HAL
open science

Pièges à poussière auto-induits dans les disques protoplanétaires : du rôle des lignes de gel à la formation des planétésimaux

Arnaud Vericel

▶ **To cite this version:**

Arnaud Vericel. Pièges à poussière auto-induits dans les disques protoplanétaires : du rôle des lignes de gel à la formation des planétésimaux. Astrophysique [astro-ph]. Université de Lyon, 2020. Français. NNT : 2020LYSE1149 . tel-03353416

HAL Id: tel-03353416

https://theses.hal.science/tel-03353416v1

Submitted on 24 Sep 2021

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

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

N° d'ordre NNT : 2020LYSE1149

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
Physique et Astrophysique (PHAST)

Spécialité de doctorat : Astrophysique

Soutenue publiquement le 29/09/2020, par :
Arnaud VERICEL

Pièges à poussière auto-induits dans les disques protoplanétaires : du rôle des lignes de gel à la formation de planétésimaux

---

Devant le jury composé de :

Prof. QUANTIN-NATAF Cathy	Présidente
Dr. BARUTEAU Clément	Rapporteur
Dr. GUILLOT Tristan	Rapporteur
Dr. DOUGADOS Catherine	Examinatrice
Dr. GUILBERT-LEPOUTRE Aurélie	Examinatrice
Dr. GONZALEZ Jean-François	Directeur de thèse

RÉSUMÉ

La formation des planètes repose sur la croissance des grains micrométriques sur plus d'une dizaine d'ordres de grandeurs dans les disques protoplanétaires. Pourtant, cette croissance est perturbée par des barrières à la fois théoriques et expérimentales. En effet, d'une part la friction aérodynamique entre le gaz et la poussière entraine la dérive radiale de la poussière vers l'étoile, qui devient maximale aux tailles millimétriques à centimétriques et résulte en l'accrétion rapide du disque. D'autre part, la vitesse relative entre les grains, qui leur permet de se rencontrer et de s'agglomérer, devient elle aussi importante pour les grains de tailles intermédiaires, ce qui les fait passer d'un régime de croissance à un régime de fragmentation.

Plusieurs solutions ont été proposées pour surpasser ces barrières, mais demandent souvent des conditions particulières pour se produire. Récemment, Gonzalez et al. (2017a) ont proposé une solution qui s'appuie sur la croissance, la fragmentation et la rétroaction de la poussière, c'est à dire des éléments naturellement présents dans les disques. Ils ont appelé ce mécanisme 'piège à poussière auto-induit'. Ma thèse se concentre sur ce mécanisme et le couple à d'autres phénomènes couramment rencontrés dans les disques par le biais de simulations hydrodynamiques 3D avec le formalisme Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH).

Je me suis dans un premier temps intéressé à l'effet couplé de ces pièges avec la présence de fronts de condensation, appelés 'lignes de gel'. Ces dernières ont la particularité de modifier les propriétés de surface des grains, ce qui impacte la façon avec laquelle ils se collent et permet de concentrer la poussière à des endroits particuliers du disque.

Je me suis également penché sur la possibilité qu'un disque contienne déjà une planète et ai étudié l'impact qu'elle aurait sur l'évolution de la poussière. Cet aspect est particulièrement important étant donné les observations de plus en plus fréquentes de disques et de leurs structures de poussière, dont il faut pouvoir expliquer l'origine. Je me suis notamment penché sur le cas du disque autour de l'étoile HD 169142, qui pourrait porter les traces de la croissance de la poussière autour d'une planète.

Je me suis enfin investi dans le développement d'outils numériques en implémentant un modèle de croissance et de fragmentation de la poussière dans le code SPH public Phantom et en couplant ce modèle avec le code de transfert radiatif Mcfost. J'ai utilisé ce code SPH moderne et modulaire pour effectuer des comparaisons avec des résultats connus et confirmer leur validité. L'implémentation de ce modèle pourra servir à la communauté dans le cadre d'autres études de la croissance et de la fragmentation autour de systèmes variés et dans la production d'observations synthétiques.

Mots clés : Disques protoplanétaires, Hydrodynamique, Méthodes : numérique, Interactions planète-disque, Planètes et satellites : formation, HD 169142

ABSTRACT

Planet formation relies on dust growth from micrometer sizes through more than 10 orders of magnitude in protoplanetary discs. However, this growth process in hindered by theoretical and experimental barriers. Indeed, on the one hand aerodynamic drag between gas and dust drives the dust radial drift towards the star, which becomes maximum for millimetre to centimetre grains and results in a rapid accretion of the disc onto the star. On the other hand, the relative velocity between grains, which allows them to collide and grow, becomes also the largest for these intermediate sizes, which results in collisions that make the grains fragment rather than grow.

Several solutions have been proposed to overcome these barriers, but they often demand particular conditions to operate. Recently, Gonzalez et al. (2017a) proposed a solution which combines dust growth, fragmentation and back-reaction onto the gas, i.e. natural elements that can be found in the disc. They called this mechanism 'self-induced dust trap'. My PhD is mainly focused on this particular mechanism and its relationship with other processes that can take place within the disc. These studies have been mainly conducted by means of 3D hydrodynamical simulations using the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) formalism.

Firstly, I focused on the coupled effects of these so called traps with the presence of condensation fronts in discs, called 'snowlines'. These can modify the surface properties of the grains, which impact the way they grow or fragment and can lead to local concentrations of dust.

I also looked into the possibility of a disc already hosting a planet and studied its impact on dust evolution. This aspect is particularly interesting regarding the ever-growing number of observations of discs and their structures, the origin of which we need to explain. More specifically, I considered the disc around the star HD 169142, which could carry the signature of dust growth around one planet.

I finally invested a lot of my time into the development of numerical methods by implementing a model of dust growth and fragmentation into the public SPH code Phantom and coupling this model with the radiative transfer code Mcfost. I have used this SPH code, which is modern and modular, to compare its results with previous publications and confirm their validity. The implementation of this model could be of use to the community in other studies of dust growth and fragmentation in various systems and to produce synthetic observations.

Keywords : Protoplanetary discs, Hydrodynamics, Methods : numerical, Planet-disc interactions, Planets and satellites : formation, HD 169142

TABLE DES MATIÈRES

Résumé **2**

Abstract **3**

Constantes et liste des symboles **8**

Remerciements **10**

Introduction **12**

1 Contexte Astrophysique **14**
1.1 Vue d'ensemble . . . 14
1.2 Régions de formation stellaire . . . 15
1.2.1 Mécanisme de formation . . . 16
1.2.2 Observations et classification des disques . . . 17
1.3 Formation planétaire . . . 20
1.3.1 Coagulation de la poussière . . . 20
1.3.2 Les barrières de la formation planétaire . . . 21
1.3.3 Quelques solutions à ces barrières . . . 22
1.3.4 Les lignes de gel . . . 25
1.3.5 Les pièges à poussière auto-induits . . . 26
1.3.6 L'instabilité de courant : des galets aux planétésimaux . . . 28
1.4 Des planétésimaux aux planètes : le cas du Système Solaire . . . 28
1.4.1 Composition et structure . . . 28
1.4.2 Scénarios de formation . . . 30
1.5 Objectifs de la thèse . . . 31

2 Modèle et évolution d'un disque protoplanétaire **32**
2.1 Étalement d'un disque d'accrétion . . . 32
2.1.1 Évolution temporelle . . . 32
2.1.2 État stationnaire . . . 35
2.2 Modèles de disques . . . 36
2.2.1 L'hypothèse verticalement isotherme . . . 36
2.2.2 Géométries et structure thermique des disques . . . 37
2.2.3 Formulation en lois de puissance . . . 41
2.3 À quel point les disques protoplanétaires sont-ils visqueux ? . . . 41
2.3.1 Le transfert de moment cinétique . . . 41
2.3.2 La prescription alpha de Shakura & Sunyaev . . . 44
2.4 La friction entre le gaz et la poussière . . . 45
2.4.1 Origine physique . . . 45
2.4.2 Le régime d'Epstein . . . 47

2.4.3 Les régimes de Stokes . . . 47
2.4.4 Couplage gaz-poussière et nombre de Stokes . . . 48
2.5 Sédimentation verticale de la poussière . . . 49
2.6 Dérive radiale de la poussière . . . 52
2.6.1 L'importance de la rétroaction de la poussière sur le gaz . . . 54
2.7 Croissance et fragmentation de la poussière . . . 56
2.7.1 L'équation de coagulation . . . 56
2.7.2 L'approximation mono-disperse . . . 56
2.8 Les lignes de gel . . . 63
2.8.1 Effets des lignes de gel . . . 63
2.8.2 Modélisation associée . . . 67

3 Méthodes numériques 69
3.1 Vue d'ensemble . . . 69
3.2 Le formalisme Smoothed Particle Hydrodynamics . . . 71
3.2.1 Interpolations d'un champ de particules . . . 71
3.2.2 Noyau de lissage W . . . 72
3.2.3 Longueur de lissage et nombre de voisins . . . 73
3.2.4 Interpolation d'un champ quelconque . . . 74
3.3 Équations hydrodynamiques . . . 75
3.3.1 Conservation de la masse . . . 75
3.3.2 Conservation de l'impulsion et du moment cinétique . . . 75
3.3.3 Équation de l'energie interne . . . 76
3.4 Viscosité et capture des chocs . . . 77
3.5 Friction entre le gaz et la poussière . . . 78
3.5.1 Le formalisme multi-fluide (deux fluides) . . . 78
3.5.2 Le formalisme mono-fluide . . . 80
3.6 Pas de temps et stabilité numérique . . . 82
3.7 Schéma numérique d'intégration . . . 83
3.8 Fonctionnement général d'un code SPH . . . 84
3.9 Le code Lyonsph . . . 85
3.9.1 Historique . . . 85
3.9.2 Différences avec Phantom . . . 85
3.10 Évolutions solitaires de grains dans un disque statique : le code comparatif Endgame 87
3.10.1 Motivations . . . 87
3.10.2 Structure statique du gaz . . . 87
3.10.3 Évolution des grains au cours du temps . . . 88

4 Effets des lignes de gel sur les pièges à poussière auto-induits 90
4.1 Mise en bouche . . . 91
4.1.1 Calculs préliminaires . . . 91
4.1.2 Setup numérique . . . 93
4.2 Piège à poussière sans ligne de gel . . . 93
4.3 Mécanisme type . . . 95
4.4 Effet de la position d'une ligne de gel . . . 96
4.4.1 3 scénarios . . . 97
4.4.2 Correlation piège-ligne de gel . . . 99
4.4.3 Rétroaction et distance à l'étoile . . . 100
4.4.4 Trajectoires de particules piégées . . . 103
4.5 La ligne de gel de CO . . . 105
4.5.1 Incertitudes sur les vitesses de fragmentation . . . 105
4.5.2 Simulations . . . 108
4.5.3 Arguments théoriques . . . 109
4.5.4 Cas où le CO fragilise les grains . . . 111
4.6 Comparaison avec les données DSHARP . . . 114
4.6.1 Cas i : $V_{\mathrm{frag,H_2O}} < V_{\mathrm{frag,CO-H_2O}}$ . . . 115
4.6.2 Cas ii : $V_{\mathrm{frag,H_2O}} \lesssim V_{\mathrm{frag,CO-H_2O}}$ . . . 117

4.6.3 Cas *iii* : $V_{\mathrm{frag,H_2O}} > V_{\mathrm{frag,CO-H_2O}}$ . . . 117
4.6.4 Des simulations aux observations . . . 118
4.7 Analyse de l'espace des paramètres . . . 119
4.7.1 Classification en groupes . . . 120
4.8 Discussion . . . 121
4.8.1 Formation de planétés(imaux) . . . 123
4.9 Résumé . . . 123

5 Co-existence de planètes et de pièges à poussière auto-induits 125
5.1 Motivations . . . 125
5.2 Modélisation . . . 126
5.2.1 Sphère de Hill . . . 126
5.2.2 Setup numérique . . . 127
5.2.3 Intéraction disque-planète . . . 128
5.3 Planète géante gazeuse : $x_{\mathrm{p}} \gg 1$ . . . 131
5.4 Terre et super-Terre : $x_{\mathrm{p}} \ll 1$ . . . 134
5.5 Régime intermédiaire de masse : $x_{\mathrm{p}} > 1$ . . . 139
5.5.1 Une planète, deux anneaux . . . 140
5.5.2 Comparaison à M_{p} fixée . . . 143
5.5.3 Définition et caractérisation du régime à deux anneaux . . . 145
5.5.4 Vérification et extrapolation . . . 148
5.6 Application au disque autour de l'étoile HD 169142 . . . 149
5.6.1 Présentation du système . . . 149
5.6.2 Modélisations publiées . . . 150
5.6.3 Ces deux anneaux peuvent-ils être cohérents avec une seule planète ? . . . 151
5.7 Discussion . . . 152
5.7.1 Temps d'injection de la planète . . . 152
5.7.2 Relation entre l'anneau externe et la planète . . . 153
5.7.3 Migration planétaire . . . 154
5.8 Résumé . . . 155

6 Croissance et fragmentation de la poussière dans le code Phantom 157
6.1 Modèle physique . . . 158
6.1.1 Rappels . . . 158
6.1.2 Concordance avec le formalisme SPH . . . 158
6.2 Implémentation numérique . . . 159
6.2.1 Bi-fluide . . . 159
6.2.2 Mono-fluide . . . 161
6.2.3 Condition de Courant et pas de temps associé . . . 162
6.2.4 Intégration du taux de croissance . . . 162
6.3 Tests unitaires et physiques . . . 163
6.3.1 Dustybox . . . 164
6.3.2 Farmingbox . . . 164
6.4 Couplage avec le code de transfert radiatif Mcfost . . . 168
6.5 Simulations avec croissance pure . . . 169
6.5.1 Setup numérique . . . 170
6.5.2 Influence de la taille initiale . . . 170
6.5.3 Dérive radiale, croissance et trajectoires . . . 172
6.6 Ajout de la fragmentation . . . 175
6.6.1 Évolution générale . . . 175
6.6.2 Comparaison avec la croissance pure . . . 178
6.6.3 Impact du modèle de fragmentation . . . 180
6.6.4 Images synthétiques . . . 181
6.7 Discussion et conclusion . . . 183
6.7.1 Différences et limitations numériques . . . 183
6.7.2 Perspectives . . . 184
6.7.3 Résumé conclusif . . . 185

Conclusion **186**

Annexes **209**

A Le code unidimensionnel Endgame **210**
A.1 Liste des variables d'entrée 210
A.2 Programme principal 210
A.3 Subroutine d'évolution 211

B Utilitaires liés à Phantom **213**
B.1 Conversion de mono à bi-fluide 213
B.2 Utilitaires liés à l'utilisation de Mcfost 215
B.2.1 Binning adaptatif 215
B.2.2 Exemple d'utilisation 218

C Ma thèse en quelques chiffres **222**

CONSTANTES ET LISTE DES SYMBOLES

Constantes physiques

Constante gravitationnelle $G = 6,67 \times 10^{-11}$ N.m^2.kg^{-2}
Constante de Boltzmann $k_\mathrm{B} = 1,38 \times 10^{-23}$ J.K^{-1}
Masse solaire $M_\odot = 1,989 \times 10^{30}$ kg
Masse d'un atome d'hydrogène $m_\mathrm{H} = 1,66 \times 10^{-27}$ kg
Unité astronomique 1 ua $= 1,49597871 \times 10^{11}$ m
Parsec 1 pc $= 3,086 \times 10^{16}$ m

Liste des grandeurs utilisées et symboles associés

Symbole	Grandeur générale associée		
$M_\star$	masse de l'étoile	M_disc	masse du disque
$R_\star$	rayon de l'étoile	$L_\star$	luminosité de l'étoile
λ	longueur d'onde	F_r	Flux reçu
Ω	fréquence angulaire	Ω_k	fréquence angulaire keplerienne
$\dot{M}$	taux d'accrétion	$\mathcal{M}$	nombre de Mach
v_k	vitesse keplerienne	H/r	rapport d'aspect
r_in	rayon interne	r_out	rayon externe
E_c	énergie cinétique	ϕ	potentiel gravitationnel
u	énergie interne spécifique	$\mathcal{L}$	moment cinétique spécifique
e	excentricité	i	inclinaison
v_drift	vitesse radiale associée à la friction	v_visc	vitesse radiale associée à la viscosité
Q	paramètre de Toomre	W	noyau de lissage
$\alpha^\mathrm{AV}, \beta^\mathrm{AV}$	paramètres de viscosité artificielle	h	longueur de lissage

Symbole	Grandeur associée au gaz		
α	paramètre de viscosité turbulente	T	température
P	pression	ρ_{g}	densité spatiale
Σ	densité surfacique	c_{s}	vitesse du son
ν	viscosité	μ	poids moléculaire moyen
ν_{m}	viscosité moléculaire	p	exposant du profil de densité de surface
q	exposant du profil de température	η	paramètre sous-keplerien
v_{g}	vitesse	v_{th}	vitesse thermique
Δv	différence de vitesse avec la phase de poussière	λ_{g}	libre parcours moyen
H_{g}	hauteur caractéristique du disque	Γ_{visc}	couple visqueux
M_{J}	masse de Jeans	Re	nombre de Reynolds
γ	coefficient adiabatique		

Symbole	Grandeur associée à la poussière		
s	rayon du grain	ρ_{s}	densité intrinsèque
m_{d}	masse du grain	a_0	rayon d'un monomère
H_{d}	hauteur caractéristique du disque	σ_{d}	section efficace collisionnelle
St	nombre de Stokes	Sc	nombre de Schmidt
t_{col}	temps caractéristique de collision	V_{rel}	vitesse relative entre les grains
t_{s}	temps d'arrêt	K	coefficient de friction
Kn	nombre de Knudsen	v_{d}	vitesse
ε	rapport poussière/gaz	ϵ	fraction de poussière
t_{drift}	temps caractéristique de dérive radiale	t_{set}	temps caractéristique de sédimentation
t_{growth}	temps caractéristique de croissance	$\mathrm{d}s/\mathrm{d}t$	taux de croissance
V_{frag}	vitesse de fragmentation	Ro	nombre de Rossby
V_{fragin}	vitesse de fragmentation interne à la ligne de gel	V_{fragout}	vitesse de fragmentation externe à la ligne de gel
r_{snow}	position de la ligne de gel	s_{opt}	taille optimale de dérive radiale
$s^{\pm}_{\mathrm{frag}}$	tailles limite de fragmentation	E_{break}	énergie de cassure de deux monomères
F_{c}	force critique de séparation de deux monomères	δ_{c}	distance critique de séparation de deux monomères
$\mathcal{E}$	module de Young	γ_x	énergie de surface de l'élément solide x
x_{br}	paramètre d'intensité de la rétroaction	ξ	abondance massique

Symbole	Grandeur associée aux planètes		
a_{p}	demi-grand axe	M_{p}	masse
r_{Hill}	rayon de Hill	$\Gamma_{\mathrm{d,g}}$	couples déposés sur la poussière et le gaz

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier Jean-François, avec qui l'aventure de thèse ne fût que la continuation des stages précédents. Merci pour ces années de confiance, de conseils et de soutien, surtout en fin de deuxième année où j'ai pris la décision difficile de ne pas continuer en postdoc et de m'orienter vers l'industrie. Il a pu m'apporter tout l'espace et la liberté dont j'avais besoin pour suivre mes propres idées, tout en restant concerné et disponible. J'ai beaucoup apprécié nos échanges amicaux, tant sur le plan scientifique que culturel, ce qui m'a d'ailleurs amené à découvrir beaucoup de nouvelles choses et de me développer en tant que personne [1].

Je voudrais aussi remercier mes parents et mes soeurs, qui ont toujours essayé de me comprendre et de me soutenir dans mes projets divers et variés. Le bon déroulement de mon parcours universitaire et de ma thèse est en grande partie grâce à eux.

Ma thèse a également été rythmée par des rencontres et des amitiés. Je remercie plus particulièrement mes partenaires de bureau, ancien et actuel, qui sont devenus des amis : Anthony et Kieran. Merci d'avoir supporté mes petites danses spontanées lors de l'analyse de mes données ou encore mes goûts musicaux parfois douteux. Kieran en particulier qui est devenu un ami assez proche ; merci pour sa gentillesse et son réservoir de choses négatives à dire sur l'univers Marvel juste pour m'énerver. Sa faculté à trouver l'eau tiède assez fraiche ou son amour pour l'expression 'ça plane pour moi' [2] a rendu l'atmosphère de travail toujours très plaisante.

Je voudrais aussi remercier quelques-uns de mes pairs, dont Guillaume Laibe et ses 1000 idées à la seconde, avec qui nos conversations m'ont toujours été enrichissantes. En partie grâce à lui, j'ai eu l'énorme chance de pouvoir me rendre en Australie à plusieurs reprises et d'y vivre pendant quelques mois, ce qui m'a permis de côtoyer une culture à laquelle j'ai rapidement adhéré. Merci également à Daniel Price et Christophe Pinte pour m'avoir accueilli là-bas et aidé à développer mes travaux. Enfin, merci à Sarah Maddison, qui a investi beaucoup de son temps précieux dans la relecture de mon premier article.

Sans ordre particulier, je voudrais également remercier :

- Les doctorants du CRAL que j'ai pu côtoyer. Adélaïde pour les parties de tennis de table hebdomadaires, Mathieu pour nos conversations sans queue ni tête, Laurence pour les parties de jeux vidéo, Mathieu bis pour les jeux vidéo aussi, Maxime pour les bons moments passés pendant nos multiples voyages, Johany pour les parties de babyfoot endiablées, et tous les autres avec qui la raclette était parfois de mise.
- Les postdocs que j'ai rencontrés pendant ma thèse : Nicolàs pour son caractère corrosif (comme je les aime), Valentin pour nos longues parties de Tennis à Melbourne en plein soleil et en plein été, Esther pour l'année et demie passée ensemble, Hossam pour son accent britannique parfait

1. J'ai par exemple appris la technique pour se servir à un buffet de manière optimale !
2. Et la chanson qui en découle...

et sa gentillesse ou encore Benjamin pour son style de jeu 'unique' [3] au babyfoot.

- Polita, Henry et plus globalement toute l'association OTECI. Merci de m'avoir suivi et aidé pour que mon insertion dans l'industrie soit réussie après ma thèse. Votre investissement et vos conseils m'ont été d'une aide énorme.
- Le groupe des Italiennes. Benedetta pour les balades dans le jardin botanique de Melbourne, Martina pour notre confection d'un module python qui trouve qui est le plus mauvais codeur de la bande et Maria Giulia qui a cru pendant un instant que j'étais addict à la cocaïne [4]. Cet été/hiver en Australie à observer les pingouins, faire de la plongée à la barrière de corail et trouver des araignées anormalement grandes restera un de mes meilleurs souvenirs.
- Les membres organisateurs du Congrès des doctorants 2019, avec qui on s'est bien amusés à écrire et tourner des vidéos plus loufoques les unes que les autres.
- Sylvie, Natalie, Stéphanie et toute l'équipe administrative du CRAL qui m'ont toujours aidé à combattre mon administratophobie aigüe avec gentillesse et compassion.
- Plus généralement tous les membres de l'Observatoire de Lyon. C'est un environnement dans lequel je me suis senti très à l'aise et j'ai pris beaucoup de plaisir à y venir (sauf pour la montée très pentue).

Enfin, je terminerais ces remerciements en revenant aux éléments déclencheurs de mon intérêt pour la Science : Messieurs Bruno, Errami et Duclos, merci d'avoir cru en moi au Lycée et de m'avoir inspiré à faire quelque chose de significatif.

3. Aléatoire conviendrait plus.
4. Précision : je ne l'ai jamais été.

INTRODUCTION

"We're so bounded by time, by its order. But now I am not so sure I believe in beginnings and endings."
Louise Banks - Arrival

Cette thèse se place aux stades primitifs de la coagulation de la poussière lors de son évolution dans les disques protoplanétaires. À cette étape de la formation planétaire, l'évolution du système est gouvernée par les équations hydrodynamiques, que l'on utilisera de manière extensive tout au long du manuscrit.

Le travail proposé ici est majoritairement théorique et numérique ; j'ai essayé de développer les théories utilisées de manière précise afin qu'elles soient intelligibles pour un lecteur ayant des connaissances de la physique. L'approche que j'ai adoptée suit 3 idées principales :

(*i*) Comprendre les phénomènes physiques mis en jeu par le biais de variables relativement parlantes et 'simples' dans la mesure du possible.

(*ii*) Favoriser l'utilisation d'outils numériques simplifiés et peu demandeurs en ressources pour la compréhension d'un unique phénomène si ce dernier ne se calcule pas analytiquement. 'Simplifiés et peu demandeurs en ressources' désigne par exemple les codes unidimensionnels ou les modèles semi-analytiques.

(*iii*) Utiliser les simulations hydrodynamiques globales en 3 dimensions pour comprendre les effets couplés de plusieurs phénomènes opérant au sein des disques.

Finalement, j'utiliserai la convention suivante où toutes les figures seront dans la langue anglaise, tout comme la notation des nombres. Le nom des différentes variables sera également en anglais, sauf à quelques exceptions près où le français sera utilisé à des fins pédagogiques.

À ma famille, mes amis et tous ceux qui ont cru en moi.

CHAPITRE 1

CONTEXTE ASTROPHYSIQUE

"We are a way for the universe to know itself."
Carl Sagan

"I always believed it was the things you don't choose that makes you who you are."
Patrick Kenzie - Gone Baby Gone

Ce chapitre vise à donner une vue globale et contextualisée de la théorie de la formation planétaire, afin d'en comprendre ses enjeux et ses défis. Nous commencerons par discuter de l'intrication qui existe entre les formations stellaire et planétaire, notamment par le biais des disques circumstellaires. Nous parlerons plus précisément des processus de croissance de la poussière dans ces disques et des barrières qui y sont associées. Les possibles solutions à ces barrières seront également exposées, en mettant un accent particulier sur un mécanisme qui s'appuie sur les effets aérodynamiques entre la poussière et le gaz. Nous discuterons ensuite des étapes ultimes de la formation planétaire, permettant de passer des planétésimaux à un système de planètes. Nous discuterons par ailleurs de ces processus dans le contexte particulier de la formation du Système Solaire. Nous finirons cette introduction en donnant les objectifs de la thèse et les questions qu'elle tente d'élucider.

1.1 Vue d'ensemble

Les observations et détections qui contraignent la théorie de la formation planétaire se limitent à notre Galaxie (voir figure 1.1) du fait de la limitation angulaire rencontrée par les instruments de mesure. Notre Galaxie a un diamètre de l'ordre 3×10^4 parsecs [1], et contient typiquement plusieurs centaines de milliards d'étoiles. Récemment, Gaia Collaboration et al. (2018) ont publié la réalisation de la plus grande campagne (à ce jour) de reconnaissance des étoiles de notre Galaxie, ce qui a permis d'avoir des données plus précises de la distance et du type d'environ 1.7 milliards d'étoiles (soit environ 1% du total estimé !). Sur les milliards d'étoiles qui composent notre Galaxie, Cassan et al. (2012) ont estimé que chacune d'elle possédait en moyenne une planète en orbite liée, ce qui semble indiquer que la formation des planètes est un processus extrêmement commun. Notre Système Solaire en est également une autre manifestation.

Malgré le réservoir a priori immense de planètes dans notre Galaxie, la détection directe de ces dernières est difficile car le rayonnement de l'étoile centrale masque souvent le rayonnement reflété par la planète. Les méthodes de détection directes souffrent donc de biais qui tendent à favoriser les planètes géantes (qui reflètent une plus grande partie de la lumière de l'étoile) et

1. Un parsec (pc) est égal à 3.086×10^{16} m.

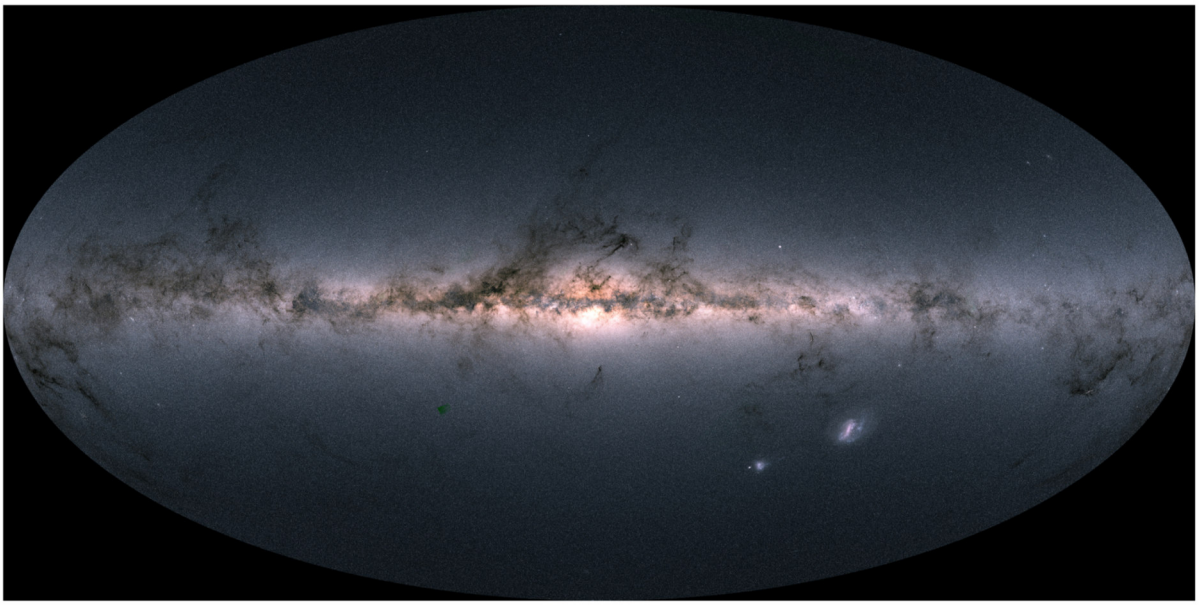


FIGURE 1.1 – Carte du flux mesuré de la Galaxie. La couleur est une composition de 3 différentes bandes de longueurs d'onde qui sont ici représentées par le rouge, le vert et le bleu. La tâche verte en bas à gauche du centre galactique est causée par un manque de données dans les bandes rouges et bleues. Tiré de Gaia Collaboration et al. (2018).

éloignées (pour pouvoir les différencier de l'étoile). Notons que les méthodes de détection directe sont en pleine expansion, avec par exemple un lot de méthodes d'imageries différentielles à base de Machine Learning qui permettent de mettre en évidence l'émission singulière de la planète (par exemple Christiaens et al., 2019).

Les méthodes de détection indirectes sont également biaisées vers les planètes les plus massives et/ou géantes. À l'inverse des méthodes directes, ces méthodes favorisent cependant les planètes les plus proches de leur étoile hôte, là où leurs effets géométriques (méthode du transit) ou gravitationnels (méthode de la vitesse radiale) sont les plus détectables. Pour la méthode de la vitesse radiale, on mesure par exemple les oscillations de l'étoile autour du centre de gravité du système, qui sont d'autant plus importantes que la (les) planète(s) sont massives et proches de l'étoile (c.à.d qu'elles déplacent efficacement le centre de gravité du système). Pour la méthode du transit, la détection consiste à analyser la courbe de lumière d'une l'étoile, qui est périodiquement modifiée par une planète qui bloque ou reflète une partie du rayonnement stellaire. Ce phénomène est d'une part d'autant plus important que le rayon de la planète est grand, et d'autre part plus fréquent et plus facilement détectable si la planète orbite proche de l'étoile (la probabilité de détection varie approximativement comme l'inverse de la distance planète-étoile).

Depuis 1995 et la première détection d'une exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale (51 Pegasi, Mayor and Queloz, 1995), la fréquence de détection s'est vue décupler au cours du temps, avec un nombre total de détections confirmées de l'ordre de 4500 à l'heure de l'écriture de cette section (voir figure 1.2). Les multiples détections, quoi que biaisées, montrent notamment d'une part que les planètes semblent se former de manière très fréquente, et d'autre part qu'elles ont des caractéristiques très variées. La théorie de la formation planétaire doit donc rendre compte de la robustesse et de la diversité des planètes engendrées.

1.2 Régions de formation stellaire

La formation planétaire est une conséquence directe du processus de formation stellaire. Ce dernier s'opère dans des régions du milieu interstellaire (MIS) appelées 'nuages moléculaires', idée proposée dés le 18ème siècle notamment par Emmanuel Kant dans sa 'Théorie du Ciel' (1755)

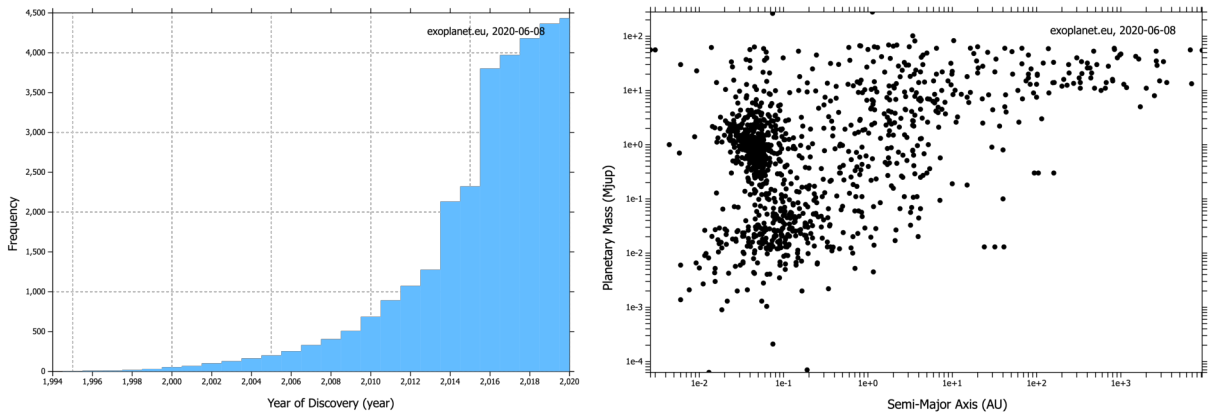


FIGURE 1.2 – **Gauche** : Compte cumulé du nombre d'exoplanètes confirmées au fil des ans. **Droite** : Distribution des exoplanètes confirmées en fonction de leur masse et de leur demi-grand axe. Les données sont tirées de www.exoplanet.eu.

ou par Pierre-Simon de Laplace dans son ouvrage 'Exposition du Système du Monde' (1796).

