	Adiabatic index
T	Gas temperature
E	Gas total energy
U	Gas internal energy
c_s	Sound speed
ORP	Outer Rotation Period
FSP	Filamentary Spiral Pattern
$\mathfrak{S} = \Sigma/\overline{\Sigma}$	Fluctuation of column density
\mathcal{P}_{β}	PDF of $\log(\mathfrak{S})$ for a given value of β
\mathfrak{S}_0	see figure 10.5b
P_0	see figure 10.5b
s	Power-law slope of \mathcal{P}_{β}
g_{fil}	Gravity field toward the centre of filament
R_{fil}	Rotational support within filaments
$f_{P,\text{fil}}$	Pressure force within filaments
\mathbf{V}	Vector
V_a	a component of vector \mathbf{V}
\overline{X}	Azimuthal mean of X
\mathbf{e}_a	Unitary vector for the axis a

Sunyaev (1973)'s α formalism, this balance writes

$$\alpha = \frac{4}{9\gamma(\gamma - 1)\beta} \quad (10.3)$$

where γ is the adiabatic index. On the contrary, if the cooling is stronger and $\beta \lesssim \beta_{\text{crit}}$, then the disk fragments.

Gammie's results were extended to three-dimensional (3D) global disks by Rice et al. (2003) using Smoothed Particle Dynamics (SPH) simulations. Lodato & Rice (2004, 2005) found that the dissipation of energy in steady-state disks was well-described by a local viscous approach. Rice et al. (2005) found a value β_{crit} between 6 and 7 for $\gamma = 5/3$ for disks ten times less massive than the star. Using Equation (10.3), they interpreted this limit as a maximum value of the stress α a disk can undergo before fragmenting, and estimate it as $\alpha_{\text{max}} \sim 0.06$. Interestingly, Meru & Bate (2011a) found that the value of β_{crit} found by Rice et al. (2005) is a function of the local disk mass, and Meru & Bate (2011b) found that the value was not converged with resolution. Several authors tried to explain this non-convergence. Lodato & Clarke (2011) argue that the resolution requirements were not fulfilled in all previous SPH simulations. On the other hand, Rice et al. (2012) stressed the effect of the amount of artificial viscosity added to resolve shocks, which can add an extra heating and prevent fragmentation. They also advised to use another implementation of the β -cooling called smoothed-cooling. Meru & Bate (2012) have shown that changing the amount of artificial viscosity indeed changes the value of β_{crit} , and from runs with very high resolution (16 million SPH particles) they predict a converged value around 20. Rice et al. (2014) extended the work of Rice et al. (2012) and exhibited a converged β_{crit} between 6 and 8 with adjusted artificial viscosity parameters and smoothed cooling.

Other factors can change the determination of the fragmentation boundary. Clarke et al. (2007) used the same setup as in Rice et al. (2005) but reduced progressively the value of β instead of setting it from the beginning. They found a value of β_{crit} two times lower than Rice et al. (2005). Paardekooper et al. (2011) stress the influence of using smooth initial conditions, suggesting to use relaxed initial conditions instead. In a later work, Paardekooper (2012) have found than disk can fragment even for very high value of β and argue that fragmentation is a stochastic process, with the probability of forming fragments diminishing for high value of β . Young & Clarke (2015) proposed a formula for the probability of forming surviving fragments by measuring the wait time between destroying shocks in 2D simulations. More recently, Klee et al. (2017) suggested that oversteepening by the slope limiting function in 2D grid simulation may increase the value of β_{crit} and also cause the stochastic fragmentation. Deng et al. (2017) claim they obtained exact convergence using a Godunov solver on a meshless finite mass scheme, with $\beta_{\text{crit}} \gtrsim 3$. Spiral or annular structures are found in all the global disk simulations mentioned above, as well in simulation using a constant value of t_{cool} throughout the disk (Mejía et al., 2005; Michael et al., 2012).

This academic problem is of interest because it may help to understand the subtle interplay between the differential rotation, the self-gravity and the thermal processes in real disks. Even without considering a lot of the physics actually involved, the problem shows a deep complexity that has not been cleared out by the numerous previous studies in the literature.

In this chapter, we present 3D simulations of a disk undergoing Gammie's β -cooling using a Riemann solver and a Godunov scheme on a 3D grid. By doing this, we get rid of the difficulty of setting manually the value of the artificial viscosity. Since the artificial viscosity seems to have a big influence on the fragmentation of the disk, it is important to study the convergence of the fragmentation boundary in this regime. We found that the distinction between fragmented and unfragmented disks is unclear and indeed does not seem to converge with resolution. If we also keep in mind [Paardekooper \(2012\)](#)'s claim that fragmentation is a stochastic process, it may be more relevant to study how do the properties of the disks evolve when we change β rather than trying to draw a clear line between two supposedly separated regimes. That motivated us to study the probability density function of the fluctuations of column density (Σ -PDF). It appears to show a power-law profile, with a slope that smoothly depends on β . The dependency on β can be simply explained with the α disk formalism and can be used to build an empirical determination of the probability to fragment as a function of β . We also found that the setting of the Σ -PDF and the of fragmentation are the result of a two-step process. First a filamentary spiral pattern (FSP) is created because of the gravitational instabilities and stabilized by the differential rotation. Second, the gas collapses alongside the filaments. A similar scenario was previously proposed by [Takahashi et al. \(2016\)](#). Our work brings a more precise description of the formation of the filament in the first step and a probabilistic estimation of the amount of fragmentation expected in the second step.

The chapter is organized as follows. In section 10.2, we present our numerical method and the set of simulation we ran. The global results for the fragmentation boundary and the Σ -PDF are presented in section 10.3. We then present our two-step scenario with first the formation of filamentary structure (10.4) and then their collapse into fragments (10.5). We draw our conclusions in section 10.8. A summary of the main notations used is available in Table 10.1.

10.2 Simulation of self-gravitating disks with β -cooling

10.2.1 Numerical Setup

We simulate a disk of gas undergoing purely hydrodynamics forces, its own gravity and the β -cooling. The simulation is ran with the 3D-grid code RAMSES ([Teyssier, 2002](#)) which uses a Godunov scheme. The flux between each cell is computed with the HLLC Riemann solver. The gravity potential is updated at each timestep with a Poisson solver, and a source term is added to the energy equation to implement the β -cooling. The Euler equations write

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (10.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g}_\star + \mathbf{g}_{\text{gas}}, \quad (10.5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot ((E + P) \mathbf{v}) = -\frac{U}{t_{\text{cool}}}, \quad (10.6)$$

where E is the total energy, P the pressure, v the velocity, U the internal energy, and g_\star and g_{gas} the gravitational fields of the star and the gas respectively.

10.2.2 Initial and Boundary Conditions

We use the same initial conditions as in Meru & Bate (2012) to allow comparison. The specific disk setup for RAMSES was inspired by Hennebelle et al. (2017). The disk is initially close to equilibrium with an initial column density profile $\Sigma \propto r^{-1}$ and a temperature profile $T \propto r^{-1/2}$ where r is the cylindrical radius. The disk has a radius $r_d = 0.25$ (code units), after which the density is divided by 100. The density and temperature at the disk radius r_d are chosen so that the mass of the disk is $M_d = 0.1M_\star$, where M_\star is the mass of the central object, and the initial value of the Toomre parameter at the disk radius is $Q_{0,d} = 2$. The adiabatic index of the gas is $\gamma = 5/3$.

The simulation is run within a cube of size $L = 2$. Although the problem has a cylindrical symmetry, we use Cartesian coordinates. This prevents having a singularity at the centre of the box but has several caveats. The first concern with the Cartesian grid is the poor conservation of the total angular momentum (Lichtenberg & Schleicher, 2015). Hennebelle et al. (2017) investigated this issue in a setup similar to ours with a slightly lower resolution and found that the value of α induced by the loss or gain of angular momentum is under 10^{-3} (see their Figure 2), which is well below the typical value of fragmenting disks (a few 10^{-2} according to Rice et al. (2005)). Similar measurement were made with our specific setup but with a gravitationally stable disk ($Q > 3$), in appendix 10.6. We found an even lower value for the numerical α , below 10^{-4} (Figure 10.16). Another caveat is the poor resolution on the centre of the cube, but this is mitigated by the use of the adaptive mesh refinement (AMR). Finally, having a cubic box may introduce spurious reflection at the border of the simulation. To avoid this, we maintain a dead zone over a radius of 0.875 (in code units) where all variables are replaced by their initial value at each timestep. This method has been used in Hennebelle et al. (2017) and has proven to be efficient.

10.2.3 Simulations

One of the goals of this work is to study the convergence of the fragmentation boundary with a Godunov scheme. To do so, we run simulations for several values of β and several resolutions. To reduce the computation time, we use the RAMSES's Adaptive Mesh Refinement (AMR). The level of refinement of a cell is the number of times the simulation box must be divided in eight equal part to get the cell. The minimal level of refinement is 8, meaning that the root grid has a size of 256^3 . The disk itself is refined at a minimum level of 10. Only the parts of the simulation which are prone to form fragments are simulated with full resolution. Each cell is refined until the Jeans's length is covered by at least 20 cells, or it reaches the maximum level of refinement l_{max} . Thus, the resolution of a simulation is given by the value of l_{max} . Table 10.2 lists the simulations that were run for this study. A first set of simulations with $l_{\text{max}} = 11$ to $l_{\text{max}} = 12$ are run until about 5 Outer Rotation Periods (ORP), that is that the gas at the border of the disk had 5 orbits around the star. A second set of simulations, labeled `tic`, for Turbulent Initial Condition, were run from relaxed initial conditions for $l_{\text{max}} = 12$ and $l_{\text{max}} = 13$. More precisely, they were restarted

Table 10.2 – List of simulations. The fragmented column corresponds to Definition 1 (see text).

Group	Name	l_{max}	β	fragmented
JR11	beta4_jr11	11	4	yes
	beta5_jr11	11	5	yes
	beta6_jr11	11	6	no
	beta7_jr11	11	7	no
	beta8_jr11	11	8	no
JR12	beta2_jr12	12	2	yes
	beta3_jr12	12	3	yes
	beta4_jr12	12	4	yes
	beta5_jr12	12	5	yes
	beta6_jr12	12	6	yes
	beta7_jr12	12	7	yes
	beta8_jr12	12	8	yes
	beta9_jr12	12	9	no
	beta10_jr12	12	10	no
	beta11_jr12	12	11	no
	beta12_jr12	12	12	no
	beta14_jr12	12	14	no
	beta16_jr12	12	16	no
	beta18_jr12	12	18	no
JR12_TIC	beta6_jr12_tic	12	6	yes
	beta8_jr12_tic	12	8	yes
	beta9_jr12_tic	12	9	no
	beta10_jr12_tic	12	10	no
	beta12_jr12_tic	12	12	no
JR13_TIC	beta4_jr13_tic	13	4	yes
	beta6_jr13_tic	13	6	yes
	beta7_jr13_tic	13	7	yes
	beta8_jr13_tic	13	8	yes
	beta9_jr13_tic	13	9	yes
	beta10_jr13_tic	13	10	no
	beta12_jr13_tic	13	12	no
	beta14_jr13_tic	13	14	no
	beta16_jr13_tic	13	16	no

from a simulation at $\beta = 20$ and $l_{\max} = 12$ for which the whole disk reached a gravito-turbulent state (after 2 ORPs). According to [Paardekooper et al. \(2011\)](#) and [Clarke et al. \(2007\)](#), departing from such turbulent conditions should reduce spurious fragmentation.

10.3 Results

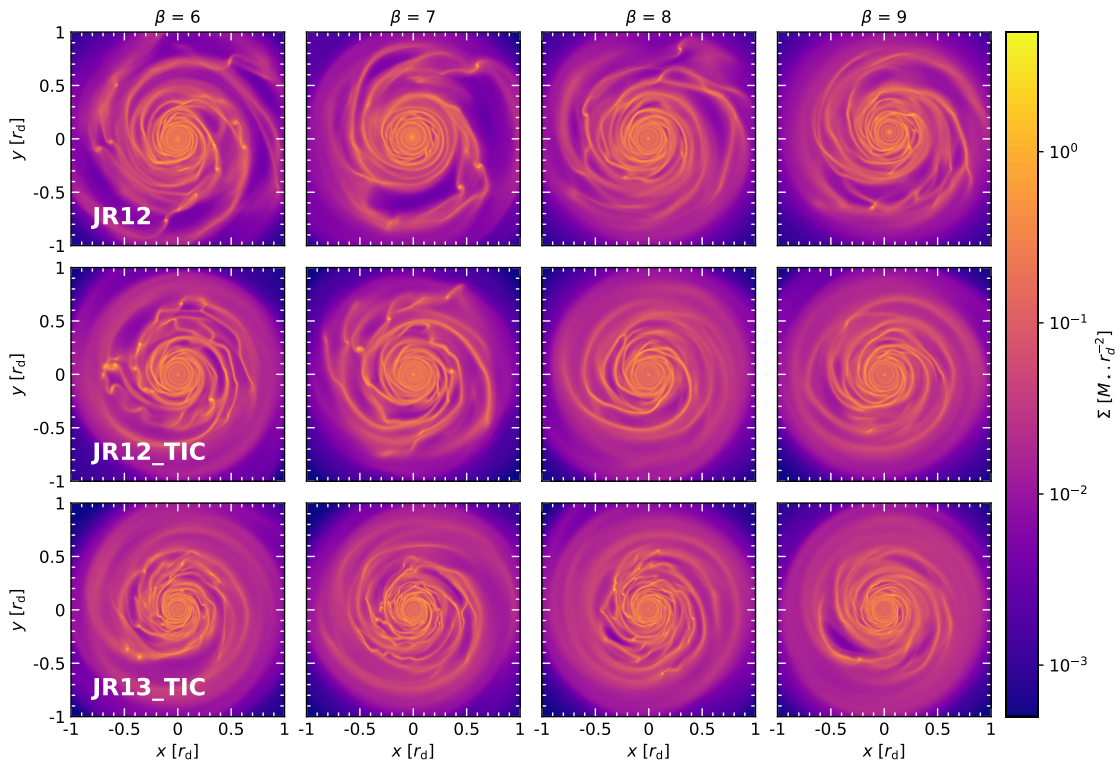


Figure 10.1 – Column density map for different resolutions and value of β at about 4.5 ORP. A structure of spiral arms is visible. Fragments are visible respectively for $\beta \leq 7$ and $\beta \leq 9$ for the JR12 and JR13_TIC. The simulation JR12_TIC at $\beta = 8$ fragments at a later time.

Figure 10.1 features column density maps for β between 6 and 9 and a resolution l_{\max} from 12 to 13. For each of these simulations, a structure of spiral arms develops. As we shall see it what follows, the filamentary nature of these arms is important. We will thus refer to it as the Filamentary Spiral Pattern (FSP). When the disk is fragmented, the bounded fragments appear within the FSP. They are more frequent for low value of β and high value of the resolution. Gas nearby to these clumps are locally orbiting around them.

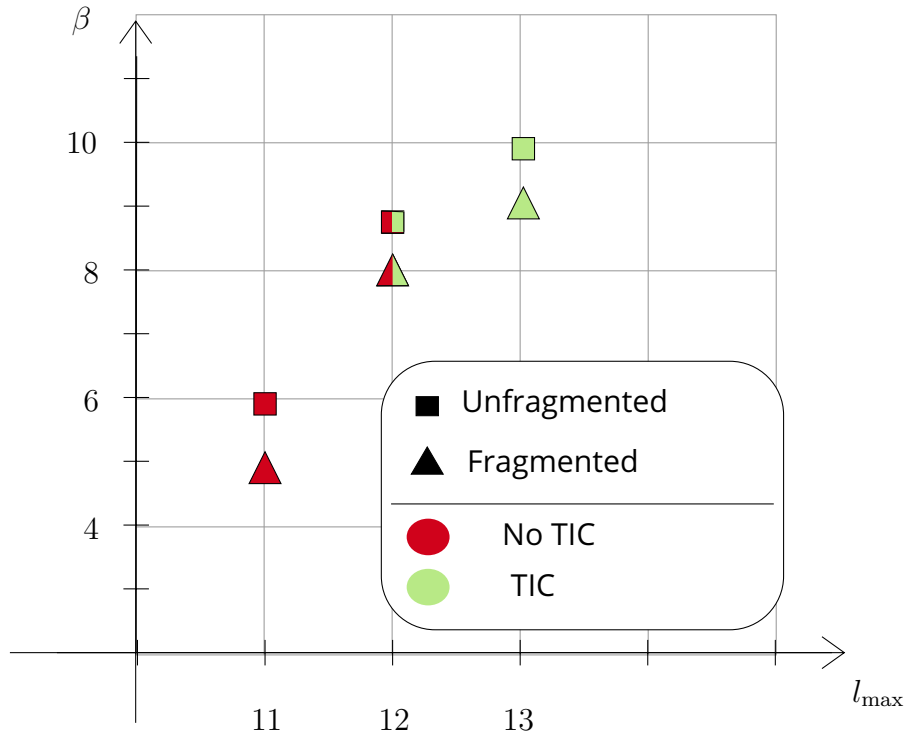


Figure 10.2 – Fragmentation limit as a function of the resolution

10.3.1 The Fragmentation Boundary

In this section we determine a fragmentation boundary to compare with previous result in the literature. There is no clear separation between the fragmented and unfragmented cases, and we shall see that the boundary depend on the definition chosen for a fragment as well as on the resolution.

Definition 1 We define a fragment as a zone where the column density Σ is 30 times higher than the mean azimuthal column density $\bar{\Sigma}$, which survives for at least one orbital period. This definition was inspired by [Paardekooper \(2012\)](#). Note that changing the threshold of 30 or the minimum survival time may change the value of the fragmentation boundary, and thus this definition is quite unsatisfactory. However, this should not influence the convergence result. The fragmentation result is reported on the table [10.2](#), allowing us to get an upper and lower estimate of the fragmentation boundaries at a given resolution. These estimates are presented in Figure [10.2](#). We find a fragmentation boundary which is near $\beta = 9$ for our highest resolution. This is close to values previously found in the literature for 3D simulations with SPH ([Meru & Bate, 2011a, 2012](#)). At coarser resolution the fragmentation boundary lies at a lower value of β . There is no change of the boundary when TIC are used for the intermediate resolution.

Definition 2 As discussed above, *Definition 1* is unsatisfactory because the results depend on free parameters. We introduce another definition inspired by [Rice et al. \(2003\)](#) and compare the results. The definition is the following: a fragment is a gravitation-

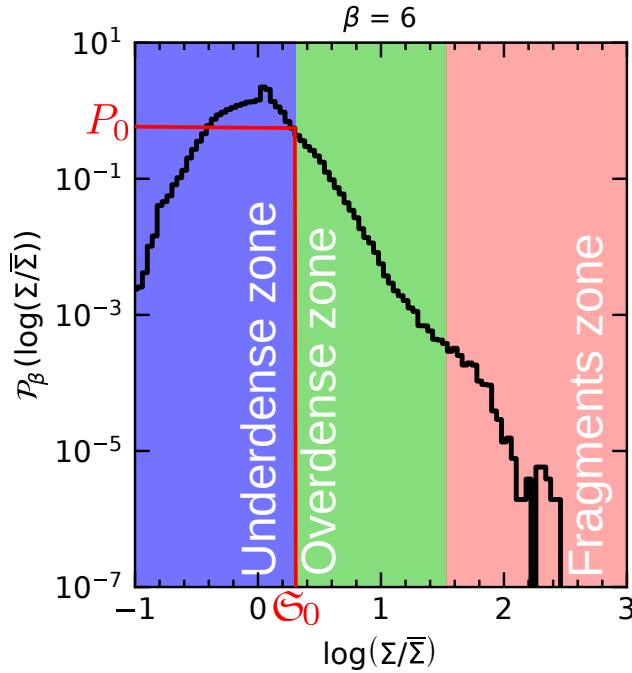


Figure 10.3 – The time-averaged Σ -PDF (see text) for the simulation $\beta = 6$ of the group JR12. The *overdense zone* is well fitted by a power law.

ally bound clump of gas, that is for which the sum of the internal energy and its self-gravitational energy is negative and which survives for at least one orbital period. We used the HOP algorithm (Eisenstein & Hut, 1998) to find such clumps and select the ones that fulfill the energy criterion. Clumps are then followed from one snapshot to the other to determine if it survives more than one orbital period. We tested this method for the group JR12 a found bounded clump for the simulation with $\beta = 9$, the simulation with $\beta = 10$ being still unfragmented according to this definition. The determined fragmentation boundary for this resolution is by consequence slightly superior when Definition 2 is used.

We conclude that the simulations of a β -cooling with a Riemann solver and a Godunov scheme we ran yield fragmentation boundary result close from what was found with other techniques in the literature. The fragmentation boundary seems to lie between $\beta = 8$ and $\beta = 10$, and is not well converged with resolution. The two definitions we used for a fragment, borrowed from older publications, led to two different (but close) determinations of the fragmentation boundary.

10.3.2 Column density probability density function

Both the results above and the long-lasting debate in the literature about the value and the convergence of the fragmentation boundary make it hard to consider the fragmentation boundary as a reliable criterion for the fragmentation in disks. It is well-established that increasing the timescale at which the disk is cooling (by increasing β) makes it less

likely to fragment. However, it is unclear that there is a well-defined limit between the fragmented and the unfragmented regimes and the transition seems to be rather smooth. As a consequence, a more statistical approach should be used to study this transition.

The density fluctuation probability function (ρ -PDF) is a powerful tool widely used in the context of the fragmentation of the interstellar medium (Hennebelle & Falgarone, 2012). In the context of astrophysical disks, ρ -PDF has been used by Hopkins (2013) to argue that the fragmentation can occur for any value of β in theory. However, the ρ -PDF of a simulated disk is hard to interpret because of the disk's strong radial and vertical structure. To get rid of the intrinsic fluctuations due to the structure, we use the probability function of the logarithm of the column density fluctuations $\mathfrak{S} = \Sigma/\bar{\Sigma}$ with respect to its azimuthal average. In this chapter, we call it Σ -PDF and note it $\mathcal{P}_\beta(\log(\mathfrak{S}))$. Using the column density suppresses the fluctuations due to the vertical stratification and averaging azimuthally instead of globally removes the effects of the radial structure.

Figure 10.3 shows an example of such a Σ -PDF. The graph can be separated in three regions. First the *average and underdense zone* ($\mathfrak{S} < \mathfrak{S}_0$) presents approximately a log-normal shape, then the *overdense zone* ($\mathfrak{S}_0 < \mathfrak{S} < \mathfrak{S}_{\text{frag}}$) has a power law shape and finally a third one ($\mathfrak{S} > \mathfrak{S}_{\text{frag}}$) may correspond to the fragments. The value of \mathfrak{S}_0 is also chosen so that the value $P_0 = \mathcal{P}_\beta(\log(\mathfrak{S}_0))$ is the same for all the simulations independently of β (Figure 10.5b). We will see in the section 10.3.4 that this value may actually be of prime importance. The value of $\mathfrak{S}_{\text{frag}}$ is 30 in accordance with Definition 1. Figure 10.4 features the time-averaged Σ -PDF for the group JR12.

Power-laws in ρ -PDF of molecular clouds are the signature of a dominating self-gravity but in our particular situation the differential rotation may also play a role.

10.3.3 Relationship between the slope of the Σ -PDF and β

From the Figure 10.4, we can see that the slope of the Σ -PDF strongly depends on the cooling parameter β . To measure this, we define s the slope of the overdense zone of the time-averaged Σ -PDF ($\mathfrak{S}_0 < \mathfrak{S} < \mathfrak{S}_{\text{frag}}$):

$$\mathcal{P}_\beta(\log(\mathfrak{S})) = P_0 \left(\frac{\mathfrak{S}}{\mathfrak{S}_0} \right)^s \quad (10.7)$$

We compute s from the simulation by fitting a power-law on the Σ -PDF. Slow cooling (that is high value of β) led to higher value of s as highlighted in Figure 10.5a. There seems to be a linear relationship between s and β . A linear fit of the data from the group JR12 yields the following relationship.

$$s = a_s \beta + b_s, \quad a_s \approx -0.2, b_s \approx -1.6, R^2 = 0.97 \quad (10.8)$$

where R , the multiple correlation coefficient of the fit, is remarkably close to 1. The group JR12 is chosen for the fit because it is the group for which we explored the widest range of value of β . As said above, $P_0 = \mathcal{P}_\beta(\log(\mathfrak{S}_0))$ is approximately the same whatever the value of β and approximately equal to 0.5 (see Figure 10.5b).

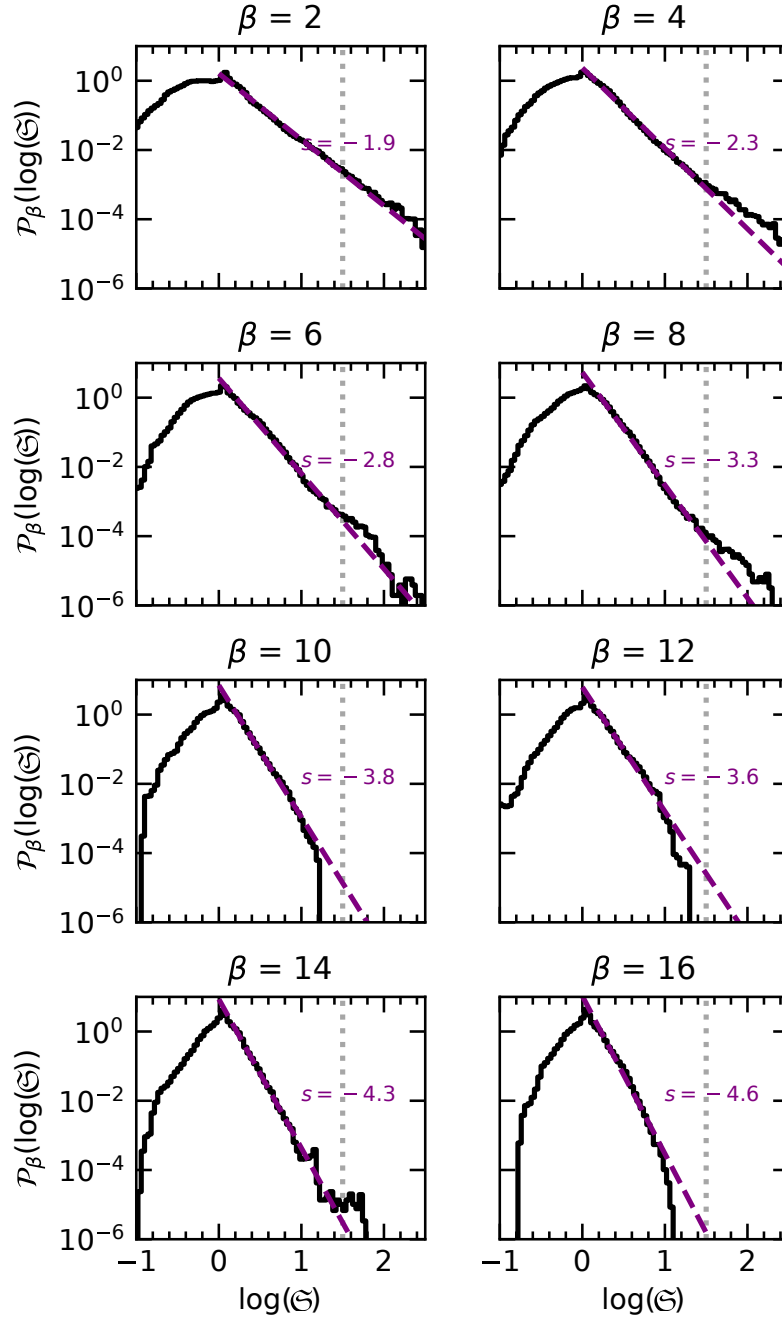
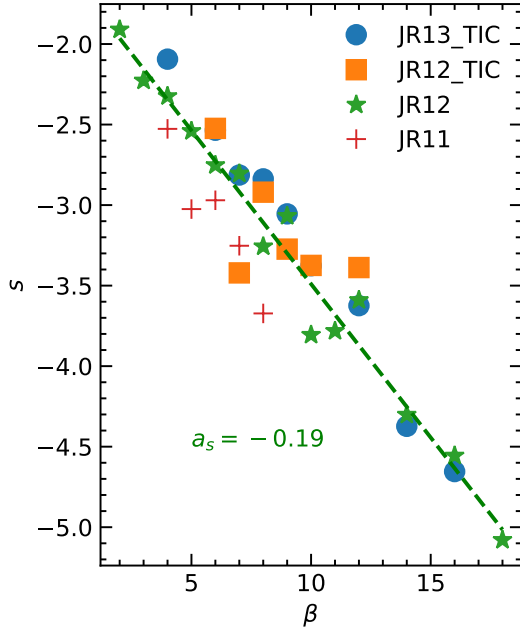
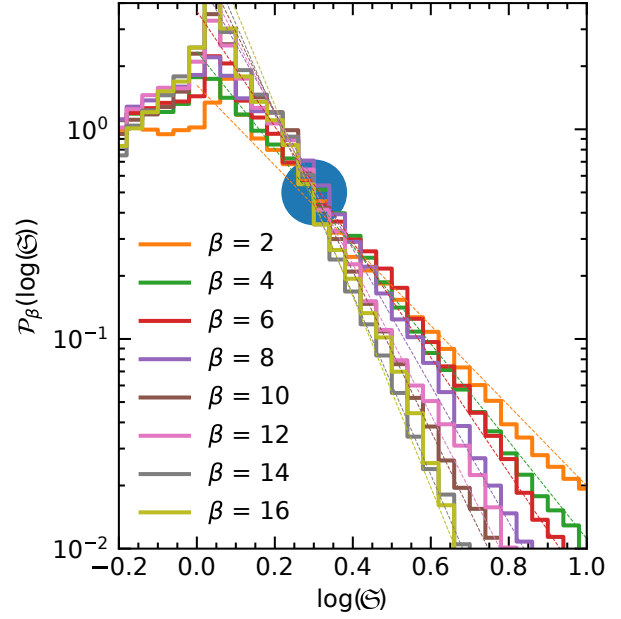


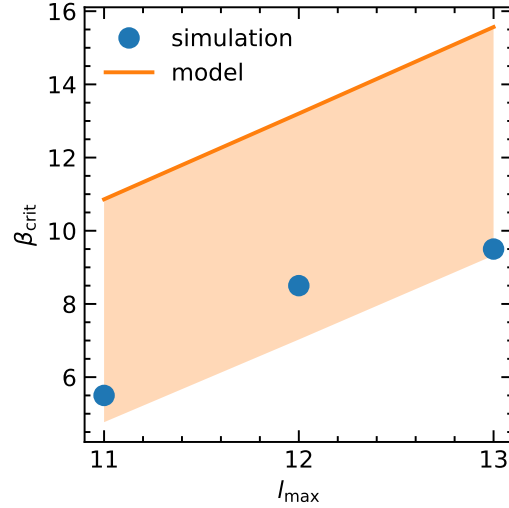
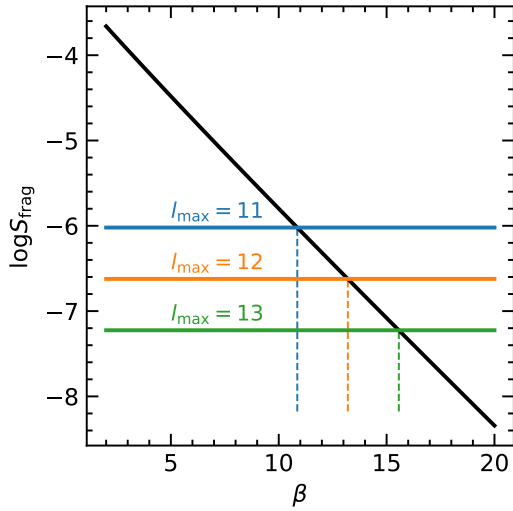
Figure 10.4 – Time-averaged Σ -PDF for several different values of β (group JR12) with $\xi = \Sigma/\bar{\Sigma}$. The value of the PDF is averaged bin by bin. The dashed purple line is a fit of the overdense zone (see Figure 10.3) and the vertical dotted grey line corresponds to the limit between the overdense zone and the fragments zone, in accordance with Definition 1.



(a) Slope s of the overdense region of the Σ -PDF (see Figures 10.3 and 10.4) as a function of β (same notations as in Equation (10.7)). The dashed line is a linear fit of the data from the group JR12 (Equation (10.8)).



(b) Zoom over the PDFs of Figure 10.4. The value of the PDF is roughly the same for $\Sigma_0 = 2$ and is $P_0 \approx 0.5$ (blue area).



(c) **Left:** Surface S_{frag} of the disk with a column density over $\Sigma_{\text{frag}} = 30$ as a function of β according to Equation (10.26) (in black). The colored lines correspond to the tinniest resolved surface at the indicated level. The vertical dotted lines give an upper bound for β_{crit} at the given resolution, that is a value of β for which the fragmented zone (as defined in Figure 10.3) is resolved by at least one cell. **Right:** comparison between the upper bound for β_{crit} from our empirical model (left panel) and the values measured in the simulations. The bottom of the shaded zone corresponds to the maximal value of β for which the fragmented zone is resolved by at least 40 cells according to the model.

Figure 10.5 – Relation between the slope of the PDF and β (a), the way it is computed (b) and its consequences on the fragmentation probability (c).

10.3.4 Energy balance in the disk

In this section, we try to understand and interpret the dependency on β of the slope of the Σ -PDF shown in Figure 10.5a. We consider an annular ring between radius r and $r + \Delta r$ (with $\Delta r \ll r$), of mean column density $\bar{\Sigma}$ and volume $V = 4\pi h r \Delta r$ where h is the scale height of the disk. In a self-gravitating disk, the main source of angular momentum transport is the self-gravitating torque (eg. Lodato & Rice, 2004), which can be expressed as

$$\alpha_{\text{grav}} = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi G} \frac{2h}{\bar{\Sigma} c_s^2 V} \int_V g_r g_\varphi dV. \quad (10.9)$$

Since $\nabla \cdot \mathbf{g} = -4\pi G \rho$ we approximate g_φ to be equal to

$$g_\varphi \simeq \varepsilon_\varphi 2\pi G \Sigma. \quad (10.10)$$

with ε_φ an efficiency parameter which depends on the azimuthal anisotropies. For the radial component g_r , we assume that it is dominated by the gas gravity rather than by the stellar one. This is correct if the disk column density is about 10-25 times larger than the mean disk column density (based on $r/h \simeq 3 - 5$). In the same fashion, we get

$$g_r \simeq \varepsilon_r 2\pi G \Sigma. \quad (10.11)$$

As shown in Figure 10.3, the column density PDF can be decomposed in a low column density part, which contains most of the mass and is not strongly affected by β and a high column density one which is clearly a power law and whose slope depends on β . Using Equation (10.7), the PDF for Σ when $\Sigma > \Sigma_0 \bar{\Sigma}$ can be written

$$\text{PDF}(\Sigma) = \frac{P_0}{\Sigma_0 \bar{\Sigma}} \left(\frac{\Sigma}{\Sigma_0 \bar{\Sigma}} \right)^{s-1}. \quad (10.12)$$

We further assume that the dominant contribution to α_{grav} comes from this part of the PDF. We can rewrite Equation (10.9) by summing over Σ instead of the volume which leads to

$$\alpha_{\text{grav}} = \frac{2}{3} \frac{h}{2\pi G c_s^2} \int_{\Sigma_0 \bar{\Sigma}}^{\infty} \frac{P_0}{\Sigma_0} \frac{g_r g_\varphi}{\bar{\Sigma}^2} \left(\frac{\Sigma}{\Sigma_0 \bar{\Sigma}} \right)^{s-1} d\Sigma \quad (10.13)$$

Here, we made the important assumption that the Σ -PDF remains self-similar and that there is no physical scale at which the power law breaks up. Indeed, it is well-known that self-gravity generates powerlaw density PDF which in the context of molecular clouds for instance tends to be proportional to $\rho^{-3/2}$ (see e.g. Kritsuk et al. (2011), Lee & Hennebelle (2018)). If we approximate g_φ and g_r as in (10.10) and (10.11), Equation (10.13) becomes

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{grav}} &= \frac{2}{3} \frac{2\pi G h \varepsilon_r \varepsilon_\varphi}{c_s^2} \int_{\Sigma_0 \bar{\Sigma}}^{\infty} \Sigma_0 P_0 \left(\frac{\Sigma}{\Sigma_0 \bar{\Sigma}} \right)^{s+1} d\Sigma, \\ &= -\frac{2}{3} \frac{2\pi G \bar{\Sigma} h \varepsilon_r \varepsilon_\varphi}{c_s^2} \frac{\Sigma_0^2 P_0}{s+2}. \end{aligned} \quad (10.14)$$

On the other hand, we know from a thermodynamical equilibrium that the parameter α , linked to the heating process, is directly related to the coefficient β , which describes the cooling (Gammie, 2001). In our case, Equation (10.3) writes

$$\alpha = \frac{2}{5} \frac{1}{\beta}. \quad (10.15)$$

The parameter α appearing in Equation (10.15) is the sum of the gravitational contribution from Equation (10.14) and the contribution of the Reynolds stress (accounting for density and velocity fluctuations). We neglect the second for simplicity, which seems reasonable for such massive disk (see Figure 5 of Lodato & Rice (2004)). Therefore combining Equations (10.14) and (10.15), we get

$$s = -\frac{5}{3} \frac{2\pi G \bar{\Sigma} h \varepsilon_r \varepsilon_\varphi}{c_s^2} \mathfrak{S}_0^2 P_0 \beta - 2. \quad (10.16)$$

In our self gravitating assumption, the scale height h is written as

$$h = \frac{c_s^2}{\pi G \bar{\Sigma}} \quad (10.17)$$

We thus retrieve the following linear relationship:

$$s = -\frac{10}{3} \varepsilon_r \varepsilon_\varphi \mathfrak{S}_0^2 P_0 \beta - 2. \quad (10.18)$$

We compare it to the empirical relation (10.8). The intercept value of -2 is in good agreement with the value of $b_s = -1.6$ found in our simulations. Both the approximations used for the model and the statistical variations in the simulations do not allow for more precision. The value of the linear coefficient $a_s = 0.2$ in our simulation and the fact that $\mathfrak{S}_0^2 P_0 \simeq 2$ suggest that $\varepsilon_r \varepsilon_\varphi \simeq 0.025$. We would like to stress again that the assumption of only considering the contribution of the power-law zone of the PDF we made to write Equation (10.13) is crucial to end up with a linear relationship. This also true for our choice of \mathfrak{S}_0 (see Figure 10.5b), which suggests that this value is a threshold for the development of efficient gravitational heating.

However, the assumption of a gas dominated radial gravity field (Equation (10.11)) is not as important. In the other extreme case where the radial component g_r is dominated by the stellar contribution ($g_r \simeq GM_\star/r^2$), we get

$$s = -\frac{5}{3} \frac{GM_\star h \varepsilon_\varphi}{c_s^2 r^2} \mathfrak{S}_0 P_0 \beta - 1. \quad (10.19)$$

We can write the scale height as

$$h^2 = \frac{r^3 c_s^2}{GM_\star}, \quad (10.20)$$

and we finally get

$$s = -\frac{5}{3} \frac{r}{h} \varepsilon_\varphi \mathfrak{S}_0 P_0 \beta - 1. \quad (10.21)$$

which is also a linear relationship given that r/h is constant.