Les nuages moléculaires sont des régions denses et froides du milieu interstellaire, avec une densité numérique n moyenne de l'ordre de 10^{11} m^{-3} pour une température T de l'ordre de 10 K. Ils contiennent en vaste majorité du gaz et une fraction (typiquement 1%) de poussière de taille nanométrique à micrométrique. Leur étendue spatiale varie de quelques à une centaine de parsec et contiennent une masse qui peut aller de typiquement 10 à 10^6 $M_\odot$ [2]. Les nuages moléculaires sont des structures auto-gravitantes instables, où la turbulence et la magnétisation favorisent les inhomogénéités (Larson, 1981). Les influx énergétiques, comme par exemple le 'feedback' stellaire (supernovae, ejecta de matière) ou encore les effets rotationnels de la Galaxie, peuvent perturber ces nuages et causer l'effondrement gravitationnel de certaines de ses parties. Ce sont ces effondrements qui amènent à la formation stellaire (voir figure 1.3).

1.2.1 Mécanisme de formation

Le processus d'effondrement gravitationnel a initialement été analysé par James Jeans dans Jeans (1902). En effectuant une analyse perturbatrice des équations hydrodynamiques, il a notamment mis en évidence l'existence d'une instabilité à la croissance exponentielle dans le cas où l'auto-gravité d'une partie du nuage (on utilisera le mot nuage pour désigner une de ses parties pour plus de simplicité) ne peut pas être compensée par les forces de pression internes. En d'autres termes, si la vitesse de chute libre du nuage est plus grande que la vitesse du son, l'équilibre des forces ne peut pas être atteint et le nuage s'effondre jusqu'à ce qu'un autre processus prenne le dessus. À partir de cette analyse, il en a déduit une masse limite, appelée masse de Jeans M_J, au delà de laquelle un nuage auto-gravitant devient instable :

$$M_\mathrm{J} \sim 5.6 \left(\frac{T}{10\ \mathrm{K}}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{n}{10^{10}\ \mathrm{m}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{2}} M_\odot. \tag{1.1}$$

L'effondrement amène à une augmentation de la densité centrale, jusqu'à atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{30} m^{-3} où les réactions de fusion thermonucléaires s'amorcent. Une proto-étoile se forme alors. Pendant l'effondrement, la conservation du moment cinétique implique que le système s'étend radialement pour compenser la perte de moment due à la concentration de matière centrale. Le nuage initial se transforme alors progressivement en un disque relativement fin et qui s'étend sur quelques centaines d'unités astronomiques [3] autour de l'étoile. Ce disque de gaz et de poussière a une masse d'une fraction ($\sim 1 - 10$ %) de la masse de l'étoile centrale, et

2. Une masse solaire ($M_\odot$) vaut 1.989×10^{30} kg.
3. Une unité astronomique (ua) est la distance moyenne Terre-Soleil, soit 1.496×10^{11} m ($4,848 \times 10^{-6}$ pc).

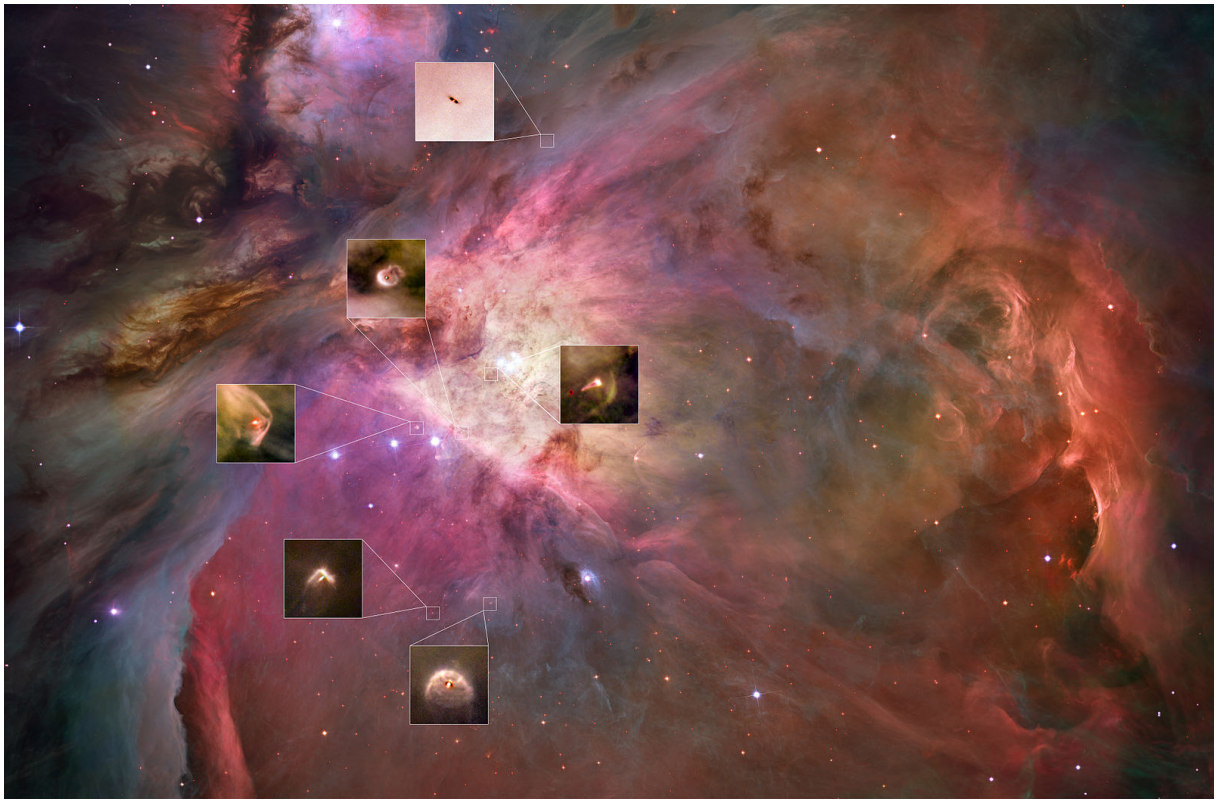


FIGURE 1.3 – Zoom sur la nébuleuse d'Orion, située à environ 410 pc de la Terre et visible dans la constellation du même nom. Les quelques zooms montrent des objets stellaires jeunes entourés de matière parfois opaque.

c'est en son sein que vont se dérouler les processus de formation planétaire (voir figure 1.4). Nous en discuterons plus précisément plus tard. Les étoiles autour desquelles les disques se forment sont de pré-séquence principale. Elles sont classées en 3 catégories :

(*i*) **Ae/Be Herbig** : $1.5 \lesssim M_\star/M_\odot \lesssim 8$. Comme leur nom l'indique, ce sont des étoiles de type spectral A et B qui ont une température effective typiquement supérieure à 7500 K.

(*ii*) **T-Tauri** : $0.08 \lesssim M_\star/M_\odot \lesssim 1.5$. Ce sont les plus communes, avec des températures effective de l'ordre de 2500 à 7500 K. Elles sont de type spectral F, G, K ou M. [4]

(*iii*) **Naine Brune** : $0.012 \lesssim M_\star/M_\odot \lesssim 0.08$. Ce sont des étoiles 'ratées' qui ne peuvent pas soutenir de réaction thermonucléaires sur la durée. Elles sont en conséquence plus froides (< 2500 K) et sont de type spectral M, L ou T.

1.2.2 Observations et classification des disques

Une partie de la lumière émise par l'étoile centrale est absorbée par le disque et ré-émise à différentes longueurs d'ondes. Les observations des disques sont donc révélatrices de leurs structures en fonction de la longueur d'onde utilisée (voir figure 1.5). Par exemple, les couches les plus hautes du disque sont révélées par la lumière directement diffusée par les plus petits grains, correspondant aux longueurs d'onde du spectre visible ou de l'infrarouge proche. Comme on le verra par la suite, ces petits grains sont fortement couplés avec le gaz, ce qui amène ces longueurs d'onde à être associées à la structure du gaz. Au contraire, les grains plus gros vont absorber la lumière et la ré-émettre sous forme de rayonnement thermique à de plus grandes longueurs d'onde (typiquement $\lambda \sim 2\pi s$, où s est le rayon d'un grain de poussière).

Une autre façon de caractériser un disque est de réaliser des mesures spectroscopiques, c.à.d de mesurer l'intensité du flux reçu en fonction de la longueur d'onde, c'est à dire la Distribution Spectrale d'Énergie ('SED' en anglais). La forme de cette distribution nous permet de classer les

4. Le Soleil est de type spectral G.

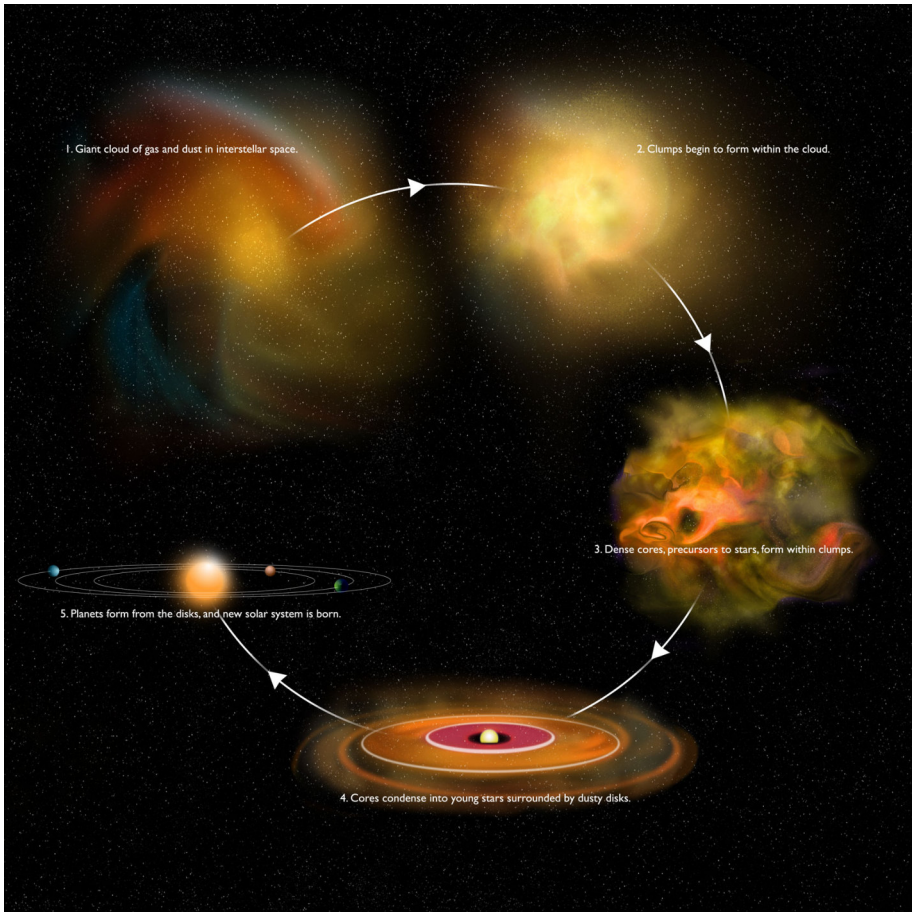


FIGURE 1.4 – Illustration des différentes étapes amenant à la formation d'un système planétaire. Crédits : Bill Saxton, NRAO/AUI/NSF.

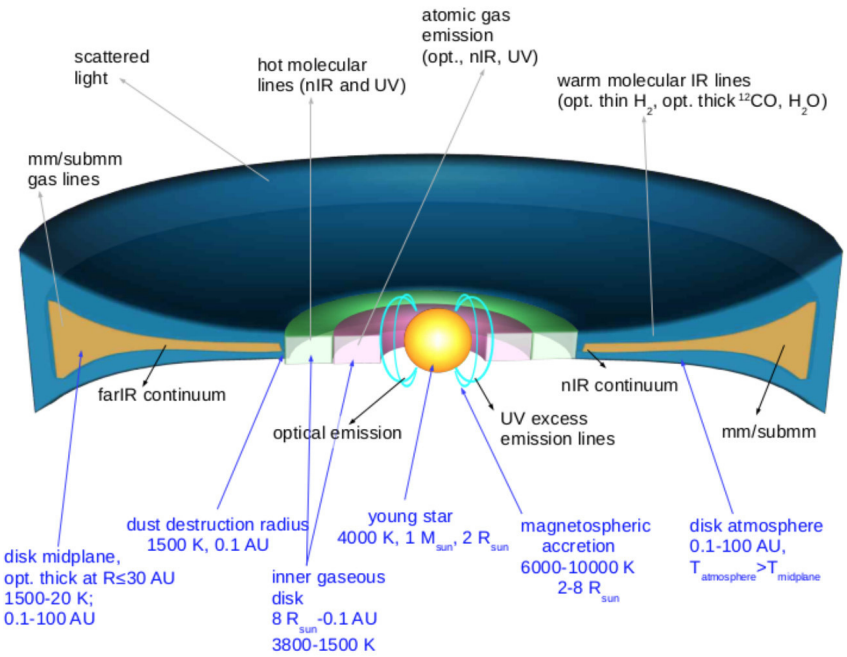


FIGURE 1.5 – Illustration d'un disque et des différentes structures qui y sont observables en fonction de la longueur d'onde. Tiré de Sicilia-Aguilar et al. (2016).

disques en 4 classes (Lada and Wilking, 1984; Andre and Montmerle, 1994). Plus précisément, cette classification se sert de la pente de la distribution dans la région infrarouge du spectre

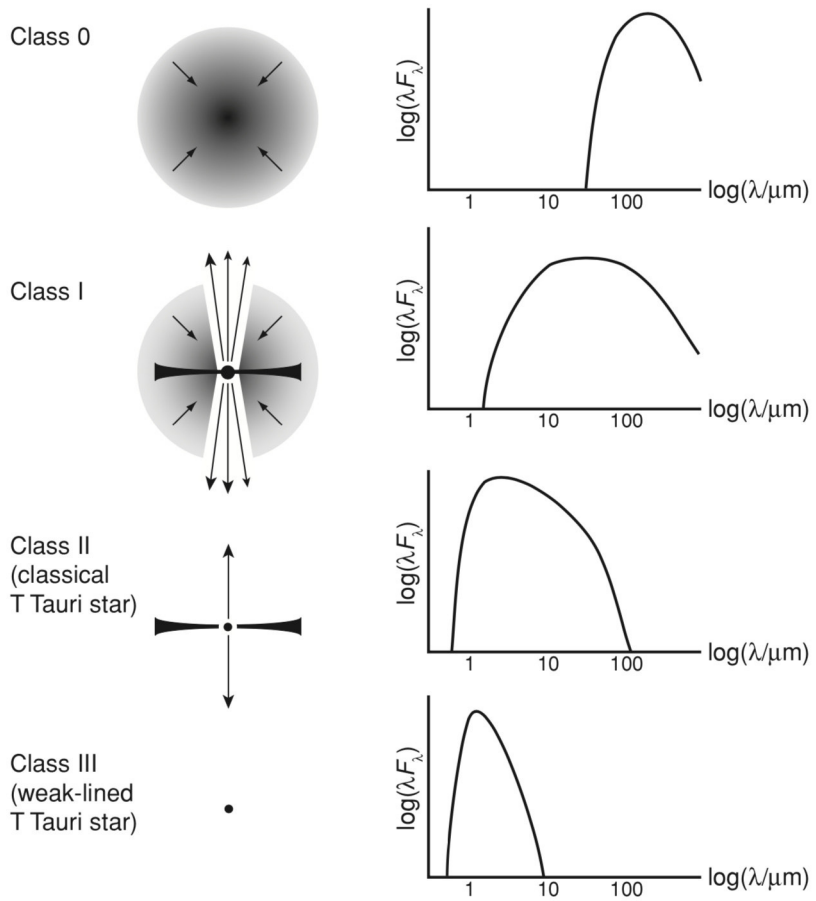


FIGURE 1.6 – Classification des disques en fonction de la SED observée. Tiré de Armitage (2010).

lumineux (2-30 μm), que l'on appelle $\alpha_{\rm IR}$:

$$\alpha_{\rm IR} = \frac{\Delta \log \lambda F_\lambda}{\Delta \lambda}, \tag{1.2}$$

où F_λ est la flux associé à la longueur d'onde λ.

La classification des disques se fait de la manière suivante (voir également la figure 1.6) :

1. **Classe 0** : La proto-étoile est enfouie dans un nuage de gaz et de poussière assez opaque. L'objet n'émet pas de lumière dans l'infrarouge proche et $\alpha_{\rm IR} = 0$. Cette classe correspond à des objets relativement jeunes, de l'ordre de 10^4 ans.
2. **Classe I** : Le disque s'est partiellement formé autour de la proto-étoile mais une partie significative du nuage enveloppe toujours le système. La SED est quasi plate dans l'infrarouge proche et moyen : $0 \lesssim \alpha_{\rm IR} \lesssim 0.3$. L'âge du système est de l'ordre de 10^5 ans.
3. **Classe II** : L'étoile est entourée d'un disque relativement fin. La SED est assez pentue : $-1.6 \lesssim \alpha_{\rm IR} \lesssim -0.3$ et correspond à la superposition du spectre du corps noir de l'étoile et de l'émission thermique du disque. C'est dans cette phase que ma thèse se place.
4. **Classe III** : Le disque, qu'on appelle de débris, est quasiment dispersé. Il ne reste plus que l'étoile, qui est sur le point d'entrer dans la séquence principale, et les éventuelles planètes et corps massifs formés pendant l'évolution des étapes précédentes. La SED est essentiellement composée de l'émission stellaire, avec $\alpha_{\rm IR} \lesssim -1.6$. L'âge typique correspondant est de l'ordre de 10^7 ans, ce qui donne la durée de vie moyenne des disques.

Des mesures spectroscopiques à plus haute résolution permettent également d'observer les raies d'émission et d'absorption de certaines molécules du disque, ce qui offre une estimation de la composition chimique de ce dernier. La phase gazeuse est majoritairement composée d'hydrogène moléculaire H_2, qui est cependant difficile à tracer étant donné que son moment dipolaire est nul

et que ses transitions correspondent à des longueurs d'ondes difficilement observables. La phase gazeuse est également composée d'autres molécules volatiles : H_2O, CO, NH_3 ou encore CH_4. Ces molécules ont la particularité de subir des changements de phase (sublimation ou condensation) sur les plages de pression et de température rencontrées dans les disques. Il existe donc des zones de transition entre la phase gazeuse et solide de chacune de ces espèces, que l'on appelle 'lignes de gel'. Nous en reparlerons plus en détail en section 1.3.3 et aux chapitres 2 et 4.

La phase de poussière est composée d'une part d'espèces carbonées (graphite, carbone amorphe) et d'autre part d'espèces riche en oxygène (PAHs[5], Silice SiO_2 ou encore Enstatite/Forsterite $MgSiO_3/Mg_2SiO_4$), qu'on appellera plus simplement silicates. En fonction de la position des grains dans le disque, leurs surfaces sont également éventuellement recouvertes par les condensats solides d'espèces volatiles, avec par exemple la glace d'eau, de CO ou de CO_2. Une partie de ma thèse (chapitre 4) se concentre sur les effets des lignes de gel, et notamment celle de CO, sur la dynamique et la croissance de la poussière.

Notons finalement que les mesures des émissions de ces molécules nous permettent d'estimer la masse des disques, ce sur quoi la théorie s'appuie. Plus particulièrement, la masse du gaz est sujette à controverse, notamment car la majeure partie du contenu du disque est invisible (H_2). Cette masse est usuellement estimée par l'une de deux méthodes :

(*i*) Mesurer la masse de poussière et appliquer un rapport gaz/poussière similaire à ce qui est trouvé dans le milieu interstellaire (~ 100). Cette méthode considère donc que la poussière dans les disques est répartie de manière équivalente avec le milieu interstellaire, ce qui n'est pas *a priori* certain.

(*ii*) Mesurer la masse de CO du disque et appliquer un rapport H_2/CO similaire à ce qui est trouvé dans le milieu interstellaire (~ 8, Dickman et al., 1983). Cette méthode est surtout limitée par le fait que le CO n'est pas forcément représentatif de la masse du gaz, étant donné qu'il se condense dans les parties les plus froides des disques ($T \lesssim 20$ K).

L'estimation de la masse de gaz des disques est encore un sujet débattu au sein de la communauté.

1.3 Formation planétaire

Les restes de la formation stellaire, c.à.d la poussière et le gaz contenus dans le disque, sont les briques de la formation planétaire (Safronov, 1972; Lissauer and Stewart, 1993; Dominik and Tielens, 1997; Dullemond and Dominik, 2005). Plus particulièrement, la poussière originellement microscopique dans le MIS doit grandir sur typiquement 13 à 14 ordres de grandeurs en un temps inférieur à la durée de vie du disque, c.à.d quelques millions d'années.

Ce processus est usuellement décrit par l'une de deux possibilités :

(*i*) L'instabilité gravitationnelle du disque, qui le fait fragmenter et permet à la poussière de s'agglomérer directement en planétésimaux. Ce processus s'appliquerait aux disques très massifs.

(*ii*) La coagulation progressive de la poussière au fur et à mesure des collisions entre grains.

On considèrera ici la coagulation progressive de la poussière dans les disques relativement peu massifs. On appelle ceci le paradigme de l'accrétion de coeur (Ikoma et al., 2000).

1.3.1 Coagulation de la poussière

Les toutes premières étapes de la croissance sont dominées par l'agitation thermique du gaz, qui permet aux plus petites particules de poussière (qu'on appelle monomères) de se rencontrer via le mouvement brownien et de se coller par intéractions de Van der Waals (Cuzzi et al.,

5. Pour 'Polycyclic Aromatic Hydrocarbons' en anglais.

1993). Ce moteur de croissance s'essouffle rapidement (à quelques microns) et laisse la place à la turbulence qui devient l'acteur principal de la rencontre entre les particules (Weidenschilling and Cuzzi, 1993). Grâce à cette dernière, les grains sont capables de coaguler jusqu'à une taille typique de l'ordre du millimètre au centimètre, après quoi les particules se rencontrent trop rapidement et ne peuvent plus grossir (Blum and Wurm, 2008). Cela constitue une des barrières de formation planétaire, dont on discute à la prochaine section.

Le gaz et la poussière interagissent par le biais d'une force de friction aérodynamique, qui dépend entre autres de la taille de la poussière (Whipple, 1972; Weidenschilling, 1977). Au fur et à mesure de la croissance, cette friction agit sur le mouvement des grains et sépare de plus en plus la phase de gaz de la phase de poussière. Les effets les plus importants de cette friction se font ressentir quand la poussière est typiquement d'une taille millimétrique (Laibe et al., 2012; Dipierro et al., 2015), ce qui a tendance à pousser les grains vers l'intérieur du disque et à les faire sédimenter vers le plan médian. Le disque de poussière a donc tendance à être plus fin et moins étendu radialement que le disque de gaz (Rosotti et al., 2019).

La finesse du disque de poussière a également été proposée comme mécanisme de formation des planétésimaux, notamment par le biais du mécanisme de Goldreich-Ward (Goldreich and Ward, 1973) qui considère l'instabilité gravitationnelle d'une couche de poussière hyper-fine. Ce mécanisme semble malheureusement irréalisable car la finesse de la couche de poussière requise est limitée à la fois par le turbulence du disque et par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (Chokshi et al., 1993a).

1.3.2 Les barrières de la formation planétaire

La croissance de la poussière est perturbée dans le régime des tailles centimétriques à métriques. Dans cette région, notre compréhension de la croissance est limitée par quelques barrières.

Dérive radiale

Le gaz et la poussière évoluent conjointement dans les disques et sont couplés par une force de friction aérodynamique (Whipple, 1972; Weidenschilling, 1977). En effet, on a d'une part le gaz qui est soutenu par sa propre pression, ce qui le fait orbiter autour de l'étoile à des vitesses azimutales légèrement sous-kepleriennes [6]. D'autre part, la poussière est quant à elle insensible à la pression, ce qui la fait orbiter autour de l'étoile à des vitesses kepleriennes. Cette différence de vitesse azimutale fait que la poussière rencontre un 'vent' de face le long de son orbite, ce qui lui fait perdre du moment cinétique et en conséquence la fait passer sur des orbites plus basses. En d'autres termes, elle dérive radialement vers l'étoile (Nakagawa et al., 1986). Ce processus s'opère le long du gradient de pression du gaz, et la poussière a tendance à le 'remonter' jusqu'à atteindre les régions les plus denses du disque, c.à.d généralement le bord interne. Lorsque la poussière est de petite ou grande taille, cette dérive est très lente. Cependant, pour les populations de tailles intermédiaires, cette dérive devient très rapide et la poussière traverse radialement le disque en un temps beaucoup plus court que sa durée de vie (Adachi et al., 1976; Weidenschilling, 1977). Le résultat de cette dérive rapide est catastrophique, puisqu'elle conduit à l'accrétion du disque de poussière par l'étoile et vide le réservoir de matière disponible pour la formation planétaire. Historiquement, cette première barrière a été appelée la 'barrière du mètre' par Weidenschilling (1977), du fait du modèle de disque utilisé qui exacerbe ce mécanisme pour les grains métriques. Depuis, la généralisation de ce problème à des modèles de disques plus réalistes a cependant montré que les tailles concernées s'étendaient typiquement du millimètre au mètre. On l'appelle maintenant plus généralement la barrière de dérive radiale (Laibe et al., 2012).

6. Une vitesse azimutale dite keplerienne suit la 3ème loi de Kepler, c.à.d $v \propto r^{-1/2}$, où r est la distance à l'étoile.

Rebond et fragmentation

Les deuxièmes limitations que rencontrent la poussière dans les disques vient du processus de croissance en lui-même. En effet, la turbulence qui agite les particules de poussière est assez peu efficace lorsque les grains sont très petits ou très grands. Au contraire, les vitesses relatives qu'elle induit sont maximales pour des grains de tailles intermédiares (mm-cm, Weidenschilling and Cuzzi, 1993; Stepinski and Valageas, 1996), jusqu'à atteindre quelques dizaines de mètres par seconde typiquement.

Les processus de croissance par coagulation sont difficiles à étudier expérimentalement car les disques sont relativement froids et peu denses par rapport aux conditions rencontrées sur Terre. Pour les investiguer, des expériences ont été menées notamment en micro-gravité (Blum and Wurm, 2000; de Beule et al., 2013). Elles ont permis de mettre en évidence 3 comportements lors de la collision de deux agrégats :

(*i*) La coagulation lorsque les vitesses relatives sont relativement faibles.

(*ii*) Le rebond, qui conserve la masse des deux particules et qui peut induire une déformation élastique ou une restructuration interne (déformation plastique).

(*iii*) La fragmentation lorsque les vitesses relatives sont grandes. Dans ce scénario, l'énergie cinétique mise en jeu lors de la collision détruit les liaisons chimiques des grains et fait diminuer leur taille.

On considère en conséquence un seuil de vitesses relatives au delà desquelles les grains passent d'un régime de croissance à un régime de rebond ou de fragmentation. Les expériences ont par ailleurs montré que cette vitesse seuil, qu'on appelle souvent la vitesse de fragmentation, dépend de la nature du grain (Blum and Wurm, 2008; Güttler et al., 2010). Les grains recouverts de matériel volatile comme la glace d'eau ont par exemple été assimilés à de grandes vitesses de fragmentation, et les grains silicatés à de plus faibles valeurs (Blum and Wurm, 2000, 2008; Yamamoto et al., 2014; Musiolik et al., 2016). Notons tout de même que des études récentes viennent remettre en cause ces préceptes, avec notamment la possibilité que les silicates, parfois recouverts de matière organique, puissent être favorables au collage (Steinpilz et al., 2019; Homma et al., 2019) ou encore que la glace d'eau puisse y être défavorable (Musiolik and Wurm, 2019). Ces aspects sont particulièrement importants au regard des lignes de gel, qui induisent des changements de propriétés de surface des grains dans le disque. Nous en parlerons plus précisément aux chapitres 2 et 4.

Notons également que la fragmentation de la poussière a été abordée de manière théorique et numérique, avec le calcul de la vitesse de fragmentation en fonction des propriétés solides des grains et l'utilisation de simulations à N-corps (Dominik and Tielens, 1997; Sirono, 2004; Wada et al., 2007; Seizinger et al., 2013). Ces études ont mis en évidence des comportements similaires aux résultats expérimentaux.

La fragmentation de la poussière est atteinte lorsque les vitesses relatives entre grains deviennent grandes. Blum and Wurm (2008) ont par exemple couplé les résultats expérimentaux (vitesse de fragmentation, rebond) avec les vitesses relatives rencontrées dans un disque et en ont déduit les tailles correspondant aux différents régimes de collisions (voir figure 1.7). On constate ici que la croissance des grains se fait de manière relativement simple jusqu'à des tailles centimétriques, puis est stoppée au delà. La croissance des grains dans les disques est donc bridée par leurs vitesses relatives lorsqu'ils atteignent des tailles intermédiaires. On appelle ces limitations les barrières de 'rebond' (Zsom et al., 2010; Windmark et al., 2012) et de 'fragmentation' (Blum and Wurm, 2008).

1.3.3 Quelques solutions à ces barrières

Au vu de la pléïade de planètes détectées ou de l'existence même de notre Système Solaire, les barrières de la formation planétaire doivent avoir des solutions. Quelques-unes de ces dernières se basent sur les propriétés de la dérive radiale de la poussière. En effet, la dérive radiale prend

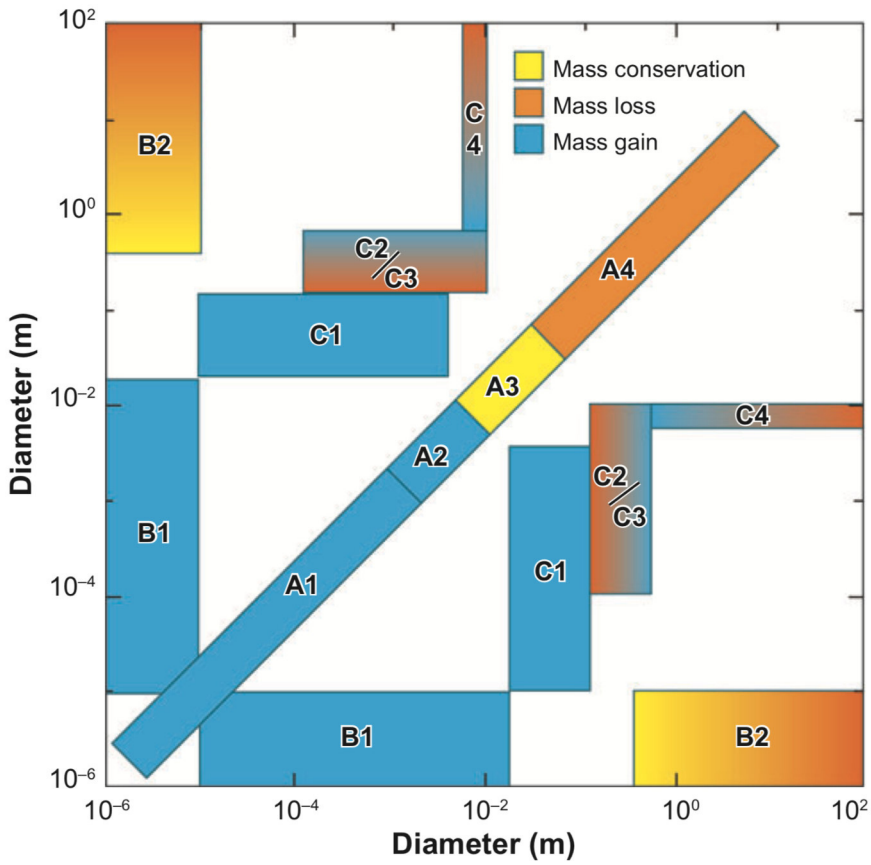


FIGURE 1.7 – Résultat des collisions entre agrégats de différentes tailles dans le modèle de disque utilisé par Weidenschilling and Cuzzi (1993). Le bleu correspond à la croissance, le jaune au rebond et le orange à la fragmentation. Tiré de Blum and Wurm (2008).

effet lorsque le gaz présente un gradient de pression et orbite autour de l'étoile de manière sous-keplerienne. Cependant, si le gradient de pression s'annule, le gaz aura tendance à orbiter autour de l'étoile à la même vitesse azimutale que la poussière, ce qui annulera la friction aérodynamique et la dérive radiale par la même occasion (Haghighipour, 2005). L'idée derrière la majeure partie de ces solutions est donc de créer un maximum de pression local dans le disque afin de permettre à la poussière de s'y accumuler et de survivre à l'accrétion stellaire. Cette accumulation aura également comme bénéfice de réduire les vitesses relatives entre les particules, ce qui pourra également aider à combattre la barrière de fragmentation.

Sillons planétaires

Une des solutions les plus proposées invoque la présence d'une planète dans le disque. En effet, une planète (ou en règle générale un potentiel gravitationnel) applique un couple sur le disque (Goldreich and Tremaine, 1979, 1980), ce qui a tendance à écarter le gaz et la poussière de l'orbite de la planète. À l'inverse, la viscosité du disque tend à étaler la matière et lisser les structures du disque. Lorsque la viscosité est dominée par les effets de la planète, la matière se vide progressivement de l'orbite de cette dernière et un sillon planétaire se forme (Paardekooper and Mellema, 2004; Zhu et al., 2012; Dipierro and Laibe, 2017). Au bord externe du sillon, le gaz forme un maximum de pression local qui permet de concentrer la poussière et de stopper sa dérive radiale (Rice et al., 2006; Fouchet et al., 2007). Les planètes capables de dominer la viscosité du disque sont les plus massives, avec typiquement une masse supérieure à la planète la plus massive du Système Solaire : Jupiter [7]. Notons également que certaines observations de disques ont montré des structures très similaires à la présence de sillons planétaires (succession d'anneaux concentriques brillants et sombres). Le premier exemple de ces découvertes est le disque autour de

7. La masse de Jupiter est de 1.89×10^{27} kg, soit environ un millième de la masse du Soleil.

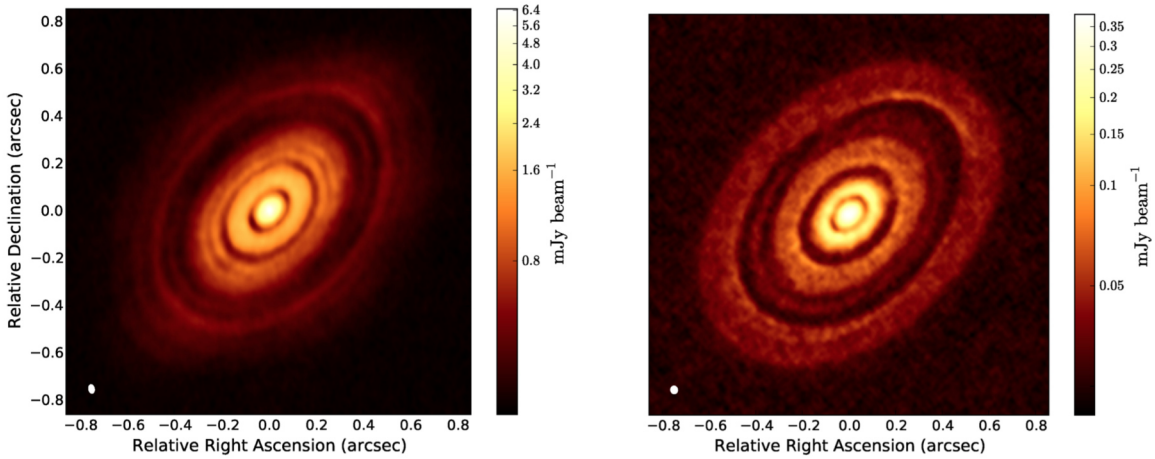


FIGURE 1.8 – **Gauche** : Image observée par ALMA en bande 6. **Droite** : Image synthétique simulée à partir de simulations hydrodynamiques. Tiré de Dipierro et al. (2015).

l'étoile HL Tau, qui a été reproduit de manière très convaincante avec la présence de 3 planètes de masses sub-joviennes (Dipierro et al., 2015, voir figure 1.8).

La solution aux barrières de formation planétaire apportée par les sillons planétaires est tout de même problématique, puisque dans ce cadre une planète est nécéssaire à la survie de la poussière [8]. La formation planétaire ne peut donc pas démarrer grâce à ce mécanisme. Nous reparlerons des effets des planètes sur les disques dans le chapitre 5, ou nous nous intéresserons notamment aux effets qu'elles peuvent avoir sur la croissance et la fragmentation de la poussière.

Vortex

Une autre solution permettant de concentrer la poussière [9] est la formation de vortex anticycloniques dans le disque (Barge and Sommeria, 1995; Tanga et al., 1996), qui sont des structures qui s'apparenteraient à la tâche rouge que présente Jupiter (Ingersoll, 1990). Ce mécanisme a initialement été proposé sans offrir d'explications physiques satisfaisantes quant à son apparition. Depuis, le développement de vortex a été étudié dans de multiples situations.

La présence de gradient d'entropie dans le disque a par exemple été liée au développement d'une instabilité baroclinique capable de former un vortex (Klahr and Bodenheimer, 2003). L'ajout des effets du champ magnétique a également permis de mettre en évidence la formation préférentielle des vortex au bord interne des zones 'mortes', qui correspondent aux endroits où la magnétisation du disque devient faible à cause de l'écrantage de l'illumination stellaire par les parties opaques du disque (Lyra and Klahr, 2011).

Lorsque le disque présente un maximum de pression, Meheut et al. (2012) ont également montré que l'instabilité de Rossby pouvait se développer et être stable. Dans ce cadre, la concentration de la poussière millimétrique à centimétrique est très efficace et s'opère sur une échelle de temps de quelques orbites.

Les vortex sont des structures qui se développent préférentiellement après l'apparition d'un maximum de pression dans le disque, ce qui encore une fois s'apparente comme étant une condition légèrement *ad hoc*. Ces structures ont la particularité de ne pas être axisymétriques et ont été proposées pour expliquer les observations de quelques disques (par exemple Regály et al., 2012).

8. Ce qui reviendrait à se poser la question de qui est venu en premier : l'oeuf ou la poule ?
9. On parle de 'piéger' la poussière.

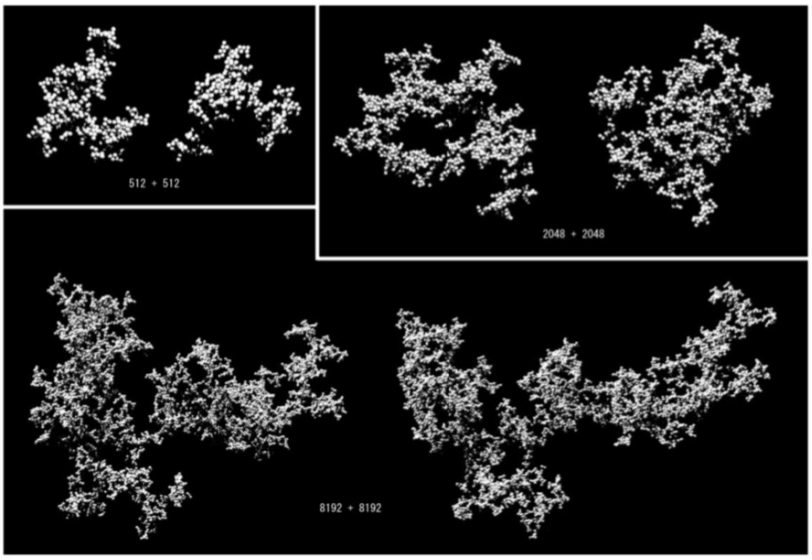


FIGURE 1.9 – Quelques agrégats poreux formés numériquement par Wada et al. (2008). Les nombres sur chaque panneau indiquent le nombre de monomères qui composent les grains.

Porosité

Une autre piste de solution s'est plutôt focalisée sur la structure même des grains. En effet, la croissance de ces derniers est imparfaite et ne permet pas de conserver leur compaction. En conséquence, un grain résultant d'une collision se rempli par endroit de 'vide' et devient poreux, ce qui a pour effet de diminuer sa densité intrinsèque moyenne (Chokshi et al., 1993b; Ormel et al., 2007).

La porosité a été mise en évidence expérimentalement et numériquement (Dominik and Tielens, 1997; Blum and Schräpler, 2004; Wada et al., 2008; Paszun and Dominik, 2008; Seizinger et al., 2012, voir figure 1.9) puis théorisée avec des modèles d'évolution de la porosité en fonction de la masse (Suyama et al., 2009; Kataoka et al., 2013; Garcia, 2018; Garcia and Gonzalez, 2020). Ces développements ont par ailleurs mis en évidence que les grains deviennent de plus en plus poreux au fur et à mesure de leur croissance, jusqu'à atteindre un stade où le gaz ou leur auto-gravité les compriment à nouveau.

Anthony Garcia, ancien doctorant de l'équipe, a plus spécifiquement étudié les effets de la porosité sur l'évolution de la poussière dans les disques dans Garcia (2018); Garcia and Gonzalez (2020). Ses travaux de thèse ont mis en évidence que la porosité pouvait accélérer la croissance de la poussière, ce qui lui permet de se découpler du gaz de manière efficace, de stopper sa dérive radiale et de surpasser les barrières de formation planétaire. Dans ce cadre là, la solution apportée par la porosité ne consiste pas tant à former un maximum de pression mais à s'échapper du régime de tailles problématiques (mm-cm) très rapidement.

1.3.4 Les lignes de gel

Les fronts de condensation, que l'on a appelé 'lignes de gel', ont également été explorées comme possibles solutions aux problèmes de la formation planétaire. Une partie du travail théorique dans ce domaine s'est focalisé sur la ligne de gel de l'eau, qui sépare les grains dits 'humides' (c.à.d recouverts de glace d'eau) des grains dits 'secs' (c.à.d composés de silicates). La dérive radiale des grains à l'intérieur de cette ligne de gel s'accompagne donc d'une forte sublimation. Certains travaux ont par ailleurs montré que cette sublimation était capable de concentrer la poussière de manière efficace si le disque était peu turbulent et si le flux de poussière à travers la ligne de gel était soutenu (Saito and Sirono, 2011; Ida and Guillot, 2016). Les concentrations rencontrées à l'intérieur de la ligne de gel pourraient devenir instables gravitationellement et déclencher la

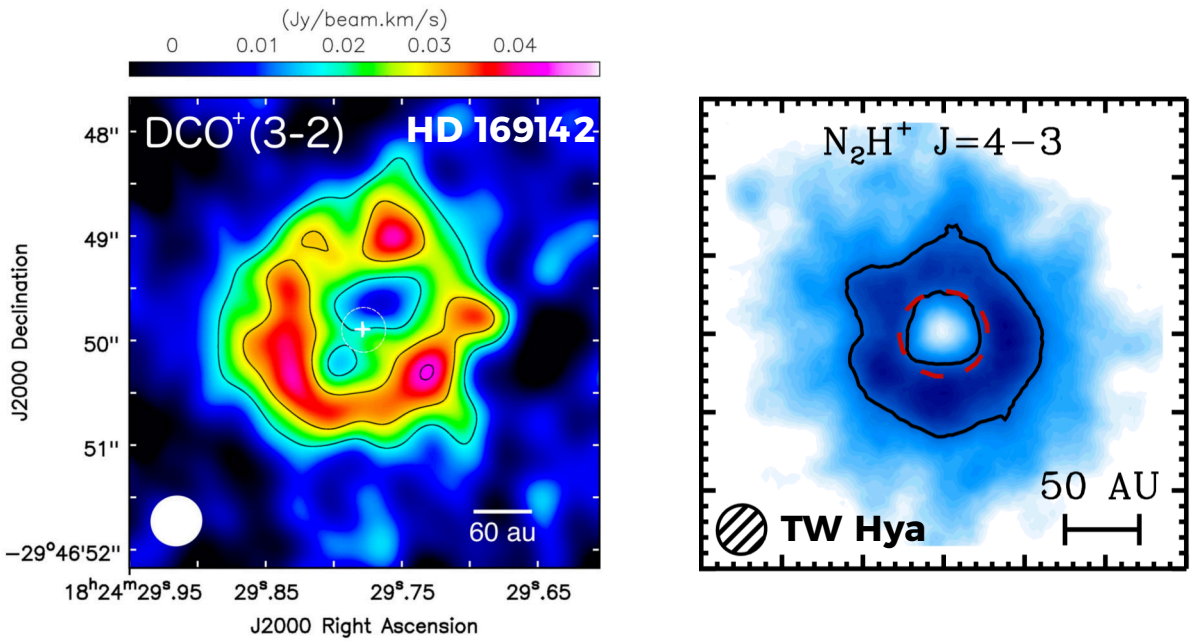


FIGURE 1.10 – **Gauche** : Carte de l'émission de la transition 3-2 de la molécule de DCO^+ dans le disque autour de l'étoile HD 169142. Cette émission trace la ligne de gel de CO. Adapté de Macías et al. (2017). **Droite** : Carte de l'émission de la transition 4-3 de la molécule de N_2H^+, autre traceur de la ligne de gel de CO, dans le disque TW Hya. Adapté de Qi et al. (2013).

formation de planétésimaux qui échapperaient donc aux barrières de formation planétaire.

D'autres approches ont aussi considéré l'évolution de la vapeur d'eau dans le disque, c.à.d ses processus de diffusion et de condensation (Ciesla and Cuzzi, 2006). Ces aspects ont par ailleurs permis de mettre en évidence un mécanisme où la vapeur d'eau fraichement sublimée était diffusée à l'extérieur de la ligne de gel et re-condensée à la surface des grains (par exemple Cuzzi and Zahnle, 2004; Drążkowska and Alibert, 2017). De telles concentrations de poussière se sont avérées être des lieux propices au développement d'une instabilité hydrodynamique appelée 'l'instabilité de courant', dont on parlera en section 1.3.6, et qui permet de former des planétésimaux en contournant également les barrières de formation planétaire (Armitage et al., 2016; Drążkowska and Alibert, 2017; Schoonenberg and Ormel, 2017; Hyodo et al., 2019). Enfin, il a également été montré que la rétro-condensation de l'eau aux alentours de la ligne de gel était capable de former des grains centimétriques dans des régions peu étendues (Ros et al., 2019).

La théorie pointe du doigt la ligne de gel de l'eau comme un lieu propice à la formation planétaire. De manière observationnelle, il est pourtant difficile de mettre en évidence la structure de la poussière à la ligne de gel de l'eau, car cette dernière se situe à des distances très proches de l'étoile (typiquement quelques ua). Notons tout de même qu'une observation de la ligne de gel de l'eau a été proposée par Cieza et al. (2016) lors d'une augmentation de la luminosité de la proto-étoile V883 Ori qui aurait permis à la ligne de gel de s'éloigner de l'étoile. Ces observations semblent par ailleurs indiquer une inhibition de la croissance des grains à l'intérieur de la ligne de gel, ce qui semble cohérent avec les travaux théoriques.

D'autres lignes de gel sont plus facilement observables (car plus éloignées de l'étoile) dans les disques, avec par exemple celle qui est associée au CO. L'émission des molécules DCO^+ et N_2H^+ a par exemple été relié au processus de condensation du CO (Pagani et al., 2012; van 't Hoff et al., 2017; Qi et al., 2019). Il est donc commun de les utiliser pour tracer la ligne de gel de CO, comme l'ont par exemple fait Mathews et al. (2013); Qi et al. (2013); Öberg et al. (2015); Qi et al. (2015); Macías et al. (2017); Salinas et al. (2018) (voir figure 1.10).

Notons que les lignes de gel ont aussi été invoquées pour expliquer les structures d'anneaux

concentriques observés dans certains disques (par exemple Banzatti et al., 2015; Nomura et al., 2016; Okuzumi et al., 2016; Pinilla et al., 2017). Des observations plus récentes par Andrews et al. (2018) n'ont cependant pas montré de corrélation systématique entre les structures de poussière et les positions des lignes de gel principales (Huang et al., 2018). Du point de vue de la formation planétaire, les lignes de gel sont particulièrement intéressantes car elles ne nécessitent pas de conditions particulières et sont naturellement présentes dans les disques. Mise à part la ligne de gel de l'eau, leurs effets sont néanmoins encore peu compris. Dans le chapitre 4, nous étudions l'effet générique des lignes de gel sur la croissance et la fragmentation de la poussière en mettant un accent particulier sur la ligne de gel de CO, tout en discutant de leur impact sur les observations de disques.

1.3.5 Les pièges à poussière auto-induits

Ma thèse s'est appuyée sur une autre solution aux barrières de formation planétaire proposée par Gonzalez et al. (2017a). Leurs travaux constituent le point de départ de mon travail.

Du fait du faible rapport poussière/gaz rencontré dans le MIS, certains travaux théoriques négligent les effets de la friction aérodynamique sur le gaz (par exemple Birnstiel et al., 2010; Pinilla et al., 2012; Drążkowska et al., 2016). Cependant, cette force de réaction, qu'on appelle la rétroaction, est au centre du mécanisme proposé par Gonzalez et al. (2017a). Ce mécanisme se déroule comme suit (voir figure 1.11) :

(1) Malgré le faible rapport poussière/gaz initial, la rétroaction permet de freiner légèrement la dérive radiale de la poussière (Kanagawa et al., 2017). La sédimentation verticale de la poussière, qui est beaucoup plus rapide que la dérive radiale, permet de la concentrer dans le plan médian et d'y augmenter encore plus l'intensité de la rétroaction. La poussière peut alors croître dans le disque externe en ayant une vitesse de dérive radiale limitée et gagne assez de temps pour se découpler du gaz.

(2) En se découplant, la friction aérodynamique avec le gaz est moins efficace et la poussière freine sa dérive radiale, ce qui amène à la formation d'une concentration de poussière locale dans le disque. La concentration ainsi formée atteint des rapports poussière/gaz proche de l'unité, ce qui rend les effets rétroactifs plus importants que les effets visqueux et permettent de modifier la structure du gaz. Plus précisément, le gaz est 'tiré' vers l'extérieur du disque du fait de l'accélération qu'il subit de le part de la phase de poussière.

(3) Un maximum de pression local se développe alors à un autre endroit que le bord interne et permet un piégeage efficace de la poussière qui dérive depuis le disque externe.

Ce mécanisme, que les auteurs ont appellé 'piège à poussière auto-induit', est particulièrement attractif car il s'opère de manière autonome et ne requiert pas de conditions *ad hoc* pour se produire. Il permet de former, en quelques centaines de milliers d'années, de fortes concentrations de poussière qui contiennent des grains de l'ordre du centimètre au mètre, découplés du gaz et qui ont surpassé les barrières de formation planétaire. Ce mécanisme permet d'ailleurs de mettre en évidence l'importance de la rétroaction de la poussière sur le gaz, ce qui a été également la conclusion d'autres travaux (par exemple Kanagawa et al., 2017; Dipierro et al., 2018; Gárate et al., 2019; Hyodo et al., 2019).

Ma thèse se focalise sur ce mécanisme, notamment en le couplant à d'autres phénomènes comme la présence des lignes de gel (chapitre 4) ou encore de planètes (chapitre 5) dans le disque.

1.3.6 L'instabilité de courant : des galets aux planétésimaux

La rétroaction de la poussière s'est également avérée importante avec la découverte de l'instabilité de courant [10] par Youdin and Goodman (2005). Cette instabilité de type hydrodynamique est causée par la friction entre le gaz et la poussière. Sa croissance linéaire a été identifiée par de multiples analyses perturbatrices des équations hydrodynamiques (par exemple Youdin and Goodman, 2005; Jacquet et al., 2011; Krapp et al., 2019; Jaupart and Laibe, 2020), tandis que

10. 'Streaming Instability' en anglais.

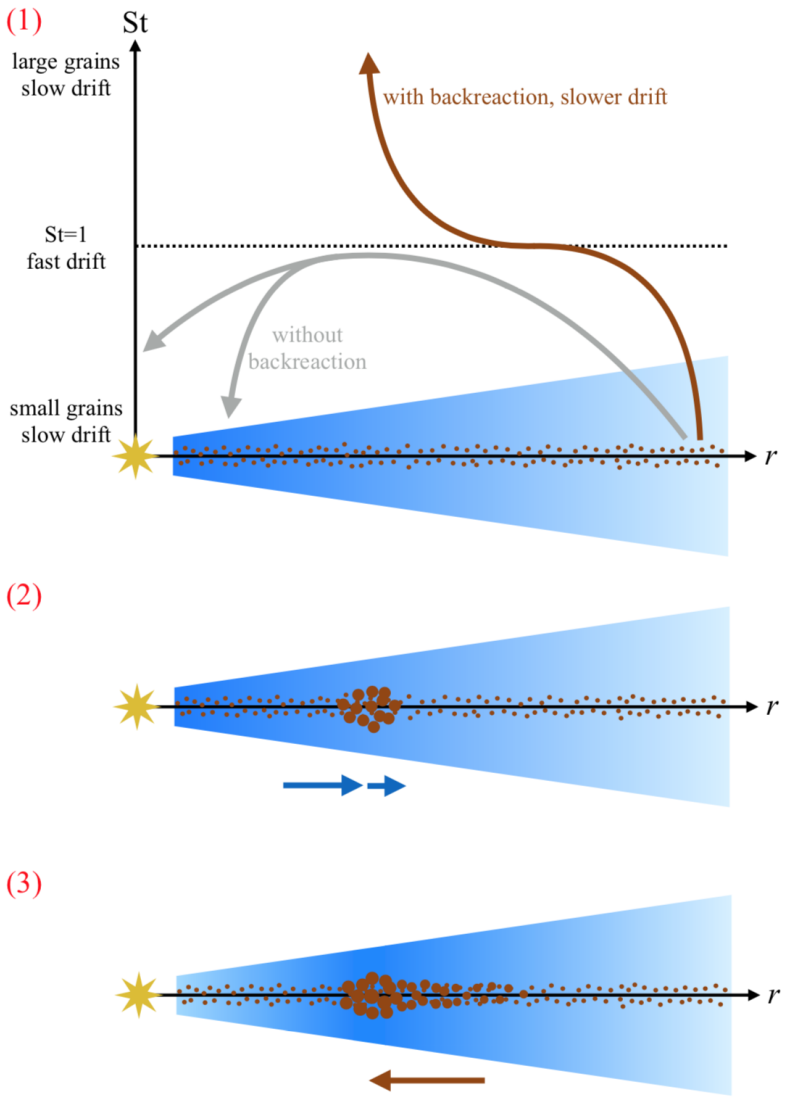


FIGURE 1.11 – Illustration du mécanisme de piège à poussière auto-induit (voir texte). Tiré de Gonzalez et al. (2017a).

sa partie non-linéaire l'a été par des simulations hydrodynamiques locales dans des boîtes de cisaillement (Johansen and Youdin, 2007; Johansen et al., 2014; Simon et al., 2016; Yang et al., 2017).

L'instabilité de courant se développe préférentiellement quand la poussière est localement très concentrée (rapports poussière/gaz proches ou supérieurs à 1) et qu'elle est marginalement découplée du gaz (mm-cm, voir section 2.4.4). Tout comme les pièges à poussière auto-induits, elle se développe en la présence d'un gradient de pression, mais s'est avérée plus sensible à la turbulence du disque et nécessite en conséquence une viscosité faible pour opérer (Youdin and Goodman, 2005). Notons que Auffinger and Laibe (2018) ont effectué une analyse perturbatrice des équations hydrodynamiques en présence d'un maximum de pression et ont notamment trouvé que l'instabilité de courant pouvait s'y développer à des viscosités plus importantes.

L'instabilité de courant et les pièges à poussière auto-induits partagent leurs ingrédients mais sont tout de même différents, notamment de par leurs mécanismes de formation ou leurs domaines d'applicabilité (Squire and Hopkins, 2020, voir également la comparaison extensive faite par Gonzalez et al. (2017a)).

L'instabilité de courant s'est montrée capable de former des agrégats de poussière assez denses

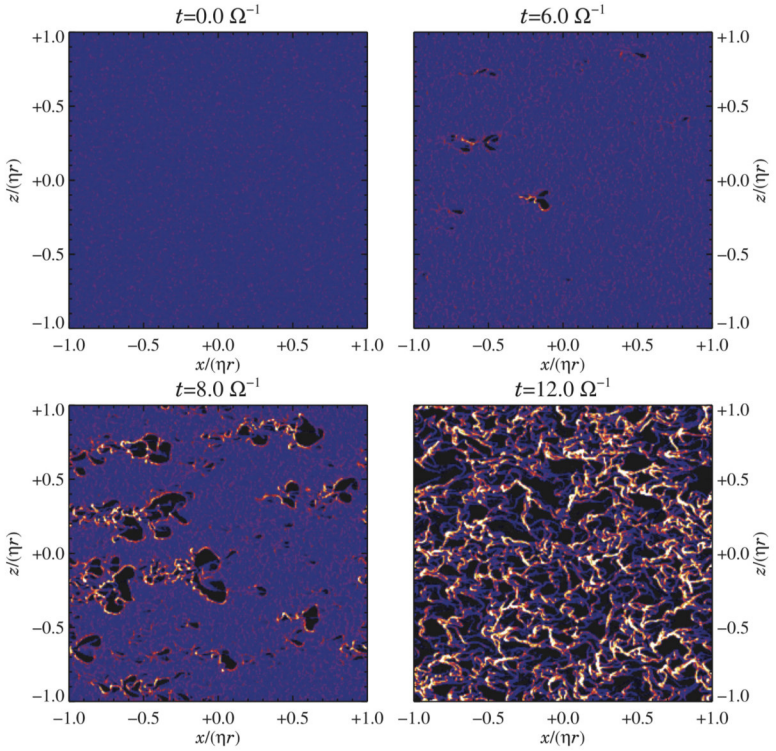


FIGURE 1.12 – Simulation numérique de l'instabilité de courant dans le plan (x, z), où x représente la coordonnée radiale. La couleur représente la densité de matière, où le plus brillant correspond au plus dense. Le temps se lit du panneau de haut, gauche au panneau de bas, droite en unité de temps keplerien. Tiré de Johansen and Youdin (2007).

pour pouvoir former des planétésimaux par effondrement gravitationnel à partir de grains de tailles centimétriques (Johansen and Youdin, 2007, voir figure 1.12), ce qui pourrait permettre de surmonter les problèmes liés à la formation planétaire. Le consensus semble par ailleurs s'orienter vers l'instabilité de courant comme étant le mécanisme principal capable de former des corps kilométriques. Pour ce faire, une concentration de poussière efficace doit cependant apparaitre dans le disque. Les pièges à poussière auto-induits sont donc de bon candidats pour opérer de concert avec l'instabilité de courant (Auffinger and Laibe, 2018).

1.4 Des planétésimaux aux planètes : le cas du Système Solaire

Étant donné la richesse et la proximité de notre Système Solaire, son observation a servi à contraindre les stades plus avancés de la formation planétaire, notamment après la dispersion du disque. Les processus ainsi mis en lumière ont ensuite été mis en parallèle avec d'autres systèmes planétaires comme celui autour de l'étoile TRAPPIST 1, découvert au début de ma thèse (Luger et al., 2017).

1.4.1 Composition et structure

Le Système Solaire est composé d'une unique étoile appartenant à la séquence principale et de type G2V, qui représente à elle seule environ 99.9% de la masse du système. Elle est âgée de 4.567 milliards d'années, soit environ la moitié de la durée de vie estimée d'une étoile de ce type. Autour du Soleil orbitent 8 planètes, dont les demi-grand axes, masses et rayons sont spécifiés dans la table 1.1.

Les planètes se divisent en deux catégories :

(i) **Les planètes telluriques** : Mercure, Vénus, la Terre et Mars par ordre croissant de

Nom	a [ua]	M_p [$M_\oplus$]	R_p [$R_\oplus$]
Mercure	0.39	0.06	038
Vénus	0.72	0.82	0.95
Terre	1	1	1
Mars	1.52	0.11	0.53
Jupiter	5.2	317.8	11.2
Saturne	9.5	95.1	9.5
Uranus	19.2	14.6	4.0
Neptune	30.1	17.2	3.9

TABLE 1.1 – Nom, demi-grand axe, masse et rayon des 8 planètes du Système Solaire.

distance au Soleil. Elles sont constituées d'un noyau majoritairement composé de fer qui est englobé par un manteau de roches silicatées. Étant donné leur plus faible masse, les espèces gazeuses les plus légères ont pu se libérer de leur influence gravitationnelle, c'est pourquoi leur atmosphère est plutôt composée d'éléments plus lourds comme le CO_2, N_2, O_2, H_2O ou CH_4. Vénus, la Terre et Mars possèdent une atmosphère, contrairement à Mercure qui du fait de sa proximité avec le Soleil et sa faible gravité ne peut pas conserver de gaz.

(*ii*) **Les planètes géantes** : Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune par ordre croissant de distance au Soleil. Ces quatre planètes sont significativement plus grandes et massives que les planètes telluriques et ont également une composition bien différente, puisqu'elles sont majoritairement composées d'hydrogène et d'hélium puis de métaux en plus faible quantité. Les deux premières, Jupiter et Saturne, sont souvent appelées 'géantes gazeuses' car les métaux qu'elles contiennent sont très peu abondants. Au contraire, Uranus et Neptune possèdent une fraction plus importante de métaux notamment sous forme de glace d'eau, d'ammoniac ou encore de méthane, ce qui leur vaut le nom de 'géantes de glaces'.

On peut observer une dichotomie spatiale assez prononcée entre les deux types de planètes, chose que les modèles de formation du Système Solaire ont tenté d'expliquer grâce à la ligne de gel de l'eau qui se situe entre les orbites de Mars et de Jupiter (voir section 1.4.2).

Au delà des 8 planètes, le Système Solaire est également composé de millions de corps répartis principalement dans deux régions annulaires : la ceinture d'astéroïdes entre les orbites de Mars et de Jupiter, et la ceinture de Kuiper au delà de l'orbite de Neptune. La première s'étend d'environ 1.7 à 4.5 ua et contient une masse d'environ 5.5×10^{-4} $M_\oplus$ (Krasinsky et al., 2002), tandis que la deuxième est beaucoup plus massive (0.1 $M_\oplus$) et s'étend d'environ 30 à 55 ua (Chiang et al., 2007). Les objets qui se trouvent dans ces ceintures sont les restes du processus de formation planétaire et ont des tailles comprises entre le millimètre et la centaine de kilomètres. La partie haute de ces tailles correspond à quelques planètes naines, avec notamment Cérès dans la ceinture d'astéroïde ou Pluton, Hauméa, Éris et Makémaké dans la ceinture de Kuiper. La composition des solides dans les ceintures diffèrent légèrement, avec notamment une forte richesse en métaux dans la ceinture d'astéroïdes [11] et une majorité de glaces (eau, ammoniac, méthane) dans la ceinture de Kuiper.

1.4.2 Scénarios de formation

Les étapes finales de la formation du Système Solaire ont d'abord été décrites dans un modèle 'classique' initié par Wetherill (1991) et développé par d'autres auteurs (Chambers, 2001; Raymond et al., 2006; Morishima et al., 2008; Raymond et al., 2009). De par l'enveloppe massive de gaz que possède les planètes géantes, leur formation s'est déroulée avant que le gaz du disque ne se dissipe, c.à.d pendant les premiers millions d'années de la vie de l'étoile, ce qui dénote de la croissance des planètes telluriques qui est beaucoup plus lente. Ce modèle de formation

11. On distingue 3 types d'astéroïdes dans cette ceinture : ceux riches en carbone (type C), ceux riches en silicates (type S) et ceux riches en métaux (type M). Ces types ont des distributions spatiales différentes.

du Système Solaire s'est particulièrement focalisé sur les planètes telluriques, en considérant notamment que la formation des planètes géantes n'ait pas impactée le reservoir de roches. Le point de départ du modèle classique est de considérer une distribution de planétésimaux et la présence de Jupiter à sa position actuelle. Des simulations numériques d'agglomération de cette distribution de planétésimaux ont permis de retrouver la formation des 4 planètes telluriques de manière satisfaisante, sauf pour le cas de Mars qui s'avérait toujours trop massive quelque soit la distribution de planétésimaux considérée (Raymond et al., 2006; Morishima et al., 2008; Raymond et al., 2009). Le focus s'est donc transféré vers la planète Jupiter elle-même.

Pour résoudre le problème de la masse de Mars, un des modèles les plus utilisés est le modèle de la Grande Virée de Bord [12] (Walsh et al., 2011, 2012). Ce scénario considère la migration radiale de Jupiter et de Saturne. Jupiter se formerait par exemple à 3.5 ua puis migrerait jusqu'à 1.5 ua où elle entrerait en résonance avec Saturne. Cette résonance leur ferait toutes les deux rebrousser chemin et migrer vers l'extérieur du disque. Pierens and Raymond (2011) ont par ailleurs montré qu'un tel scénario était possible. La double migration vers l'extérieur de ces planètes permet de tronquer le disque de planétésimaux à ~ 1 ua et de limiter le reservoir de matière disponible pour la formation de Mars, ce qui explique sa petite taille et la ceinture d'astéroïdes. De plus, dans ce scénario le changement de direction migratoire de Jupiter et de Saturne engendre une migration de petits corps contenant de la glace d'eau vers l'intérieur du système, ce qui permet d'expliquer l'abondance de l'eau à la surface des planètes telluriques comme la Terre ou Mars, qui initialement se sont formées à l'intérieur de la ligne de gel.

En ce qui concerne le Système Solaire externe, la ceinture de Kuiper contraint l'évolution des planètes géantes, qui devrait s'être limitée à la zone entre ~ 5 et ~ 35 ua. Pour expliquer la distribution actuelle des planètes géantes, un des modèles le plus utilisé est le modèle de Nice (Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Gomes et al., 2005), qui se situe temporellement après le modèle de la Grande Virée de Bord. En effet, à l'issue de la migration radiale des planètes géantes vers l'extérieur du disque, elles se retrouveraient en un système d'orbites assez serré (par exemple 5.5, 8, 12, 16 ua) dans un disque de planétésimaux d'une masse d'envrion 35 $M_\oplus$ et où le gaz s'est dissipé. Dans ce scénario, les interactions entre les planètes entre elles et les planétésimaux engendre une migration lente de Jupiter vers l'étoile au contraire des autres planètes géantes qui migrent vers l'extérieur. Lorsque Jupiter et Saturne entrent dans une résonance orbitale, le système devient instable, ce qui d'une part écarte les planètes géantes entre elles, et d'autre part permet dans certains cas d'échanger l'ordre de Neptune et d'Uranus. Ce scénario permet en outre d'expliquer l'espacement entre les planètes géantes, leur excentricité ainsi que les populations de corps troyens qui co-orbitent avec Jupiter. Enfin, l'instabilité rencontrée éjecte les planétésimaux du disque externe vers l'intérieur du disque, ce qui constitue le 'Grand Bombardement Tardif' [13] dont la surface de la Lune ou de Mercure porte encore les traces (Zellner, 2017). Après cet évènement, qui a été daté à environ 3.8 milliards d'années avant notre ère, les planètes du Système Solaire se sont retrouvées dans l'ordre dans lequel on les connait aujourd'hui. Les différentes phases de l'évolution des planètes géantes sont résumées en figure 1.13.

1.5 Objectifs de la thèse

Comme on l'a vu dans cette introduction, le problème majeur de la formation planétaire réside dans la phase pré-planétésimaux, où la poussière doit pouvoir surpasser les barrières de dérive radiale et de fragmentation. Cette thèse se penche plus particulièrement sur les mécanismes de croissance et de fragmentation de la poussière, notamment par le biais des pièges à poussière auto-induits. Les objectifs principaux de la thèse sont les suivants :

- Mettre en évidence les effets couplés de la friction aérodynamique, de la croissance de la poussière et des autres processus intervenants dans les disques.

12. 'Grand Tack' en anglais.
13. 'Late Heavy Bombardment' en anglais.