10.3.5 The Σ -PDF as a predictive tool

Our characterization of Σ -PDF of β -cooled self-gravitating disks may be used as a predictive tool to estimate the amount of fragmentation of a disk from the value of β . We empirically found that the overdense region of the Σ -PDF can be described by a power law (Equation (10.7)). We also found that the relation between the slope s and β is linear (Equation (10.8)). From these two equations, we can derive the following expression for the overdensity region of the Σ -PDF

$$\mathcal{P}_\beta(\log(\mathfrak{S})) = P_0 \left(\frac{\mathfrak{S}}{\mathfrak{S}_0} \right)^{a_s\beta+b_s} \quad (10.22)$$

The proportion of the disk where the fluctuation of column density overpass a given threshold $\mathfrak{S}_{\text{frag}}$ can be then estimated by the integral

$$P_{\text{frag}}(\beta) = \int_{\log \sigma_{\text{frag}}}^{\infty} \mathcal{P}_\beta(\log \sigma) d\log \sigma \quad (10.23)$$

$$= \int_{\mathfrak{S}_{\text{frag}}}^{\infty} \mathcal{P}_\beta(\log \sigma) \frac{d\sigma}{\mathfrak{S}} \quad (10.24)$$

$$= \frac{P_0}{\mathfrak{S}_0} \int_{\mathfrak{S}_{\text{frag}}}^{\infty} \left(\frac{\mathfrak{S}}{\mathfrak{S}_0} \right)^{s-1} d\sigma \quad (10.25)$$

Since for $\beta > 0, s < 0$,

$$\begin{aligned} P_{\text{frag}}(\beta) &= -\frac{P_0}{s} \left(\frac{\mathfrak{S}_{\text{frag}}}{\mathfrak{S}_0} \right)^s \\ &= -\frac{P_0}{a_s\beta + b_s} \left(\frac{\mathfrak{S}_{\text{frag}}}{\mathfrak{S}_0} \right)^{a_s\beta+b_s}. \end{aligned} \quad (10.26)$$

With Definition 1, $\mathfrak{S}_{\text{frag}} = 30$. If the corresponding surface $S_{\text{frag}} = P_{\text{frag}}(\beta)\pi r_d^2$ is lower than the minimal resolved surface, no fragment can be seen, but they will appear when we increase the resolution. Note that Relation (10.26) only quantify the probability of forming dense clumps of gas but says nothing on their boundedness and time of survival. Another important parameter is also by how many cells the surface S_{frag} is resolved. In Figure 10.5c we compare the prediction made by this empirical model and the values we measured in the simulations. The results indicate that S_{frag} must be resolved by at least approximately 40 cells before we begin to observe fragments.

The important point here is that the characterization of the Σ -PDF gives a way to estimate the proportion of the surface of a disk that undergoes fragmentation. This enables to bypass the ill-determined β_{crit} as a criterion for fragmentation. The relationship between the index of the power-law s with β is well converged for $l_{\text{max}} \geq 12$ as can be seen in Figure 10.5a.

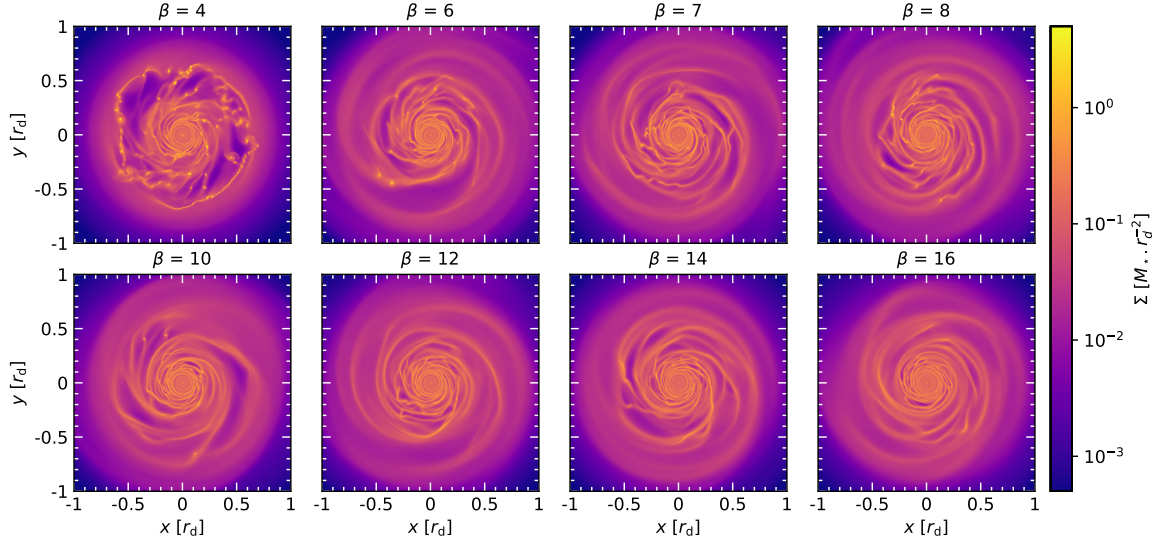


Figure 10.6 – Column density maps for the group JR13_TIC. Fragments form within the FSP.

10.4 First step of the gravitational cascade: the formation of a filamentary spiral pattern

From Figures 10.1 and 10.6, we can see that for all the values of β we considered, the disk develops a Filamentary Spiral Pattern (FSP). The dense gas is mainly found in the filaments, so we expect that the shape of the overdense region of the Σ -PDF results from their Σ -PDF (see Figure 10.7). Furthermore, when the disk fragments, fragments appears within the FSP. From the study of these filaments, we devised a two-step scenario for the condensation of gas within the disk. The first step, presented below, is the formation of almost radially stable filaments. The second one, presented in the section 10.5, is the collapse of the gas alongside these filaments.

10.4.1 The properties of the filaments in our simulation

Extraction

We use the package `FILFINDER` (Koch & Rosolowsky, 2015) to extract filaments from a map of column density (Figure 10.8). This package detects filaments with an adaptive threshold from a flattened image. This allows to address the structural dynamic range of column density of the disk and the high overdensities due to fragments. Figure 10.7 shows that the Σ -PDF restricted to the extracted FSP reproduce the shape of the overdense region of the Σ -PDF of the whole disk. It also reproduces the slope and its variation with β . This good agreement together with the probability analysis (Figure 10.5c) and the visual impression that fragments form inside the FSP (Figures 10.1 and 10.6) stresses the need to understand what drives their evolution.

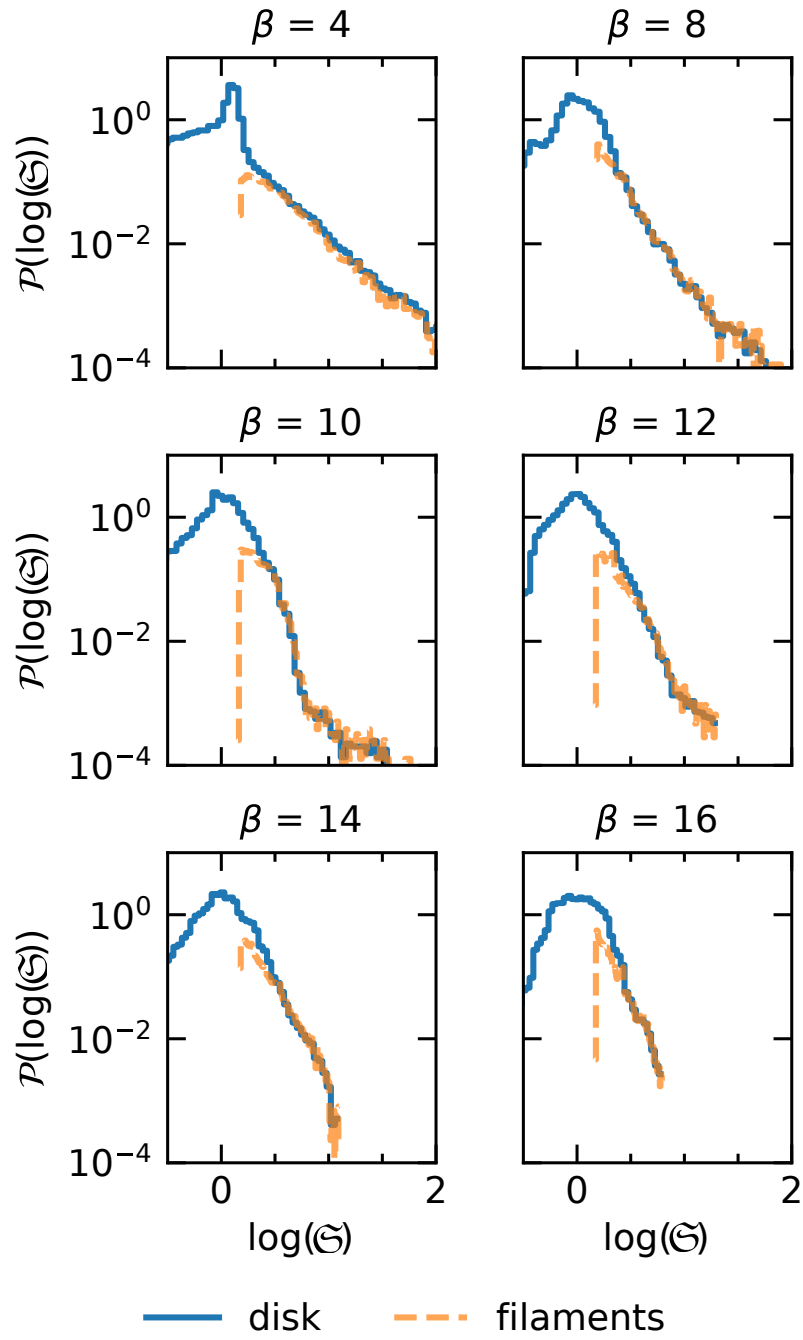


Figure 10.7 – Σ -PDF at approximately 4.5 ORPs for the group JR13_TIC. The blue line in the PDF for the disk while the orange dashed line is the PDF restricted to the extracted filaments (see text). The two PDFs correspond in the overdense part.

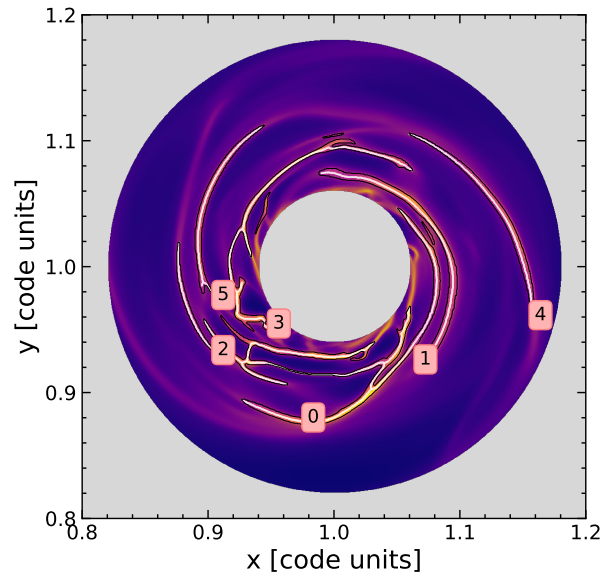


Figure 10.8 – Example of filament extraction with `FILFINDER`, for the simulation $\beta = 6$ of the group JR13_TIC. The brighter pixels correspond to the extracted filaments and the white line is the skeleton of individual filaments. The inner ($r < 0.04$) and outer ($r > 0.18$) regions of the disk are masked out. Some filaments are not extracted by the algorithm because there are below the threshold.

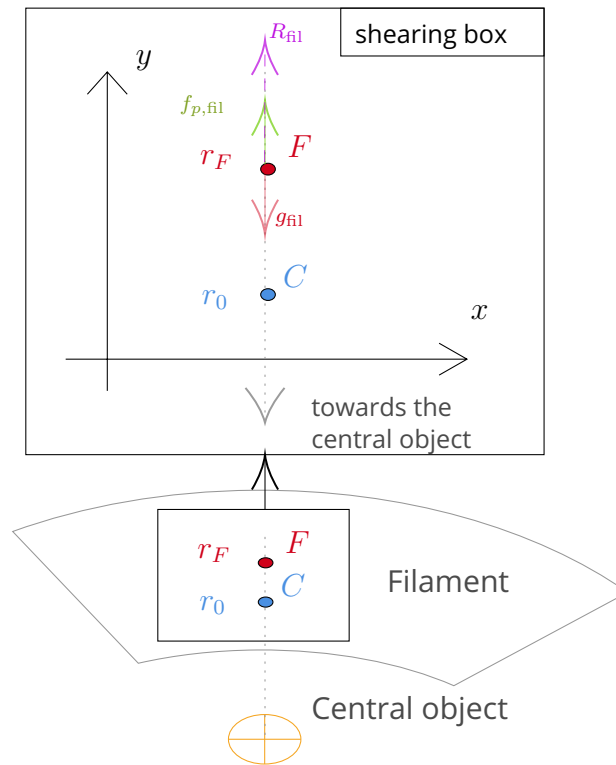


Figure 10.9 – Schematic view of a filament.

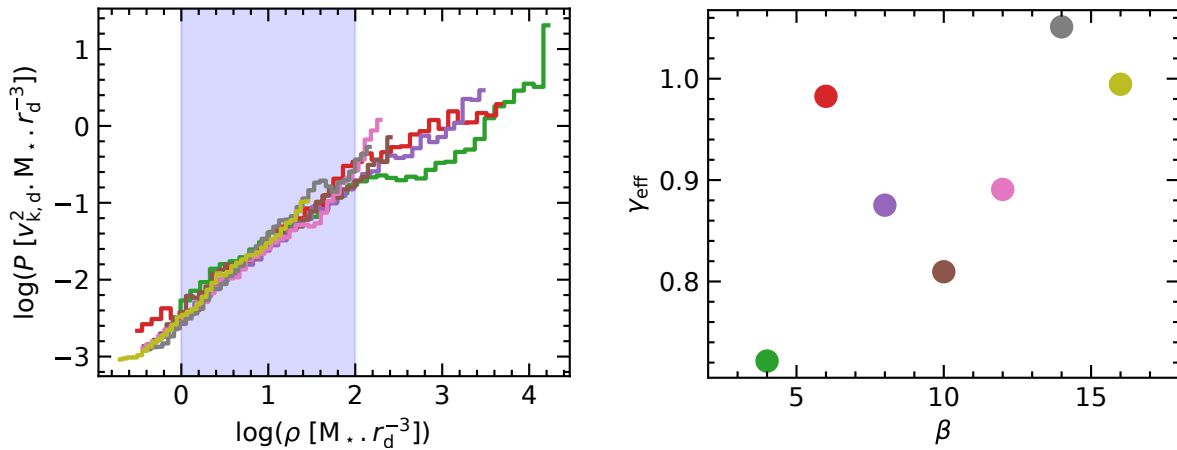


Figure 10.10 – Pressure-density relation in the filaments. The top panel shows the averaged value of the logarithm of the pressure in logarithmic bins of density. The slope of this curve (bottom panel) is the adiabatic effective index γ_{eff} within the filament. It was computed by fitting the above curves between 0 and 2 (blue shaded region) to exclude fragments. It is slightly lower than 1 (around 0.8), meaning that the filaments are close to isothermality. The data is computed from filaments extracted from the midplane slice of simulation of the group JR13 (same times as in Figure 10.6).

Equilibrium in the filaments

To better understand the shape of the filaments we analyse their support against self-gravity. The radial projection of Euler's equation in cylindrical coordinates for a given point in the disk writes

$$-\frac{GM_*}{r^2} + g_{\text{gas}} + \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{\partial_r P}{\rho} = \partial_t v_r + v_r \partial_r v_r \quad (10.27)$$

where r and φ are respectively the radial and azimuthal coordinates, P is the pressure and g_{gas} the gravitational field due to the gas.

Let's consider a filament like in the cartoon of Figure 10.9. We assume that the filament is locally perpendicular to the radial direction. We consider a given point F within a filament at a distance r_F from the star and the corresponding point C at the centre of the filament in the same radial direction with a radius r_0 . By subtracting Equation (10.27) evaluated at F and at C we get

$$g_{\text{gas},F} - g_{\text{gas},C} + \frac{\partial_r P_F}{\rho_F} - \frac{\partial_r P_C}{\rho_C} + \frac{v_{\varphi,F}^2}{r_F} - \frac{v_{\varphi,C}^2}{r_C} - \frac{v_{k,F}^2}{r_F} + \frac{v_{k,C}^2}{r_C} = \partial_t v_{r,F} + v_{r,F} \partial_r v_{r,F} - (\partial_t v_{r,C} + v_{r,C} \partial_r v_{r,C}) \quad (10.28)$$

where $v_k = -\sqrt{\frac{GM_*}{r}}$ is the Keplerian speed.

We assume that the filament is at equilibrium. This assumption is sustained by the fact that once formed, filaments last for several orbital periods and seems neither to expand nor to retract. With this assumption, the right hand term $Dv_{r,\text{fil}} = \partial_t v_{r,F} + v_{r,F} \partial_r v_{r,F} -$

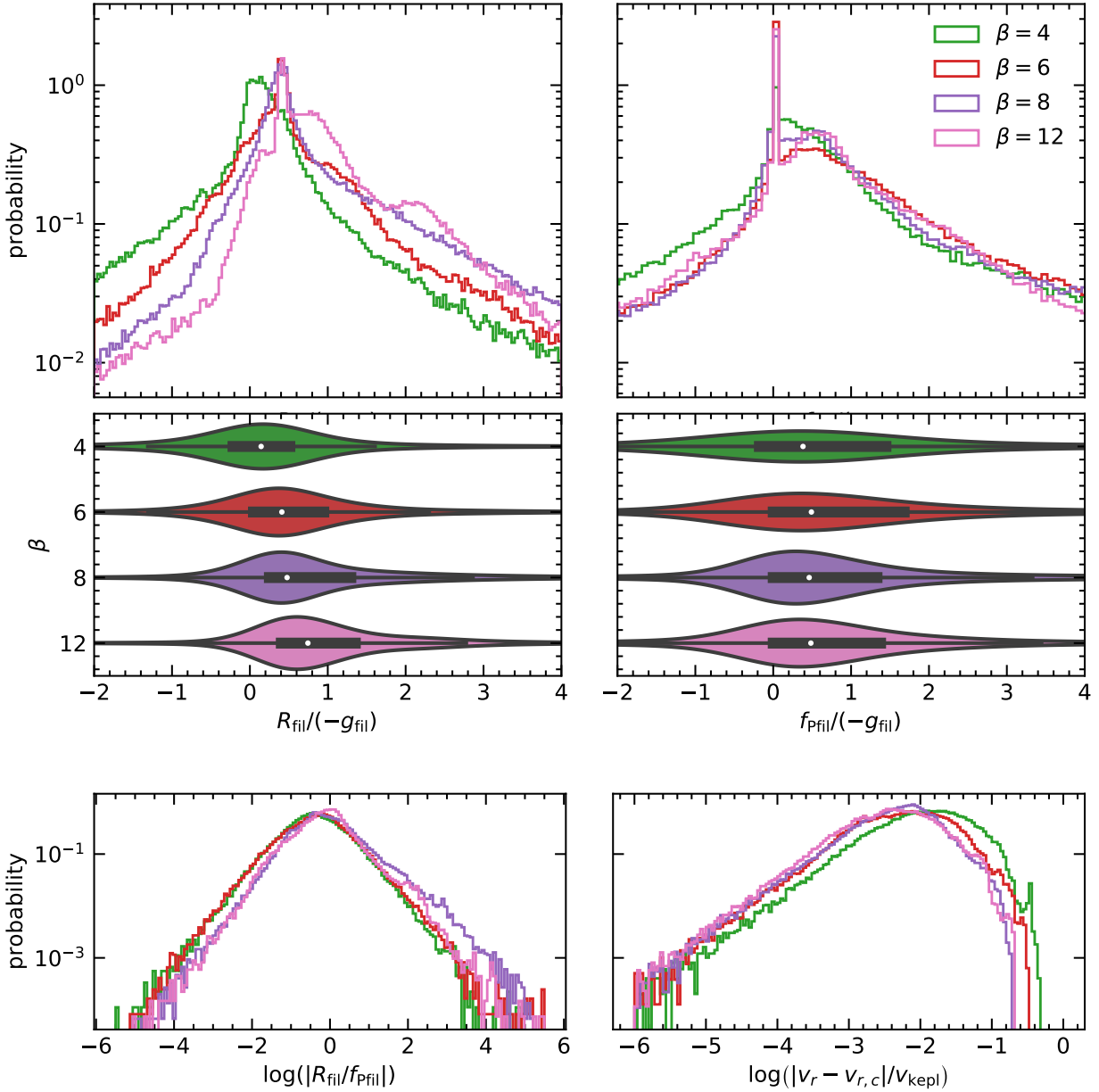


Figure 10.11 – Ratio of forces within filaments. The notations are explained in section 10.4.1 and in Table 10.1. All quantities are computed from filaments extracted from a midplane slice of the simulation of the group JR13 at the same time as in Figure 10.6. **Top left:** PDF of the ratio of the centrifugal force over gravity. The distribution shifts to right towards 1 when β increases, meaning that rotational tends to match gravity. The violin plot beneath displays a kernel density estimate of the distribution for each β . The median is pictured with a white circle and half of the distribution is within the black box. **Top right:** PDF of the ratio of pressure force over gravity. The pressure force plays an important role in the stability of the filaments but β has only a small influence on it. **Bottom left:** Ratio of centrifugal force over pressure force. The distribution shifts to the right as β increase, another hint that the importance of rotational support increases as the cooling becomes less efficient. **Bottom right:** PDF of the normalized difference between the radial velocity within the filaments and the radial velocity at the center of the filaments. Almost everywhere within the filament the radial velocity is negligible with respect to the Keplerian speed (the filament are close to be at equilibrium radially). The probability of a radial collapse (given by the right tail of the distribution) is higher for low value of β .