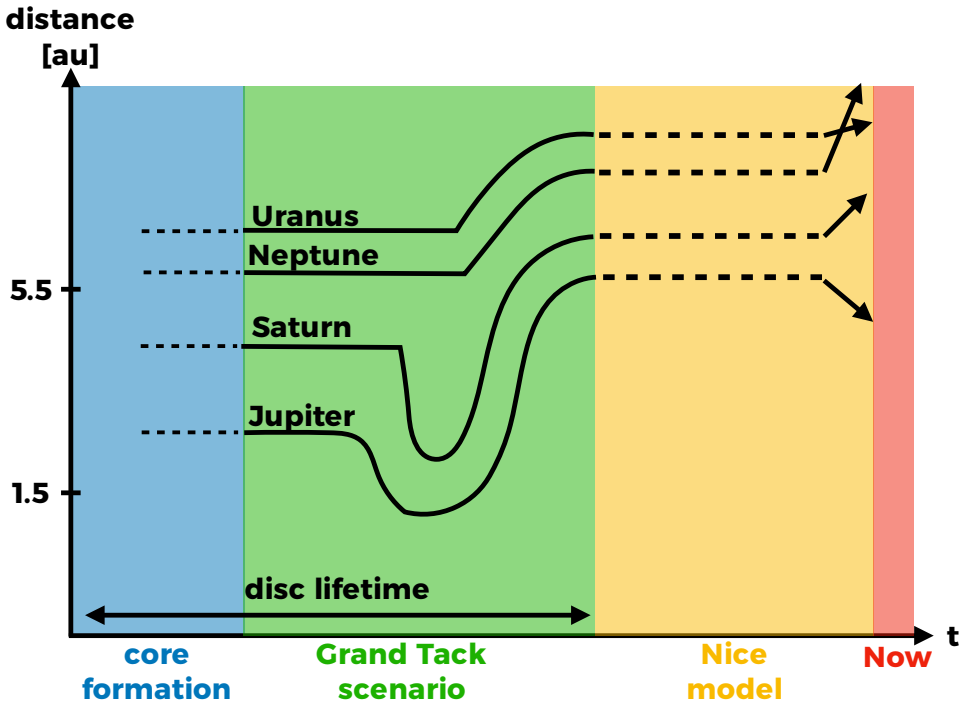


FIGURE 1.13 – Distance à l'étoile en fonction du temps pour les 4 planètes géantes du Système Solaire. À l'issue de la phase de croissance des grains (zone bleue), les planètes migrent dans le disque vers l'intérieur puis l'extérieur, ce qui permet d'expliquer la formation de Mars et des autres planètes telluriques (zone verte). Après la dispersion du gaz, les planètes deviennent brièvement instables ce qui d'une part leur donne leur ordre actuel et d'autre part permet d'expliquer le grand bombardement tardif (zone orange). Les planètes et le Système ont enfin évolué jusqu'à aujourd'hui (zone rouge).

- Identifier le rôle des lignes de gel dans la formation et l'évolution des pièges à poussière auto-induits.
- Contraindre la compréhension des observations de disques.
- Développer les méthodes numériques associées à la croissance et à la fragmentation de la poussière.

CHAPITRE 2

MODÈLE ET ÉVOLUTION D'UN DISQUE PROTOPLANÉTAIRE

"You newer models are happy scraping the shit... because you've never seen a miracle."
SAPPER MORTON - BLADE RUNNER 2049

"What was done to me created me. It's a basic principle of the universe that every action causes an equal and opposing reaction."
V - V FOR VENDETTA

La formation des planètes est intimement liée à l'évolution des disques d'accrétion, qui a été théorisée pour la première fois dans les années 70 (Safronov, 1969; Shakura and Sunyaev, 1973; Lynden-Bell and Pringle, 1974). À partir d'ici, nous considérons les disques protoplanétaires comme des systèmes axisymétriques et fins, où les équations sont plus efficacement décrites en coordonnées cylindriques. Nous considérerons des disques uniquement composés de gaz jusqu'à la section 2.4, où nous développerons les effets de couplage qui existent entre la poussière et le gaz.

2.1 Étalement d'un disque d'accrétion

2.1.1 Évolution temporelle

Le point de départ pour comprendre l'évolution d'un disque d'accrétion est de considérer qu'un anneau de gaz d'épaisseur Δr ne peut changer sa masse que par le biais des flux de matière selon la dimension radiale (cf. figure 2.1). Plus précisément, la dérivée temporelle de la densité de surface Σ à la position r s'exprime comme :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(2\pi r \Delta r \Sigma(r)\right) = 2\pi r \Sigma(r) v_{\mathrm{g},r}(r) - 2\pi(r+\Delta r)\Sigma(r+\Delta r) v_{\mathrm{g},r}(r+\Delta r), \tag{2.1}$$

où $v_{\mathrm{g},r}$ est la vitesse radiale du gaz. Dans le cas où Δr est infinitésimal, ceci nous donne l'équation de la conservation de la masse :

$$r\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}\left(r\Sigma v_{\mathrm{g},r}\right) = 0. \tag{2.2}$$

La variation de la densité dépend de la vitesse radiale du fluide, ce qui implique que pour qu'il y ait une variation temporelle, il faut qu'il y ait une source de transfert de moment dans le disque permettant à un élément du fluide de changer son orbite. Cette source est communément appelée la 'viscosité' (cf. section 2.3), qui se manifeste par un couple visqueux Γ_{visc} exprimé comme :

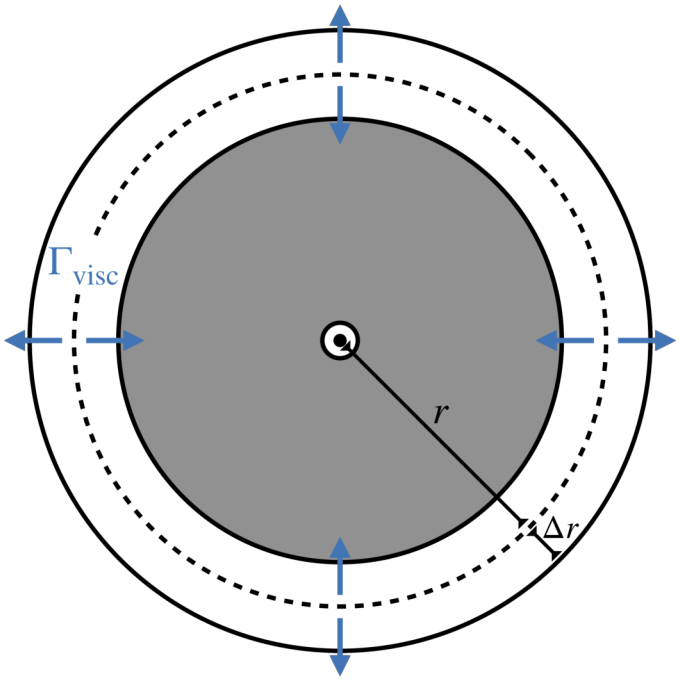


FIGURE 2.1 – Schéma d'un anneau appliquant un couple visqueux Γ_{visc}.

$$\Gamma_{\text{visc}} = 2\pi r^3 \nu \Sigma \frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r}, \tag{2.3}$$

où ν est la viscosité cinématique et Ω est la fréquence angulaire.
La conservation du moment cinétique s'écrit alors :

$$r\frac{\partial}{\partial t}\left(r^2\Sigma\Omega\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\Omega r\Sigma v_{\mathrm{g},r}\right) = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial \Gamma_{\text{visc}}}{\partial r}. \tag{2.4}$$

En remarquant la propriété suivante :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\Sigma r^3 \Omega v_{\mathrm{g},r}\right) = r\Sigma v_{\mathrm{g},r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\Omega\right) + r^2\Omega\frac{\partial}{\partial r}\left(r\Sigma v_{\mathrm{g},r}\right), \tag{2.5}$$

on trouve, avec l'équation 2.4 :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\Sigma r^2\Omega\right) + \frac{1}{r}\left[r\Sigma v_{\mathrm{g},r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\Omega\right) + r^2\Omega\frac{\partial}{\partial r}\left(r\Sigma v_{\mathrm{g},r}\right)\right] = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma r^3\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r}\right), \tag{2.6}$$

ce qui, en utilisant la conservation de la masse (equation 2.2), donne :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\Sigma r^2\Omega\right) + \frac{1}{r}\left[r\Sigma v_{\mathrm{g},r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\Omega\right) - r^3\Omega\frac{\partial\Sigma}{\partial t}\right] = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma r^3\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r}\right). \tag{2.7}$$

Les termes à dépendances temporelles s'annulent donc (en supposant que $\partial\Omega/\partial t = 0$) et la vitesse radiale du gaz $v_{\mathrm{g},r}$ peut être exprimée comme :

$$v_{\mathrm{g},r} = \frac{1}{r\Sigma\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\Omega\right)}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma r^3\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r}\right). \tag{2.8}$$

L'injection de la vitesse radiale dans la conservation de la masse (equation 2.2) nous donne finalement :

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\Omega\right)}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma r^3\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r}\right)\right). \tag{2.9}$$

En supposant Ω comme étant keplerien, c'est à dire $\Omega \propto r^{-3/2}$, les propriétés suivantes sont également vérifiées :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\Omega\right) = \frac{r\Omega}{2}, \tag{2.10}$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial r} = -\frac{3}{2}\frac{\Omega}{r}, \tag{2.11}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^{3/2}\Omega\right) = 0, \tag{2.12}$$

ce qui permet de simplifier et de trouver l'équation d'évolution de la densité de surface dans un disque d'accrétion :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\sqrt{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma\sqrt{r}\right)\right]. \tag{2.13}$$

En utilisant le changement de variable suivant :

$$X = 2\sqrt{r}, \tag{2.14}$$

$$f = \frac{3X}{2}\Sigma, \tag{2.15}$$

l'équation 2.13 se réduit alors à une équation de diffusion classique :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{12\nu}{X^2}\frac{\partial^2 f}{\partial X^2}, \tag{2.16}$$

où $12\nu/X^2$ joue le rôle du coefficient de diffusion D. Par ailleurs, le temps de diffusion caractéristique est estimé comme $X^2/D \sim r^2/\nu$. On appelle ce temps caractéristique le temps visqueux.

Une façon académique mais parlante de mettre en évidence l'étalement visqueux d'un disque d'accrétion est de considérer une viscosité cinématique constante (Pringle, 1981). En partant d'un état initial correspondant à un anneau infiniment mince contenant la masse m :

$$\Sigma(r, t = 0) = \frac{m}{2\pi r_0}\delta(r - r0), \tag{2.17}$$

la solution de l'équation 2.13 est (Pringle, 1981) :

$$\Sigma(\tilde{r}, \tilde{t}) = \frac{m}{\pi r_0^2}\frac{1}{\tilde{t}}\tilde{r}^{-1/4}\exp\left(-\frac{(1+\tilde{r}^2)}{\tilde{t}}\right) I_{1/4}\left(\frac{2\tilde{r}}{\tilde{t}}\right), \tag{2.18}$$

où $I_{1/4}$ est une fonction de Bessel du premier ordre modifiée. $\tilde{r}$ et $\tilde{t}$ sont les positions et temps adimensionnés et définis comme :

$$\tilde{r} = \frac{r}{r_0}, \tag{2.19}$$

$$\tilde{t} = \frac{12\nu}{r_0^2}t. \tag{2.20}$$

Nous remarquons que $\tilde{t}$ est quasiment le rapport entre le temps et le temps visqueux à r_0. L'évolution temporelle du profil radial de la densité de surface est montrée en figure 2.2. Dans ce cas, l'étalement visqueux emporte la majeure partie du disque dans ses régions internes, là où le moment cinétique est faible. Par conservation du moment, il y a donc une infime partie du disque qui est emportée à des très grands rayons, là où le moment cinétique est important.

Ce mécanisme de transport du moment est au centre de l'évolution des disques d'accrétion et sa (ou ses) source(s) est encore débattue (voir section 2.3). Notons également qu'il existe des solutions à l'équation 2.13 pour des viscosités non constantes, par exemple lorsque $\nu \propto r^x$ (Lynden-Bell and Pringle, 1974). Ces solutions sont plus physiques que le cas académique qui a été montré dans cette section, mais illustrent le même mécanisme.

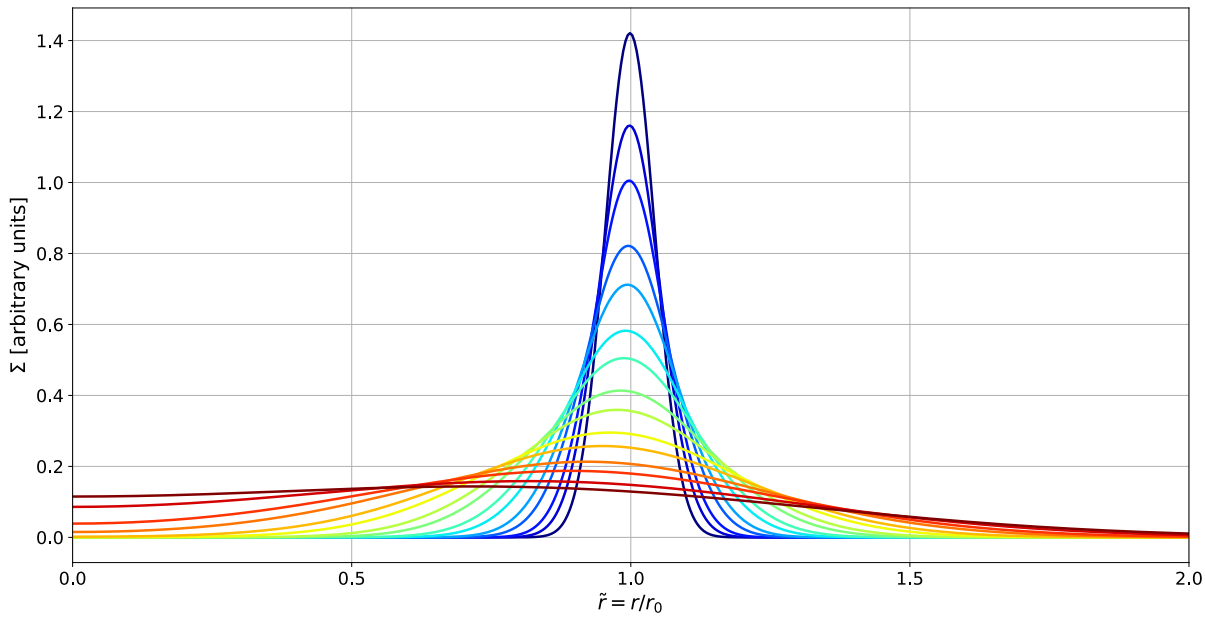


FIGURE 2.2 – Profils radiaux de la densité de surface pour des temps allant de $\tilde{t} = 0.004$ (bleu) à $\tilde{t} = 0.256$ (marron).

2.1.2 État stationnaire

Dans le régime stationnaire les dérivées temporelles sont nulles et le système est considéré à l'équilibre. Si l'on repart de l'équation de conservation du moment cinétique (equation 2.4), on a :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \Omega r \Sigma v_{\mathrm{g},r}\right) = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial \Gamma_{\mathrm{visc}}}{\partial r}, \tag{2.21}$$

qui se traduit également par :

$$2\pi r^2 \Omega r \Sigma v_{\mathrm{g},r} = \Gamma_{\mathrm{visc}} + K, \tag{2.22}$$

$$= 2\pi r^3 \nu \Sigma \frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r} + K, \tag{2.23}$$

où K est une constante d'intégration. En utilisant le taux d'accrétion, noté $\dot{M} = -2\pi r \Sigma v_{\mathrm{g},r}$, on a finalement :

$$-\dot{M} r^2 \Omega = 2\pi r^3 \nu \Sigma \frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r} + K. \tag{2.24}$$

En considérant un disque qui s'étend jusqu'à l'étoile, le couple visqueux s'annule proche de la surface stellaire (Armitage, 2010), ce qui nous permet d'estimer K comme :

$$K = -\dot{M} R_\star^2 \Omega_\star. \tag{2.25}$$

Finalement, en considérant la fréquence angulaire comme keplerienne, on trouve la densité de surface à l'état stationnaire :

$$\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi\nu}\left(1 - \sqrt{\frac{R_\star}{r}}\right), \tag{2.26}$$

qui varie alors comme $\Sigma \propto 1/\nu$ lorsque $r \gg R_\star$. Dans ce régime, la vitesse radiale du gaz devient alors simplement :

$$v_{\mathrm{g},r} = -\frac{3}{2}\frac{\nu}{r}. \tag{2.27}$$

Il est d'usage de modéliser un disque protoplanétaire à l'état stationnaire. On le fera dans la suite de ce chapitre.

2.2 Modèles de disques

2.2.1 L'hypothèse verticalement isotherme

Dans un disque où seules s'appliquent les forces de pression et l'accélération gravitationnelle due à l'étoile, la conservation de l'impulsion à l'état stationnaire s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_\mathrm{g}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\nabla P}{\rho_\mathrm{g}} - \nabla\phi, \tag{2.28}$$

$$\mathbf{0} = -\frac{\nabla P}{\rho_\mathrm{g}} - \nabla\phi, \tag{2.29}$$

où P est la pression, ρ_g est la densité spatiale du gaz et ϕ est le potentiel gravitationnel de l'étoile centrale. En projetant sur l'axe z, on trouve :

$$\frac{1}{\rho_\mathrm{g}}\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z}\frac{GM_\star}{(r^2+z^2)^{1/2}}. \tag{2.30}$$

La pression et la densité du gaz sont reliés par l'équation d'état d'un gaz parfait :

$$P = \frac{k_\mathrm{B}T}{\mu m_\mathrm{H}}\rho_\mathrm{g}, \tag{2.31}$$

$$= c_\mathrm{s}^2\rho_\mathrm{g}, \tag{2.32}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, μm_H est la masse moléculaire moyenne et c_s est la vitesse du son isotherme. L'observation du milieu interstellaire indique que $\mu = 2.32$ pour un mélange composé en grande partie d'hydrogène moléculaire (Bell et al., 1997), ce qui correspond à des fractions de 71.1%, 27.41% et 1.49% pour H_2, He et les métaux [1] respectivement (Lodders, 2003). En utilisant l'équation 2.32, on trouve :

$$c_\mathrm{s}^2\frac{1}{\rho_\mathrm{g}}\frac{\partial\rho_\mathrm{g}}{\partial z} = -\frac{GM_\star z}{(r^2+z^2)^{3/2}}, \tag{2.33}$$

ce qui, en séparant les variables, donne :

$$\frac{\partial\rho_\mathrm{g}}{\rho_\mathrm{g}} = \frac{GM_\star}{c_\mathrm{s}^2\left(r^2+r^2\right)^{3/2}}z\mathrm{d}z. \tag{2.34}$$

Pour un disque mince, l'étendue radiale est beaucoup plus importante que l'étendue verticale ($z \ll r$), d'où l'approximation suivante :

$$\frac{GM_\star}{(r^2+z^2)^{3/2}} \simeq \frac{GM_\star}{r^3}, \tag{2.35}$$

$$\simeq \Omega_\mathrm{k}^2, \tag{2.36}$$

où Ω_k est la fréquence angulaire keplerienne.

En considérant une température verticalement constante, nous pouvons directement intégrer l'équation 2.34 :

1. En Astrophysique, on appelle 'métal' tout élément plus lourd que l'hydrogène et l'hélium.

$$\rho_{\rm g}(z) = \rho_{\rm g,0} \exp\left(-\frac{\Omega_{\rm k}^2}{2c_{\rm s}^2} z^2\right), \tag{2.37}$$

$$= \rho_{\rm g,0} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right), \tag{2.38}$$

où $H \equiv c_{\rm s}/\Omega_{\rm k}$ est la hauteur caractéristique du disque et $\rho_{\rm g,0}$ est la densité spatiale du gaz dans le plan médian du disque ($z = 0$). Nous pouvons la calculer en utilisant la densité surfacique :

$$\Sigma_{\rm g}(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\rm g,0} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right) {\rm d}z. \tag{2.39}$$

On trouve alors :

$$\Sigma_{\rm g}(r) = \sqrt{2\pi} H \rho_{\rm g,0}, \tag{2.40}$$

d'où, finalement :

$$\rho_{\rm g}(r,z) = \frac{\Sigma_{\rm g}(r)}{\sqrt{2\pi} H} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right) \tag{2.41}$$

Remarquons enfin l'identité suivante :

$$\frac{H}{r} = \frac{c_{\rm s}}{\Omega_{\rm k} r}, \tag{2.42}$$

$$= \frac{c_{\rm s}}{v_{\rm k}}, \tag{2.43}$$

$$= \frac{1}{\mathcal{M}}, \tag{2.44}$$

qui, lorsque le disque est mince, implique que la vitesse keplerienne est supersonique ($H/r \ll 1 \rightarrow \mathcal{M} \gg 1$). La grandeur H/r est appelée le rapport d'aspect du disque et nous informe de la géométrie de ce dernier. Plus précisément, on dira qu'il est 'évasé' si ${\rm d}(H/r)/{\rm d}r > 0$, 'plat' si ${\rm d}(H/r)/{\rm d}r = 0$ ou 'bombé' si ${\rm d}(H/r)/{\rm d}r < 0$. En pratique, même si le modèle verticalement isotherme reste simple, il permet néanmoins de saisir le lien entre l'épaisseur du disque, sa géométrie et sa température.

2.2.2 Géométries et structure thermique des disques

La structure thermique des disques dépend des processus de chauffage et de refroidissement en leur sein. En première approximation, la luminosité du disque a deux sources distinctes :

(i) La lumière provenant de l'étoile. Elle est absorbée par la poussière du disque et est ré-émise généralement à de plus grandes longueurs d'ondes (cf. section 1.2.2). Les disques dont la luminosité provient majoritairement de cette source sont appelés des disques *passifs*.

(ii) L'accrétion du gaz et de la poussière par l'étoile centrale. Elle dissipe l'énergie potentielle gravitationnelle sous forme d'un rayonnement d'autant plus intense que le taux d'accrétion est fort. Les disques dont la luminosité provient majoritairement de cette source sont appelés des disques *actifs*.

La source passive de luminosité, appelée ici $L_{\rm pas}$, peut être écrite comme :

$$L_{\rm pas} = f L_\star, \tag{2.45}$$

où f est un facteur correspondant à la portion de la lumière de l'étoile interceptée par le disque. Nous détaillerons ce facteur dans la suite.

La source active de luminosité, appelée ici $L_{\rm act}$, quant à elle s'exprime comme :

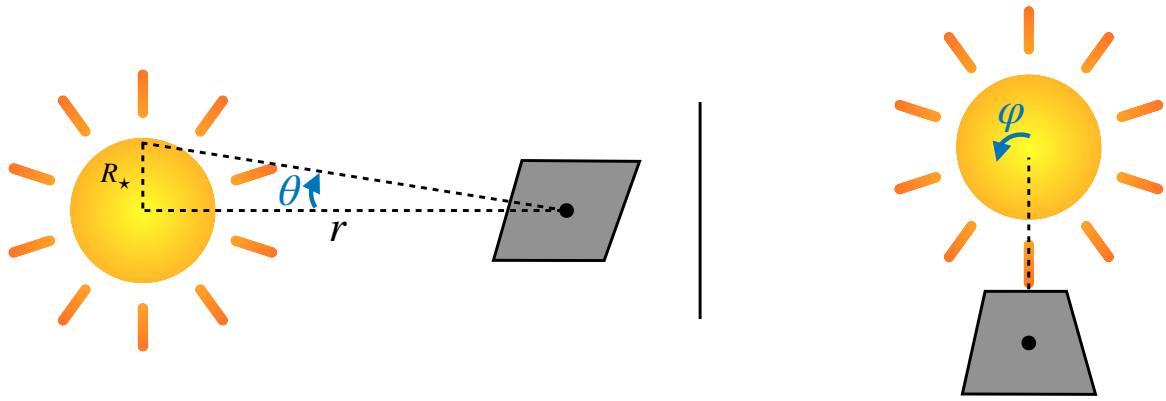


FIGURE 2.3 – Schéma représentatif des angles θ (gauche) et φ (droite).

$$L_{\rm act} = \frac{GM_\star \dot{M}}{R_\star}. \tag{2.46}$$

Il existe alors un taux d'accrétion limite, correspondant théoriquement à la frontière entre un disque passif et un disque actif ($L_{\rm pas} = L_{\rm act}$), tel que :

$$\dot{M}_{\rm lim} = \frac{f L_\star R_\star}{GM_\star}, \tag{2.47}$$

qui a une valeur typique de 10^{-8} $M_\odot$/yr pour des données solaires et $f = 1/4$. Les taux d'accrétion des disques autour d'étoiles T-Tauri classiques s'étalent sur plusieurs ordres de grandeurs de part et d'autre de cette valeur limite (Gullbring et al., 1998), ce qui amène à penser que la réalité est un peu plus complexe et que nous ne pouvons probablement pas considérer les disques comme toujours passifs ou toujours actifs. Néanmoins, il est raisonnable de penser que les disques sont certainement majoritairement actifs au début de leur vie, lorsque ils sont encore massifs et que le taux d'accrétion est fort, tandis qu'ils sont plutôt passifs à des stades ultérieurs de leur évolution. Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement aux disques passifs plus évolués.

Structure thermique d'un disque passif infiniment fin

Une première approche pour calculer la structure thermique d'un disque passif est de considérer qu'il est infiniment fin et qu'il ré-émet la totalité de la lumière qu'il reçoit. Dans ce modèle, l'étoile est considérée comme une sphère de rayon $R_\star$ avec une intensité constante (l'assombrissement centre-bord est négligé). Nous utilisons les coordonnées sphériques qui sont plus adaptées à ce problème. Le flux reçu par le disque est exprimé comme :

$$F_{\rm r} = \iint I_\star \sin\theta \cos\varphi {\rm d}\Omega, \tag{2.48}$$

où ${\rm d}\Omega = \sin\theta {\rm d}\theta {\rm d}\varphi$. Les angles θ et φ sont représentés en figure 2.3. En considérant que le disque est symétrique, on se restreint à calculer uniquement le flux reçu par la moitié du disque (c.à.d une surface), provenant ainsi de la moitié de la surface de l'étoile. On a alors, avec les bonnes bornes :

$$F_{\rm r} = I_\star \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\varphi {\rm d}\varphi \int_0^{\sin^{-1}\left(\frac{R_\star}{r}\right)} \sin^2\theta {\rm d}\theta, \tag{2.49}$$

$$= I_\star \left[\sin\varphi\right]_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\sin^{-1}\left(\frac{R_\star}{r}\right)} \frac{1-\cos 2\theta}{2} {\rm d}\theta, \tag{2.50}$$

$$= \frac{I_\star}{2} \left[\sin\varphi\right]_{-\pi/2}^{\pi/2} \times \left[\theta - \sin 2\theta\right]_0^{\sin^{-1}\left(\frac{R_\star}{r}\right)}, \tag{2.51}$$

$$= I_\star \left[\sin^{-1}\left(\frac{R_\star}{r}\right) - \sin\left(2\sin^{-1}\left(\frac{R_\star}{r}\right)\right)\right], \tag{2.52}$$

$$= I_\star \left[\sin^{-1}\left(\frac{R_\star}{r}\right) - \frac{R_\star}{r}\sqrt{1-\left(\frac{R_\star}{r}\right)^2}\right]. \tag{2.53}$$

En considérant que l'étoile rayonne comme un corps noir de température effective $T_\star$, on a

$$F_\star = \sigma T_\star^4 = \pi I_\star, \tag{2.54}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann. On considère que le disque émet également comme un corps noir de température $T_{\rm disc}$, tel que $F_{\rm disc} = \sigma T_{\rm disc}^4$. Si le disque ré-émet tout ce qu'il reçoit, on trouve alors le profil de température suivant :

$$\left(\frac{T_{\rm disc}}{T_\star}\right)^4 = \frac{1}{\pi}\left[\sin^{-1}\left(\frac{R_\star}{r}\right) - \frac{R_\star}{r}\sqrt{1-\left(\frac{R_\star}{r}\right)^2}\right]. \tag{2.55}$$

En faisant un développement limité au premier ordre dans le régime où $r \gg R_\star$, on trouve une forme plus amicale :

$$\left(\frac{T_{\rm disc}}{T_\star}\right)^4 \simeq \frac{1}{\pi}\left[\frac{R_\star}{r} + \frac{1}{6}\left(\frac{R_\star}{r}\right)^3 - \frac{R_\star}{r}\left(1 - \frac{1}{2}\left(\frac{R_\star}{r}\right)^2\right)\right], \tag{2.56}$$

$$\simeq \frac{1}{\pi}\frac{2}{3}\left(\frac{R_\star}{r}\right)^3. \tag{2.57}$$

La température du disque varie alors avec la distance comme $r^{-3/4}$. Le rapport d'aspect du disque est quant à lui :

$$\frac{H}{r} = \frac{c_{\rm s}}{v_{\rm k}}, \tag{2.58}$$

$$\propto r^{1/2-3/8}, \tag{2.59}$$

$$\propto r^{1/8}, \tag{2.60}$$

indiquant que le disque est légèrement évasé. En intégrant le flux sur la surface du disque, on peut également obtenir la luminosité totale du disque :

$$L_{\rm disc} = 2\int_{R_\star}^{\infty} 2\pi r F_{\rm disc} {\rm d}r, \tag{2.61}$$

$$= 4\sigma T_\star^4 \int_{R_\star}^{\infty} \left[\sin^{-1}\left(\frac{R_\star}{r}\right) - \frac{R_\star}{r}\sqrt{1-\left(\frac{R_\star}{r}\right)^2}\right] r{\rm d}r, \tag{2.62}$$

$$= 4\sigma T_\star^4 \frac{\pi R_\star^2}{4}, \tag{2.63}$$

$$= \pi\sigma T_\star^4 R_\star^2, \tag{2.64}$$

$$= \frac{L_\star}{4}. \tag{2.65}$$

Un disque passif avec ce modèle infiniment fin reçoit donc un quart de la luminosité de l'étoile, d'où un facteur $f = 1/4$.

Structure thermique d'un disque passif évasé

Une amélioration possible du modèle présenté précédemment est de considérer la géométrie verticale du disque, c'est à dire le fait qu'il peut être évasé. Dans ce cas de figure, l'angle d'incidence entre la surface du disque et les rayons lumineux provenants de l'étoile change avec r (voir figure 2.4). En conséquence, il faut faire des ajustements géométriques sur le calcul du flux reçu, sans pour autant changer la philosophie du calcul précédent (Kenyon and Hartmann, 1987).

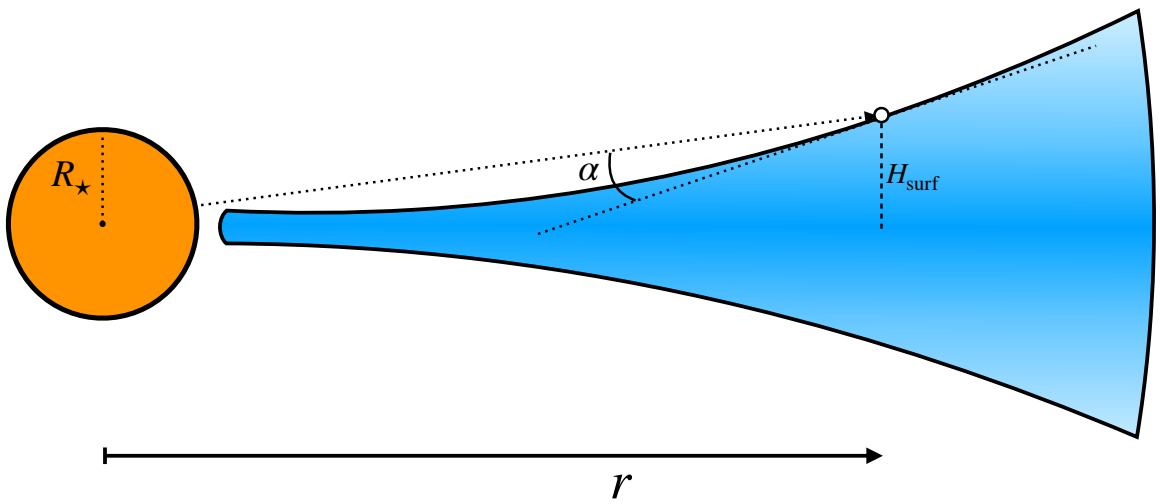


FIGURE 2.4 – Schéma de l'illumination d'un disque évasé par une étoile. Les proportions sont exagérées à des fins pédagogiques.

On note α l'angle d'incidence d'un rayon lumineux sur la surface du disque. Cet angle dépend à la fois de la hauteur de la surface $H_{\rm surf}$ à la distance r et du coefficient directeur de la tangente à la surface à r. On a alors :

$$\alpha(r) = \frac{H_{\rm surf}}{r} - \frac{{\rm d}H_{\rm surf}}{{\rm d}r}. \tag{2.66}$$

Le flux reçu par l'étoile est modulé par α tel que :

$$F_{\rm r} = \sin\alpha(r) F_\star, \tag{2.67}$$

$$\simeq \alpha(r)\frac{L_\star}{4\pi r^2}, \tag{2.68}$$

où on a fait l'approximation des petits angles sur α. Si le disque ré-émet toute la lumière qu'il reçoit, on a alors :

$$\left(\frac{T_{\rm disc}}{T_\star}\right)^4 = \alpha(r) r^{-2}. \tag{2.69}$$

Kenyon and Hartmann (1987) ont montré que lorsque $r \gg R_\star$, la structure thermique pouvait être bien approximée par :

$$T_{\rm disc} \propto r^{-1/2}, \tag{2.70}$$

qui a une pente moins importante que dans le modèle infiniment fin. Remarquons également que $H/r \propto r^{1/4}$, ce qui correspond à un disque bien plus évasé que dans le cas précédent.

En réalité, l'équilibre thermique des disques est un peu plus complexe, étant donné que la poussière ne ré-émet pas parfaitement la lumière du fait de son opacité, qui elle même dépend de la température (Bell and Lin, 1994). Des modèles plus physiques d'équilibre thermique avec poussière existent (par exemple Chiang and Goldreich, 1997b; D'Alessio et al., 1998), et montrent également que la structure thermique des disques peut être dans le cas général raisonnablement décrite par une loi de puissance sur r.