$(\partial_t v_{r,C} + v_{r,C} \partial_r v_{r,C})$ is nul. The validity of this assumption is supported by the bottom right panel of Figure 10.11. We define:

$$g_{\text{fil}} = g_{\text{gas},F} - g_{\text{gas},C}, \quad (10.29)$$

the self-gravity of the filament,

$$R_{\text{fil}} = \left(\frac{v_{\varphi,F}^2}{r_F} - \frac{v_{k,F}^2}{r_F} \right) - \left(\frac{v_{\varphi,C}^2}{r_C} - \frac{v_{k,C}^2}{r_C} \right), \quad (10.30)$$

the support/collapse term due to differential rotation, and

$$f_{\text{Pfil}} = \frac{\partial_r P_F}{\rho_F} - \frac{\partial_r P_C}{\rho_C}, \quad (10.31)$$

the thermal support. Assuming that the geometrical centre of the filament coincides with the density and pressure maximum of the filament, the second term $\partial_r P_C / \rho_C$ is equal to zero. In reality the filaments can be slightly asymmetrical, and a little correction would be needed, but is neglected in this study. The equilibrium in the filaments is written as

$$g_{\text{fil}} + f_{\text{Pfil}} + R_{\text{fil}} = 0. \quad (10.32)$$

We first investigate whether a stronger β (that is a less efficient cooling) results in a higher effective polytropic index γ_{eff} such as $P = \rho^{\gamma_{\text{eff}}}$. This may result in a stronger thermal support in the high β case and explain a steepest Σ -PDF. Figure 10.10 shows that there is no evidence of such a relationship between γ_{eff} in the filaments and β .

Secondly, we investigate the various support, thermal and rotational within the filaments. Figure 10.11 shows PDFs of the ratio of R_{fil} , g_{fil} and f_{Pfil} for several values of β . The top right and bottom left panels show that the thermal support within the filament should be taken into account but does not depend so much on β . In simulations with higher β , the support provided by the differential rotation is stronger. For instance, on Figure 10.11 top left panel, in more of 50 % of the surface of filaments $R_{\text{fil}}/|g_{\text{fil}}|$ is comprised between 0 and 1 for $\beta = 4$, and between 0.5 and 1.5 for $\beta = 12$ as the distribution shifts to the right as β increases. This can be explained by the fact that simulation with a lower β (and thus more efficient cooling) are subject to gravitational instabilities that generates turbulent motions within the disk (Gammie, 2001). This turbulent motions dissipate angular momentum and thus reduce the rotational support. The role of the drop of rotational support due to viscous motions was previously stressed by Lin & Kratter (2016).

Our statistical measurements demonstrate the importance of the differential rotation in the processes of shaping the filaments and their PDF and thus in the fragmentation process. It would be interesting if we could use these finding to build a model explaining the actual shape of the filament as in the example of the Figure 10.12. This is the object of the next section.

10.4.2 Analytical model for the shape of the filaments

To assess the results obtained in the numerical simulations (section 10.4.1), we seek for an analytical model to describe the FSP that forms in the disk. This self-gravitating structures is supported by thermal pressure and rotation.

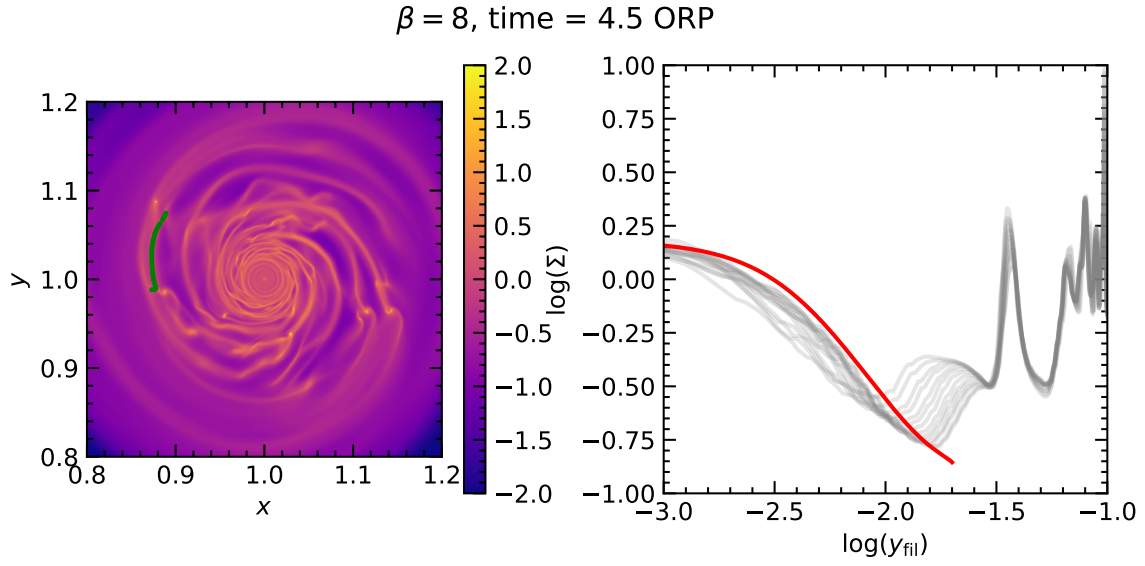


Figure 10.12 – The grey lines on the right panel are profiles of column density from the green filament section represented on the left panel. The filament is extracted from the simulation $\beta = 8$ of the group JR13 at 4.5 ORPs. The red line in the right panel is given by the analytical model of the section 10.4.2 with $K = 1.38$, the other parameters Σ_0 , Ω_0 and c_s being taken from the simulation. Distances and column densities are in code units.

Analytical framework and assumptions

For the purpose of building an analytical model for the filaments in the disk, we make several simplifying assumptions:

1. we make the shearing box approximation,
2. we consider that the filaments are at mechanical equilibrium,
3. we assume that the gas is locally isothermal,
4. we assume that the filaments are thin.

As we shall see, some of these assumptions can be disputed, even in the simplified view of the simulations discussed above. However, they provide a simple analytical framework that permits to illustrate how the interplay between gravity, rotation, pressure and energy dissipation shapes the filaments and the Σ -PDF.

Shearing box approximation and mechanical equilibrium As in section 10.4.1, we focus on the equilibrium of filaments. Like previous studies (Gammie, 2001; Paardekooper, 2012; Klee et al., 2017) we use a local model (or shearing box). Lodato & Rice (2004, 2005) investigated the validity of such a model for self-gravitating disks and found no evidence of global wave energy transport, allowing for a local treatment of the energy dissipation. We consider a small region within a filament at a radius r_0 comoving with the disk at the angular speed Ω_0 (see Figure 10.9). We introduce the local coordinates $x = r - r_0$ and $y = r_0(\varphi - \Omega t)$. We assume that the disk is Keplerian and that the filament is at mechanical equilibrium, that is $D\mathbf{v}/Dt = 0$ and $v_y = 0$. We also assume that the filament

is azimuthally uniform, that is $\partial_x = 0$. The equations of motion are expanded to the first order in $|y|/r_0$:

$$g_{\text{fil}} \mathbf{e}_y + 3\Omega_0^2 y \mathbf{e}_y - \Omega_0^2 z \mathbf{e}_z - 2\Omega_0 \mathbf{e}_z \times \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla P = 0. \quad (10.33)$$

Isothermal behaviour In our simulations, the adiabatic index of the gas is $\gamma = 5/3$. However, the effective adiabatic index in the filaments is much lower with $\gamma_{\text{eff}} \sim 0.85$ (Figure 10.10). Filaments are not so far from being isothermal and assuming them to be so greatly simplifies the equations. In our model,

$$P = c_s^2 \rho \quad (10.34)$$

and thus

$$\nabla P \cdot \mathbf{e}_y = c_s^2 \partial_y \rho \quad (10.35)$$

where the sound speed c_s is constant.

Thin disk approximation We assume that the disk is thin, that is $z \ll r$ and thus $\Omega_0^2 z \ll 1$ as well. For isothermal self-gravitating disk at vertical equilibrium, the scale height writes (Goldreich & Lynden-Bell, 1965; Kratter & Lodato, 2016):

$$h = \frac{c_s}{\sqrt{2\pi G \rho_c}}, \quad (10.36)$$

where ρ_c is the density in the midplane. The column density can be written

$$\Sigma = 2h\rho_c. \quad (10.37)$$

By multiplying Equation (10.33) by $2h$ and projecting in the y direction we obtain

$$\Sigma (g_{\text{fil}} + 3\Omega_0^2 y - 2\Omega_0 v_x) - 2c_s^2 \partial_y \Sigma = 0. \quad (10.38)$$

Transport of angular momentum

An essential aspect in the problem under investigation is the transport of angular momentum through the α -viscosity. The transport equation of angular momentum in the shearing box approximation is

$$\partial_t \Sigma v_x + \partial_y (\Sigma v_x v_y) = \partial_y (\nu \Sigma \partial_y v_x), \quad (10.39)$$

where $\nu = \alpha c_s h$ is the effective viscosity. Since we seek for stationary solutions, we simply require that $\nu \Sigma \partial_y v_x$ is equal to a constant. Combining Equations (10.36) and (10.37), we see that $\Sigma \propto \sqrt{\rho_c}$, therefore $\nu \Sigma$ is a constant as long as the gas remains isothermal. We thus get

$$v_x = K \Omega_0 y, \quad (10.40)$$

where K is a dimensionless number. Combining this relation with Equation (10.38), we arrive to

$$\Sigma (g_{\text{fil}} + (3 - 2K)\Omega_0^2 y) = 2c_s^2 \partial_y \Sigma. \quad (10.41)$$

This equation describes a filament that is at perfect mechanical equilibrium.

Gravitational potential

To get g_{fil} , we have to perform an integration through the filament. We assume that the filament is symmetrical with respect to the x-axis and goes from $y = -\Lambda$ to $y = \Lambda$. As in the thin disk geometry, the plane $z = 0$ is singular, we calculate the gravitational field at $z = \varepsilon$. From the direct integration over x and y we get

$$\begin{aligned} g_{\text{fil}}(0, y, \varepsilon) &= G \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\Lambda}^{\Lambda} \frac{\Sigma(x, y')(y - y')}{(x^2 + (y - y')^2 + \varepsilon^2)^{3/2}} dx dy' \\ &= GI \int_{-\Lambda}^{\Lambda} \frac{\Sigma(0, y')(y - y')}{(y - y')^2 + \varepsilon^2} dy', \end{aligned} \quad (10.42)$$

where we took into account that Σ is invariant along the x-axis and

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx'}{(1 + x'^2)^{3/2}} = 2. \quad (10.43)$$

Solution of the equation of motion

For the purpose of solving the numerical problem we rewrite g_{fil} as

$$g_{\text{fil}}(0, y, \varepsilon) = 2G \int_0^{\Lambda} \Sigma(0, y') D(y, y', \varepsilon) dy' \quad (10.44)$$

where

$$D(y, y', \varepsilon) = \frac{y' - y}{(y - y')^2 + \varepsilon^2} - \frac{y' + y}{(y' + y)^2 + \varepsilon^2} \quad (10.45)$$

With this last expression, we see that Equation (10.41) is an integro-differential equation of the first order. It is determined by its boundary conditions. We assume that $\partial_y \Sigma(0) = 0$ and that $\Sigma(0) = \Sigma_0$ is given. We start by normalizing Equation (10.41). We write

$$y = y_k \tilde{y} \quad \text{with} \quad y_k = \frac{\sqrt{2}c_s}{\sqrt{3 - 2K}\Omega_0}, \quad (10.46)$$

$$\Sigma = \Sigma_k \tilde{\Sigma} \quad \text{with} \quad \Sigma_k = \frac{c_s^2}{y_k G}, \quad (10.47)$$

where it is assumed that $3 - 2K > 0$ (i.e., centrifugal support exerts a support). Equation (10.41) becomes

$$\frac{\partial_{\tilde{y}} \tilde{\Sigma}}{\tilde{\Sigma}} = \int_0^{\tilde{\Lambda}} \tilde{\Sigma}(0, y') D(y', \tilde{y}, \varepsilon) dy' + \tilde{y}. \quad (10.48)$$

To generate a sequence of equilibrium we can simply increase the value of $\tilde{\Sigma}(0)$ while imposing that the mass $\int_0^{\tilde{\Lambda}} \tilde{\Sigma}(y') dy'$ remains invariant. In principle, this may have imposed to search for the corresponding $\tilde{\Lambda} = y_k \Lambda$ for each value of $\tilde{\Sigma}(0)$. In practice, it turns out that for $\tilde{\Lambda} \simeq 1.5$ all solutions have approximately the same mass. To integrate Equation (10.48), we use the python package IDESOLVER (Karpel, 2018).

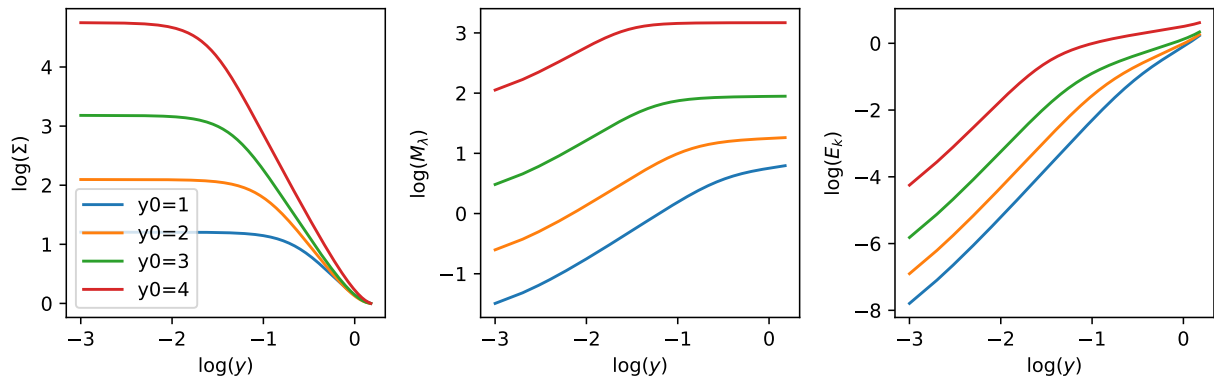


Figure 10.13 – Sequence of equilibrium of a rotating and self-gravitating filament. Each color corresponds to a central column density $\tilde{\Sigma}(0)$ (see top panel). Top panel portrays the column density, middle one the cumulative lineic mass perpendicularly to the filament and bottom one the rotation or kinetic energy per units of length.

The results are displayed in Figure 10.13. The column density profiles (top panel) show that as the gas contracts along the y -axis the filament becomes progressively more peaked. Middle panel reveals that indeed at $y = 1.5$, all filament masses are almost identical while the kinetic energy decreases as it should along the sequence of equilibrium triggered by the viscous transport of angular momentum.

Figure 10.12 portrays a comparison between a solution of the analytical model and a series of filament profiles extracted from the simulation. The good agreement that can be seen confirms the proposed picture of a quasi-equilibrium contraction in the radial direction driven by the viscous transport of angular momentum. This is the first condensation step underwent by self-gravitating disks subject to β cooling, leading to the formation of gas filaments.

10.5 Second step of the gravitational cascade: collapse of the gas within filaments

In the previous part, we have established that in self-gravitating β -cooled disks, the gas condenses in mainly rotationally supported filaments. The Σ -PDF is however not the direct result of the radial column density profile of the filament. Indeed, to reproduce a PDF with a slope s , very shallow power-law column density profile of slope $1/s$ would be required. Such slope are not measured in our simulations (Figure 10.12), not yielded by the analytical model (Figure 10.13) and would require unrealistic broad filament to reproduce all the dynamic range of the PDF. The power-law slope is built by the filament and is not entirely set by their radial profile, so it is set alongside the filaments. Figure 10.14 confirms this assertion as it shows that the filaments are not equally dense along their spine. This reveals that there is a crucial second step to explain the Σ -PDF. Once the gas is condensed into filaments, it continues to collapse but along the filament ridge. To visualise collapsing motion, Figure 10.15 displays a bi-dimensional map of the excess of tangential

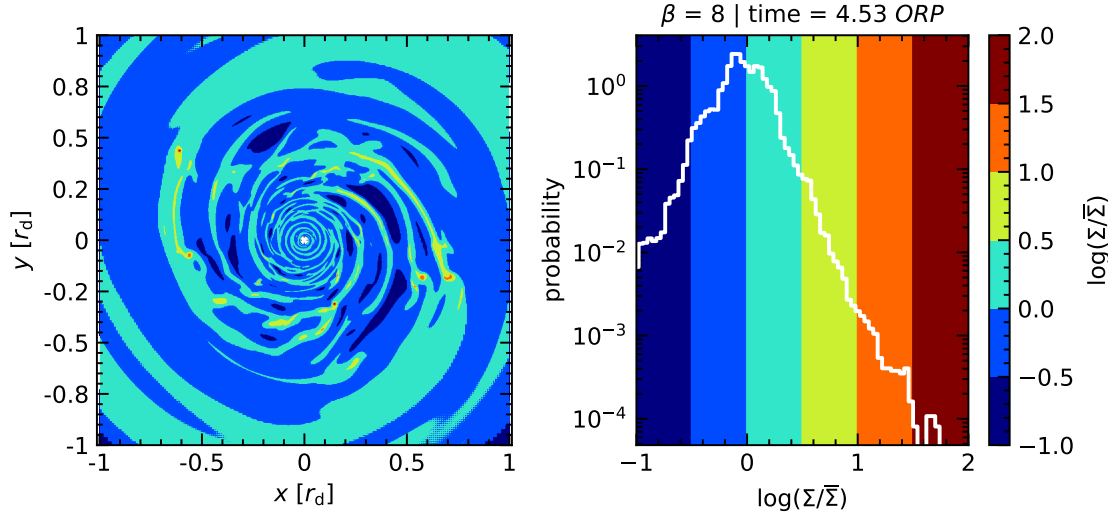


Figure 10.14 – Map of fluctuations of column density $\mathfrak{S} = \Sigma/\bar{\Sigma}$ (left) in logarithmic bins represented on the Σ -PDF (right) for $\beta = 8$. Dense parts of the PDF ($\log(\mathfrak{S}) > 0.5$) are only present in some restricted regions of the filaments.

velocity $v_\phi/v_{\text{kepl}} - 1$. High gradients are clearly visible and reveal ongoing collapse motions. The filaments are over-Keplerian at some places and under-Keplerian at others, meaning that the gas accumulates at the transition. In fragmented disks, the fragments coincide with these accumulation zones. Obviously the collapse is stronger, meaning that the velocity gradients are higher, when β is lower. Qualitatively speaking, the fragmentation of the filamentary spiral pattern resembles the fragmentation of thermally supported self-gravitating filaments as studied for instance by [Ostriker \(1964\)](#) and [Fiege & Pudritz \(2000\)](#). The most important difference is that the filamentary spiral pattern is radially supported by the differential rotation.