2.2.3 Formulation en lois de puissance

Plus généralement, les modèles radiaux de disques sont usuellement paramétrés en lois de puissance par deux indices, p et q, qui correspondent à la densité de surface du gaz et à la température respectivement :

$$\Sigma_{\rm g}(r) = \Sigma_{\rm g,0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-p}, \tag{2.71}$$

$$T(r) = T_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-q}, \tag{2.72}$$

où r_0 est une distance de référence arbitraire. La formulation des autres grandeurs découle de ces deux équations, telle que :

$$\begin{aligned}
c_{\rm s} &= c_{\rm s,0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{q}{2}} &, \quad c_{\rm s,0} &= \sqrt{\frac{k_{\rm B}T_0}{\mu m_{\rm H}}},\\
v_{\rm k} &= v_{\rm k,0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{1}{2}} &, \quad v_{\rm k,0} &= \sqrt{\frac{GM_\star}{r_0}},\\
\Omega_{\rm k} &= \Omega_{\rm k,0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{3}{2}} &, \quad \Omega_{\rm k,0} &= \sqrt{\frac{GM_\star}{r_0^3}},\\
H &= H_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{3-q}{2}} &, \quad H_0 &= \frac{c_{\rm s,0}}{\Omega_{\rm k,0}},\\
\frac{H}{r} &= \left(\frac{H}{r}\right)_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{1-q}{2}} &, \quad \left(\frac{H}{r}\right)_0 &= \frac{c_{\rm s,0}}{v_{\rm k,0}},\\
\rho_{\rm g} &= \rho_{\rm g,0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{q-2p-3}{2}} &, \quad \rho_{\rm g,0} &= \frac{\Sigma_0}{\sqrt{2\pi}H_0},\\
P &= P_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{q+2p+3}{2}} &, \quad P_0 &= c_{\rm s,0}^2\rho_{\rm g,0}.
\end{aligned} \tag{2.73}$$

Un des premiers modèles de disque qui a été proposé est le modèle 'MMSN' [2] (Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981), qui a été construit à partir de la distribution actuelle des corps dans le Système Solaire. Cependant, notre compréhension des disques protoplanétaires a énormément évolué depuis, ce qui a réduit sa pertinence au cours du temps malgré son importance historique. Dans ma thèse, j'ai principalement utilisé 3 modèles de disques, dont je donne les détails en table 2.1. Ces modèles sont :

(*i*) **Standard** : utilisé à titre comparatif avec d'autres travaux (Barrière-Fouchet et al., 2005; Laibe et al., 2008).

(*ii*) **Flat** : utilisé à des fins académiques de par sa structure simple ($p = 0$). Il a notamment été utilisé dans les études d'ouverture de sillons par des planètes (Paardekooper and Mellema, 2004; Fouchet et al., 2007, 2010; Gonzalez et al., 2015).

(*iii*) **Steep** : le modèle principal utilisé, qui correspond à un 'disque moyen' observé (Williams and Best, 2014).

Le nom des disques (*ii*) et (*iii*) font référence à la pente de leur profil de densité de surface (c.à.d leur coefficient p).

2. 'Minimum Mass Solar Nebula' en anglais, ou 'Nébuleuse Solaire de Masse Minimale' en français.

Modèle	p	q	$\Sigma_{\mathrm{g},0}$ [kg.m^{-2}]	T_0 [K]	$(H/r)_0$	r_{in} [AU]	r_{out} [AU]	M_{disc} [$M_\odot$]
MMSN	1	1	18395	600	0.0491	0.1	40	1.3×10^{-2}
Standard	3/2	3/4	4537	197	0.0281	20	300	10^{-2}
Flat	0	1	19.67	623	0.05	4	120	10^{-2}
Steep	1	1/2	488	200	0.0283	10	300	10^{-2}

TABLE 2.1 – Différents modèles de disques pour $r_0 = 1$ UA. Le modèle MMSN est ajouté à titre comparatif.

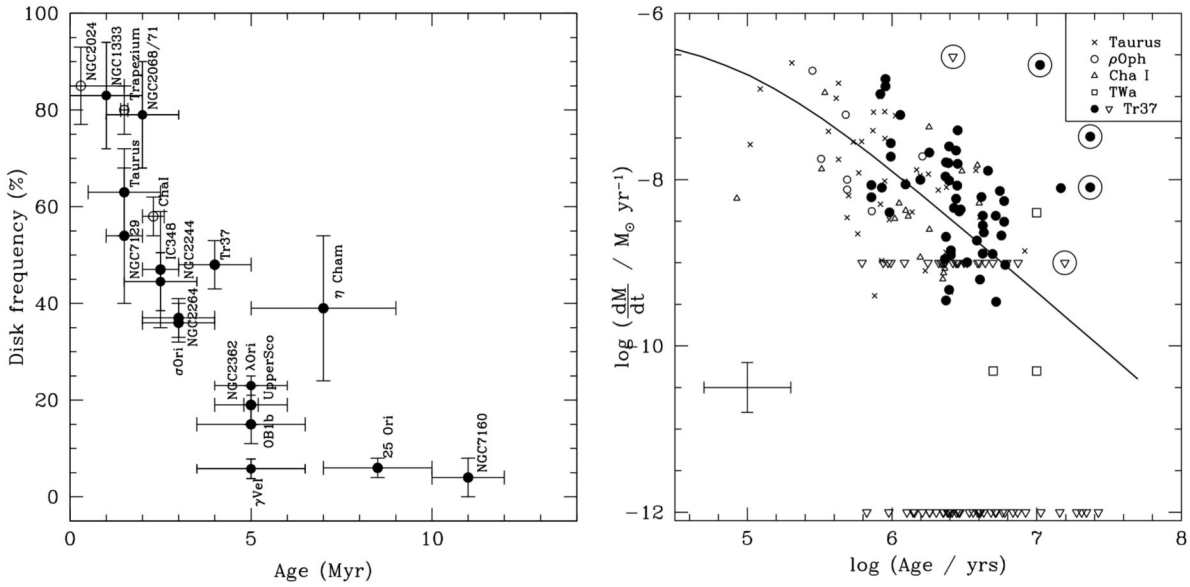


FIGURE 2.5 – **Gauche** : Fraction de disques en fonction de l'âge de différents amas. Tiré de Hernández et al. (2008). **Droite** : Taux d'accrétion en fonction de l'âge du disque pour différents amas. Tiré de Sicilia-Aguilar et al. (2006).

2.3 À quel point les disques protoplanétaires sont-ils visqueux ?

2.3.1 Le transfert de moment cinétique

Les taux d'accrétions observés dans les disques nous indiquent que ces systèmes sont volatils, c'est à dire que leur masse diminuent au cours du temps afin de transformer un disque massif et chaud en un système planétaire quasi vide et froid. La durée de vie des disques s'estime avec le taux d'accrétion comme :

$$t_{\mathrm{disc}} \sim \frac{M_{\mathrm{disc}}}{\dot{M}}, \tag{2.74}$$

qui donne une valeur typique de 10 millions d'années pour $M_{\mathrm{disc}} \sim 0.01\ M_\odot$ et $\dot{M} \sim 10^{-9} M_\odot$/an. Cette valeur est également cohérente avec les observations, qui montrent que les disques observés sont âgés de moins de 10 millions d'années typiquement, comme l'illustre par exemple la figure 2.5. Comme attendu, les taux d'accrétions diminuent également avec l'âge.

Il doit donc exister un mécanisme efficace de transport de moment dans les disques permettant de tels flots d'accrétion : la viscosité. La source la plus commune de viscosité est d'origine moléculaire et provient des collisions aux échelles microscopiques. Cependant, le transfert de moment induit par ces interactions est bien trop faible, avec une viscosité cinématique moléculaire ν_{m} typique de l'ordre de 10^3 m^2.s^{-1} (Armitage, 2010). Ceci donnerait un temps caractéristique visqueux de l'ordre de :

$$t_{\rm visc,m} \sim \frac{r^2}{\nu_{\rm m}}, \tag{2.75}$$
$$\sim 10^{13} \text{ ans}, \tag{2.76}$$
$$> t_{\rm Univers}, \tag{2.77}$$

éliminant ainsi la viscosité moléculaire comme source principale du transport de moment dans les disques.

La question de la source (ou des sources) du transfert de moment dans les disques est complexe et encore débattue aujourd'hui. Cependant, la faible valeur de la viscosité moléculaire implique un grand nombre de Reynolds, ce qui a amené la communauté à suspecter la turbulence comme responsable principale du transport du moment. Cette turbulence se manifeste par le biais d'instabilités au sein du disque.

La première source d'instabilité largement adoptée a été la MRI [3] (Balbus and Hawley, 1991), qui opère dans les disques faiblement magnétisés, où le gaz et les lignes de champ son couplés. L'avantage de cette instabilité est qu'elle est très efficace et vigoureuse une fois qu'elle est initiée, du fait de son critère d'instabilité $\mathrm{d}\Omega^2/\mathrm{d}r < 0$ qui est toujours rempli pour un flot keplerien. Cependant, le couplage du gaz et du champ magnétique requiert une fraction d'ionisation relativement élevée permettant de soutenir les effets MHD [4] (Ilgner and Nelson, 2006). Plus particulièrement, les zones optiquement épaisses du disque peuvent bloquer une partie significative du rayonnement de l'étoile et ainsi réduire la fraction d'ionisation à ces endroits, ce qui a pour effet de 'tuer' la MRI et de créer des zones 'mortes' où la turbulence est bien plus faible (Gammie, 1996). Ces zones se trouvent surtout aux alentours du plan médian du disque.

Relativement récemment, la prise en compte d'effets non-idéaux de la MHD, comme la diffusion ambipolaire, a montré qu'il était possible de transporter le moment cinétique par le biais de vents magnétiques (Gressel et al., 2015). Dans ce cas là, les auteurs ont montré qu'une composante verticale au champ magnétique permettait d'appliquer un vent centrifuge depuis la surface ionisée du disque, résultant ainsi en des taux d'accrétion comparables aux observations ($\sim 10^{-8}$ $M_\odot$/ an). Ce mécanisme est particulièrement intéressant car la surface des disques est généralement optiquement mince, ce qui permet d'atteindre de plus grandes fractions d'ionisation et d'ainsi soutenir les effets du champ magnétique. L'incertitude principale se pose tout de même sur la structure de ce champ, qui nécessite une composante nette verticale pour être efficace.

D'autres auteurs ont récemment étudié les effets non idéaux de la MHD sur le transport de moment dans les disques avec des simulations 3D (Béthune et al., 2017; Riols and Lesur, 2019). Ces auteurs arrivent à la conclusion similaire que la génération de vents dépend de la structure du champ magnétique à l'échelle du disque et que certaines configurations ne produisent pas d'accrétion sur l'étoile. Au contraire, Bai (2017) a suggéré que ces configurations soient causées par des artefacts numériques et a montré à partir de simulations 2D que les vents engendrés amenaient toujours à une accretion nette, tout en suggérant que le transport de moment pourrait ne jamais atteindre un état d'équilibre. De manière additionnelle, Riols and Lesur (2019) ont montré que le champ magnétique est capable de s'auto-organiser et de créer de multiples maximums de pression dans le gaz, ce qui résulte en la création de multiples anneaux de poussière concentriques, similaires à certaines observations millimétriques de disques (Andrews et al., 2018).

Pour les fractions d'ionisation les plus faibles, les effets magnétiques disparaissent. Dans ce cas là, d'autres sources de turbulence d'origine purement hydrodynamique ont été considérées. La source majeure est l'auto-gravité du disque, qui tend à compresser le fluide de par sa propre masse, tandis que les forces de pression et la rotation différentielle du disque travaillent à l'opposition de cette compression. Si la gravité l'emporte, le fluide est alors instable et s'ensuit une

3. 'Magneto-Rotational Instability' en anglais, ou 'Instabilité Magnéto-Rotationnelle' en français.
4. 'Magneto-Hydrodynamics' en anglais, ou 'Magnéto-Hydrodynamique' en français.

turbulence à l'échelle du disque entier. Pour déterminer la tendance qu'a un disque à être instable gravitationnellement, un critère analytique a été proposé par Toomre (1964) :

$$Q \equiv \frac{c_\mathrm{s}\Omega}{\pi G\Sigma}. \tag{2.78}$$

$Q < 1$ correspond alors à une instabilité gravitationnelle. En développant ce critère, on a :

$$\frac{c_\mathrm{s}\Omega}{\pi G\Sigma} < 1, \tag{2.79}$$

$$\frac{c_\mathrm{s}\Omega^2 r^2}{\pi r^2 G\Sigma\Omega} < 1, \tag{2.80}$$

ce qui, en approximant $M_\mathrm{disc} \simeq \pi r^2\Sigma$, donne :

$$\frac{H\Omega^2 r^2}{M_\mathrm{disc}G} \lesssim 1, \tag{2.81}$$

$$\frac{H}{r}\frac{\Omega r^3}{M_\mathrm{disc}G} \lesssim 1, \tag{2.82}$$

$$\frac{H}{r} \lesssim \frac{M_\mathrm{disc}}{M_\star}. \tag{2.83}$$

Les disques fins ne sont donc, en bonne approximation, que peu affectés par l'auto-gravité si la masse du disque est faible devant celle de l'étoile.

Il existe d'autres types d'instabilités hydrodynamiques d'écoulement, comme par exemple les vortex engendrés par l'instabilité de Rossby (Barge and Sommeria, 1995; Meheut et al., 2010). Les vortex sont cependant des structures locales et transitoires, il est donc difficile d'imaginer qu'ils soient principalement responsables du transport de moment dans l'entièreté du disque et pendant toute sa vie. D'autres instabilités d'origine hydrodynamique ont été proposées, avec notamment l'instabilité baroclinique (Klahr and Bodenheimer, 2003) ou l'instabilité de cisaillement verticale (Urpin and Brandenburg, 1998; Nelson et al., 2013). Ces sources de turbulence sont néanmoins de plus faible intensité.

La question du transport de moment est complexe, et comme on l'a vu, a beaucoup de réponses variées. L'approche de la communauté a été de considérer la viscosité turbulente comme une fonction agnostique de sa source, en ne représentant que ses effets sur le fluide.

2.3.2 La prescription alpha de Shakura & Sunyaev

Pour passer outre le problème du transfert de moment dans le disque, Shakura and Sunyaev (1973) ont proposé une forme de la viscosité cinématique turbulente s'appliquant sur l'échelle de hauteur du disque, tel que :

$$\nu = \alpha c_\mathrm{s} H, \tag{2.84}$$

où α est un paramètre qui encapsule notre ignorance sur la source de la viscosité turbulente. Avec la formulation en loi de puissance spécifiée en section 2.2.3, on a alors :

$$\nu = \nu_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{3}{2}-q}, \tag{2.85}$$

où $\nu_0 = \alpha c_{\mathrm{s},0} H_0$. En écrivant le temps caractéristique visqueux d'un disque, on trouve également :

$$t_\mathrm{visc} = \frac{1}{\nu_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{q-\frac{1}{2}}, \tag{2.86}$$

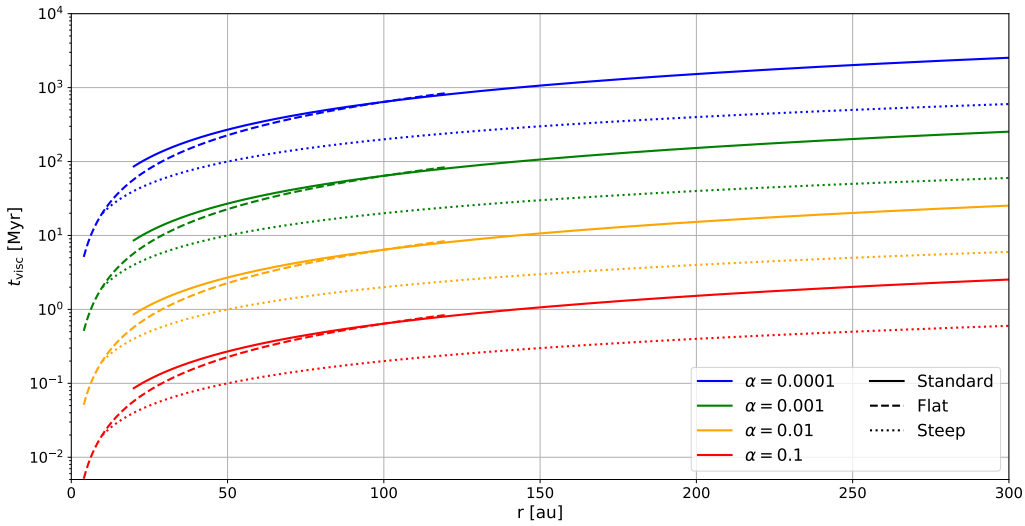


FIGURE 2.6 – Profils radiaux du temps caractéristique visqueux dans différents modèles de disques.

qui dépend donc de l'inverse du paramètre α. Les profils radiaux des temps visqueux dans les disques utilisés pendant ma thèse sont montrés en figure 2.6.

Afin d'être en accord avec des durées de vie moyenne de l'ordre de la dizaine de millions d'années, le paramètre α doit typiquement être de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2}. C'est ce qui est couramment utilisé par la communauté.

2.4 La friction entre le gaz et la poussière

2.4.1 Origine physique

Commençons par considérer un disque uniquement composé de gaz, au sein duquel seules s'appliquent les forces de pression et la gravité de l'étoile centrale. La conservation de l'impulsion s'écrit alors, suivant r :

$$\frac{\mathrm{d}v_r}{\mathrm{d}t} - \frac{v_{\theta,\mathrm{g}}^2}{r} = -\frac{1}{\rho_\mathrm{g}}\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\partial \phi}{\partial r}, \tag{2.87}$$

où $v_{\theta,\mathrm{g}}$ est la vitesse azimutale du gaz. En se plaçant dans l'état stationnaire, on trouve :

$$\frac{v_{\theta,\mathrm{g}}^2}{r} = \frac{1}{\rho_\mathrm{g}}\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial \phi}{\partial r}, \tag{2.88}$$

$$v_{\theta,\mathrm{g}}^2 = \frac{r}{\rho_\mathrm{g}}\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{GM_\star}{r}, \tag{2.89}$$

$$v_{\theta,\mathrm{g}}^2 = c_\mathrm{s}^2 \frac{\partial P}{P}\frac{r}{\partial r} + v_\mathrm{k}^2, \tag{2.90}$$

$$v_{\theta,\mathrm{g}}^2 = v_\mathrm{k}^2 \left(1 + \frac{c_\mathrm{s}^2}{v_\mathrm{k}^2}\frac{\partial \ln P}{\partial \ln r}\right), \tag{2.91}$$

$$v_{\theta,\mathrm{g}}^2 = v_\mathrm{k}^2 \left(1 + \left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{\partial \ln P}{\partial \ln r}\right). \tag{2.92}$$

Dans les disques, la pression est maximale dans les régions internes et décroît généralement avec le rayon, ce qui implique que $\partial \ln P/\partial \ln r < 0$. En introduisant le paramètre η mesurant l'équilibre

entre les forces de pression et la gravité (qui est aussi une mesure du gradient de pression sans dimension) :

$$\eta \equiv -\frac{1}{2}\left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{\partial \ln P}{\partial \ln r}, \tag{2.93}$$

on exprime alors la vitesse azimutale du gaz comme :

$$v_{\theta,\mathrm{g}} = v_\mathrm{k}\sqrt{1-2\eta} < v_\mathrm{k}. \tag{2.94}$$

La vitesse azimutale du gaz est sous-keplerienne du fait qu'il est soutenu par sa propre pression. Avec la formulation en loi de puissance, on a plus précisément :

$$\eta = \frac{1}{2}\left(p + \frac{q}{2} + \frac{3}{2}\right)\left(\frac{H}{r}\right)^2. \tag{2.95}$$

L'intensité de cet effet est donc faible pour les disques fins compte tenue de la dépendance en $(H/r)^2$. On estime la vitesse azimutale du gaz avec un développement limité au premier ordre sur η :

$$v_{\theta,\mathrm{g}} \simeq v_\mathrm{k}\left(1-\eta\right), \tag{2.96}$$

ce qui donne une valeur typique, pour $H/r = 0.05$, de :

$$v_{\theta,\mathrm{g}} \sim 0.997 \times v_\mathrm{k}. \tag{2.97}$$

La rotation est donc très subtilement sous-keplerienne.

Considérons maintenant la poussière présente dans le disque. Cette dernière n'étant pas sensible à sa propre pression, elle a tendance à orbiter autour de l'étoile à une vitesse azimutale keplerienne. Il existe alors une différence de vitesse azimutale entre la poussière et le gaz, qu'on note Δv_θ, et qui s'exprime :

$$\Delta v_\theta = v_{\theta,\mathrm{d}} - v_{\theta,\mathrm{g}} \sim \eta v_\mathrm{k}. \tag{2.98}$$

Du fait de cette différence de vitesse, la poussière ressent une poussée de la part du gaz dans la direction opposée à leur vitesse différentielle. On appelle cette poussée la friction aérodynamique, notée F_friction, et permet l'échange d'impulsion entre la poussière et le gaz environnant. La friction aérodynamique dépend de la section efficace de la poussière et de la pression de piston locale. Elle est exprimée comme (Whipple, 1972; Weidenschilling, 1977) :

$$\boldsymbol{F}_\mathrm{friction} = -\frac{1}{2}C_\mathrm{D}\pi s^2 \rho_\mathrm{g}|\Delta\boldsymbol{v}|\Delta\boldsymbol{v}, \tag{2.99}$$

où C_D est un coefficient de friction que l'on détaillera plus tard et $\Delta\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_\mathrm{d} - \boldsymbol{v}_\mathrm{g}$ est la vitesse différentielle entre la poussière et le gaz. La conservation de l'impulsion de la poussière s'exprime alors, de manière plus générale :

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = -\nabla\phi - \boldsymbol{a}_\mathrm{friction}, \tag{2.100}$$

où $\boldsymbol{a}_\mathrm{friction}$ est l'accélération causée par la friction aérodynamique. Elle s'exprime, avec le Principe Fondamental de la Dynamique, comme :

$$\boldsymbol{a}_\mathrm{d} = \frac{\boldsymbol{F}_\mathrm{friction}}{m_\mathrm{d}} = \frac{\Delta\boldsymbol{v}}{t_\mathrm{s}}, \tag{2.101}$$

où t_s est le temps d'arrêt et est défini comme le temps nécessaire pour supprimer la vitesse différentielle entre le gaz et la poussière. En développant, on trouve :

$$\frac{\Delta \boldsymbol{v}}{t_\mathrm{s}} = \frac{\frac{1}{2} C_\mathrm{D} \pi s^2 \rho_\mathrm{g} |\Delta \boldsymbol{v}| \Delta \boldsymbol{v}}{\frac{4\pi}{3} \rho_\mathrm{s} s^3}, \tag{2.102}$$

$$\frac{\Delta \boldsymbol{v}}{t_\mathrm{s}} = \frac{3}{8} \frac{\rho_\mathrm{g} C_\mathrm{D}}{\rho_\mathrm{s} s} |\Delta \boldsymbol{v}| \Delta \boldsymbol{v}, \tag{2.103}$$

$$t_\mathrm{s} = \frac{8}{3} \frac{\rho_\mathrm{s} s}{\rho_\mathrm{g} C_\mathrm{D} |\Delta \boldsymbol{v}|}. \tag{2.104}$$

Le coefficient de friction C_D dépend des conditions physiques qui règnent au sein du disque. On a notamment deux régime distincts : le régime d'Epstein (Epstein, 1924) et le régime de Stokes (Whipple, 1972). Pour passer d'un régime à l'autre, Stepinski and Valageas (1996) ont proposé d'évaluer le rapport entre la taille de la poussière et le libre parcours moyen du gaz, que l'on désigne comme le nombre de Knudsen :

$$\mathrm{Kn} = \frac{4\mathrm{s}}{9\lambda_\mathrm{g}}. \tag{2.105}$$

$\mathrm{Kn} < 1$ correspond alors au régime d'Epstein, tandis que $\mathrm{Kn} > 1$ au régime de Stokes.

2.4.2 Le régime d'Epstein

Dans le régime d'Epstein, la taille de la poussière est petite par rapport au libre parcours moyen du gaz. La poussière ressent alors le gaz environnant comme un ensemble de molécules sans collisions, où leur distribution Maxwellienne de vitesses est non perturbée. La coefficient de friction s'exprime alors (Epstein, 1924; Baines et al., 1965) :

$$C_\mathrm{D} = \frac{8 v_\mathrm{th}}{3|\Delta \boldsymbol{v}|} f, \tag{2.106}$$

où v_th est la vitesse thermique moyenne du gaz et f un coefficient de correction pour des vitesses différentielles supersoniques (Kwok, 1975) :

$$f = \sqrt{1 + \frac{9\pi}{128} \frac{\Delta \boldsymbol{v}^2}{c_\mathrm{s}^2}}. \tag{2.107}$$

En règle générale, les vitesses différentielles dans les disques sont subsoniques, d'où l'approximation fréquente $f \sim 1$. La vitesse thermique moyenne du gaz est quant à elle considérée comme égale à la vitesse du son c_s (Garaud et al., 2004; Barrière-Fouchet et al., 2005) [5].

Le temps d'arrêt dans le régime d'Epstein s'exprime finalement comme :

$$t_\mathrm{s} = \frac{\rho_\mathrm{s} s}{\rho_\mathrm{g} v_\mathrm{th} f}. \tag{2.108}$$

2.4.3 Les régimes de Stokes

Dans le régime de Stokes, la taille de la poussière est plus grande que le libre parcours moyen du gaz. Dans ce cas de figure, la particle a une taille telle que l'obstruction qu'elle présente sur le flot de gaz est non négligeable. En conséquence, le coefficient de friction dépend du rapport entre les forces d'inerties locales et la viscosité moléculaire. On appelle ce rapport le nombre de Reynolds, que l'on exprime comme :

$$\mathrm{Re} = \frac{2s|\Delta \boldsymbol{v}|}{\nu_\mathrm{m}} = \frac{4s|\Delta \boldsymbol{v}|}{c_\mathrm{s} \lambda_\mathrm{g}}. \tag{2.109}$$

5. D'autres auteurs considèrent la vitesse thermique moyenne au sens statistique du terme, d'où une différence d'un facteur numérique $\sqrt{8/\pi\gamma}$ (Laibe and Price, 2012a; Price et al., 2018), où γ est le coefficient adiabatique.

L'expression du coefficient de friction dépend du nombre de Reynolds (Whipple, 1972). Nous distinguons 3 sous régimes :

$$C_{\mathrm{D}} = \begin{cases} 24\mathrm{Re}^{-1}, & \mathrm{Re} < 1, \\ 24\mathrm{Re}^{-0.6}, & 1 < \mathrm{Re} < 800, \\ 0.44, & \mathrm{Re} > 800. \end{cases} \tag{2.110}$$

On désigne ces sous régimes de par leur dépendance en $\Delta \boldsymbol{v}$ sur la force de friction F_{friction} :

(*i*) $\mathrm{Re} < 1$: régime linéaire.

(*ii*) $1 < \mathrm{Re} < 800$: régime non-linéaire.

(*iii*) $\mathrm{Re} > 800$: régime quadratique.

Le temps d'arrêt est alors exprimé, pour ces trois régimes, comme :

$$t_{\mathrm{s}} = \begin{cases} \dfrac{\rho_{\mathrm{s}} s}{\rho_{\mathrm{g}} c_{\mathrm{s}}} \mathrm{Kn} & , \text{ linéaire}, \\[2ex] \dfrac{9^{-0.4} \rho_{\mathrm{s}} s}{\rho_{\mathrm{g}} c_{\mathrm{s}}^{0.6} |\Delta \boldsymbol{v}|^{0.4}} \mathrm{Kn}^{0.6} & , \text{ non-linéaire}, \\[2ex] \dfrac{8}{1.32} \dfrac{\rho_{\mathrm{s}} s}{\rho_{\mathrm{g}} |\Delta \boldsymbol{v}|} & , \text{ quadratique}. \end{cases} \tag{2.111}$$

2.4.4 Couplage gaz-poussière et nombre de Stokes

Les disques sont des milieux relativement dilués. Par conséquent, pour des grains compacts, la transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes ne se fait qu'a des tailles typiques entre le m et le km (voir figure 2.7). Nous pouvons donc en bonne approximation considérer que les grains sont toujours dans le régime d'Epstein dans les disques que j'ai utilisé. Ma thèse se place dans cette approximation. Notons que pour des disques s'étendants à des distances de l'étoile plus faibles, la transition entre les deux régimes se fait à des tailles typiques du mètre ou plus.

À masse égale, un grain poreux a lui tendance à être plus gros qu'un grain compact. Par conséquent, son nombre de Knudsen est plus grand et il passe dans le régime de Stokes à des plus petites tailles que dans le cas compact (Garcia, 2018; Garcia and Gonzalez, 2020). Les auteurs ont par ailleurs montré qu'une fois que les grains poreux se trouvent dans le régime de Stokes, il se découplent plus rapidement et permettent de surpasser la barrière de dérive radiale (Weidenschilling, 1977).

La mesure du couplage entre le gaz et la poussière se fait par l'intermédiaire du temps d'arrêt, qui mesure la propension du gaz à influencer le mouvement de la poussière et inversement. On caractérise ce couplage avec le nombre de Stokes [6], qui est défini comme le rapport entre le temps d'arrêt et le temps orbital keplerien :

$$\mathrm{St} = \frac{t_{\mathrm{s}}}{t_{\mathrm{k}}} = t_{\mathrm{s}} \Omega_{\mathrm{k}}, \tag{2.112}$$

où t_{k} est le temps caractéristique keplerien. La valeur du nombre de Stokes nous indique le degré de couplage entre le gaz et la poussière, tel que :

(*i*) $\mathrm{St} \ll 1$: les grains sont très couplés au gaz, c'est à dire que la vitesse différentielle est très rapidement amortie et la poussière a quasiment le même mouvement que le gaz. Ce régime correspond aux petites tailles.

(*ii*) $\mathrm{St} \sim 1$: les grains sont marginalement découplés du gaz, c'est à dire que la vitesse différentielle est amortie en un temps caractéristique képlerien. C'est le régime où la friction a le plus d'effets dynamiques. Ce régime correspond aux tailles intermédiaires.

6. Qui n'a rien à voir avec le régime de Stokes.

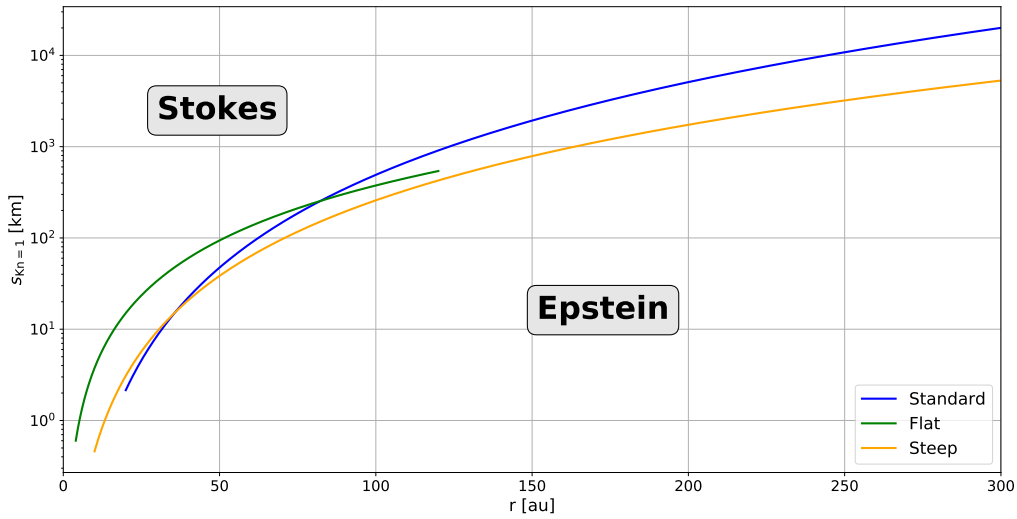


FIGURE 2.7 – Taille de la poussière correspondante à la limite entre les régimes d'Epstein et de Stokes en fonction de r pour différents modèles de disques.

(*iii*) $\mathrm{St} \gg 1$: les grains sont largement découplés du gaz, c'est à dire que la vitesse différentielle est amortie en un temps quasi infini. La poussière, qu'on appelle plutôt rocher dans ce régime, ne ressent quasiment plus les effets du gaz et orbite de manière keplerienne. Ce régime correspond aux grandes tailles.

Dans le régime majoritaire d'Epstein, le nombre de Stokes s'exprime comme :

$$\mathrm{St} = \frac{\rho_\mathrm{s} s \Omega_\mathrm{k}}{\rho_\mathrm{g} v_\mathrm{th} f}, \tag{2.113}$$

ce qui, avec la formulation en loi de puissance, donne finalement (pour $f = 1$ et $v_\mathrm{th} = c_\mathrm{s}$) :

$$\mathrm{St} = \frac{s}{H_0} \frac{\rho_\mathrm{s}}{\rho_{\mathrm{g},0}} \left(\frac{r}{r_0}\right)^p \exp\left(\frac{z^2}{2H^2}\right). \tag{2.114}$$

Les profils des tailles correspondant à des grains marginalement découplés ($\mathrm{St} \sim 1$) sont montrés pour différents modèles de disques en figure 2.8.

2.5 Sédimentation verticale de la poussière

La présence de la force de friction affecte le mouvement de la poussière dans les 3 directions de l'espace. Selon l'axe vertical, la conservation de l'impulsion se lit :

$$\frac{\mathrm{d}v_{\mathrm{d},z}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{v_{\mathrm{d},z} - v_{\mathrm{g},z}}{t_\mathrm{s}}, \tag{2.115}$$

ce qui implique que la poussière va avoir tendance à rejoindre le plan médian du disque (là où les forces s'annulent et $v_{\mathrm{d},z} = 0$). En considérant que la vitesse du gaz selon l'axe vertical est nulle et que le disque est fin, nous trouvons alors l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\mathrm{d}v_{\mathrm{d},z}}{\mathrm{d}t} + \Omega_\mathrm{k}^2 z + \frac{v_{\mathrm{d},z}}{t_\mathrm{s}} = 0, \tag{2.116}$$

$$\ddot{z} + \frac{\dot{z}}{t_\mathrm{s}} + \frac{z}{t_\mathrm{s}^2} = 0. \tag{2.117}$$

En définissant la hauteur et le temps adimensionnés :

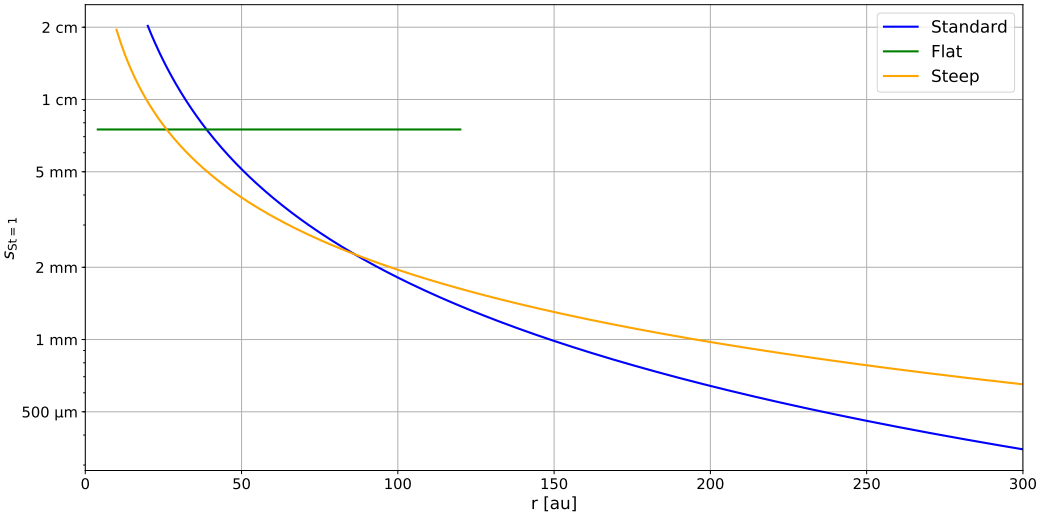


FIGURE 2.8 – Taille de la poussière correspondante à St = 1 en fonction de r pour différents modèles de disques.

$$Z \equiv \frac{z}{z_0}, \tag{2.118}$$

$$T \equiv \frac{t}{t_\mathrm{k}}, \tag{2.119}$$

l'équation du mouvement selon l'axe vertical donne alors :

$$\ddot{Z} + \frac{1}{\mathrm{St}}\dot{Z} + Z = 0, \tag{2.120}$$

qui a la forme typique d'un oscillateur harmonique amorti. Le comportement de cet oscillateur se catégorise en trois régimes, qui sont distinguables de par le discriminant suivant (Laibe et al., 2014) :

$$\Delta = \frac{1}{\mathrm{St}^2} - 4. \tag{2.121}$$

Les régimes sont alors les suivants :

(*i*) $\Delta > 0 \Longleftrightarrow \mathrm{St} > \frac{1}{2}$: régime apériodique.

(*ii*) $\Delta = 0 \Longleftrightarrow \mathrm{St} = \frac{1}{2}$: régime critique.

(*iii*) $\Delta < 0 \Longleftrightarrow \mathrm{St} < \frac{1}{2}$: régime pseudo-périodique.

L'évolution temporelle de la hauteur est montrée en figure 2.9 pour différentes valeurs du nombre de Stokes. Nous constatons que le temps de sédimentation est de l'ordre de la centaine d'orbites pour des nombres de Stokes grands ou petits, tandis qu'il est bien plus petit (quelques orbites) pour un nombre de Stokes proche de 1.

Laibe et al. (2014) ont par ailleurs estimé que le temps de sédimentation évoluait comme :

$$t_\mathrm{set} \sim t_\mathrm{k}\frac{1+\mathrm{St}^2}{\mathrm{St}}, \tag{2.122}$$

d'où l'approximation :

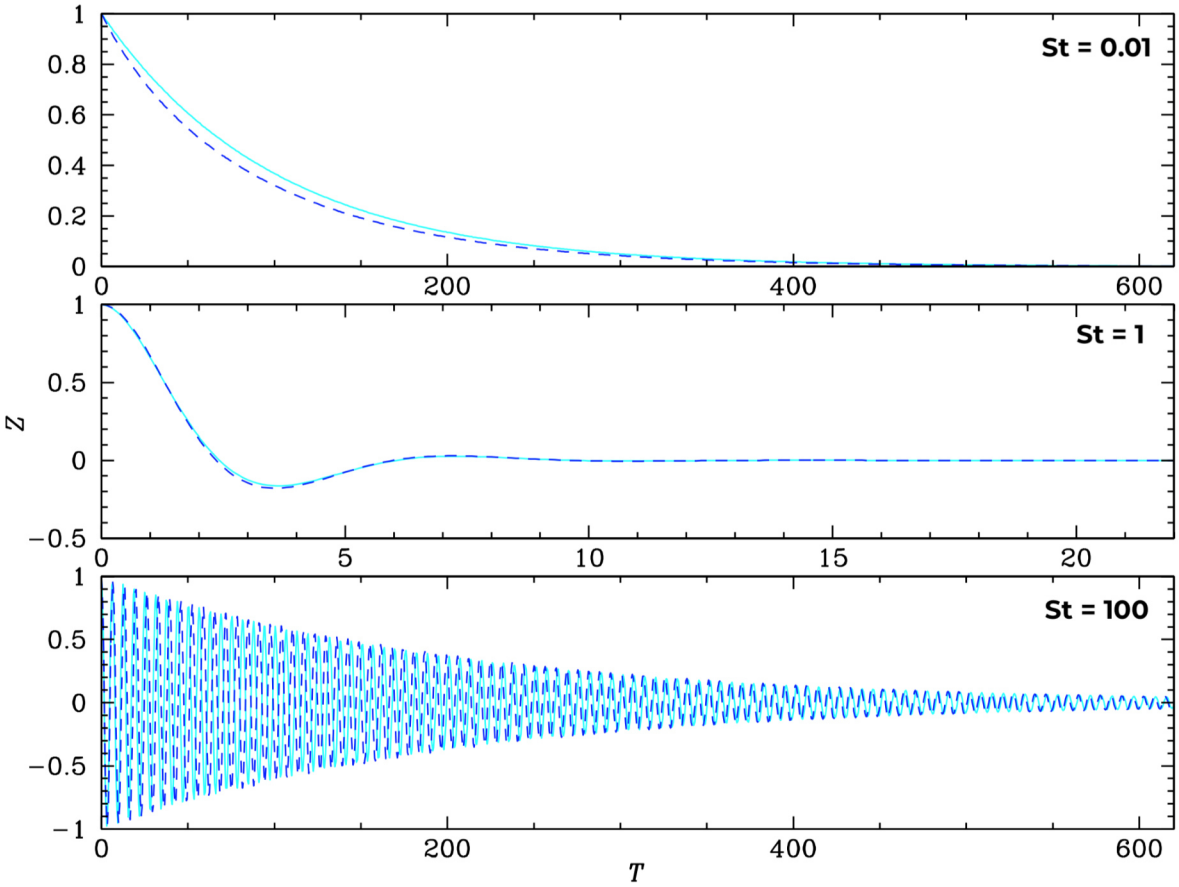


FIGURE 2.9 – Évolution temporelle de la hauteur en fonction du temps pour des nombres des Stokes de 10^{-2} (haut), 1 (milieu) et 10^{2} (bas). La courbe cyan représente la solution pour un oscillateur harmonique amorti tandis que la courbe bleue représente l'intégration numérique de l'équation de l'impulsion selon z. Adapté de Laibe et al. (2014).

$$\frac{t_{\rm set}}{t_{\rm k}} \sim \begin{cases} {\rm St} & , \ {\rm St} \ll 1, \\ {\rm St}^{-1} & , \ {\rm St} \gg 1. \end{cases} \tag{2.123}$$

Pour les petits grains fortement couplés au gaz, le temps caractéristique de sédimentation peut alors s'exprimer comme :

$$t_{\rm set} \sim t_{\rm k} \frac{\Sigma_{\rm g}}{\sqrt{2\pi}\rho_{\rm s} s} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right). \tag{2.124}$$

Pour un grain à 10 ua avec $s = 10$ μm, $\rho_{\rm s} = 1000$ kg.m^{-3}, $\Sigma = 100$ kg.m^{-2} et $z = H$, cela donne :

$$t_{\rm set} \sim 10^5 \text{ ans}, \tag{2.125}$$

ce qui est bien plus court que le temps de vie d'un disque. La sédimentation verticale est un des effets dynamiques les plus rapides causé par la friction aérodynamique. Nous devrions en conséquence nous attendre à avoir des densités de poussière plus importantes dans le plan médian du disque que dans les couches de surface.

Ce modèle de sédimentation est relativement simple et ne prend pas en compte les effets turbulents qui ont tendance à mélanger le contenu du disque. De ce fait, les particules de poussière ont tendance à être diffusées vers des couches plus hautes dans le disque. En prenant en compte l'équation de diffusion résultante d'une turbulence à la Shakura and Sunyaev (1973), Dubrulle et al. (1995) ont montré que la solution à l'état stationnaire de la densité de poussière était de la forme :

$$\rho_{\mathrm{d}}(z) = \rho_{\mathrm{d},0} \exp\left(-\frac{z^2}{2H_{\mathrm{d}}}\right), \tag{2.126}$$

où H_{d} est cette fois la hauteur caractéristique de la poussière et s'exprime comme :

$$H_{\mathrm{d}} = H\sqrt{\frac{\alpha}{\alpha + \mathrm{St}}}, \tag{2.127}$$

résultant ainsi en une sédimentation des plus efficace pour les grains les plus découplés. Cette prescription de la sédimentation de la poussière est couramment utilisée dans les modèles analytiques ou les simulations numériques non globales.

Fromang and Papaloizou (2006) ont également étudié la sédimentation verticale dans les disques turbulents à partir de simulations numériques dans des boîtes de cisaillement en incluant les effets MHD. Ils ont trouvé que ce mécanisme peut être bien approximé par une équation de diffusion avec une solution similaire à l'équation 2.126, où la hauteur caractéristique de la poussière est de l'ordre de :

$$H_{\mathrm{d}} \sim H\sqrt{\frac{\alpha}{\mathrm{St}}}. \tag{2.128}$$

Ces deux formulations sont donc quasi équivalentes lorsque $\mathrm{St} > \alpha$. Dans le cas contraire, le modèle suggéré par Fromang and Papaloizou (2006) implique que les grains de poussière les plus couplées seraient encore plus étendus verticalement que le gaz.

Finalement, lorsque la poussière grossit, Laibe et al. (2014) ont montré que la sédimentation était accélérée par un facteur 100 notamment de par le fait que des grains dans le régime apériodique passent dans le régime critique pendant leur croissance. Nous parlerons plus en détail de la croissance des grains dans la section 2.7.

Il existe donc un tri vertical de la poussière en fonction de la hauteur, où l'on s'attend à trouver les plus petits grains dans les surfaces les plus hautes, et les plus gros grains dans les couches les plus fines autour du plan médian du disque.

2.6 Dérive radiale de la poussière

Outre la sédimentation verticale de la poussière, sa perte de moment cinétique causée par la friction avec le gaz entraine également un mouvement radial généralement en direction de l'étoile (Weidenschilling, 1977). La conservation de l'impulsion pour la poussière s'écrit, dans les directions azimutale et radiale :

$$\frac{\mathrm{d}v_{\mathrm{d},r}}{\mathrm{d}t} - \frac{v_{\mathrm{d},\theta}^2}{r} = -\Omega_{\mathrm{k}}^2 r - \frac{v_{\mathrm{d},r} - v_{\mathrm{g},r}}{t_{\mathrm{s}}}, \tag{2.129}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(r v_{\mathrm{d},\theta}\right) = -\frac{v_{\mathrm{d},\theta} - v_{\mathrm{g},\theta}}{t_{\mathrm{s}}}. \tag{2.130}$$

En se plaçant dans l'approximation des faibles gradients de pression, c'est à dire $\eta \ll 1$, on a $v_{\mathrm{d},\theta} \sim v_{\mathrm{k}}$ et :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(r v_{\mathrm{d},\theta}\right) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r v_{\mathrm{d},\theta}\right)\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} \sim \frac{v_{\mathrm{d},r}}{2} v_{\mathrm{k}}, \tag{2.131}$$

ce qui, quand injecté dans l'équation 2.130, donne :

$$\frac{1}{r}\frac{v_{\mathrm{d},r}}{2} v_{\mathrm{k}} = -\frac{v_{\mathrm{d},\theta} - v_{\mathrm{g},\theta}}{t_{\mathrm{s}}}, \tag{2.132}$$

$$-v_{\mathrm{d},r}\frac{\mathrm{St}}{2} = v_{\mathrm{d},\theta} - v_{\mathrm{g},\theta}. \tag{2.133}$$

En écrivant la vitesse azimutale de la poussière comme :

$$v_{\mathrm{d},\theta}^2 = \left[v_{\mathrm{g},\theta} + (v_{\mathrm{d},\theta} - v_{\mathrm{g},\theta})\right]^2, \tag{2.134}$$

et en développant au premier ordre sur $v_{\mathrm{d},\theta} - v_{\mathrm{g},\theta}$:

$$v_{\mathrm{d},\theta}^2 = v_{\mathrm{g},\theta}^2 + 2v_{\mathrm{g},\theta}\left(v_{\mathrm{d},\theta} - v_{\mathrm{g},\theta}\right), \tag{2.135}$$

on trouve alors

$$\frac{v_{\mathrm{d},\theta}^2}{r} = \Omega_{\mathrm{k}}^2 r - 2\eta v_{\mathrm{k}}\Omega_{\mathrm{k}} - \Omega_{\mathrm{k}} v_{\mathrm{d},r}\mathrm{St}. \tag{2.136}$$

L'équation 2.129 se réduit finalement à :

$$\frac{\mathrm{d}v_{\mathrm{d},r}}{\mathrm{d}t} = -2\eta v_{\mathrm{k}}\Omega_{\mathrm{k}} - \mathrm{St}\Omega_{\mathrm{k}} v_{\mathrm{d},r} - \frac{v_{\mathrm{d},r} - v_{\mathrm{g},r}}{t_{\mathrm{s}}}. \tag{2.137}$$

Dans le régime stationnaire, cette équation admet une solution de la forme (Weidenschilling, 1977) :

$$v_{\mathrm{d},r} = \frac{v_{\mathrm{g},r} - 2\mathrm{St}\eta v_{\mathrm{k}}}{1 + \mathrm{St}^2}, \tag{2.138}$$

$$= \frac{1}{1 + \mathrm{St}^2} v_{\mathrm{visc}} + \frac{\mathrm{St}}{1 + \mathrm{St}^2} v_{\mathrm{drift}}, \tag{2.139}$$

où $v_{\mathrm{visc}} = v_{\mathrm{g},r}$ est la vitesse visqueuse, qui est donnée par Lynden-Bell and Pringle (1974) et est similaire à l'équation 2.8 mais cette fois en 3 dimensions :

$$v_{\mathrm{visc}} = \frac{\dfrac{\partial}{\partial r}\left(\rho_{\mathrm{g}}\nu r^3 \dfrac{\partial \Omega_{\mathrm{k}}}{\partial r}\right)}{r\rho_{\mathrm{g}} \dfrac{\partial}{\partial r}(r^2\Omega_{\mathrm{k}})} < 0. \tag{2.140}$$

La vitesse de dérive v_{drift} est celle causée par le gradient de pression (Nakagawa et al., 1986), où :

$$v_{\mathrm{drift}} = -2\eta v_{\mathrm{k}} = \left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{\partial \ln P}{\partial \ln r} v_{\mathrm{k}} < 0. \tag{2.141}$$

En comparant l'intensité de la contribution visqueuse à celle de dérive à l'état stationnaire, nous estimons alors, en utilisant la vitesse radiale du gaz à l'état stationnaire (équation 2.27) et la viscosité turbulente (équation 2.84) :

$$\left|\frac{v_{\mathrm{visc}}}{\mathrm{St} v_{\mathrm{drift}}}\right| = \frac{\dfrac{3\nu}{2r}}{\mathrm{St}\left(\dfrac{H}{r}\right)^2 v_{\mathrm{k}} \dfrac{\partial \ln P}{\partial \ln r}}, \tag{2.142}$$

$$= \frac{3\alpha}{2\mathrm{St}} \frac{\partial \ln r}{\partial \ln P}, \tag{2.143}$$

$$= \frac{3\alpha}{2\mathrm{St}} \frac{2}{q + 2p + 3}, \tag{2.144}$$

$$\sim \frac{\alpha}{\mathrm{St}}, \tag{2.145}$$

dans la mesure où le disque est décrit en loi de puissance.

La contribution visqueuse n'est donc comparable à la contribution de dérive que lorsque $\mathrm{St} \sim \alpha$, qui est généralement très petit devant 1. Ceci s'applique quand la poussière est très couplée au

gaz. Il est d'usage de négliger cette contribution et d'écrire plus simplement la vitesse de dérive radiale de la poussière comme :

$$v_{\mathrm{d},r} = \frac{\mathrm{St}}{1+\mathrm{St}^2}\left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{\partial \ln P}{\partial \ln r} v_{\mathrm{k}}. \tag{2.146}$$

La forme de cette équation nous informe que :

(i) La dérive radiale de la poussière s'annule à la position d'un maximum de pression (Haghighipour, 2005). C'est en particulier le point essentiel sur lequel s'appuient quelques solutions possibles aux barrières de formation planétaire, comme les sillons planétaires (Rice et al., 2006) ou encore les vortex (Meheut et al., 2012). Une description plus détaillée de quelques-unes de ces solutions est donnée en section 1.3.3.

(ii) Les grains les plus couplés au gaz ($\mathrm{St} \ll 1$) dérivent lentement en suivant $v_{\mathrm{d},r} \propto \mathrm{St}$.

(iii) Les grains les plus découplés du gaz ($\mathrm{St} \gg 1$) dérivent également lentement en suivant $v_{\mathrm{d},r} \propto 1/\mathrm{St}$.

(iv) Les grains marginalement découplés du gaz ($\mathrm{St} \sim 1$) dérivent le plus rapidement.

Plus précisément, le temps caractéristique de dérive est défini comme :

$$t_{\mathrm{drift}} \equiv \frac{r}{|v_{\mathrm{drift}}|}, \tag{2.147}$$

$$= \frac{1+\mathrm{St}^2}{\mathrm{St}} \frac{t_{\mathrm{k}}}{2\eta}, \tag{2.148}$$

$$= \frac{t_{\mathrm{set}}}{2\eta}. \tag{2.149}$$

Pour des disques fins ($\eta \ll 1$), nous en concluons que le temps de dérive est beaucoup plus long que le temps de sédimentation. Les grains vont donc avoir tendance à sédimenter vers le plan médian avec une trajectoire quasi verticale puis à dériver vers l'étoile avec une trajectoire quasi horizontale, ce qui permet de considérer les deux mouvements comme découplés.

Le temps de dérive minimum quant à lui ($\mathrm{St} \sim 1$) correspond à un temps :

$$t_{\mathrm{drift}}^{\mathrm{min}} = \frac{t_{\mathrm{k}}}{\eta}, \tag{2.150}$$

ce qui correspond à une dérive très rapide en l'espace de typiquement mille orbites et résultant en l'accrétion de la poussière par l'étoile centrale. C'est le problème de la barrière 'du mètre' dans le contexte particulier du modèle MMSN (Weidenschilling, 1977) ou plus généralement de 'dérive radiale' (Laibe et al., 2012) dont on a déjà discuté en section 1.3.2.

2.6.1 L'importance de la rétroaction de la poussière sur le gaz

La friction a jusqu'ici été décrite en considérant que la poussière était minoritaire en masse par rapport au gaz, c'est à dire que $\varepsilon \equiv \rho_{\mathrm{d}}/\rho_{\mathrm{g}} \ll 1$. Dans cette approximation, la poussière a un effet rétroactif (3ième loi de Newton) négligeable puisqu'elle est quasi incapable d'influer sur une masse de gaz qui lui est bien supérieure. Cependant, lorsque le rapport poussière/gaz augmente, l'effet rétroactif gagne de l'importance et des effets dynamiques apparaissent.

Pour tenir compte des effets rétroactifs de la poussière, on défini le temps d'arrêt correspondant à la mixture comme (Laibe and Price, 2012a; Dipierro and Laibe, 2017; Kanagawa et al., 2017) :

$$t_{\mathrm{s,mixt}} = \frac{t_{\mathrm{s}}}{1+\varepsilon}, \tag{2.151}$$

qui intervient alors dans les équations du mouvement de la poussière et du gaz.

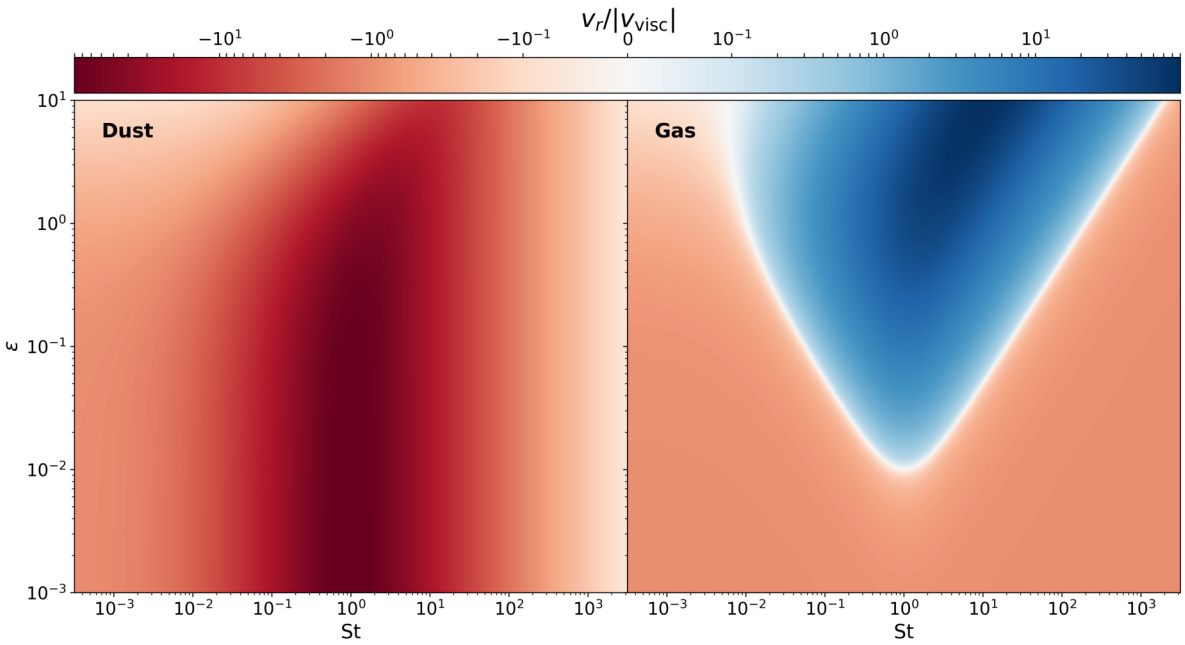


FIGURE 2.10 – Cartes du rapport entre la vitesse radiale et la valeur absolue de la vitesse visqueuse en fonction du nombre de Stokes et du rapport poussière/gaz. Le panneau de gauche représente la poussière tandis que le panneau de droite le gaz. La couleur rouge signifie une dérive vers l'étoile *a contrario* de la couleur bleue. La viscosité est fixée avec $\alpha = 5 \times 10^{-3}$.

Pour une population de grains donnée, la vitesse radiale de la poussière et du gaz à l'état stationnaire donnent alors (Tanaka et al., 2005; Dipierro and Laibe, 2017; Kanagawa et al., 2017) :

$$v_{\mathrm{d,r}} = \frac{\mathrm{St}}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}^2} v_{\mathrm{drift}} + \frac{1+\varepsilon}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}^2} v_{\mathrm{visc}}, \tag{2.152}$$

et

$$v_{\mathrm{g,r}} = -\frac{\varepsilon \mathrm{St}}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}^2} v_{\mathrm{drift}} + \frac{1+\varepsilon+\mathrm{St}^2}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}^2} v_{\mathrm{visc}}. \tag{2.153}$$

Nous remarquons que la vitesse radiale de la poussière peut être ralentie si elle s'accumule (c.à.d si ε augmente). L'effet le plus intéressant est néanmoins sur la vitesse radiale du gaz, qui a une dépendance négative et proportionnelle au rapport poussière/gaz sur le premier terme du membre de droite. Il en résulte que la rétroaction de la poussière a tendance à 'tirer' le gaz vers l'extérieur ($v_{\mathrm{g},r} > 0$) d'autant plus que la poussière est localement concentrée (ε grand). Les deux termes de droite de l'équation 2.153 sont donc en compétition, avec d'un côté la viscosité qui tend à faire accréter le gaz vers l'étoile, et de l'autre la rétroaction de la poussière qui a tendance à tirer le gaz vers l'extérieur du disque.

Les effets cumulés de ces deux contributions sont montrés en figure 2.10, où on a tracé les cartes de vitesse radiale de la poussière et du gaz en fonction de ε et de St.

Nous constatons que la dérive de la poussière est maximale pour des nombres de Stokes proches de 1, et freine légèrement sa dérive quand le rapport poussière/gaz augmente. Pour le gaz, il en est tout autrement, puisque la rétroaction est capable de contre-balancer totalement la contribution visqueuse (frontière blanche). Le gaz subit également un éloignement de l'étoile pour des nombres de Stokes proches de 1 et un rapport poussière/gaz de quelques pourcents.

La sédimentation verticale augmente le rapport poussière/gaz dans le plan médian, ce qui peut, comme on vient de le constater, permettre de changer la structure du gaz. Gonzalez et al. (2017a) ont par exemple montré que cet effet était capable de créer un maximum de pression local dans le disque, permettant ainsi de piéger la poussière. Ils ont appelé ce mécanisme un piège à poussière

auto-induit. D'autres mécanismes reposent également sur les effets de la rétroaction, comme par exemple l'instabilité de courant (Youdin and Goodman, 2005), très prometteuse pour former des planétésimaux à partir de galets (Krapp et al., 2019).

La rétroaction a historiquement souvent été négligée de par le fait qu'elle amène son lot de complications théoriques et augmente les temps de calcul dans les simulations numériques (Barrière-Fouchet et al., 2005; Birnstiel et al., 2010; Drążkowska et al., 2016). Cependant, les travaux récents montrent que :

(*i*) Certains mécanismes prometteurs pour la formation de planétésimaux nécessitent la présence de la rétroaction.

(*ii*) La structure gazeuse du disque peut être largement modifiée par la poussière.

(*iii*) La rétroaction de la poussière doit être prise en compte dans la plupart des cas.

Ma thèse s'est directement placée dans ce régime, notamment avec l'utilisation de simulations numériques globales incluant les effets rétroactifs de la poussière (voir chapitre 3).

2.7 Croissance et fragmentation de la poussière

2.7.1 L'équation de coagulation

La croissance de la poussière est un phénomène complexe à modéliser de par le fait qu'elle repose sur l'histoire spécifique des collisions de chaque grain contenu dans le disque. Smoluchowski (1916) fût le premier à donner l'équation de coagulation sous sa forme continue, qui représente le processus de coagulation de manière générale :

$$\frac{\mathrm{d}n(m,t)}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2}\int_0^m K(m, m-m')n(m',t)n(m-m',t)\mathrm{d}m' - n(m,t)\int_0^\infty K(m',m)n(m',t)\mathrm{d}m', \tag{2.154}$$

où K est un noyau de coagulation spécifiant le type d'interaction entre les particules de masses m et m' et $n(m,t)$ est la densité de masse d'une population donnée à l'instant t.

Le terme positif du membre de droite correspond à toutes les interactions entre particules résultant en un grain final de masse m. Le deuxième terme quant à lui, correspond à toutes les collisions de particules de masse m résultant en des grains finaux de masses supérieures. La considération de la fragmentation résulte en l'ajout de deux nouveaux termes à l'équation 2.154.

L'étude de la coagulation dans les disques existe depuis longtemps (Hayashi and Nakagawa, 1975; Weidenschilling, 1997, par exemple), mais les progrès les plus significatifs du domaine sont apparus en tandem avec l'évolution des performances numériques. L'équation de Smoluchowski est ardue à résoudre et nécessite l'utilisation d'outils numériques performants et dédiés. Dans le contexte des codes à grilles, certains groupes ont développé des solutions numériques à cette équation, avec notamment Ormel and Spaans (2008) qui utilisent une méthode de type Monte Carlo ou Brauer et al. (2008) qui ont adapté un algorithme provenant du domaine de la météorologie (Kovetz and Olund, 1969). Cependant, la résolution coûteuse de cette équation est souvent synonyme d'un modèle de disque plus simple, où la puissance de calcul a simplement été transférée vers la résolution de la croissance, au détriment de l'évolution temporelle du disque. C'est notamment l'approche qu'utilise une partie de la communauté en simulant des disques azimutalement et verticalement moyennés au sein desquels la rétroaction est négligée (Birnstiel et al., 2010; Pinilla et al., 2012; Drążkowska et al., 2016). Dans ces modèles, la poussière est traitée en post-traitement et les deux phases n'interagissent pas. La formulation discrète de l'équation de Smoluchowski utilisée par ces auteurs est également prône à souffrir de problèmes de sur-diffusion, c'est à dire que les grandes tailles sont sur-estimées par le schéma numérique (Bleck, 1970; Trautmann and Wanner, 1999).

Récemment, Maxime Lombart au CRAL a longuement travaillé à l'amélioration de ce problème en développant pendant sa thèse un schéma numérique se basant sur la méthode discontinue de

Garlekin (Lombart et al., en préparation) et permettant d'atteindre une plus grande précision que les méthodes pré-existantes sur la résolution de l'équation de Smoluchowski.

Actuellement, la résolution de l'équation de Smoluchowski demande un compromis imposant sur la représentation du disque. Ma thèse s'est placée à l'opposé de cela, où l'évolution physique et cohérente du disque a été privilégiée, en la couplant à un modèle de croissance et de fragmentation physique, mais plus simple que l'équation de Smoluchowski.

2.7.2 L'approximation mono-disperse

Modèle de croissance

Nous considérons la croissance de la poussière en ne représentant localement que les interactions entre grains de même masse, ce qui revient en pratique à considérer l'équation de Smoluchowski pour des distributions de Dirac. On appelle cette approximation 'mono-disperse', puisque l'on fait l'hypothèse que, localement, la distribution de taille est fortement piquée autour d'une taille unique. Cette approximation est couramment utilisée, notamment lorsque l'évolution des grains dans le disque est calculée de manière Lagrangienne (Laibe et al., 2008; Krijt et al., 2016; Krijt and Ciesla, 2016; Schoonenberg et al., 2018; Misener et al., 2019).

Le modèle utilisé a été proposé par Stepinski and Valageas (1996), qui estiment le taux de croissance massique d'un grain compact en considérant qu'il double sa masse (il rencontre un grain identique) en un temps typique de collision :

$$\frac{\mathrm{d}m_\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \frac{m_\mathrm{d}}{t_\mathrm{col}}. \tag{2.155}$$

Le temps typique de collision dépend de la section efficace de la poussière, de sa densité numérique locale et de la vitesse relative de collision entre particules. Il est exprimé comme :

$$t_\mathrm{col} = \frac{1}{f_\mathrm{col}} = \frac{1}{\sigma_\mathrm{d} n_\mathrm{d} V_\mathrm{rel}}. \tag{2.156}$$

Pour des grains compacts, il n'y a pas de dégénérescence entre la masse et la taille. Nous préférons alors exprimer le taux de croissance en terme de taille, qui est beaucoup plus parlant. En écrivant $m_\mathrm{d} = 4/3\pi\rho_\mathrm{s}s^3$, on trouve alors :

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = \frac{s}{3} f_\mathrm{col}. \tag{2.157}$$

La section efficace est considérée comme purement géométrique, d'où :

$$\sigma_\mathrm{d} = \pi(s+s)^2 = 4\pi s^2. \tag{2.158}$$

En notant $n_\mathrm{d} = \rho_\mathrm{d}/m_\mathrm{d}$, on trouve finalement :

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = \frac{\rho_\mathrm{d}}{\rho_\mathrm{s}} V_\mathrm{rel}. \tag{2.159}$$

La croissance de la poussière est donc générée par les vitesses relatives entre grains. Stepinski and Valageas (1996) considèrent la seule source turbulente de vitesse relative, qu'ils expriment en considérant les fluctuations subies par la poussière piégée dans un tourbillon :

$$V_\mathrm{rel} = \sqrt{2^{3/2}\mathrm{Ro}\alpha}\frac{\sqrt{\mathrm{Sc}-1}}{\mathrm{Sc}} c_\mathrm{s} = \sqrt{2} V_\mathrm{t} \frac{\sqrt{\mathrm{Sc}-1}}{\mathrm{Sc}}. \tag{2.160}$$

V_t est appelé la vitesse turbulente et correspond à la vitesse typique de fluctuation turbulente au sein d'un tourbillon de gaz. Ro est le nombre de Rossby que l'on considère constant et égal à 3. Sc est le nombre de Schmidt et est défini comme :

$$\mathrm{Sc} = (1+\mathrm{St})\sqrt{1+\frac{\Delta \boldsymbol{v}^2}{V_\mathrm{t}^2}}, \tag{2.161}$$

qui mesure le couplage turbulent de la poussière au sein du tourbillon. Cette formulation est similaire à celle calculée par Youdin and Lithwick (2007) dans le cas de vitesses différentielles faibles devant la vitesse turbulente. L'évolution de la vitesse relative turbulente en fonction du nombre de Stokes est présentée en figure 2.11. Les grains marginalement découplés du gaz ont les vitesses turbulentes relatives les plus grandes.

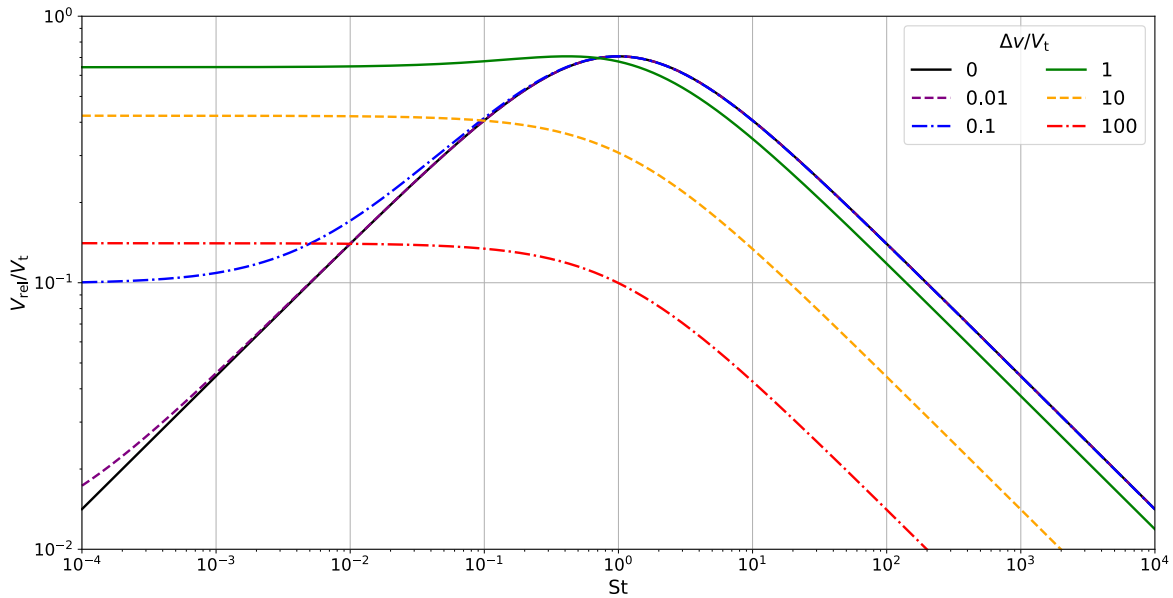


FIGURE 2.11 – Évolution de la vitesse relative (en unité de vitesse turbulente) en fonction du nombre de Stokes pour 6 valeurs du rapport $\Delta v/V_t$. Le rapport $\Delta v/V_t$ est généralement inférieur à 1 dans un disque lambda sans perturbation gravitationnelle majeure (un compagnon massif), comme par exemple vérifié dans différentes simulations numériques. Nous traçons tous les différents cas de figures pour complétude.