The idea of a two-step scenario (condensation within spiral arm and then fragmentation) was previously proposed by [Takahashi et al. \(2016\)](#). They provide a fragmentation criterion within the filaments: a filament fragments if the value of the Toomre Q parameter within it is below 1. Our maps of the Toomre Q parameter within our simulations (see Figure 10.18 in the appendix) shows that $Q < 0.6$ is indeed a necessary condition for fragmentation. Our work on the characterization of the Σ -PDF in section 10.3 gives an additional quantification of the amount of fragments expected to be found in the filaments, which is not given by the $Q < 0.6$ criterion. However, our computation of the probability to forms fragments needs to be generalized to take into account the effect of irradiation and more realistic cooling.

10.6 Conservation of angular momentum

As mentioned in section 10.2, the poor conservation of the total angular momentum can be a concern when using a Cartesian grid for an cylindrical problem ([Lichtenberg & Schleicher, 2015](#)). We run a simulation of a stable disk to repeat the measurement done by

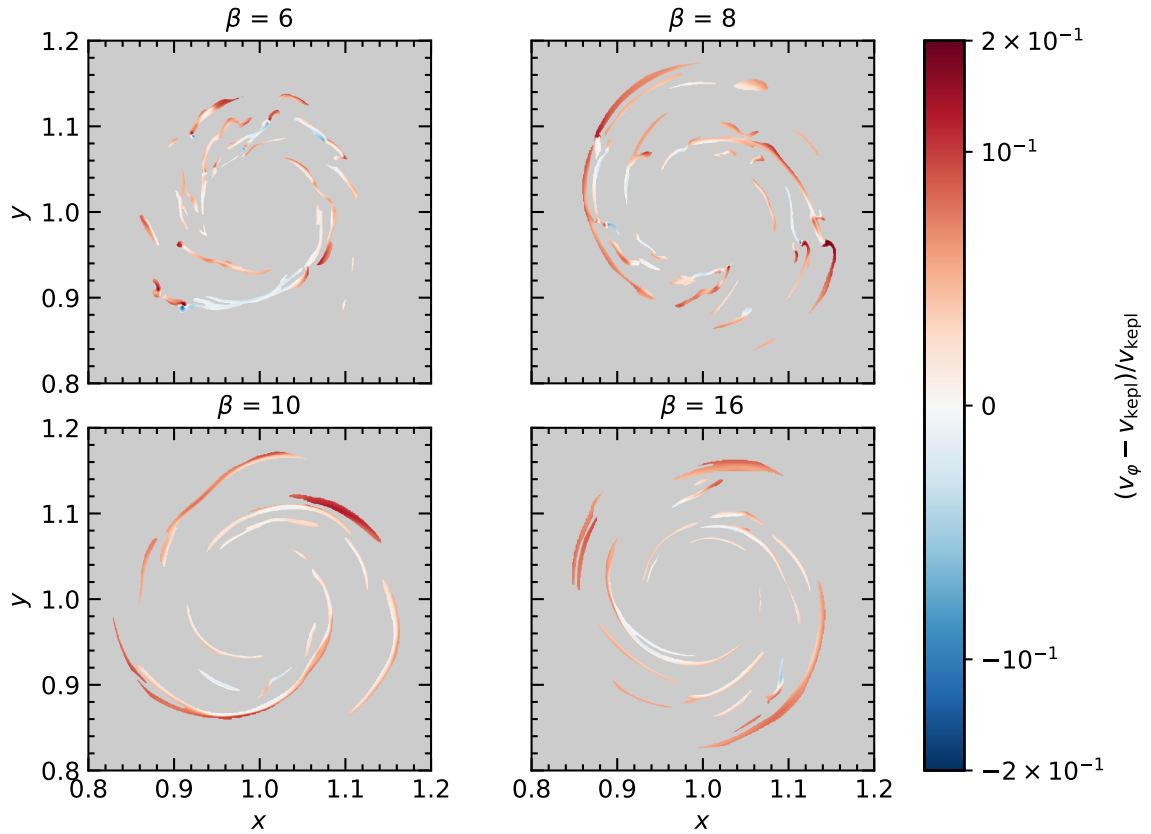


Figure 10.15 – Azimuthal velocity v_ϕ in the FSP relative to the Keplerian velocity v_{kepl} on midplane slice taken at about 4.5 ORPs. Blue parts are rotating less fast than red parts, so the disk is collapsing alongside the filaments at the transition between the two zones. Discrepancies of the azimuthal speed are less important for high values of β . Distances are in code units.

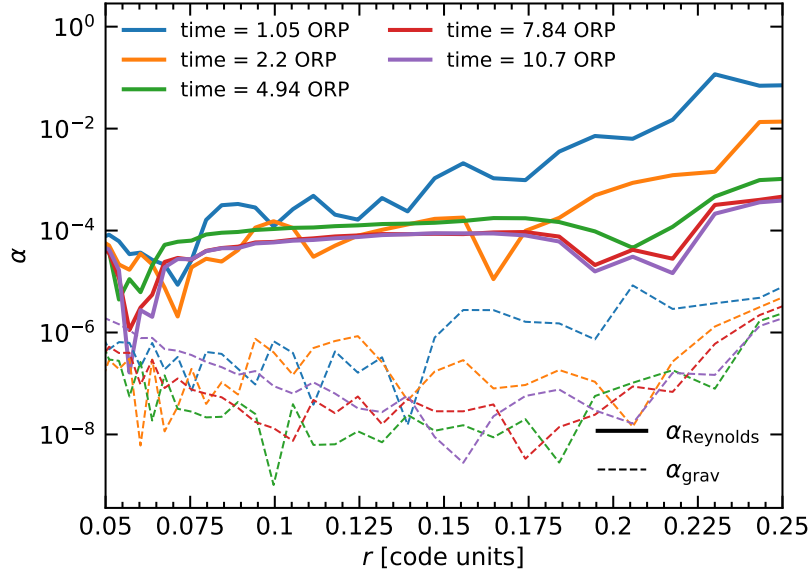


Figure 10.16 – Value of α in a stable non-cooled disk with $Q \geq 3$.

Hennebelle et al. (2017) in their Figure 2. The goal is to measure how the bad conservation of angular momentum can influence the fragmentation by artificially increasing the turbulence in the disk. The setup we use is the same as described in section 10.2, except that the temperature is initially set so that the value of Q at the outer edge of the disk is 3, and the β -cooling is switched off. If the conservation of angular momentum was perfect, we would expect that the disk remains completely stable and that the value of the Shakura & Sunayev's α parameter remains equal to 0 or at least very close. Departure from $\alpha = 0$ can be seen as an artificial stress due to various numerical effects, including a bad conservation of angular momentum. Figure 10.16 show the contribution of the Reynolds and gravitational stress tensors to the parameter α , respectively α_{Reynolds} and α_{grav} , computed as in Lodato & Rice (2004). The value of α for this artificial stress goes quickly below 10^{-4} and thus has not any significant impact on the fragmentation process.

10.7 Toomre's Q parameter

The Toomre Q parameter (Toomre, 1964)

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma}. \quad (10.49)$$

is crucial to quantify the stability of self-gravitating disk (Gammie, 2001; Takahashi et al., 2016). Figure 10.17 features a figure of the azimuthally averaged value of Q in the simulations from the group JR13_TIC. For $\beta > 10$ the radial profile of Q is a plateau with $Q \approx 2-3$. Note that this is the commonly accepted critical value for gravitational instability in presence of non-axisymmetric perturbations (Romeo & Mogotsi, 2017, and references

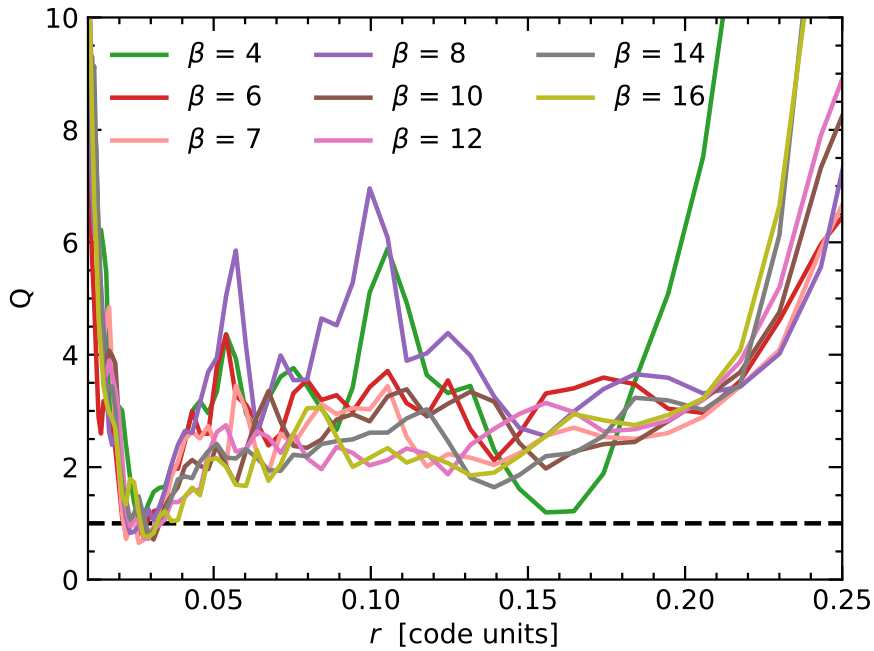


Figure 10.17 – Radial profile of the Q Toomre parameter for the JR13_TIC simulation, from snapshots at same time as Figure 10.6. The black dashed line corresponds to the critical value $Q = 1$.

therein). Lower values of β yield higher values of the azimuthal average of the Q parameter, which may be found surprising but is explained by the fact that in these simulations, the mass is concentrated in very thin filaments. Indeed, Figure 10.18 featuring the map of Q shows that in these simulations Q is very low in the fragmenting filaments and quite high in the rest of the disk. By comparing Figure 10.18 and Figure 10.6, we can notice that, as stated by Takahashi et al. (2016), $Q < 0.6$ is a necessary condition for fragmentation within the filaments, but we also have non fragmenting filaments with $Q < 0.6$, in the $\beta = 16$ simulation for instance.

10.8 Discussions and Conclusions

We have presented simulations of self-gravitating disk undergoing a simple model of cooling, the β -cooling (section 10.2). Using the Godunov scheme implemented in RAMSES, we found a value of the fragmentation limit β_{crit} around 9, in rough accordance to previous results from simulations using SPH (section 10.3.1).

However, the fragmentation limit is quite blurry, both in our simulations (it is not converged and is sensible to the definition we choose) and in the literature as shown in the introduction. We found that the tendency of a disk to form fragments is better described by the probability density function of the fluctuation of the column density (Σ -PDF, section 10.3.2) as the PDF is more flat for strong cooling (low value of β), matching the excess of fragmentation (section 10.3.3). Actually, the slope of the PDF depends linearly on β and

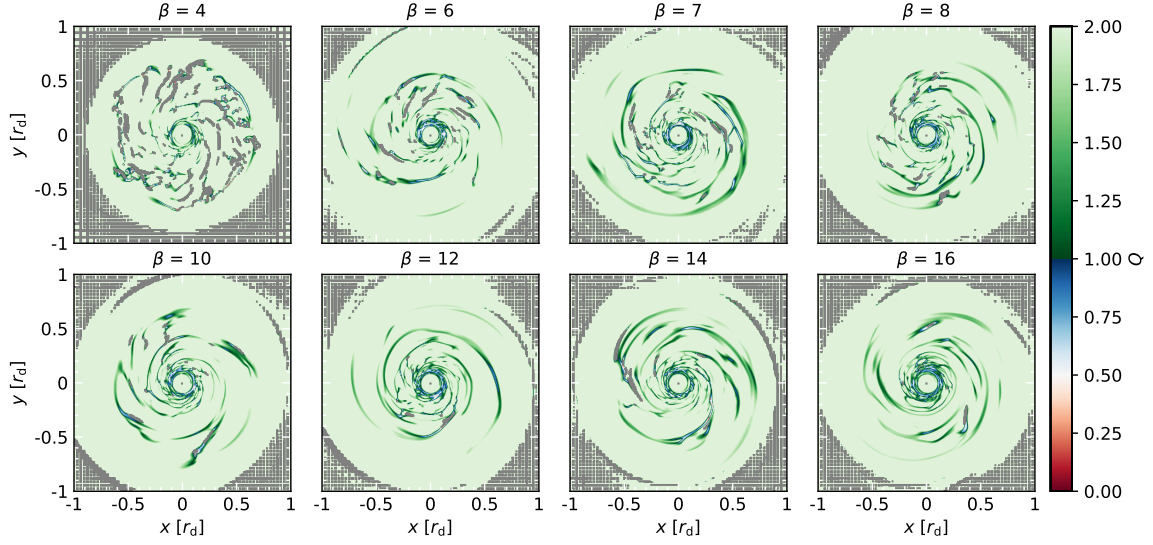



Figure 10.18 – Map of the Toomre Q parameter in the disk. Zones with $Q < 0.6$ appear in white or red and are located in the filaments. Green zones are gravitational stable according to the Toomre criterion. In the grey zones the epicyclic frequency was not computed because of the adaptive resolution.

this linear dependency can be understood using the relation between β and the turbulent parameter α found by Gammie (2001). The evolution of the slope of the PDF is thus the result of a balance of energy (section 10.3.4). In some extent, our conclusions are similar to those of Paardekooper et al. (2011), as we found that is no such thing as a clear fragmentation boundary, but the probability of forming bound fragments diminish as β increases. The formula (10.26) of section 10.3.5 is a first attempt to empirically capture this behaviour, but it ought to be better constrained with simulations with higher β . We tried to better understand the process leading to the formation of the PDF and fragmentation. From our study, we propose a two-step scenario:

1. First, the gas form radially stable, rotationally supported filaments. The rotational support is stronger for less efficient cooling, as the angular momentum is less efficiently dissipated (section 10.4).
2. Second, the gas collapses alongside the filaments to form the dense part of the PDF and eventually fragments (section 10.5).

The investigation of what may first look like a simple academic problem lead us towards a better qualitative understanding of the process of fragmentation in self-gravitating disks. A further improvement of this work would be to have a more quantitative view of the whole process, and especially the second step of our scenario that we have just brushed here. Simulation taking into account the irradiation of the stars shows it can efficiently suppress fragmentation, except far away from the star (Rice et al., 2011; Zhu et al., 2012). Another interesting question would be to know to what extent the scenario for fragmentation remains valid in presence of irradiation and with a more realistic cooling function.

Génération de la turbulence dans le disque galactique

es simulations à l'échelle du kiloparsec ont mis en évidence le rôle potentiel joué par la turbulence à grande échelle dans la régulation de la formation d'étoiles. Plusieurs questions restent en suspens : quelle est l'énergie, la nature et l'origine cette turbulence, si importante pour la formation stellaire ? Dans ce chapitre, je présente une partie des simulations que j'ai réalisées pour tenter de répondre à ces questions. Le travail présenté ici n'est pas complètement terminé. Ce chapitre est donc une ouverture vers la suite logique du travail mené pendant la thèse, et quelques résultats préliminaires sont présentés.

11.1 Introduction

Plusieurs travaux se sont déjà intéressés à la mesure de la turbulence au sein des galaxies. [Bournaud et al. \(2010\)](#), dans leur Table 1 et Figure 7, montrent dans des simulations de galaxies analogues au grand nuage de Magellan que les mouvements à petites échelles sont globalement isotropes. Cependant, le spectre de puissance de la vitesse fait apparaître une forte anisotropie aux larges échelles, c'est-à-dire ici pour des longueurs d'ondes supérieures à 42 pc. La valeur moyenne du rapport entre la vitesse radiale v_r et la vitesse verticale v_z est mesurée entre 6 et 7. Dans les chapitres précédents ([Brucy et al., 2020](#), chapitres 8 et 9), nous avons également vu que selon la densité de colonne de gaz, les mécanismes dominant la régulation de formation d'étoile peuvent être différents. En effet, l'importance relative de la rétroaction et du forçage turbulent à large échelle s'inversent, l'injection d'énergie depuis l'échelle galactique devenant le processus dominant de régulation de la formation d'étoile à haute densité de colonne. Les galaxies à haute fraction de gaz, typique des galaxies à un redshift autour de 2, sont plus turbulentes que leurs équivalentes moins riches en gaz. De plus, des accumulations de gaz plus importantes s'y forment et y survivent plus longtemps ([Fensch et al., 2017](#); [Fensch & Bournaud, 2021](#)). On a vu dans le chapitre 9 que la compressibilité de la turbulence joue un rôle im-

portant. Jin et al. (2017) étudient les populations de gaz moléculaires dans des simulations complètes de galaxies pour y mesurer la fraction compressive du forçage turbulent. Ils concluent que bien la turbulence soit le plus souvent principalement solénoïdale, la compressibilité varie beaucoup d'une région à l'autre. Les observations qui nous permettraient de mieux quantifier la turbulence et sa compressibilité à l'échelle du kiloparsec sont difficiles à réaliser, notamment car les mesures de la dispersion de vitesse sont limitées à une dimension. La collaboration PHANGS a étudié les populations de nuages moléculaires, dans un échantillon de 80 galaxies proches, et montrent que la dispersion de vitesse de ces nuages augmente avec leur densité de colonne, mais aussi la densité de colonne de leur environnement (Sun et al., 2020, 2022).

Pour mieux comprendre l'origine de la turbulence à l'échelle du disque galactique, mais aussi ses caractéristiques, j'ai réalisé des simulations de galaxies entières à haute résolution. L'objectif est à terme d'obtenir des contraintes sur le forçage turbulent à appliquer aux simulations à l'échelle du kiloparsec. Deux quantités nous intéressent plus particulièrement : la valeur de la dispersion de vitesse à l'échelle du kiloparsec, et l'anisotropie de la dispersion de vitesse, c'est-à-dire le rapport entre la dispersion de vitesse dans le plan du disque σ_{disk} et celle de la vitesse perpendiculaire au disque σ_z . Ce chapitre est structuré comme suit : les simulations réalisées ainsi que la méthode employée pour les analyser sont décrites dans la section 11.2, et les résultats préliminaires obtenus sont présentés dans la section 11.3. Enfin ces résultats sont discutés dans la section 11.4.

11.2 Méthode

Comme pour les études précédentes, j'ai utilisé le code RAMSES pour réaliser des simulations complètes de galaxie. Le dispositif numérique est cependant très différent de ceux utilisés précédemment, et est décrit ci-dessous.

11.2.1 Conditions initiales

Les conditions initiales sont celles d'un disque galactique isolée de rayon 15 kpc, dans une boîte de 120 kpc de côté. Les conditions initiales sont générées à l'aide du code DICE, qui permet de spécifier les différentes composantes d'une galaxie. Le code DICE génère des particules de matière noire, d'étoiles et de gaz. Les deux premières sont insérées directement dans la simulation tandis les particules de gaz sont utilisées pour initialiser la densité de gaz dans les cellules de la grille. Les paramètres pour la génération des conditions initiales sont donnés dans le tableau 11.1.

11.2.2 Modèle physique

En tirant parti du maillage adaptatif (AMR), la résolution minimale est 1 kpc (en dehors du disque), et 7 pc dans le disque. Elle peut aller jusqu'à 1 pc dans les régions les plus massives. La matière noire et les étoiles initiales sont décrites par des particules ne subissant que la gravité. Le gaz est soumis aux lois de l'hydrodynamique et à la gravité, calculé grâce à un solveur de Poisson. Idéalement, il faudrait prendre en compte le champ magnétique. Afin de simplifier le problème, à la fois conceptuellement et techniquement, il

est ignoré dans cette première étude. La comparaison avec des simulations similaires incluant l'action du champ magnétique est toutefois une des pistes envisagées pour la suite de ce travail. Les galaxies sont simulées pour une période de 300 millions d'années, soit 1.5 orbites.