Autres sources de vitesses relatives

De manière générale, la vitesse relative entre les grains est également générée par d'autres mécanismes :

(*i*) Le mouvement brownien.

(*ii*) La sédimentation verticale.

(*iii*) La dérive radiale.

(*iv*) La dérive azimutale.

Les mouvements relatifs dus à la friction dans les 3 directions de l'espace sont néanmoins, dans le modèle de croissance que nous utilisons, par définition nuls car la friction s'applique de manière identique entre des grains de mêmes tailles. La source restante de vitesse relative est donc causée par le mouvement brownien, qui provient de l'agitation thermique au niveau microscopique. La vitesse relative engendrée par le mouvement brownien entre la particule i et la particule j est (Birnstiel et al., 2010) :

$$V_{\rm rel,bm} = \sqrt{\frac{8k_{\rm B}T(m_i+m_j)}{\pi m_i m_j}}, \tag{2.162}$$

traduisant le fait que l'agitation thermique est d'autant plus faible que les grains sont difficiles à bouger (sont massifs). Pour des particules de masses identiques, on trouve alors :

$$V_{\rm rel,bm} = \sqrt{\frac{16k_{\rm B}T}{\pi m}} = c_{\rm s}\sqrt{\frac{16\mu m_{\rm H}}{\pi m}}. \tag{2.163}$$

Une comparaison entre l'intensité des vitesses relatives causées par le mouvement brownien et par la turbulence donne :

$$\frac{V_{\mathrm{rel,bm}}}{V_{\mathrm{rel,turb}}} = \frac{\sqrt{\dfrac{16\mu m_{\mathrm{H}}}{\pi m}}}{\sqrt{2^{3/2}\mathrm{Ro}\alpha}\dfrac{\sqrt{\mathrm{St}}}{1+\mathrm{St}}}, \tag{2.164}$$

$$= \sqrt{\frac{12\mu m_{\mathrm{H}}}{\pi \rho_{\mathrm{s}} s^3}}\frac{1+\mathrm{St}}{\sqrt{2^{3/2}\mathrm{Ro}\alpha\mathrm{St}}}, \tag{2.165}$$

où l'on a admis que la vitesse différentielle était faible devant la vitesse turbulente. L'évaluation de ce rapport est présenté en figure 2.12.

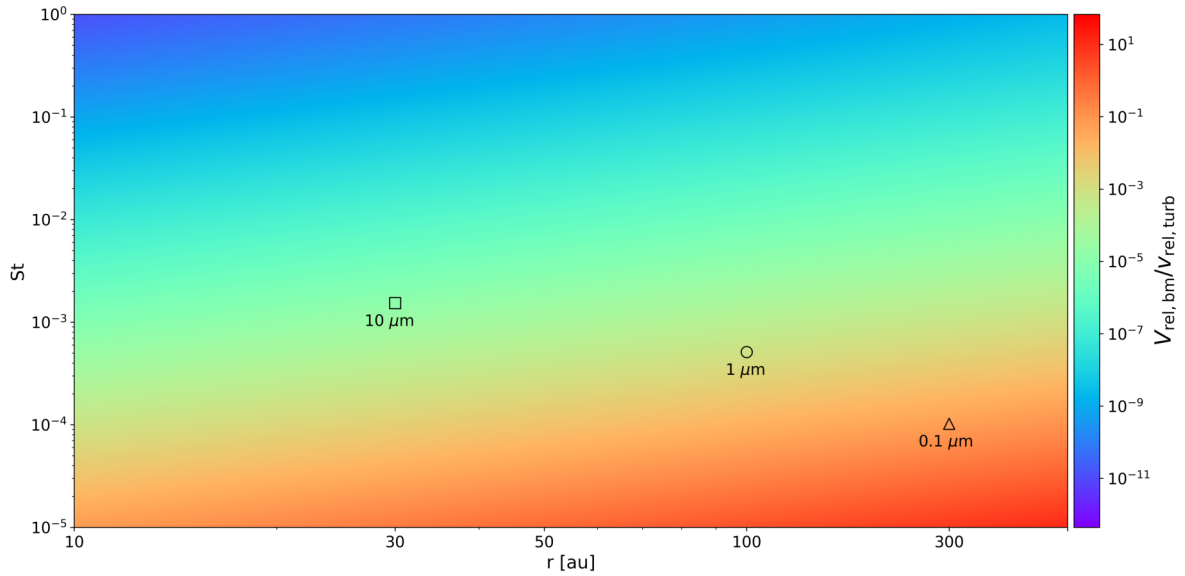


FIGURE 2.12 – Carte du rapport entre la vitesse relative causée par le mouvement brownien et celle causée par la turbulence en fonction de la distance à l'étoile et du nombre de Stokes dans le régime d'Epstein. Le triangle représente un grain de 0.1 μm à 200 au, le rond de 1 μm à 100 au et le carré de 10 μm à 30 au. Les calculs ont été effectués pour le modèle de disque Steep (voir table 2.1) avec $\alpha = 5 \times 10^{-3}$.

La composante due au mouvement brownien s'avère bien plus faible dans l'imposante majorité des cas, où seuls les grains les plus petits (par exemple 0.1 μm, triangle) et éloignés de l'étoile peuvent expérimenter des vitesses relatives turbulentes et browniennes de même amplitude. La croissance des plus petits grains est extrêmement rapide dans les disques (Dullemond and Dominik, 2005), ce qui signifie que la poussière ne reste que très peu de temps dans le régime où le mouvement brownien est important. Par conséquent, nous négligerons cette contribution et nous concentrerons seulement sur la vitesse relative turbulente.

Modèle de fragmentation

Le modèle de Stepinski and Valageas (1996) considère que chaque interaction résulte en une coagulation parfaite, or physiquement les grains qui se rencontrent à des vitesses relatives élevées sont plutôt propices à fragmenter vers des plus petites tailles. Le modèle est étendu à la fragmentation en considérant une vitesse seuil de fragmentation, appelée V_{frag}, au delà de laquelle le taux de croissance devient négatif (Gonzalez et al., 2015, voir section 1.3.3). Plus précisément, le modèle de croissance et de fragmentation devient :

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = \psi\frac{\rho_{\mathrm{d}}}{\rho_{\mathrm{s}}}V_{\mathrm{rel}}, \tag{2.166}$$

où ψ est un paramètre sans dimension spécifiant la croissance ou la fragmentation :

$$\psi = \begin{cases} 1, & V_{\rm rel} < V_{\rm frag}, \\ -1, & V_{\rm rel} > V_{\rm frag}. \end{cases} \tag{2.167}$$

Le modèle de fragmentation est conservatif au modèle de croissance, ce qui veut dire que le grain perd en principe toute sa masse durant un temps de collision. Des modèles de croissance plus physiques existent, avec notamment une idée de Kobayashi and Tanaka (2010) développée par Garcia (2018), où :

$$\psi = -\frac{V_{\rm rel}^2}{V_{\rm rel}^2 + V_{\rm frag}^2}, V_{\rm rel} > V_{\rm frag}. \tag{2.168}$$

Une comparaison des deux modèles de fragmentation est montrée en figure 2.13. De par leur evolution avec la vitesse relative, nous appelons le modèle de fragmentation $\psi = -1$ 'dur' et celui de l'équation 2.168 'doux'.

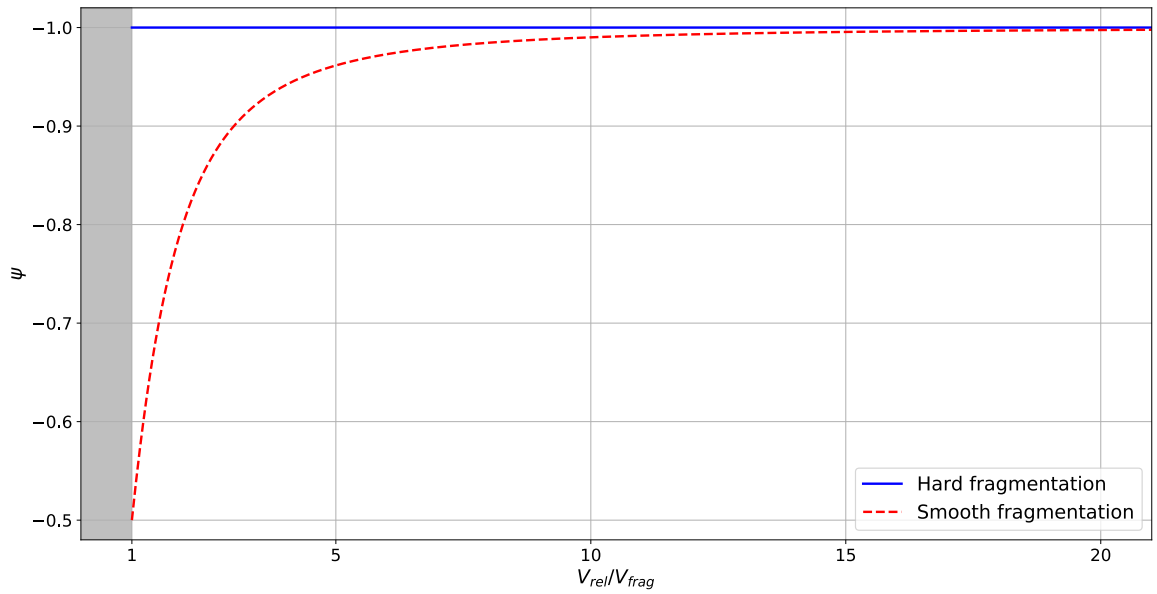


FIGURE 2.13 – Évolution du coefficient ψ en fonction du rapport $V_{\rm rel}/V_{\rm frag}$ pour deux modèles de fragmenation. La zone grisée correspond à la croissance et à $\psi = 1$.

Temps caractéristique de croissance

La poussière grossit ou fragmente sur un temps caractéristique $t_{\rm growth}$ tel que :

$$t_{\rm growth} = \frac{s}{\left|\frac{{\rm d}s}{{\rm d}t}\right|}, \tag{2.169}$$

$$= \frac{s}{|\psi| \frac{\rho_{\rm d}}{\rho_{\rm s}} V_{\rm rel}}. \tag{2.170}$$

En utilisant $|\psi| = 1$, en développant $V_{\rm rel}$ et en considérant la forme du nombre de Stokes dans le régime d'Epstein, on trouve plus précisément :

$$t_{\rm growth} = t_{\rm k} \left(\frac{\sqrt{\rm St} + {\rm St}^{3/2}}{\varepsilon} \right) \left(\frac{v_{\rm th}}{c_{\rm s}} \right) \left(\frac{f}{\sqrt{2^{3/2} {\rm Ro} \alpha}} \right). \tag{2.171}$$

Nous avons considéré $\Delta v \ll V_{\rm t}$ par simplicité, ce qui est en pratique vérifié pour des disques non perturbés par un corps tiers. Avec un disque en loi de puissance (${\rm St} \propto r^p$), le temps caractéristique de croissance évolue plus simplement comme :

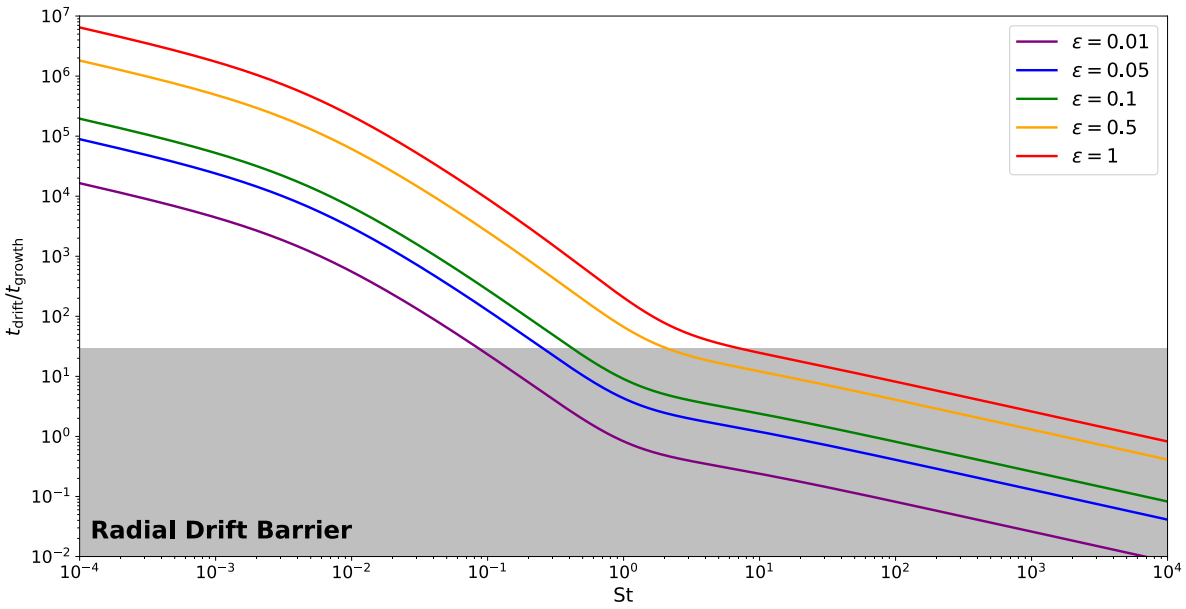


FIGURE 2.14 – Évolution du rapport $t_{\rm drift}/t_{\rm growth}$ en fonction du nombre de Stokes pour différentes valeurs du rapport poussière/gaz pour $H/r = 0.05$. La zone grisée correspond à la barrière de dérive radiale (Weidenschilling, 1977).

$$t_{\rm growth} \propto \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{p+3}{2}} + \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{3}{2}(p+1)}, \tag{2.172}$$

qui est une fonction croissante monotone avec la distance à l'étoile. La croissance (ou fragmentation) est donc d'autant plus efficace qu'elle se produit proche de l'étoile.

Pour surmonter la barrière de dérive radiale, la croissance doit être plus rapide que la dérive radiale, de sorte que les grains se découplent et arrêtent leur dérive avant de se faire accréter par l'étoile. En pratique, ceci se traduit par la condition :

$$\frac{t_{\rm drift}}{t_{\rm growth}} \gtrsim x, \tag{2.173}$$

où $x \sim 10 - 30$ comme estimé par différents travaux (Okuzumi et al., 2012; Kataoka et al., 2013; Garcia, 2018). Ce rapport est montré en figure 2.14 pour différents rapports poussière/gaz [7].

Nous retrouvons effectivement que la barrière de dérive radiale est atteinte pour des grains proches de St ~ 1 pour des petits rapports poussière/gaz.

Vitesse de fragmentation

La fragmentation des grains intervient lorsque l'énergie disponible lors d'une collision est plus grande que l'énergie nécessaire à la cassure du grain lui même. En considérant les grains comme des ensembles de monomères de tailles identiques, Dominik and Tielens (1997) ont proposé d'exprimer l'énergie de cassure de deux monomères comme :

$$E_{\rm break} = C_{\rm break} F_{\rm c} \delta_{\rm c}, \tag{2.174}$$

où $C_{\rm break}$ est un coefficient numérique entre 1.5 et 2 (Dominik and Tielens, 1997; Wada et al., 2007), $F_{\rm c}$ est la force critique de traction nécessaire à la séparation de deux monomères et $\delta_{\rm c}$ est la distance critique avant que la liaison entre deux monomères ne se brise.
Plus précisément, on a :

7. J'ai utilisé la vitesse radiale de la poussière avec rétroaction et contribution visqueuse ; $t_{\rm drift}$ est donc d'une forme légèrement différente de l'équation 2.148.

$$F_{\rm c} = 3\pi\gamma a_0, \tag{2.175}$$

où γ est l'énergie de surface et a_0 est le rayon d'un monomère. On a également :

$$\delta_{\rm c} = \left(\frac{27\pi^2\gamma^2 a_0}{2\mathcal{E}^2}\right)^{1/3}, \tag{2.176}$$

où $\mathcal{E}$ est le module de Young.
En combinant les équations 2.175 et 2.176, on trouve finalement :

$$E_{\rm break} = C_{\rm break}\left(\frac{27^2\pi^5\gamma^5 a_0^4}{2\mathcal{E}^2}\right)^{1/3}, \tag{2.177}$$

$$\simeq 48 C_{\rm break}\left(\frac{\gamma^5 a_0^4}{\mathcal{E}^2}\right)^{1/3}. \tag{2.178}$$

L'énergie nécéssaire à la fragmentation d'un agrégat de monomères est en conséquence :

$$E_{\rm frag} = kN_{\rm tot}E_{\rm break}, \tag{2.179}$$

où k est un facteur numérique dépendant du régime de fragmentation. Pour un régime de fragmentation efficace, on a $k \sim 3-10$ (Blum and Wurm, 2000; Wada et al., 2007). $N_{\rm tot}$ est le nombre total de monomères mis en jeu lors de la collision. Pour un grain composé de deux espèces i et j, on a :

$$N_{\rm tot} = N_i + N_j = \frac{m_i}{m_{0,i}} + \frac{m_j}{m_{0,j}}, \tag{2.180}$$

où $m_{0,i/j}$ est la masse d'un monomère d'espèce i ou j, tel que $m_{0,i} = 4/3\pi\rho_i a_{0,i}^3$.

D'autre part, l'énergie cinétique mise en jeu lors d'une collision entre deux agrégats de monomères est :

$$E_{\rm c} = \frac{1}{2}\mu_{ij}V_{\rm rel}^2, \tag{2.181}$$

où μ_{ij} est la masse réduite définie comme $\mu = m_i m_j/(m_i + m_j)$.
La vitesse de fragmentation peut alors être estimée en égalant l'énergie nécessaire à la fragmentation à l'énergie cinétique de la collision :

$$V_{\rm frag} = \sqrt{4k\left(\frac{1}{m_{0,i}} + \frac{1}{m_{0,j}}\right)E_{\rm break}}. \tag{2.182}$$

Pour un grain homogène composé d'une seule espèce, on trouve plus simplement :

$$V_{\rm frag} = \sqrt{8k\frac{E_{\rm break}}{m_0}}. \tag{2.183}$$

En considérant un grain uniquement composé de glace, on a $\gamma_{\rm H_20} = 100$ mJ.m^{-2} et $\mathcal{E} = 7$ GPa (Wada et al., 2007). Pour des monomères de tailles $s_0 = 0.1$ μm, et en utilisant $k = 3$, $C_{\rm break} = 1.5$, on trouve finalement une vitesse de fragmentation :

$$V_{\rm frag,glace} \sim 40 \text{ m.s}^{-1}, \tag{2.184}$$

que l'on retiendra comme étant typiquement quelques dizaines de mètres par seconde.

La vitesse de fragmentation des grains de poussière a été testée expérimentalement, avec notamment l'étude des silicates, de la glace d'eau et de la glace de CO_2 (Blum and Wurm, 2008; Wada et al., 2009; Güttler et al., 2010; Yamamoto et al., 2014; Musiolik et al., 2016; Musiolik and Wurm, 2019). Ces études ont montré que la vitesse de fragmentation était dépendante de la

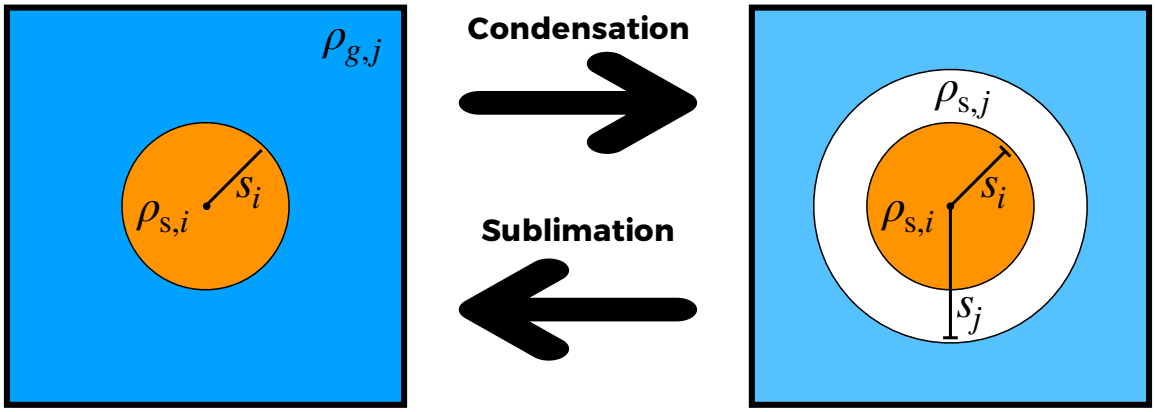


FIGURE 2.15 – Schéma du modèle 'en coquille' où une espèce volatile donnée est soit condensée à la surface des grains, soit sublimée en phase gazeuse.

composition intrinsèque des grains, que l'on comprend intuitivement étant donné que les énergies de surface et les modules de Young dépendent de l'espèce considérée. Les vitesses trouvées sont de l'ordre du mètre par seconde (pour les agrégats de silicates) jusqu'à quelques dizaines de mètres par seconde (pour les agrégats de glace). La communauté utilise fréquemment la valeur typique de 15 m.s^{-1} pour la fragmentation d'agrégats de glaces, qui sont majoritaires dans les disques.

2.8 Les lignes de gel

Les disques sont des systèmes dilués au sein desquels les conditions de pression et de température évoluent sur plusieurs ordres de grandeurs. Le milieu est notamment dense et chaud proche de l'étoile du fait du rayonnement stellaire et du gradient de pression, et plus froid et moins dense dans les régions externes. Les conditions thermodynamiques changent donc drastiquement en fonction de la position d'un grain dans le disque, ce qui influe sur sa composition chimique. Il existe alors, dans les disques, des zones où une espèce volatile donnée est soit à l'équilibre en phase gazeuse, soit à l'équilibre en phase solide. Lorsqu'un grain entre ou sort de chaque zone, il subit des réactions de sublimation ou de condensation à sa surface. Pour une espèce volatile donnée, on appelle la délimitation entre ces zones la 'ligne de gel' (Lecar et al., 2006; Garrod and Pauly, 2011), à laquelle on attache une certaine importance par rapport aux processus de formation planétaires (Matthews, 2016, voir section 1.3.3).

2.8.1 Effets des lignes de gel

Les lignes de gel ont plusieurs effets sur le gaz et la poussière du disque. Nous allons ici en détailler 4 : la condensation, la sublimation, la diffusion et le changement de composition chimique.

Condensation

Considérons premièrement le cas de la condensation d'une espèce volatile gazeuse j à la surface de la poussière, dénotée i. Les densités spatiales seront notées $\rho_{\mathrm{d},i}$ et $\rho_{\mathrm{g},j}$, tandis que les densités intrinsèques seront notées $\rho_{\mathrm{s},i}$ et $\rho_{\mathrm{s},j}$.
Dans un volume V, la masse de poussière m_i est :

$$m_i = \rho_{\mathrm{d},i} V = N_{\mathrm{grains}} \frac{4}{3} \pi \rho_{\mathrm{s},i} s_i^3, \tag{2.185}$$

ce qui donne un nombre de grains N_{grains} :

$$N_{\mathrm{grains}} = \frac{\rho_{\mathrm{d},i} V}{\frac{4}{3} \pi s_i^3 \rho_{\mathrm{s},i}}. \tag{2.186}$$

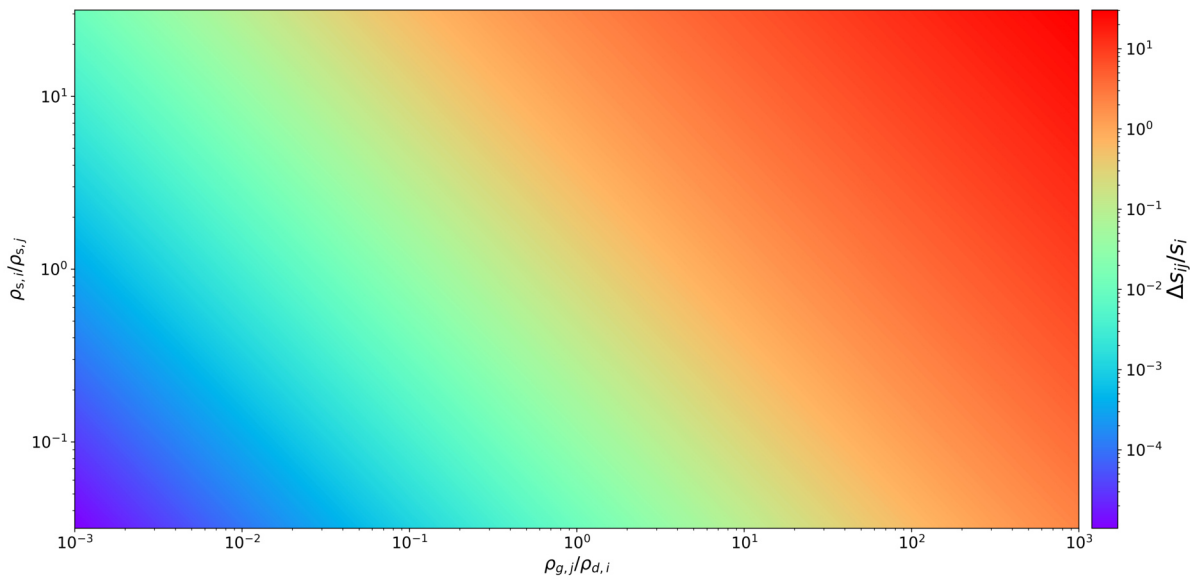


FIGURE 2.16 – Carte du gain en taille due à la condensation en fonction des densités spatiales et des densités intrinsèques des espèces i et j. On a défini $\Delta_{ij} = s_j - s_i$.

Dans le même volume V, il existe également une masse m_j de l'espèce volatile j à l'état gazeux qui est disponible pour la condensation, telle que $m_j = \rho_{\mathrm{g},j} V$.

On considère le transfert uniforme de la masse de gaz d'espèce j entre tous les grains contenus dans le volume V. Cette condensation augmente la taille des grains, la faisant passer de s_i à s_j en créant une coquille de densité intrinsèque $\rho_{\mathrm{s},j}$ autour du grain existant de densité intrinsèque $\rho_{\mathrm{s},i}$ (voir figure 2.15). En égalisant la masse de l'espèce j de gaz avec la somme des masses des coquilles créées, on trouve :

$$\rho_{\mathrm{g},j} V = \frac{\rho_{\mathrm{d},i} V}{\frac{4}{3}\pi s_i^3 \rho_{\mathrm{s},i}} \frac{4}{3}\pi \rho_{\mathrm{s},j} \left(s_j^3 - s_i^3\right), \tag{2.187}$$

ce qui donne :

$$s_j = s_i \left[1 + \left(\frac{\rho_{\mathrm{g},j}}{\rho_{\mathrm{d},i}}\right)\left(\frac{\rho_{\mathrm{s},i}}{\rho_{\mathrm{s},j}}\right)\right]^{1/3}. \tag{2.188}$$

En écrivant $\lambda_{ij} \equiv \left(\frac{\rho_{\mathrm{g},j}}{\rho_{\mathrm{d},i}}\right)\left(\frac{\rho_{\mathrm{s},i}}{\rho_{\mathrm{s},j}}\right)$, on a plus élégamment :

$$s_j = s_i \left(1 + \lambda_{ij}\right)^{1/3}. \tag{2.189}$$

La condensation a en conséquence un effet non négligeable sur la taille de la poussière lorsque le gaz voué à se condenser est spatialement dense et qu'il occupe un grand volume une fois condensé (petite densité intrinsèque, voir figure 2.16).

Le changement de taille des grains s'accompagne d'un changement de densité intrinsèque moyenne $\overline{\rho}$, tel que :

$$\overline{\rho}_{\mathrm{s}} = \frac{\frac{4}{3}\pi \rho_{\mathrm{s},i} s_i^3 + \frac{4}{3}\pi \rho_{\mathrm{s},j}\left(s_j^3 - s_i^3\right)}{\frac{4}{3}\pi s_j^3}, \tag{2.190}$$

ce qui donne finalement :

$$\overline{\rho}_{\mathrm{s}} = \frac{\rho_{\mathrm{s},i} + \rho_{\mathrm{s},j}\lambda_{ij}}{1 + \lambda_{ij}}. \tag{2.191}$$

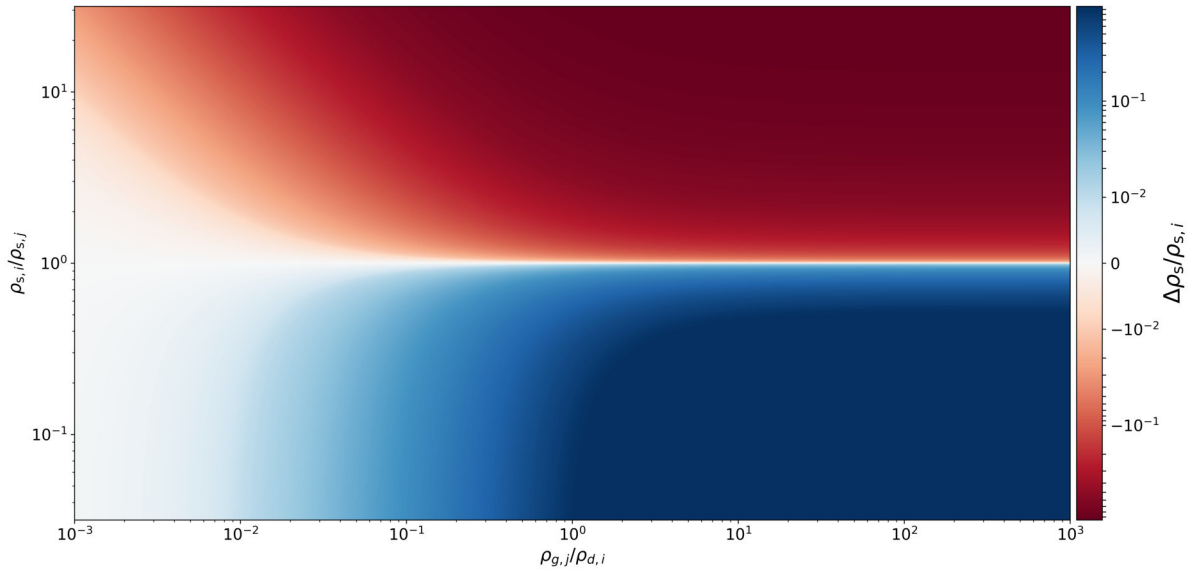


FIGURE 2.17 – Carte du changement de la densité intrinsèque moyenne (normalisée à la densité intrinsèque initiale) due à la condensation en fonction des densités spatiales et des densités intrinsèques. On a défini $\Delta\rho_\mathrm{s} = \overline{\rho}_\mathrm{s} - \rho_{\mathrm{s},i}$.

Le changement de densité intrinsèque moyenne causé par la condensation est illustré en figure 2.17. L'évolution de la densité intrinsèque pourrait notamment avoir des effets sur les forces de frictions ressenties par les particules et trier ces dernières dans le disque (Pignatale et al., 2017, 2019).

Sublimation

Si une espèce volatile condensée se trouve dans une zone où son état d'équilibre tend à être gazeux, elle va se sublimer, ce qui va également modifier la taille de la poussière. En définissant l'abondance massique de l'espèce volatile j dans un grain comme :

$$\xi_j \equiv \frac{m_j}{m_i + m_j}, \tag{2.192}$$

on trouve alors :

$$\xi_j = \frac{\rho_j \left(s_j^3 - s_i^3\right)}{\rho_{\mathrm{s},i} s_i^3 + \rho_{\mathrm{s},j} \left(s_j^3 - s_i^3\right)}. \tag{2.193}$$

En considérant que la coquille extérieure se sublime, le grain va passer d'une taille s_j à une taille s_i tel que :

$$\frac{s_i}{s_j} = \left(\frac{\rho_{\mathrm{s},j}\left(1-\xi_j\right)}{\rho_{\mathrm{s},i}\xi_j + \rho_{\mathrm{s},j}\left(1-\xi_j\right)}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{2.194}$$

Pareillement au cas de la condensation, la sublimation a des effets importants lorsque la coquille qui se sublime est peu dense et est très abondante dans le grain (cf. figure 2.18).