La simulation inclue également un modèle sous grille pour la formation des étoiles et leur rétroaction, ici limitée à l'action des supernovas. Ces modèles sont ceux développés et décrits par [Kretschmer & Teyssier \(2020\)](#).

Formation d'étoile Le taux de formation d'étoile est calculé pour chaque cellule à partir de ses propriétés de cette dernière. Tout d'abord, le nombre de Mach \mathcal{M} à l'échelle de la cellule est calculé à l'aide d'un modèle sous grille d'évolution de la dispersion de vitesse turbulente, détaillé dans [Kretschmer & Teyssier \(2020\)](#). Cela permet d'estimer la PDF de densité à l'intérieur de la cellule. En effet, on peut la supposer de la forme suivante ([Vazquez-Semadeni, 1994](#); [Federrath & Klessen, 2012](#), voir également la section 4.2.3).

$$p(\delta) = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{(\delta - \delta_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (11.1)$$

où $\delta = \ln(\rho/\rho_0)$ et $\delta_0 = \sigma_0^2/2$ avec ρ est la densité à l'intérieur de la cellule (inconnue) et ρ_0 est la densité moyenne de la cellule (connue). La largeur de la distribution σ_0 peut être calculée à partir du nombre de Mach ([Padoan & Nordlund, 2011](#))

$$\sigma_0^2 = \ln(1 + b^2 \mathcal{M}^2). \quad (11.2)$$

Le paramètre de forçage turbulent b dépend de la nature de la turbulence, compressive ou solénoïdale ([Federrath et al., 2008, 2010](#)). Il est fixé à 0.4 ici. Le nombre de Mach permet également de calculer le paramètre du viriel de la cellule, et calculer ainsi la densité ρ_{crit} critique à partir duquel un cœur s'effondre, selon le modèle de [Krumholz & McKee \(2005\)](#), adapté pour traiter également le cas des petits nombres de Mach.

$$\alpha_{\text{vir}} = \frac{2E_{\text{cin}}}{|E_{\text{grav}}|} = \frac{15}{\pi} \frac{c_s^2}{G\rho_0\Delta_x^2} (1 + \mathcal{M}^2) \quad (11.3)$$

où Δ_x est la taille de la cellule. et

$$\delta_{\text{crit}} = \ln\left(\frac{\rho_{\text{crit}}}{\rho_0}\right) = \ln\left(\alpha_{\text{vir}} \left(1 + \frac{2\mathcal{M}^4}{1 + \mathcal{M}^2}\right)\right) \quad (11.4)$$

Enfin, en suivant [Federrath & Klessen \(2012\)](#), le taux de formation stellaire local peut s'écrire

$$\dot{\rho}_\star = \int_{\delta_{\text{crit}}}^{\infty} p(\delta) \frac{\rho}{t_{\text{ff}}(\rho)} d\delta = \epsilon_{ff} \frac{\rho_0}{t_{\text{ff}}(\rho_0)} \quad (11.5)$$

avec donc

$$\epsilon_{ff} = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{3}{8}\sigma_0^2\right) \left(2 + \text{erfc}\left(\frac{\sigma_0^2 - \delta_{\text{crit}}}{\sqrt{2}\sigma_0}\right)\right) \quad (11.6)$$

À chaque pas de temps le nombre de nouvelles étoiles créées dans une cellule est déterminé aléatoirement via une loi de Poisson de sorte que la densité du taux de formation d'étoile moyen soit égale à $\dot{\rho}_\star$.

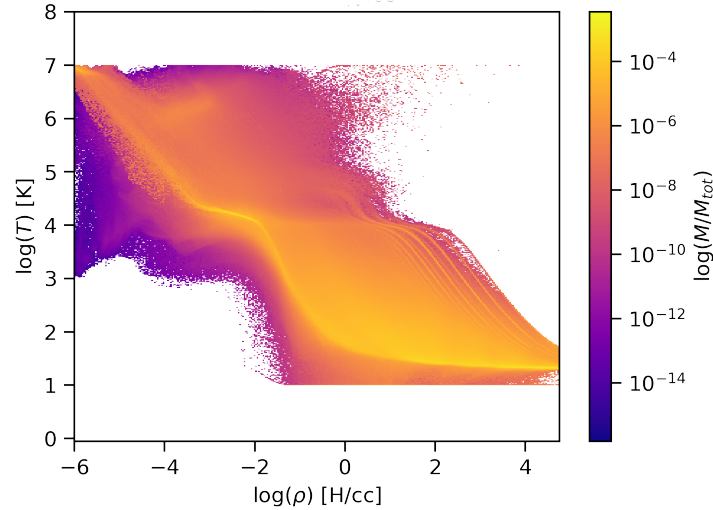


Figure 11.1 – Diagramme de phase pour la simulation F20, avec un refroidissement calculé à partir de données tabulées.

Rétroaction stellaire Dans ces simulations, seule la rétroaction due aux supernovas est modélisée, avec la même implémentation que [Kretschmer & Teyssier \(2020\)](#). L'injection est faite différemment selon que le rayon atteint par l'éjecta de la supernova est résolu ou non. Dans le premier cas, en général quand le gaz est peu dense, l'énergie dégagée est injectée sous forme thermique. Dans l'autre cas elle est injectée sous forme de quantité de mouvement.

Refroidissement La courbe de refroidissement et chauffage du gaz est calculée à partir d'une équation d'état qui fixe la température du gaz en fonction de la densité de gaz selon le modèle de [Theuns et al. \(1998\)](#). Le diagramme de phase qui en résulte est montré dans la Figure 11.1.

11.2.3 Listes des simulations

Le but de ce travail est de mieux connaître la turbulence générée à l'échelle de la galaxie. Pour ce faire nous souhaitons accumuler des statistiques sur un grand nombre de situations, et en particulier sur des situations où la quantité de gaz est élevée. Trois cas principaux sont donc étudiés, et présentés dans le tableau 11.1. Pour chacun de ces cas, paramètre du halo de matière noire et du disque stellaire sont choisis pour être relativement proches des caractéristiques connues de la Voie Lactée. Le contenu en gaz est quant à lui choisi de telle sorte que le gaz représente respectivement environ 20 %, 30 % et 40 % de la masse baryonique (gaz et étoiles) pour les simulations F20, F30, et F40.

1. ([Navarro et al., 1996](#))

Table 11.1 – Conditions initiales, avec N_{part} la résolution en nombre de particules, H_i l'échelle de hauteur initiale, σ_i la dispersion de vitesse initiale à une échelle de $0.1H_i$, T_i la température initiale, et Q_{min} la valeur minimale pour le paramètre de Toomre. Pour rappel, les particules de gaz sont ensuite utilisées pour calculer la densité initiale, les autres particules sont conservées.

Nom		F20	F30	F40
Masse totale		$112 \times 10^{10} M_{\odot}$		
Halo de matière noire	Profil	Sphère NFW ¹		
	Masse $N_{\text{part,DM}}$	$107 \times 10^{10} M_{\odot}$ 10^6		
Disque stellaire fin	Masse	$3.4 \times 10^{10} M_{\odot}$	$2.9 \times 10^{10} M_{\odot}$	$2.5 \times 10^{10} M_{\odot}$
	$N_{\text{part},*}$	10^6		
	$H_{i,*}$	3.4 kpc		
	Q_{min}	1.5		
Disque gazeux	Fraction	20 %	30 %	40 %
	Masse	$8.5 \times 10^9 M_{\odot}$	$1.4 \times 10^{10} M_{\odot}$	$1.8 \times 10^{10} M_{\odot}$
	$N_{\text{part,g}}$	10^6		
	T_i	10^4 K		
	$H_{i,g}$	3.4 kpc		
	σ_i	20 km.s^{-1}		
Bulbe stellaire	Masse	$4.2 \times 10^9 M_{\odot}$	$3.6 \times 10^9 M_{\odot}$	$3.1 \times 10^{10} M_{\odot}$
	$N_{\text{part,b}*}$	125000		
	$H_{i,b*}$	0.34 kpc		

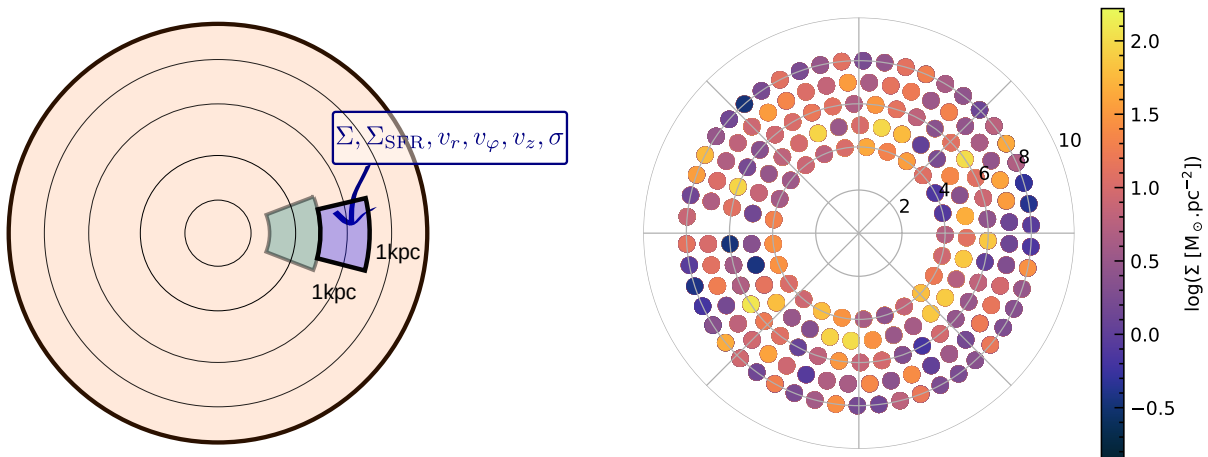


Figure 11.2 – Schéma d'un secteur de 1 kpc^3 dans le disque galactique (gauche), et position des différents secteurs de la zone d'analyse (droite). Les chiffres indiquent le rayon en kiloparsec, et la couleur de chaque secteur correspond à sa densité de colonne moyenne dans la simulation F20.

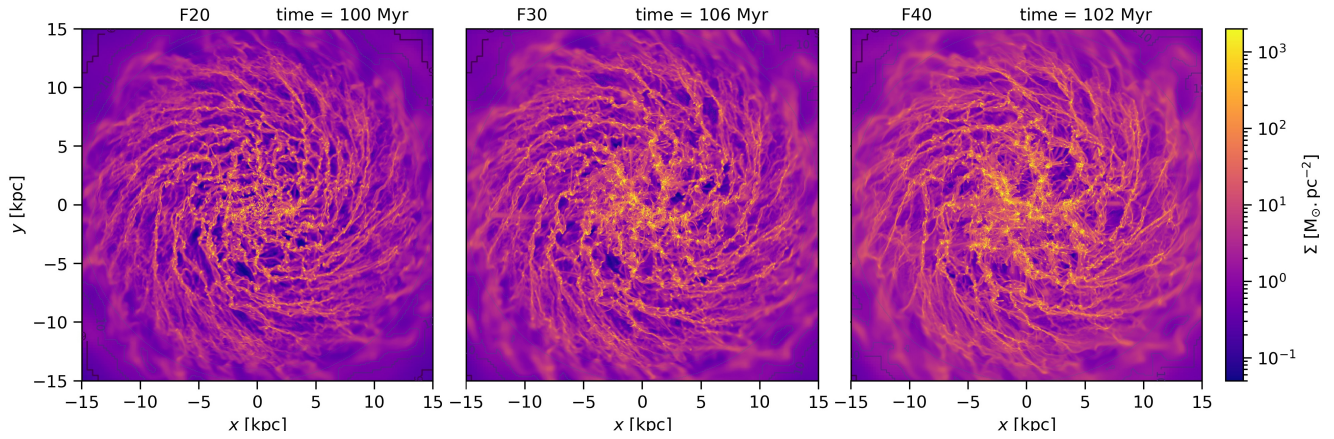


Figure 11.3 – Densité de colonne des galaxies F20, F30 et F40 vue de face. Instantané à $t \approx 100$ Myr.

11.2.4 Analyse

L'objectif principal de cette étude est de mettre en relation la dynamique globale des galaxies avec le comportement du milieu interstellaire à l'échelle du kiloparsec. L'analyse est faite entre 100 et 300 millions d'années d'évolution. Le disque galactique est divisé en secteurs de 1 kpc^3 , dans lequel sont mesurées les vitesses radiales v_r , azimuthale v_ϕ , et verticale v_z . La zone complète d'analyse est un anneau entre 3.5 kpc et 8.5 kpc, comme on peut le voir sur la figure 11.2. On y mesure également la densité de colonne Σ , et la densité de colonne de SFR Σ_{SFR} , en considérant la masse des étoiles de la boîte formées dans les $0.005t$ dernières années, où t est le temps écoulé (donc entre 0.5 et 1.5 million d'années).

11.3 Résultats

11.3.1 Densité de colonne

La figure 11.3 montre la densité de colonne autour de 100 millions d'années pour les trois simulations discutées ici. Les trois simulations présentent une structure filamentaire, qui forme une spirale autour du centre galactique. Pour la simulation F20, la fragmentation du disque a lieu dans les filaments, engrainant la formation d'étoile, selon un scénario qui rappelle celui théorisé dans le chapitre 10. On retrouve ces fragments dans les filaments spiraux des simulations plus riches en gaz, mais un paysage plus confus se dessine plus près du centre de la simulation, où se forment de large structures denses, elles-mêmes fragmentées et comme le verra plus tard en section 11.3.3, fortement turbulentes.

11.3.2 Relation de formation d'étoile

Nous nous sommes en premier lieu intéressés à la formation d'étoiles dans les galaxies simulées, et en particulier à la relation entre densité de colonne et au taux de formation d'étoiles (SFR). Dans la figure 11.4 est représentée la loi de formation d'étoiles mesurée dans les secteurs de 1 kiloparsec cubes. Dans cet histogramme en deux dimensions,

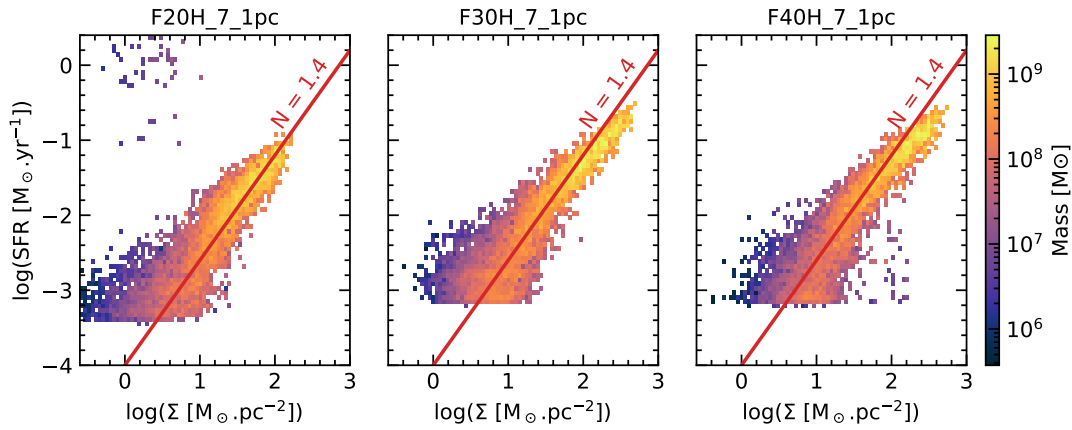


Figure 11.4 – Loi de formation d’étoile dans des régions de 1 kpc^3 . Le SFR mesuré peut être assimilé à une densité de surface de SFR (Σ_{SFR} en $\text{M}_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2}$ et ainsi être comparé à la relation de Schmidt-Kennicutt. Cette figure compile les valeurs du SFR entre 100 et 300 Myr.

chaque carré est coloré selon la masse totale des secteurs ayant la densité de colonne et le taux de formation d’étoiles correspondant. Les données sont extraites de la simulation à intervalles d’environ 4 Myr, entre 100 et 300 Myr. La relation de Schmidt-Kennicutt (Kennicutt & Evans, 2012, SK) est également représentée. Les trois simulations montrent un accord assez bon avec la relation de SK. Dans le détail, la pente observée est compatible avec une loi de puissance en 1.4. Une inflexion pour $\Sigma_{\text{gas}} > 100 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ est toutefois visible pour les simulations avec une fraction de gaz initiale supérieure ou égale à 30 %. La dépendance linéaire en Σ et Σ_{SFR} pour Σ entre 10 et $100 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ observée par Bigiel et al. (2008) n’est pas reproduite, mais globalement les valeurs de SFR mesurées sont dans la gamme de variations des valeurs obtenues par les observateurs.

Arrêtons quelques instants sur ce résultat, qui peut sembler trivial mais qui ne l’est pas, et mettons le en perspective avec les conclusions du chapitre 8. Pour rappel, dans les simulations de régions isolées de galaxies, sans forçage turbulent à grande échelle, le taux de formation d’étoile est bien au-dessus des toutes les mesures observationnelles dès que la densité de colonne dépasse $20 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Ici, même pour des densités de colonne de l’ordre de $150 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$, le taux de formation d’étoile reste raisonnable. C’est une indication supplémentaire du rôle probable de la dynamique grande échelle pour expliquer le taux de formation d’étoiles dans les galaxies. Une simulation incluant de meilleurs modèles de chauffage-refroidissement et le champ magnétique permettrait s’en convaincre complètement. Notons toutefois une apparente incohérence avec le résultat obtenu au chapitre 9, notamment au travers des figures 9.5a et 9.6. En effet, on y constate que l’absence de champ magnétique entraîne un effondrement catastrophique du gaz et une densité du taux de formation d’étoile gigantesque proche de $0.25 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2}$ pour une densité de colonne autour de $70 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Un tel effet n’est pas du tout observé ici, et la densité du taux de formation d’étoile pour des densités de colonne de gaz équivalente est environ dix fois plus petit.

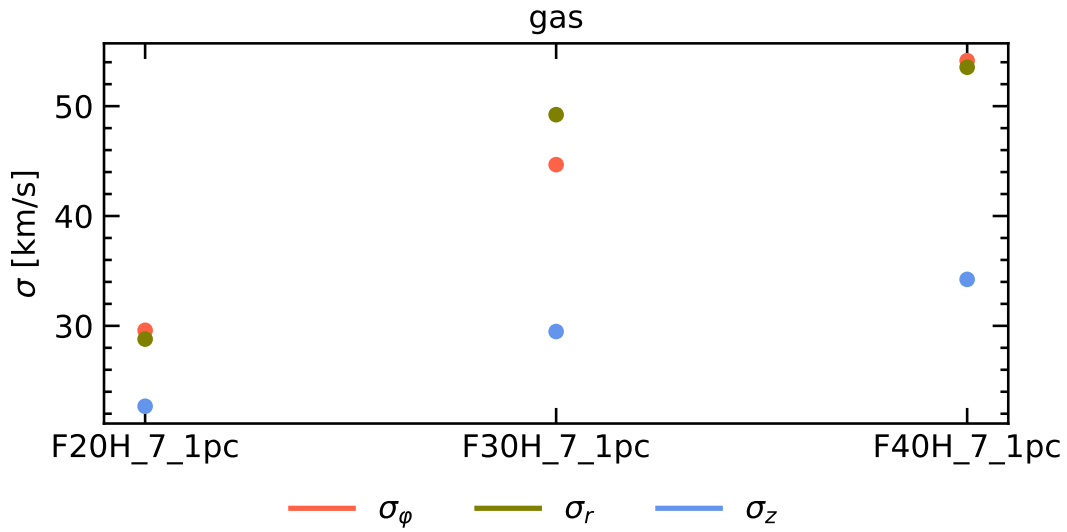


Figure 11.5 – Dispersions de vitesse azimuthale, radiale et verticale moyennée dans toutes la zone d’analyse.

11.3.3 Dispersion de vitesse et anisotropie

Dans les chapitres 8 et 9, nous nous sommes beaucoup intéressés à la dispersion de vitesse mesurées dans les boîtes de 1 kpc^3 . En effet, le forçage turbulent dans ces boîtes modifie directement la dispersion de vitesse. Un moyen simple de contraindre le forçage est donc de comparer les dispersions de vitesses mesurées dans les simulations de régions de galaxies avec celles mesurées dans des régions équivalentes extraites des simulations de galaxies complètes discutées ici. La comparaison doit cependant s’accompagner de précautions, car nous ne sommes pas encore en capacité de simuler une galaxie entière avec les mêmes modèles physiques que dans les simulations de régions de 1 kpc^3 . En particulier, le champ magnétique peut jouer un rôle important, ainsi que les détails de l’implémentation de la formation d’étoile et de leur rétroaction.

La figure 11.5 représente la moyenne spatiale et temporelle pondérée par la masse de gaz de toute la zone de simulation (voir la figure 11.2). Globalement, les galaxies avec une plus grande fraction initiale de gaz sont plus turbulentes, avec une dispersion de vitesse moyenne dans le plan du disque allant de $30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ à $52 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. La dispersion de vitesse perpendiculairement au plan du disque est plus faible que la dispersion de vitesse parallèle d’un facteur d’environ 1.5. La figure 11.6 permet de regarder plus en détail le lien entre dispersion de vitesse et densité de colonne dans la simulation. Les données représentées correspondent aux mêmes secteurs que pour la figure 11.4. Dans les trois simulations la dispersion de vitesse verticale est proportionnelle à la racine carrée de la densité de colonne. C’est aussi le cas pour la dispersion de vitesse parallèle au disque, mais uniquement pour les secteurs avec une densité de colonne moyenne supérieure à $10 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$. En dessous, une grande diversité de valeurs est observée, allant de 30 à $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la galaxie avec une fraction de gaz à 20% et de 50 à $150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les galaxies plus riches en gaz.

Une autre quantité intéressante à analyser est l’anisotropie des dispersions de vitesse

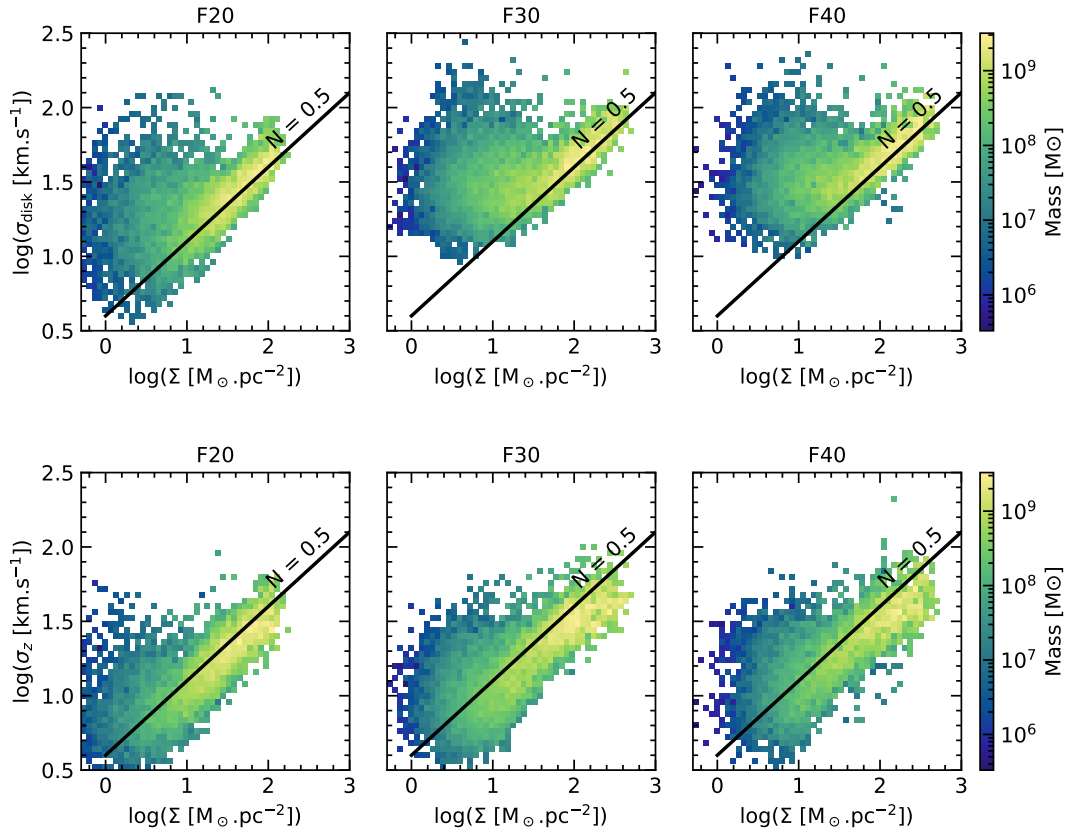


Figure 11.6 – Dispersion de vitesse parallèlement (en haut) et perpendiculairement (en bas) au disque galactique de chaque secteur de 1 kpc^3 , en fonction de la densité de colonne moyenne. La ligne noire représente une loi de puissance d'indice 0.5. Ce n'est pas une régression linéaire.

observées dans les secteurs de 1 kpc^3 . Dans les travaux présentés aux 8 et 9, nous faisons l'hypothèse d'un forçage turbulent en deux dimensions, parallèlement au disque, ce qui engendrait des dispersions de vitesses plus fortes dans ce plan que dans la direction verticale (voir figures 11.6 et 9.10). La figure 11.7 représente un histogramme du rapport entre le rapport entre σ_{2D} et σ_z , où $\sigma_{\text{disk}} = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_\phi^2} / \sqrt{2}$. Dans presque tous les secteurs, σ_{disk} est supérieure à σ_z . Le pic de la distribution se situe autour de 1.3, mais le rapport peut atteindre 2 voire 3 dans certains secteurs. Cependant ce rapport ne dépasse jamais 3, ce qui indique que des anisotropies plus fortes sont probablement exagérées.

Ces résultats peuvent d'ores et déjà permettre de trier parmi les différents scénarios de forçage turbulents présentés dans les chapitres 8 et 9. Les dispersions de vitesses autour de $150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ obtenues pour les cas extrêmes des groupes TURB3.8 (chapitre 8) ou TURB (chapitre 9) ne sont pas en accord avec les vitesses observées dans les simulations présentées ici. Globalement les dispersions de vitesses verticales mesurées dans les simulations partielles de galaxies sont plus petites que celles obtenues dans les simulations complètes, et c'est un autre point à investiguer.

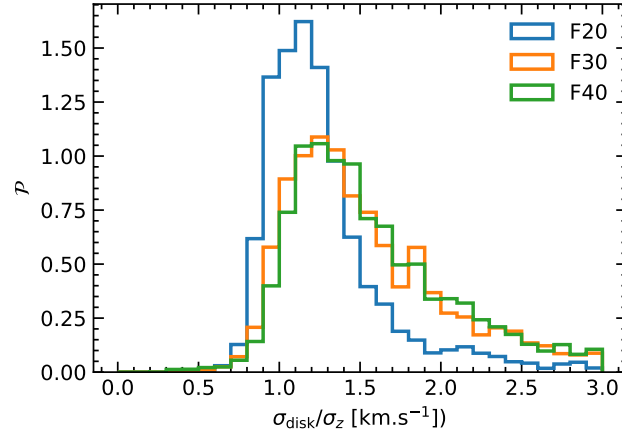


Figure 11.7 – Densité de probabilité pondérée par la masse du rapport entre la dispersion de vitesse parallèlement au disque σ_{disk} et σ_z , dans les secteurs de 1 kpc^3 .

11.4 Discussion et perspectives

L'analyse présentée ici est une première étape pour arriver à caractériser l'injection de turbulence à l'échelle du kiloparsec. Plusieurs étapes d'analyses permettront de compléter ce travail. Une décomposition dans le domaine de Fourier permettra d'identifier l'échelle d'injection et d'en savoir plus sur la compressibilité à utiliser. Une autre question est de tracer précisément les transferts d'énergie, pour savoir d'où vient celle qui alimente cette haute dispersion de vitesse du gaz. Le résultat de la section 11.3.3, à savoir la relation entre la dispersion de vitesse à l'échelle du kiloparsec σ et la densité de colonne du gaz Σ , de la forme

$$\sigma \propto \sqrt{\Sigma} \quad (11.7)$$


est un résultat intéressant en soi, qui nous renseigne sur les processus à l'œuvre dans la génération de la turbulence. Nous souhaitons renforcer ce résultat, et appliquer la même analyse à des simulations galactiques produites par d'autre groupe, notamment celles de [Tress et al. \(2020\)](#). Enfin les récents résultats observationnels de la collaboration PHANGS ([Sun et al., 2022](#)) sur des régions de 1 kpc ouvre la voie vers des comparaisons plus précises entre les simulations et les observations.

Cinquième partie

Épilogue

CHAPITRE 12

Conclusions & Perspectives

aire de la recherche fondamentale, c'est essayer de décrire, comprendre, modéliser le monde qui nous entoure. C'est aussi, souvent, trouver la bonne question à se poser. La science repose sur l'analyse : les grandes questions fondamentales, comme celle de notre origine, sont découpées en questions un peu plus simples à résoudre : comment la vie est-elle apparue, comment s'est formée notre planète, notre étoile, etc. Ces questions sont elles-mêmes découpées, et ainsi de suite.

Ce qui a motivé mon travail pendant ces trois ans de thèse est la recherche d'une meilleure compréhension de la formation des étoiles, qui est encore une question bien trop vaste. J'essaye de résumer les connaissances actuelles sur le contexte dans lequel elle est à lieu dans le chapitre 1. Il faut bien avoir en tête les particularités du milieu interstellaire dans lequel se forment les étoiles. C'est un milieu gazeux, où cohabitent du gaz dense et du gaz diffus, et qui s'inscrit dans le potentiel gravitationnel d'une galaxie. Le processus de formation d'étoile lui-même peut paraître simple de prime abord : du gaz, trop dense pour être stable gravitationnellement, s'effondre sous son propre poids jusqu'à ce que la pression devient si forte que se déclenchent des réactions nucléaires en son sein. Les lois de la magnétohydrodynamique rendent le tableau plus subtil et c'est ce qui rappelle dans le chapitre 2.

L'angle d'attaque de ma thèse a été de porter mon attention à la quantité d'étoiles qui se forment au sein des galaxies : quelle est elle, de quoi dépend-elle, et surtout comment l'expliquer. Déjà beaucoup a été accompli dans ce domaine, et dans le chapitre 3 je discute les mesures du taux de formation d'étoiles. L'idée principale sur laquelle repose la suite de mon travail est qu'il existe une relation entre la masse de gaz disponible et la masse d'étoiles formées par unité de temps, la relation de Schmidt-Kennicutt. Une autre idée importante est que la formation d'étoile est un processus très largement inefficace. En effet si seule la gravité était à l'œuvre beaucoup plus d'étoiles seraient formées que ce qui est observé. La question principale est alors modifiée, ce n'est plus « Comment former des étoiles? » mais « Comment ne pas former des étoiles? ». Les mécanismes qui ont été proposés pour expliquer cette apparente anomalie sont présentés dans le chapitre 4. Mais

la rétroaction stellaire et le champ magnétique suffisent-ils? Quel rôle joue la turbulence, à quelle échelle est-elle générée et par quels processus? Quelle est l'importance de la structure de disque des galaxies, dont je discute dans le chapitre 5? Voici, après avoir bien découpé le problème initial, les questions auxquelles je me suis frotté.

Identifier la question pertinente à se poser n'est pas tout : il faut aussi savoir comment la résoudre. La méthode générale employée dans la thèse est développée dans le chapitre 6. J'y présente le code numérique que j'utilise, *RAMSES*, et les principales méthodes numériques mises en œuvre. Dans le chapitre 7, j'ai voulu illustrer que le travail de thèse n'est pas que des hautes considérations scientifiques mais aussi parfois, mais en fait souvent, de la bidouille informatique. Oui on passe beaucoup de temps à chercher et résoudre des bugs dans notre code, à transférer des données, faire du ménage dans les disques, écrire des scripts pour automatiser certaines tâches fastidieuses, essayer de comprendre comment utiliser un supercalculateur ... alors autant l'apprendre dès le départ! J'ai voulu faire un guide qui, je l'espère, sera utile pour la nouvelle génération d'étudiants.

On en vient ensuite au cœur de ma thèse, les résultats que j'ai obtenus pendant ces trois ans. Pour la plupart, les chapitres qui les présentent sont directement issus d'articles publiés ou sur le point d'être soumis à la publication. On peut décomposer ce travail en deux parties.

Régulation de la formation d'étoile à l'échelle du kiloparsec

Les chapitres 8 et 9, qui reprennent respectivement une lettre publiée dans *The Astrophysical Journal* et un article prochainement soumis à *Astronomy & Astrophysics*, présentent mon étude des processus de régulation de la formation d'étoiles à l'échelle du kiloparsec. Elle repose sur des simulations numériques d'une région isolée de galaxie, dans laquelle je fais varier notamment la quantité de gaz, mais aussi d'autres paramètres liés à la rétroaction stellaire, le champ magnétique et la turbulence. Sur ce dernier point, il faut noter que la simulation d'une région isolée ne permet pas de modéliser la turbulence issue des mouvements à l'échelle de la galaxie de manière auto-cohérente. Cette turbulence large-échelle est donc modélisée par une force qui en réplique les effets, et dont on peut contrôler la puissance. Les principaux enseignements de ce travail sont les suivants.

Rôle de la rétroaction stellaire

- Pour des régions où la densité de colonne est similaire à celle de la Voie lactée, la rétroaction stellaire (photo-ionisation, supernovas et chauffage par le rayonnement ultraviolet lointain) permet de réguler le taux de formation d'étoile, et permette d'atteindre un niveau comparable aux observations.
- Au contraire, dans des régions plus denses (au-delà de $20 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$), la rétroaction stellaire ne suffit pas. Les modèles prévoient en effet des taux de formation d'étoiles bien plus grand que ceux observés. En fait, elle ne permet pas de fournir suffisamment d'énergie pour compenser l'effondrement. De plus, les échelles spatiales auxquelles la rétroaction agit sont trop petites par rapport à la taille des accumulations de gaz qu'il faudrait détruire pour freiner la formation stellaire.

Rôle de la turbulence produite à l'échelle du disque galactique

- La turbulence à grande échelle permet d'expliquer le taux de formation d'étoile observée jusqu'à la plus haute densité de colonne testée, c'est-à-dire $150 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$.
- Le niveau d'énergie nécessaire est a priori compatible avec l'énergie turbulente requise pour assurer l'équilibre du disque galactique. Il existe néanmoins un doute sur la quantité effective d'énergie associée aux mouvements à l'échelle galactique qui peut être convertie effectivement en énergie turbulente.
- La nature de la turbulence importe beaucoup. Qu'elle soit compressive ou solénoïdale, plus de turbulence diminue le taux de formation d'étoile mais la turbulence solénoïdale le fait plus efficacement.
- La turbulence à grande échelle vient compléter la rétroaction stellaire mais les deux sont importants. La rétroaction stellaire reste le processus le plus efficace pour limiter l'effondrement du gaz dense à l'échelle de la dizaine de parsecs, tandis que la turbulence à grande échelle évite la formation de larges structures denses de plus d'une centaine de parsecs.
- La dispersion de vitesse à l'échelle du kiloparsec mesurée parallèlement au disque est la signature du niveau de turbulence injectée. Dans notre hypothèse d'un forçage turbulent bidimensionnel, une forte anisotropie entre la dispersion de vitesse parallèle et perpendiculaire au disque est prédite.

Rôle du champ magnétique

- Sans champ magnétique, les zones les plus denses s'effondrent complètement et un taux de formation d'étoiles bien plus important que dans les observations est mesuré, même quand la turbulence à grande échelle est prise en compte.
- Augmenter le champ magnétique d'environ $10 \mu\text{G}$ a pour effet de diminuer le taux de formation d'étoile d'un facteur 10 dans les environnements denses.
- Le champ magnétique joue donc lui aussi un rôle important. Dans l'hypothèse où l'intensité du champ magnétique est d'autant plus importante que la quantité de gaz l'est, cela réduit l'énergie turbulente nécessaire pour expliquer la formation d'étoile.

Globalement, cette série de deux articles illustre le rôle fondamental joué par la rétroaction stellaire pour limiter l'effondrement des petites structures, la turbulence pour empêcher l'accumulation de gaz aux grandes échelles et le champ magnétique pour réguler l'échelle de hauteur du disque et la densité moyenne.

Fragmentation et turbulence dans les disques galactiques

Comme il n'est pas généré de manière auto-cohérente dans la boîte de simulation, le bon forçage turbulent à appliquer reste inconnu. C'est dans le but, pas encore complètement atteint à la fin de ma thèse, que je me suis intéressé aux disques galactiques dans leur globalité.

Dans le chapitre 10, issu d'un article publié dans *Monthly Notices of The Royal Astronomical Society*, j'étudie un modèle très simplifié de disque autogravitant, qui fait office

de cas d'école, et qui s'applique dans une certaine mesure à la fois aux disques protoplanétaires et aux disques galactiques. L'objectif était de clarifier un point important : sous quelles conditions de refroidissement du disque ce dernier fragmente-t-il, première étape à la formation d'étoiles ou de planètes selon les cas. Mon travail a permis de montrer que la fragmentation peut avoir lieu quelle que soit l'intensité du refroidissement, mais que la probabilité de fragmenter diminue quand le refroidissement est plus faible (ou le chauffage plus fort). J'ai également montré que cette probabilité de fragmenter peut être calculée dans ce cadre idéal. Enfin, j'ai mis en évidence un scénario de formation en deux étapes. Dans ce scénario, le gaz forme en premier lieu des bras spiraux dont on peut modéliser le profil, puis s'effondre le long des bras pour former des fragments.

Le chapitre 11 rend quant à lui compte de mes efforts pour répondre à la question cruciale posée à l'issue de mon étude de la régulation de la formation stellaire à l'échelle du kiloparsec : quel forçage turbulent est-il pertinent d'appliquer ? En particulier mon but est de déterminer son intensité, l'énergie qui lui est associée, sa compressibilité et l'échelle à partir de laquelle on peut parler de turbulence et pas de mouvement ordonné. La méthode employée ici est de simuler des galaxies entières, en incluant les étoiles et la matière noire, mais avec une implémentation moins complète et précise de la physique du milieu interstellaire que pour l'étude des régions isolées. À ce stade, j'ai pu montrer qu'en effet, prendre en compte la globalité de la dynamique galactique permettait d'obtenir des taux de formation d'étoiles compatibles avec les observations. De plus, la mesure de la dispersion de vitesse me permet d'apporter des contraintes au forçage turbulent dans les boîtes. Les dispersions de vitesse mesurées sont plus importantes que celles produites uniquement par la rétroaction stellaire, illustrant une fois de plus le rôle de la turbulence à grande échelle. Toutefois les valeurs obtenues excluent les modèles de forçage les plus forts. L'anisotropie mesurée, bien présente, est également plus faible qu'attendue. Cela peut être la signature d'une composante verticale du forçage turbulent à grande échelle.

Perspectives

Malgré tous nos efforts pour découper le problème, il ne suffit pas de trois ans pour en faire le tour. Pire encore, au fur et à mesure que l'on avance, que des progrès sont faits, de nouvelles questions se posent, viennent élargir la question initiale, des nouveaux projets démarrent ... mais c'est aussi ce qu'il nous plaît dans ce métier : il y a toujours de nouvelles choses à découvrir !

Concernant l'étude de la régulation de la formation stellaire à l'échelle du kiloparsec, on pourrait encore poser mille et une questions au modèle numérique, parmi lesquelles :

- que se passe-t-il si on change l'échelle d'injection de la turbulence ?
- les [vents stellaires, rayons cosmiques, jets, rayons infrarouges] changent-ils la donne ?
- L'orientation du champ magnétique initiale est elle importante ?
- Quid du potentiel stellaire et de matière noire ?

Toutes ces questions sont importantes, et plus ou moins de travail est nécessaire pour les mettre en œuvre. La dernière par exemple est particulièrement facile à implémenter et permet de relier plus directement notre expérience avec des régions de la galaxie. Ceci dit, à mon sens la suite évidente de ce travail est celui entamé pour quantifier l'injection

de turbulence par les mouvements à grandes échelles, et en comprendre la nature et l'origine. Outre les pistes déjà discutées en conclusion du chapitre 11, il me semble important de disposer de simulations incluant le champ magnétique, des processus de chauffage-refroidissement qui reproduisent mieux les phases du MIS et une implémentation de la rétroaction stellaire qui se rapproche de ce que l'on sait déjà faire dans une boîte de 1kpc. Ensuite les simulations peuvent être utilisées pour extraire d'autres observables que ceux que l'on exploite ici, à savoir le SFR et la dispersion de vitesse. Par exemple, la mesure de l'échelle de hauteur du disque, bien que délicate, peut nous renseigner sur la vigueur de la rétroaction stellaire.

J'aimerais conclure ce manuscrit en évoquant un autre projet lancé pendant la thèse, mené par Patrick et avec la participation de Corentin Le Yhuelic, un stagiaire en licence venu nous prêter main forte. Dans le chapitre 9 nous avons montré qu'augmenter le nombre de Mach associé à la turbulence réduisait le taux de formation d'étoile, et que la compressibilité comptait beaucoup. Grâce à des simulations simplifiées où seule la gravité du gaz et la turbulence entrent en jeu, nous avons constaté que les modèles analytiques pour le SFR basés sur la PDF de densité présentés au chapitre 4 ne prédisaient pas correctement le SFR quand le Mach est élevé. Savoir précisément comment une turbulence élevée entraîne la réduction du SFR est donc une question importante à élucider!

Bibliographie

- Audit E., Hennebelle P., 2005, *A&A*, 433, 1
- Bakes E. L. O., Tielens A. G. G. M., 1994, *ApJ*, 427, 822
- Balbus S. A., 2003, *ARA&A*, 41, 555
- Beck R., 2015, *A&AR*, 24, 4
- Berthoud F., Bzeznik B., Gibelin N., Laurens M., Bonamy C., Morel M., Schwindenhammer X., 2020, Research Report, Estimation de l'empreinte Carbone d'une Heure.Coeur de Calcul, <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02549565>. UGA - Université Grenoble Alpes; CNRS; INP Grenoble; INRIA, <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02549565>
- Besserglik D., Goldman I., 2021, *ApJ*, 915, 117
- Bhandare A., Kuiper R., Henning T., Fendt C., Flock M., Marleau G.-D., 2020, *A&A*, 638, A86
- Bigiel F., Leroy A., Walter F., Brinks E., de Blok W. J. G., Madore B., Thornley M. D., 2008, *ApJ*, 136, 2846
- Bigiel F., Leroy A., Walter F., 2011, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 270, 327
- Binney J., Tremaine S., 2008, Galactic Dynamics : Second Edition. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008gady.book.....B>
- Bleuler A., Teyssier R., 2014, *MNRAS*, 445, 4015
- Block D. L., Puerari I., Elmegreen B. G., Bournaud F., 2010, *ApJL*, 718, L1
- Boss A. P., 1998, *Nature*, 393, 141
- Boss A. P., 2000, *ApJL*, 536, L101

- Bouché N., et al., 2007, *ApJ*, 671, 303
- Bournaud F., 2014, ASP Conference Series, 486, 101
- Bournaud F., Elmegreen B. G., Teyssier R., Block D. L., Puerari I., 2010, *MNRAS*, 409, 1088
- Brucy N., Hennebelle P., 2021, *MNRAS*
- Brucy N., Hennebelle P., Bournaud F., Colling C., 2020, *ApJL*, 896, L34
- Burkhart B., 2018, *ApJ*, 863, 118
- Burkhart B., Mocz P., 2019, *ApJ*, 879, 129
- Chabrier G., 2003, *PASP*, 115, 763
- Chepurnov A., Burkhart B., Lazarian A., Stanimirovic S., 2015, *ApJ*, 810, 33
- Chevance M., et al., 2020, *MNRAS*, 493, 2872
- Clarke C. J., Harper-Clark E., Lodato G., 2007, *MNRAS*, 381, 1543
- Colling C., Hennebelle P., Geen S., Iffrig O., Bournaud F., 2018, *A&A*, 620, A21
- Colman T., et al., 2022, *MNRAS*
- Crutcher R. M., Wandelt B., Heiles C., Falgarone E., Troland T. H., 2010, *ApJ*, 725, 466
- Daddi E., et al., 2010, *ApJ*, 713, 686
- Dekel A., Sari R., Ceverino D., 2009, *ApJ*, 703, 785
- Deng H., Mayer L., Meru F., 2017, *ApJ*, 847, 43
- Dib S., et al., 2021, *A&A*, 655, A101
- Draine B. T., 2011, Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium. Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press, Princeton, N.J
- Dubois Y., Teyssier R., 2008, *A&A*, 477, 79
- Eisenstein D. J., Hut P., 1998, *ApJ*, 498, 137
- Elmegreen B. G., 1995, *MNRAS*, 275, 944
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., 2006, *ApJ*, 650, 644
- Elmegreen B. G., Scalo J., 2004, *ARA&A*, 42, 211
- Emsellem E., Renaud F., Bournaud F., Elmegreen B., Combes F., Gabor J. M., 2015, *MNRAS*, 446, 2468
- Eswaran V., Pope S. B., 1988, *Computers and Fluids*, 16, 257

- Evans C. R., Hawley J. F., 1988, *ApJ*, 332, 659
- Falcón-Barroso J., et al., 2017, *A&A*, 597, A48
- Federrath C., 2013, *MNRAS*, 436, 1245
- Federrath C., Klessen R. S., 2012, *ApJ*, 761, 156
- Federrath C., Klessen R. S., Schmidt W., 2008, *ApJ*, 688, L79
- Federrath C., Roman-Duval J., Klessen R. S., Schmidt W., Mac Low M. M., 2010, *A&A*, 512, A81
- Fensch J., Bournaud F., 2021, *MNRAS*, 505, 3579
- Fensch J., et al., 2017, *MNRAS*, 465, 1934
- Fiege J. D., Pudritz R. E., 2000, *MNRAS*, 311, 105
- Forbes J. C., et al., 2022, arXiv e-prints
- Fromang S., 2013, in EAS Publications Series. pp 95–142 ([arXiv:1305.3416](https://arxiv.org/abs/1305.3416)), [doi:10.1051/eas/1362004](https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013EAS...62...95F), <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013EAS...62...95F>
- Fromang S., Hennebelle P., Teyssier R., 2006, *A&A*, 457, 371
- Gammie C. F., 2001, *ApJ*, 553, 174
- Gatto A., et al., 2017, *MNRAS*, 466, 1903
- Geen S., Hennebelle P., Tremblin P., Rosdahl J., 2015, *MNRAS*, 454, 4484
- Genzel R., et al., 2008, *ApJ*, 687, 59
- Genzel R., et al., 2010, *MNRAS*, 407, 2091
- Girichidis P., et al., 2020, *Space Science Reviews*, 216, 68
- Goldreich P., Lynden-Bell D., 1965, *MNRAS*, 130, 125
- Goldsmith P. F., 2001, *ApJ*, 557, 736
- Habing H. J., 1968, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 19, 421
- Han J. L., 2017, *ARA&A*, 55, 111
- Hartwick F. D. A., 1971, *ApJ*, 163, 431
- Hennebelle P., Chabrier G., 2011a, [\] 10.1017/S1743921311000329](https://arxiv.org/abs/10.1017/S1743921311000329), 270, 159
- Hennebelle P., Chabrier G., 2011b, *ApJ*, 743, L29
- Hennebelle P., Falgarone E., 2012, *A&AR*, 20, 55
- Hennebelle P., Iffrig O., 2014, *A&A*, 570, A81

- Hennebelle P., Inutsuka S.-i., 2019, arXiv e-prints,
- Hennebelle P., Lesur G., Fromang S., 2017, *A&A*, 599, A86
- Hopkins P. F., 2013, *MNRAS*, 430, 1653
- Hopkins P. F., Quataert E., Murray N., 2011, *MNRAS*, 417, 950
- Iffrig O., Hennebelle P., 2015, *A&A*, 576, A95
- Iffrig O., Hennebelle P., 2017, *A&A*, 604, A70
- Janka H.-T., 2012, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62, 407
- Jeans J. H., 1902, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 199, 1
- Jin K., Salim D. M., Federrath C., Tasker E. J., Habe A., Kainulainen J. T., 2017, *MNRAS*, 469, 383
- Jog C. J., Solomon P. M., 1984, *ApJ*, 276, 114
- Joung M. K. R., Mac Low M.-M., 2006, *ApJ*, 653, 1266
- Karpel J. T., 2018, *Journal of Open Source Software*, 3, 542
- Kennicutt Jr. R. C., 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt R. C., Evans N. J., 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Kennicutt Jr. R. C., et al., 2007, *ApJ*, 671, 333
- Kevlahan N., Pudritz R. E., 2009, *ApJ*, 702, 39
- Kim C.-G., Ostriker E. C., 2017, *ApJ*, 846, 133
- Kim C.-G., Kim W.-T., Ostriker E. C., 2011, *ApJ*, 743, 25
- Kim C.-G., Ostriker E. C., Kim W.-T., 2013, *ApJ*, 776, 1
- Kim C.-G., et al., 2020, *ApJ*, 903, L34
- Klee J., Illenseer T. F., Jung M., Duschl W. J., 2017, *A&A*, 606, A70
- Klessen R. S., Hennebelle P., 2010, *A&A*, 520, A17
- Koch E. W., Rosolowsky E. W., 2015, *MNRAS*, 452, 3435
- Kolmogorov A., 1941, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30, 301
- Koyama H., Inutsuka S.-I., 2000, *ApJ*, 532, 980
- Kratter K., Lodato G., 2016, *ARA&A*, 54, 271
- Kretschmer M., Teyssier R., 2020, *MNRAS*, 492, 1385

- Kritsuk A. G., Norman M. L., Padoan P., Wagner R., 2007, *ApJ*, 665, 416
- Kritsuk A. G., Norman M. L., Wagner R., 2011, *ApJ*, 727, L20
- Kroupa P., 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Krumholz M. R., Burkhardt B., 2016, *MNRAS*, 458, 1671
- Krumholz M. R., McKee C. F., 2005, *ApJ*, 630, 250
- Krumholz M. R., Burkhardt B., Forbes J. C., Crocker R. M., 2018, *MNRAS*, 477, 2716
- Kuijken K., Gilmore G., 1989, *MNRAS*, 239, 605
- Larson R. B., 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Larson R. B., 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Lee Y.-N., Hennebelle P., 2018, *A&A*, 611, A88
- Leroy A. K., Walter F., Brinks E., Bigiel F., de Blok W. J. G., Madore B., Thornley M. D., 2008, *ApJ*, 136, 2782
- Lichtenberg T., Schleicher D. R. G., 2015, *A&A*, 579, A32
- Lin M.-K., Kratter K. M., 2016, *ApJ*, 824, 91
- Lodato G., Clarke C. J., 2011, *MNRAS*, 413, 2735
- Lodato G., Rice W. K. M., 2004, *MNRAS*, 351, 630
- Lodato G., Rice W. K. M., 2005, *MNRAS*, 358, 1489
- Lozano V., 2011, Pour aller plus loin avec la ligne de commande 1.01 : tout ce que vous avez toujours voulu savoir sur Unix sans jamais oser le demander. Framabook collection, ILV-Bibliotheca éd, Cergy-Pontoise
- Mac Low M.-M., Klessen R. S., 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- Martizzi D., Fielding D., Faucher-Giguère C.-A., Quataert E., 2016, *MNRAS*, 459, 2311
- Meidt S. E., et al., 2020, *ApJ*, 892, 73
- Mejía A. C., Durisen R. H., Pickett M. K., Cai K., 2005, *ApJ*, 619, 1098
- Meru F., Bate M. R., 2011a, *MNRAS*, 410, 559
- Meru F., Bate M. R., 2011b, *MNRAS*, 411, L1
- Meru F., Bate M. R., 2012, *MNRAS*, 427, 2022
- Mestel L., 1966, *MNRAS*, 133, 265
- Michael S., Steiman-Cameron T. Y., Durisen R. H., Boley A. C., 2012, *ApJ*, 746, 98

- Miville-Deschênes M.-A., Murray N., Lee E. J., 2017, *ApJ*, 834, 57
- Molina F. Z., Glover S. C. O., Federrath C., Klessen R. S., 2012, *MNRAS*, 423, 2680
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1996, *ApJ*, 462, 563
- Nusser A., Silk J., 2021, arXiv :2110.13922 [astro-ph]
- Ostriker J., 1964, *ApJ*, 140, 1056
- Ostriker E. C., Kim C.-G., 2022, *ApJ*, 936, 137
- Ostriker E. C., McKee C. F., Leroy A. K., 2010, *ApJ*, 721, 975
- Paardekooper S.-J., 2012, *MNRAS*, 421, 3286
- Paardekooper S.-J., Baruteau C., Meru F., 2011, *MNRAS*, 416, L65
- Padoan P., Nordlund A., 2011, *ApJ*, 730, 40
- Padoan P., Pan L., Haugbolle T., Nordlund A., 2016, *ApJ*, 822, 11
- Pattle K., Fissel L., Tahani M., Liu T., Ntormousi E., 2022, Magnetic Fields in Star Formation : From Clouds to Cores, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2022arXiv220311179P>
- Piontek R. A., Ostriker E. C., 2007, *ApJ*, 663, 183
- Renaud F., Kraljic K., Bournaud F., 2012, *ApJL*, 760, L16
- Rice W. K. M., Armitage P. J., Bate M. R., Bonnell I. A., 2003, *MNRAS*, 339, 1025
- Rice W. K. M., Lodato G., Armitage P. J., 2005, *MNRAS*, 364, L56
- Rice W. K. M., Armitage P. J., Mamatsashvili G. R., Lodato G., Clarke C. J., 2011, *MNRAS*, 418, 1356
- Rice W. K. M., Forgan D. H., Armitage P. J., 2012, *MNRAS*, 420, 1640
- Rice W. K. M., Paardekooper S. J., Forgan D. H., Armitage P. J., 2014, *MNRAS*, 438, 1593
- Richardson L. F., 2007, Weather Prediction by Numerical Process. <https://doi.org/10.1017/CB09780511618291>
- Romeo A. B., Mogotsi K. M., 2017, *MNRAS*, 469, 286
- Rosdahl J., Blaizot J., Aubert D., Stranex T., Teyssier R., 2013, *MNRAS*, 436, 2188
- Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, 121, 161
- Schmidt M., 1959, *ApJ*, 129, 243
- Schmidt W., Hillebrandt W., Niemeyer J. C., 2006, *Computers & Fluids*, 35, 353
- Schmidt W., Federrath C., Hupp M., Kern S., Niemeyer J. C., 2009, *A&A*, 494, 127

- Sedov L. I., 1959, in , *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, New York : Academic Press, 1959
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 500, 33
- Soler J. D., Hennebelle P., 2017, *A&A*, 607, A2
- Spilker A., Kainulainen J., Orkisz J., 2021, *A&A*, 653, A63
- Spitzer L., Härm R., 1953, *Physical Review*, 89, 977
- Stahler S. W., Palla F., 2004, *The Formation of Stars*. Wiley-VCH, Weinheim
- Sun J., et al., 2020, *ApJ*, 901, L8
- Sun J., et al., 2022, *ApJ*, 164, 43
- Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, *ApJS*, 88, 253
- Szotkowski S., et al., 2019, *ApJ*, 887, 111
- Takahashi S. Z., Tsukamoto Y., Inutsuka S., 2016, *MNRAS*, 458, 3597
- Teyssier R., 2002, *A&A*, 385, 337
- Theuns T., Leonard A., Efstathiou G., Pearce F. R., Thomas P. A., 1998, *MNRAS*, 301, 478
- Toomre A., 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Toro E. F., 2019, *Shock Waves*, 29, 1065
- Tress R. G., Smith R. J., Sormani M. C., Glover S. C. O., Klessen R. S., Mac Low M.-M., Clark P. C., 2020, *MNRAS*, 492, 2973
- Vacca W. D., Garmany C. D., Shull J. M., 1996, *ApJ*, 460, 914
- Vazquez-Semadeni E., 1994, *ApJ*, 423, 681
- Wada K., Meurer G., Norman C. A., 2002, *ApJ*, 577, 197
- Walch S., et al., 2015, *MNRAS*, 454, 238
- Widrow L. M., 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 775
- Wolfire M. G., McKee C. F., Hollenbach D., Tielens A. G. G. M., 2003, *ApJ*, 587, 278
- Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A., 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015
- Young M. D., Clarke C. J., 2015, *MNRAS*, 451, 3987
- Zhu Z., Hartmann L., Nelson R. P., Gammie C. F., 2012, *ApJ*, 746, 110
- de Avillez M. A., Breitschwerdt D., 2005, *A&A*, 436, 585
- de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E., Trachternach C., Oh S.-H., Kennicutt Jr. R. C., 2008, *ApJ*, 136, 2648

Titre : De la dynamique galactique à la formation stellaire : comment est régulé le taux de formation d'étoiles ?

Mots clés : formation stellaire ; simulations numériques ; galaxies ; turbulence ; champ magnétique ; rétroaction stellaire

Résumé : Le développement de nouveaux télescopes spatiaux et terrestres, ainsi que l'amélioration des capacités et des techniques de simulations promettent des progrès importants dans la compréhension des mécanismes de la formation stellaire. C'est un défi colossal, car la formation stellaire est un processus qui se joue à la fois à l'échelle très vaste d'une galaxie et à l'échelle plus petite d'un système stellaire (voire de l'atome), sans oublier toutes les échelles intermédiaires. Le travail de la thèse que vous vous apprêtez à lire a pour objectif principal de comprendre quels sont les processus physiques majeurs qui expliquent le taux de formation des étoiles, c'est-à-dire la vitesse à laquelle le gaz qui compose en partie les galaxies s'effondre pour former des étoiles. C'est un travail multifa-

cette et multiéchelle, mais qui se focalise sur les disques galactiques, de masse similaire ou jusqu'à quinze fois plus massives que la nôtre.

Le cœur de la thèse porte sur la régulation du taux de formation d'étoiles à l'échelle du kiloparsec. À l'aide de simulations numériques, il s'agit de voir quels sont les processus physiques qui permettent d'expliquer les relations observées avec la quantité de gaz, en quantifiant notamment l'importance de la rétroaction stellaire et du champ magnétique. J'y mets en évidence le rôle essentiel joué par la turbulence à grande échelle dans les galaxies riches en gaz. Cela m'a poussé à l'étudier plus précisément, notamment pour comprendre sa génération dans le disque galactique.

Title: From galactic dynamics to star formation, what sets the star formation rate?

Keywords: star formation ; numerical simulation ; galaxies ; turbulence ; magnetic field ; stellar feedback

Abstract: The arrival of new telescopes and the improvement of the techniques of numerical simulations allow important progress to be made in the understanding of the mechanisms of star formation in the Universe. It's a major challenge, because star formation is determined by events at very large scales (a galaxy) and very small scales (the kernel of the atoms) and all the scales in the middle. This thesis aims at determining what are the main processes that may explain the star formation rate, that is the speed at which the gas from galaxies is converted into stars. In this work I

tackle several scales and environments, but I focus on disk galaxies with a gas mass equal or up to fifteen times the gas mass in the Milky Way.

The heart of the thesis is the numerical simulation of kiloparsec regions of galactic disk to study the role of stellar feedback, magnetic field and large scale turbulence on the star formation rate. The latter is found to be crucial in gas-rich galaxies and that prompted me to study more precisely the role of turbulence, in particular how it is generated in the galactic disk.