La sublimation d'une espèce volatile affecte également le gaz environnant, notamment en l'enrichissant de molécules plus lourdes que l'hydrogène ou l'hélium. On considère le même volume de gaz V, d'une masse molaire M_g et qui a une quantité de matière :

$$n_\mathrm{g} = \frac{m_\mathrm{g}}{M_\mathrm{g}} = \frac{\rho_\mathrm{g} V}{M_\mathrm{g}}. \tag{2.195}$$

L'espèce volatile j à la surface des grains a quant à elle une quantité de matière n_j :

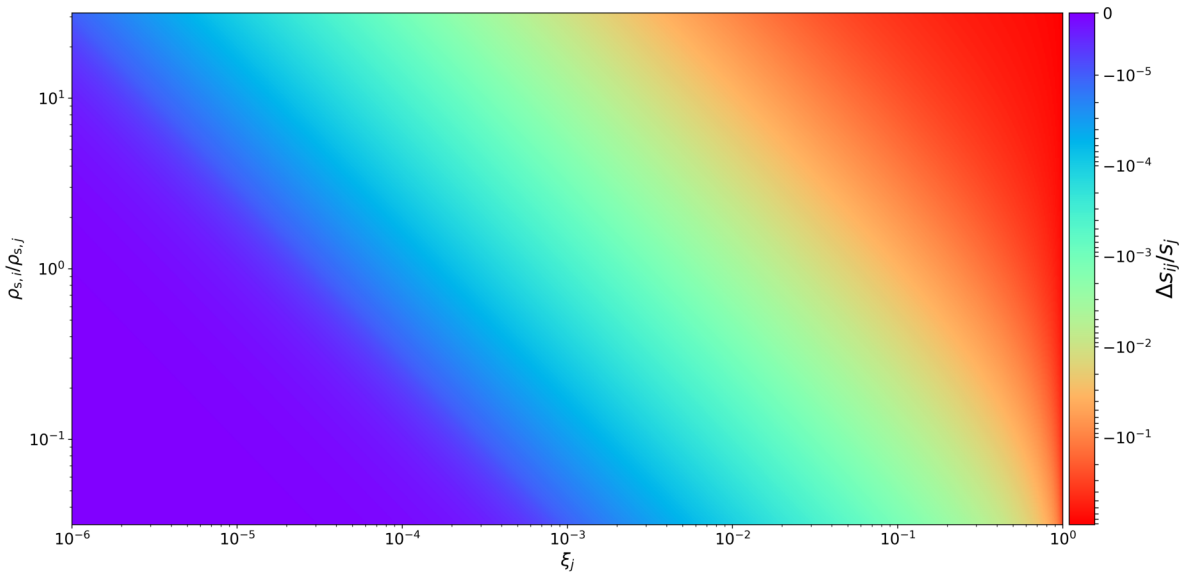


FIGURE 2.18 – Carte de la perte en taille due à la sublimation en fonction de ξ_j et des densités intrinsèques des espèces i et j. On a défini $\Delta s_{ij} = s_i - s_j$.

$$n_j = \frac{m_j}{M_j} = \frac{\rho_{\mathrm{d},j} V}{M_j}, \tag{2.196}$$

où $\rho_{\mathrm{d},j}$ est la densité spatiale de l'espèce j sous forme solide. Lorsque la sublimation est terminée, la quantité totale de matière dans la phase gazeuse est alors :

$$n_T = n_{\mathrm{g}} + n_j = \frac{\rho_{\mathrm{g}} V}{M_{\mathrm{g}}} + \frac{\rho_{\mathrm{d},j} V}{M_j}, \tag{2.197}$$

ce qui donne finalement la masse molaire totale du gaz :

$$M_T = \frac{m_T}{n_T}, \tag{2.198}$$

$$= \frac{\rho_{\mathrm{g}} V + \rho_{\mathrm{d},j} V}{\dfrac{\rho_{\mathrm{g}} V}{M_{\mathrm{g}}} + \dfrac{\rho_{\mathrm{d},j} V}{M_j}}, \tag{2.199}$$

$$= \frac{\rho_{\mathrm{g}} + \rho_{\mathrm{d},j}}{\dfrac{\rho_{\mathrm{g}}}{M_{\mathrm{g}}} + \dfrac{\rho_{\mathrm{d},j}}{M_j}}. \tag{2.200}$$

Le gaz est généralement composé d'hydrogène et d'hélium, qui ont des petites masses molaires. Si on considère la sublimation d'une coquille de glace d'eau, on a $M_{\mathrm{g}}/M_j \ll 1$, d'où l'approximation suivante :

$$M_T \sim \frac{\rho_{\mathrm{g}} + \rho_{\mathrm{d},j}}{\rho_{\mathrm{g}}} M_{\mathrm{g}}. \tag{2.201}$$

Le changement de masse molaire affecte la vitesse du son locale par l'intermédiaire de l'équation d'état. En prenant une équation d'état d'un gaz parfait du type :

$$c_{\mathrm{s}} = \sqrt{\frac{RT}{M}}, \tag{2.202}$$

où R est la constante des gaz parfaits, on trouve alors :

$$\frac{c_{\mathrm{s}}}{c_{\mathrm{s},0}} = \sqrt{\frac{M_{\mathrm{g}}}{M_T}}, \tag{2.203}$$

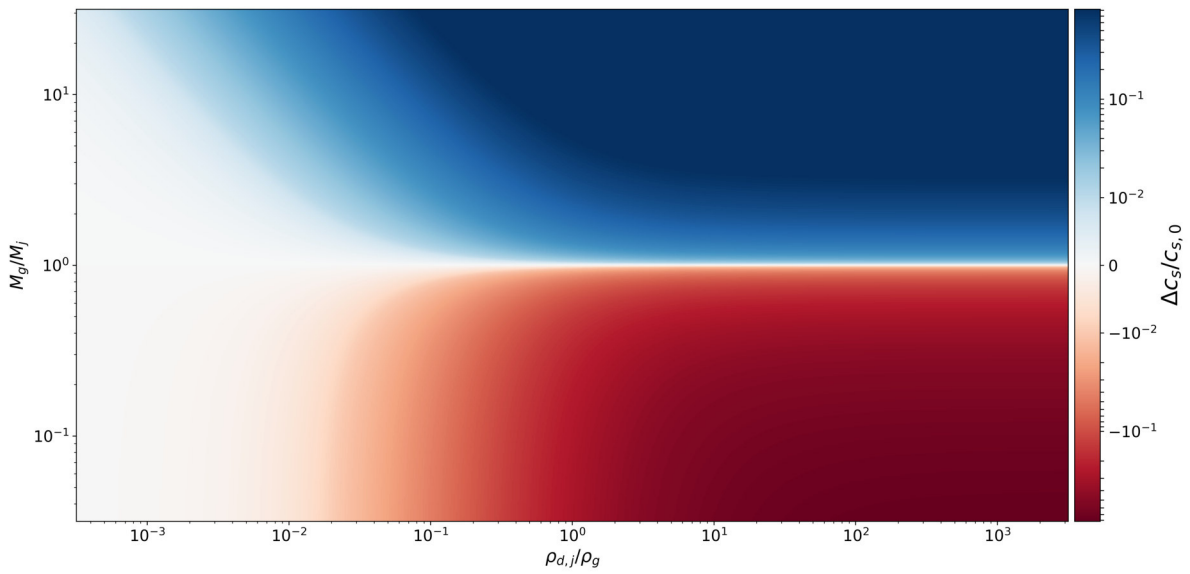


FIGURE 2.19 – Carte de la déviation de la vitesse du son en fonction des masses molaires et des densités spatiales des espèces i et j. On a défini $\Delta c_\mathrm{s} = c_\mathrm{s} - c_{\mathrm{s},0}$.

où $c_{\mathrm{s},0}$ fait référence à la vitesse du son usuelle du gaz. Le changement de vitesse du son avec la sublimation est montré en figure 2.19 et montre qu'il est négligeable pour des faibles quantités de matière volatiles qui se subliment.

Diffusion

La sublimation de la poussière à l'interface d'une ligne de gel relâche une quantité de matière sous forme gazeuse. De par la turbulence présente dans le disque, cette quantité de matière est prône à être diffusée de part et d'autre de la ligne de gel. Ciesla and Cuzzi (2006) ont par exemple proposé un modèle de diffusion de la vapeur d'eau à l'interface de la ligne de gel de l'eau :

$$\frac{\partial \Sigma_\mathrm{vap}}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\Sigma_\mathrm{vap} v_\mathrm{g} - D_\mathrm{g}\Sigma_\mathrm{g}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\Sigma_\mathrm{vap}}{\Sigma_\mathrm{g}}\right)\right)\right], \tag{2.204}$$

où $D = \nu = \alpha c_\mathrm{s} H$ est le coefficient de diffusion turbulente et Σ_vap est déterminé en comparant la pression à la pression de vapeur saturante de la vapeur d'eau. Ce type de modèle a notamment été utilisé pour l'étude de la diffusion de la vapeur d'eau à l'interface de la ligne de gel de l'eau (Drążkowska and Alibert, 2017; Schoonenberg and Ormel, 2017), et a montré que la diffusion vers l'extérieur de la ligne de gel amorçait un processus de recondensation permettant d'augmenter la densité de surface solide d'un facteur typique de $3-5$ à $r \geq r_\mathrm{snow}$ (Drążkowska and Alibert, 2017). Stammler et al. (2017) ont effectué la même démarche pour la ligne de gel de CO en utilisant les équations de Hertz-Knudsen et ont trouvé un mécanisme similaire. Quoi qu'elle augmente la densité de surface de la poussière, les effets de la diffusion sont néanmoins minoritaires par rapport aux effets du changement de composition chimique des grains (Drążkowska and Alibert, 2017, voir section suivante).

2.8.2 Modélisation associée

La façon courante de modéliser une ligne de gel est de découper le disque en 2 zones distinctes où les grains ont des propriétés de collage différentes (voir figure 2.20). Pour représenter la différence de ces propriétés de collage, nous adoptons deux vitesses de fragmentation différentes, telles que V_fragin correspond à la vitesse de fragmentation interne à la ligne de gel et V_fragout correspond à la vitesse de fragmentation externe.

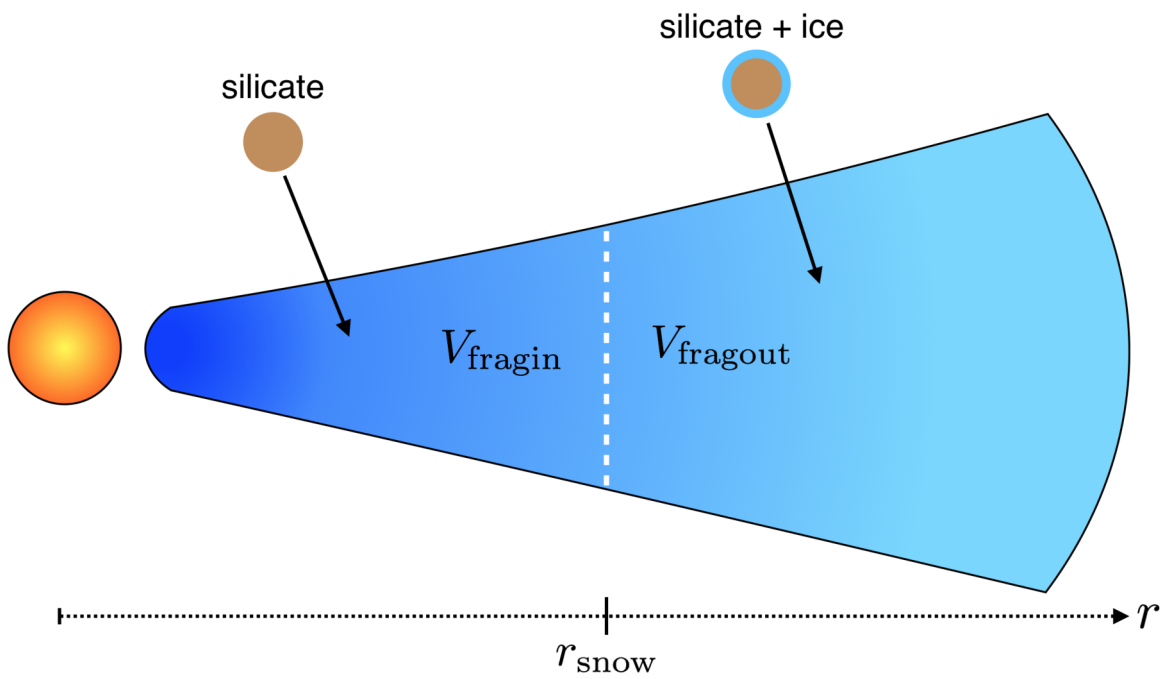


FIGURE 2.20 – Schéma représentatif d'un disque vu par la tranche. La température et la pression diminuent avec la distance à l'étoile, ce qui permet à des espèces volatiles glacées de se condenser à la surface des grains (ici représentés par des silicates). Le front de condensation, appelé ligne de gel, est représenté par une séparation à la distance r_{snow} de l'étoile (pointillés blancs). Les propriétés de collage de la poussière dans chaque zone sont représentées par les vitesses de fragmentation V_{fragin} et V_{fragout}.

Ici, la ligne de gel sera considéré comme verticale. En réalité, cette zone peut s'avérer un peu plus complexe, notamment car les surfaces des disques sont généralement plus chaudes et moins denses que le plan médian. Cependant, étant donné que les grains sédimentent très rapidement vers le plan médian, la poussière occupe une zone peu étendue verticalement, ce qui nous permet de négliger la courbure de la ligne de gel et de considérer uniquement la variation radiale de température.

Le modèle de ligne de gel influe sur le modèle de croissance/fragmentation, de sorte que les propriétés de collage des grains dépendent dorénavant de la température du gaz :

$$V_{\text{frag}} = \begin{cases} V_{\text{fragin}}, & T_{\text{g}} > T_{\text{subl}}, \\ V_{\text{fragout}}, & T_{\text{g}} < T_{\text{subl}}, \end{cases} \tag{2.205}$$

où T_{subl} est la température de sublimation et dépend de la ligne de gel considérée.
Pour une température en loi de puissance, la position d'une ligne de gel peut alors être trouvée en égalisant la température du gaz à la température de sublimation, telle que :

$$r_{\text{snow}} = r_0 \left(\frac{T_0}{T_{\text{subl}}} \right)^{\frac{1}{q}}. \tag{2.206}$$

Nous reparlerons des vitesses de fragmentation et des températures de sublimation dans le chapitre 4.

CHAPITRE 3

MÉTHODES NUMÉRIQUES

"Throughout human history, we have been dependent on machines to survive. Fate, it seems, is not without a sense of irony."

Morpheus - The Matrix

"Those who can imagine anything, can create the impossible."

Alan Turing

3.1 Vue d'ensemble

Au fur et à mesure des développements théoriques et observationnels des disques, notre approche du sujet à partiellement transité vers le besoin d'une modélisation de l'ensemble des mécanismes physiques intervenants dans les disques ainsi que de leurs effets mutuels. C'est par des biais similaires que les simulations numériques sont plus globalement devenues le troisième pilier de l'Astrophysique actuelle, aux côtés des théories analytiques et des observations. Dans notre cas, les méthodes numériques dont nous avons besoin pour simuler l'évolution des disques protoplanétaires demandent que les équations hydrodynamiques soient résolues avec un bon degré de précision pour des mélanges gaz-poussière variables, tout en respectant les principes de rapidité d'exécution et de portabilité informatique.

Historiquement, les disques d'accrétion ont été modélisés suivants deux formalismes : l'Eulérien, c'est à dire sur grille ou le Lagrangien, c'est à dire par le biais de particules représentatives.

La première méthode - et la plus ancienne des deux - consiste à découper l'espace en cellules et à représenter un fluide comme un ensemble de valeurs contenues dans chaque parcelle d'espace. Avec cette méthode, l'évolution hydrodynamique des disques se traduit par des flux (par exemple de masse) entre les différentes cellules. Nous parlons alors de formulation Eulérienne, qui s'apparenterait à fixer des yeux une partie du disque et constater l'écoulement du fluide dans cette zone [1].

La deuxième méthode n'a pas recours à une grille et préfère représenter un fluide comme une collection de particules représentatives, contenant chacune une partie de la masse totale du disque. À cet égard, les équations hydrodynamiques ne sont plus évaluées globalement mais individuellement pour chaque particule. En ce sens, ce formalisme dit Lagrangien suit l'évolution spécifique de toutes les particules représentatives au sein de la simulation, sans avoir directement accès à

1. De ce fait, il n'est pas possible de suivre la trajectoire spécifique d'un élément du fluide.

Formalisme	Eulérien	Lagrangien
Forces	• Bien adapté aux bordures fixes • Facile à mettre en place • Plus vieux : plus d'algorithmes développés	• Auto-adaptatif : se sert directement des particules pour discrétiser l'espace • La résolution suit la densité • Les bordures libres et les phénomènes non-axisymétriques ne posent pas de problèmes
Faiblesses	• Un grille adaptative est nécessaire pour les champs de densité complexes (par exemple AMR [2]) • Peu adapté aux bordures dynamiques • Moins adapté au couplage avec des codes à N-corps	• Demandeur de ressources pour atteindre une résolution satisfaisante (recherche des voisins) • Peu adapté aux setups du type 'boîtes de cisaillement' (par exemple pour l'instabilité de courant) • Relativement nouveau : progressivement accepté dans la communauté

TABLE 3.1 – Forces et faiblesses des méthodes Eulériennes et Lagrangiennes.

l'évolution globale des quantités comme la pression ou la densité.

Les formulations Eulériennes et Lagrangiennes ont clairement deux philosophies différentes et sont plus ou moins adaptées en fonction du problème associé (cf. Table 3.1). Des comparaisons entre ces méthodes ont été faites par le passé, par exemple dans les contextes des simulations cosmologiques (O'Shea et al., 2005), de l'évolution des galaxies (Agertz et al., 2007), de l'effondrement des coeurs protostellaires (Commerçon et al., 2008), de l'étude des milieux turbulents (Price and Federrath, 2010) ou des intéractions disque-planète (de Val-Borro et al., 2006). Certaines de ces comparaisons pointent les méthodes à particules (Lagrangiennes) comme étant généralement moins performantes que les méthodes à grille, or le développement intensif de ces quinze dernières années a permis de fermer l'écart de performance entre les deux méthodes.
Malgré tout, il existe des différences (que l'on peut aussi voir comme des avantages ou des inconvénients) inhérentes à chaque méthode, dont je liste les principaux éléments dans la table 3.1.
Étant donné les champs de densité très variables dans les disques ainsi que les géométries parfois non-triviales (par exemple dans les systèmes multiples ou lorsque un objet orbite en dehors du plan du disque), j'ai pendant ma thèse étudié les disques protoplanétaires en utilisant le formalisme Lagrangien. De plus, dans le contexte plus précis de la formation des planètes, avoir un schéma numérique permettant d'avoir une résolution suivant la masse est un avantage de taille puisqu'il permet de résoudre les régions de fortes densités propices à la formation de gros agrégats de poussière. J'ai utilisé ce formalisme Lagrangien avec deux codes de type 'Smoothed Particle Hydrodynamics' [3] (SPH, cf. section 3.2) : le code privé LYONSPH (Barrière-Fouchet et al., 2005, écrit en Fortran 77) et le code public PHANTOM (Price et al., 2018, écrit en Fortran 90). Le dernier étant le plus récent, je l'utiliserai principalement dans ce chapitre afin de présenter les principes de la méthode SPH. Je discuterai du code LYONSPH développé dans notre équipe au fil des ans ainsi que de ses différences avec PHANTOM dans la section 3.9.

2. Pour 'Adaptive Mesh Refinment' en anglais, ou 'Grille à Affinage Adaptatif' en français.
3. 'Hydrodynamique de Particule Lissée' en Français.

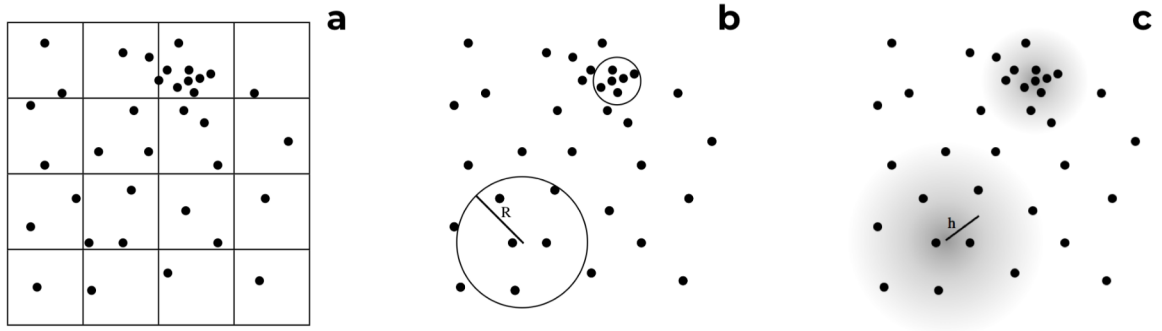


FIGURE 3.1 – Schémas des différentes façon d'évaluer un champ de densité à partir d'une distribution de particules. Adapté de Price (2012).

3.2 Le formalisme Smoothed Particle Hydrodynamics

Le formalisme SPH est né dans les années 1980 en ayant été d'abord formulé par Lucy (1977) puis par Gingold and Monaghan (1977) pour répondre au besoin de simuler des phénomènes non axi-symétriques demandant l'abandon des cellules utilisées jusque là par les autres méthodes. De nombreuses revues sur la méthode SPH existent (Benz, 1990; Monaghan, 1992; Price and Monaghan, 2004; Monaghan, 2005; Rosswog, 2009; Price, 2012) et discutent en détail des points que je vais aborder dans cette section.

3.2.1 Interpolations d'un champ de particules

La base fondamentale de la méthode SPH repose sur la façon de traduire la distribution spatiale des particules en un champ de densité. Pour ce faire, considérons trois façons de procéder en figure 3.1. La première approche (panneau a, gauche) consiste à former une grille encadrant les particules afin de calculer la densité contenue dans chaque cellule en comptant le nombre de particules présentes. Cette méthode, qui constitue un entre deux entre les méthodes Eulériennes et Lagrangiennes, a été proposée par Harlow and Welch (1965) pour 'Marker-in-Cell' et par Hockney and Eastwood (1981) pour 'Particle-in-Cell'. L'évaluation de la densité suit alors la forme :

$$\rho_{\text{cell}} = \frac{\sum_a m_a}{l_{\text{cell}}^3}, \tag{3.1}$$

où l_{cell} serait identique pour toutes les cellules de la simulation. Cette première méthode est directe, mais souffre de sa simplicité. La nature statique de la grille entraine une sous-évaluation de la densité dans les endroits peu peuplés de la simulation, introduisant alors des incertitudes élevées, tandis que les endroits sur-peuplés sont sur-évalués et sont par conséquent numériquement peu optimisés. Fatalement, cette méthode est peu précise, lente et également incohérente avec la philosophie du SPH qui voudrait se débarrasser totalement de l'utilisation des grilles.

La deuxième approche (panneau b, milieu) évalue la densité à la position de chaque particule en faisant une sommation dans une sphère entourant la dite particule. Le problème de sous ou sur-résolution de l'approche précédente est contré en adaptant le rayon de la sphère des voisins en fonction de la densité numérique locale. De ce fait, l'évaluation de la densité tend à toujours avoir un nombre de voisins suffisant. Avec cette approche, la densité pour une particule a est évaluée comme :

$$\rho_a = \frac{\sum_b m_b}{\frac{4}{3}\pi R^3}, \tag{3.2}$$

où $R \propto n^{-1/3}$ en 3 dimensions. Cependant, la frontière physique entre l'intérieur et l'extérieur de la sphère rend cette évaluation fragile par rapport à des fluctuations sur le nombre de voisins

trouvé à des distances proches de R. Plus précisément, pour deux nombres de voisins différents dans un même rayon R, on trouve que

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{\delta N_{\text{voisin}}}{N_{\text{voisin}}}, \tag{3.3}$$

ce qui est non négligeable pour des variations de l'ordre de l'unité sur un nombre de voisins de l'ordre de la centaine comme couramment rencontré.

La réponse naturelle à ce problème est de progressivement diminuer la contribution des voisins à des distances croissantes de la particule centrale, qu'on appelle alors une méthode de 'lissage'[4]. Cette approche est représentée sur le panneau c (droite) de la figure 3.1 et est celle choisie par la méthode SPH. L'idée d'une sphère de rayon fixe autour de chaque particule est donc abandonnée au profit d'une bulle diffuse de rayon caractéristique h qu'on appelle 'longueur de lissage'. L'évaluation de la densité est pondérée par un fonction de lissage W appelée 'noyau de lissage' (voir section 3.2.2), tel que pour une particule a :

$$\rho_a = \sum_b m_b W(\boldsymbol{r}_{ab}, h), \tag{3.4}$$

où $\boldsymbol{r}_{ab} = \boldsymbol{r}_a - \boldsymbol{r}_b$ et W a la dimension de l'inverse d'un volume.

3.2.2 Noyau de lissage W

Le noyau de lissage utilisé dans l'évaluation de la densité (equation. 3.4) doit satisfaire plusieurs conditions afin d'effacer le problème soulevé par l'approche b de la figure 3.1 :

(i) Il doit être positif défini, décroissant monotone par rapport à la distance au centre et être dérivable au moins deux fois.

(ii) Il ne doit pas différencier si deux particules échangent leurs positions, c.à.d qu'il doit respecter la condition $W(\boldsymbol{r}_{ab}, h) = W(-\boldsymbol{r}_{ab}, h)$.

(iii) Sa dérivée première ne doit pas être trop élevée dans les régions centrales pour ne pas fortement affecter l'évaluation de la densité si une particule change légèrement de position.

Une fonction respectant toutes ces conditions (et même plus, puisqu'elle est infiniment dérivable) est la Gaussienne en 3D :

$$W(\boldsymbol{r}_{ab}, h) = \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}h^3} \exp\left(-\frac{\boldsymbol{r}_{ab}^2}{h^2}\right). \tag{3.5}$$

Cependant, la fonction Gausienne demande la contribution de toutes les particules de la simulation, ce qui serait largement trop lent et également superflu car les contributions des particules à grandes distances sont négligeables. En pratique, les noyaux de lissage utilisés sont des versions proches de la Gausienne avec un rayon de troncature au delà duquel la contribution des voisins n'est plus demandée. Il existe une multitude de noyaux de lissage, mais par soucis de simplicité je vais me limiter à la famille des B-spline, avec notamment le noyau dit 'cubique (M_4)' (Monaghan and Lattanzio, 1985) qui était la norme jusqu'à récemment, mais aussi les autres à plus grands rayons de troncature jusqu'au noyau 'quintic (M_6)' qui est maintenant l'option par défaut dans le code PHANTOM (Price et al., 2018). En définissant $q = |\boldsymbol{r}_{ab}|/h$, la forme générale des noyaux de lissage de la famille des B-spline est :

$$W(\boldsymbol{r}_{ab}, h) = \frac{C_{\text{norm}}}{h^3} f(q), \tag{3.6}$$

où C_{norm} est une constante de normalisation permettant le respect de l'identité

$$\int W(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}', h) d\boldsymbol{r}' = 1. \tag{3.7}$$

La fonction de lissage $f(q)$ contient le comportement du lissage effectué, c.à.d à quelle vitesse la contribution des voisins décroît. Pour le noyau utilisé par PHANTOM (quintic M_6), on a :

4. Ou 'Smoothed' en anglais, d'où le terme 'Smoothed Particle Hydrodynamics'.

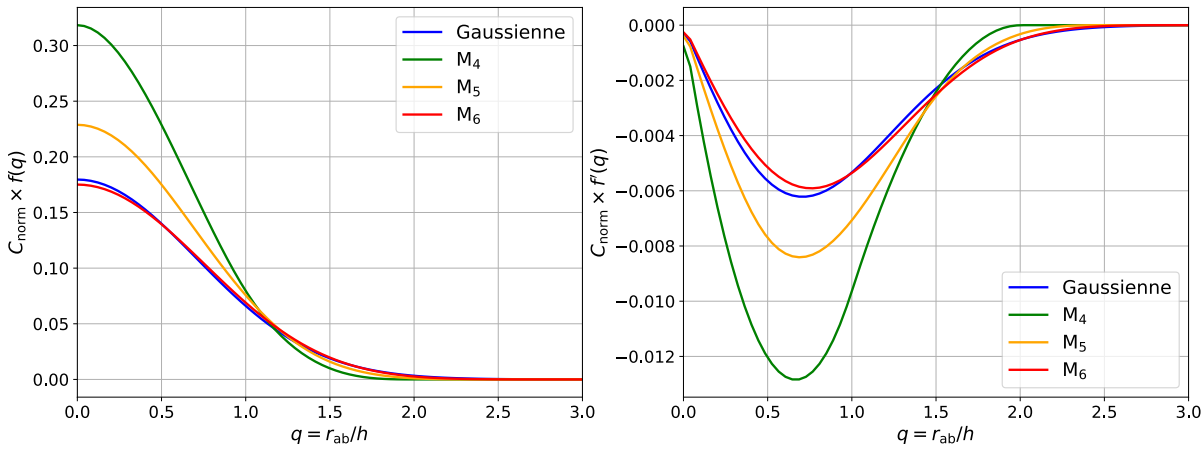


FIGURE 3.2 – **Gauche** : Fonctions de lissage en fonction de la distance au centre pour différents noyaux de la famille des B-spline ainsi que pour la gausienne. **Droite** : De même pour leur dérivée première.

$$f(q) = \begin{cases} (3-q)^5 - 6(2-q)^5 + 15(1-q)^5, & 0 \leq q < 1, \\ (3-q)^5 - 6(2-q)^5, & 1 \leq q < 2, \\ (3-q)^5, & 2 \leq q < 3, \\ 0, & q \geq 3, \end{cases} \tag{3.8}$$

qui s'étend donc jusqu'à 3 h avec $C_{\text{norm}} = 1/(120\pi)$. Un comparatif des différentes fonctions $f(q)$ ainsi que leurs dérivée première est montré en figure 3.2.

3.2.3 Longueur de lissage et nombre de voisins

La longueur de lissage h permet de contrôler le nombre approximatif de voisins autour d'une particule donnée. Pour ce faire, elle doit être grande dans les régions peu peuplées et à l'inverse plus petite dans les régions denses. La forme générale de la longueur de lissage dépend de la densité numérique des particules telle que :

$$h \propto n^{-1/3}. \tag{3.9}$$

La longueur de lissage est typiquement beaucoup plus grande que le libre parcours moyen du gaz et de la poussière ($> 0.1 - 1$ ua). Nous verrons dans la suite que sa valeur, qui dépend directement de la résolution des simulations, sera importante dans la représentation numérique de la viscosité.
Dans le cas de particules de mêmes masses [5], la densité numérique s'exprime directement $n = m/\rho$, d'où finalement :

$$h = h_0 \left(\frac{m}{\rho}\right)^{1/3}, \tag{3.10}$$

où h_0 est une constante spécifiant la longueur de lissage en unité de séparation moyenne des voisins. Il existe donc une co-dépendance entre la densité et la longueur de lissage, qui ont chacune besoin de l'autre pour être évaluées (équations 3.4 et 3.10). Là où certains codes comme LYONSPH évaluent la densité et la longueur de lissage à tour de rôle sur chaque pas de temps, d'autres comme PHANTOM résolvent les deux à la fois par procédure de racine commune avec la méthode de Newton-Raphson, qui essaye de minimiser leur différence itérativement. Dans ce cas de figure, la solution est trouvée plutôt rapidement avec un nombre type d'itérations de moins de 10, et plutôt de l'ordre de 1 ou 2 lorsque les densités évoluent relativement lentement.

5. La méthode SPH devient bien moins naturelle et beaucoup plus difficile à stabiliser lorsque les masses des particuless diffèrent les unes des autres. Néanmoins, cela peut s'avérer nécéssaire dans l'étude de certains phénomènes de faible densité comme par exemple les vents poussiéreux photo-evaporatifs (Hutchison et al., 2016).

Le nombre moyen de voisins de chaque particule dépend du noyau de lissage considéré, notamment de par le fait que certains noyaux plus coûteux s'étendent sur des distances q plus grandes que d'autres. Plus précisément, nous pouvons estimer ce nombre moyen de voisins comme étant :

$$\overline{N_{\text{voisin}}} \simeq \frac{4}{3}\pi \left(q_{\max} h_0\right)^3, \tag{3.11}$$

ce qui, pour le noyau de lissage M_6, donne une moyenne de 113 voisins pour $h_0 = 1$ contre une moyenne de 60 voisins pour un noyau de lissage M_4. Avoir un nombre moyen de voisins plus grand a l'avantage d'améliorer la précision de l'interpolation, au désavantage d'être plus coûteux en termes de temps de calcul puisqu'il faut sommer sur un plus grand nombre de particules (et trouver un nombre plus important de voisins pour chaque particules). La haute performance du code Phantom a permis de migrer vers un noyau de plus haut ordre comme le M_6.

3.2.4 Interpolation d'un champ quelconque

L'évaluation de la densité par méthode d'interpolation est généralisée à n'importe quelle grandeur au sein du formalisme SPH, de sorte que le calcul des forces se fasse aussi naturellement que possible sur toutes les particules. De manière générale, l'interpolation d'un champ f à la position d'une particule s'exprime, cette fois dans la formulation continue :

$$\langle f(\boldsymbol{r})\rangle = \int f(\boldsymbol{r'}) W(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}, h) d\boldsymbol{r'}, \tag{3.12}$$

ce qui offre une estimation du champ f avec une erreur en $\mathcal{O}(h^2)$. Il est bon de noter que dans l'approximation d'une longueur de lissage infiniment petite, le noyau de lissage tend vers une distribution de Dirac :

$$\lim_{h\to 0} W(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}, h) = \delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}), \tag{3.13}$$

qui correspondrait à une densité numérique localement infinie. En manipulant l'équation 3.12, on trouve également :

$$\langle f(\boldsymbol{r})\rangle = \int f(\boldsymbol{r'}) \frac{W(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}, h)}{\rho(\boldsymbol{r'})} \rho(\boldsymbol{r'}) d\boldsymbol{r'}, \tag{3.14}$$

$$= \int f(\boldsymbol{r'}) \frac{W(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}, h)}{\rho(\boldsymbol{r'})} \mathrm{d}m'. \tag{3.15}$$

Finalement, en repassant dans la notation discrète, on trouve la forme la plus générale de la valeur d'un champ f à la position d'une particule a :

$$\langle f_a\rangle = \sum_{b=1}^{N_{\text{voisin}}} m_b \frac{f_b}{\rho_b} W(\boldsymbol{r}_{ab}, h), \tag{3.16}$$

ce qui, pour la densité, nous redonne bien la forme de l'équation 3.4. L'équation 3.16 constitue la base commune de toutes les interpolations en SPH, mais nous verrons dans le chapitre 6 qu'il existe des façons alternatives d'interpoler pour mieux conserver certaines propriétés du fluide.

Gradient d'un champ

L'évaluation des gradients en SPH se fait de manière simple, et ce grâce au fait que les noyaux de lissage sont pairs par définition, tandis que leurs gradients sont impairs. En effet, l'évaluation du gradient d'un champ quelconque donne :

$$\langle \nabla_{\boldsymbol{r}} f(\boldsymbol{r})\rangle = \int \nabla_{\boldsymbol{r}} f(\boldsymbol{r'}) W(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}, h) d\boldsymbol{r'}, \tag{3.17}$$

ce qui, quand intégré par partie, nous donne :

$$\langle \nabla_{\boldsymbol{r}} f(\boldsymbol{r}) \rangle = \left[f(\boldsymbol{r'}) W(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r'}, h) \right]_{-\infty}^{+\infty} \qquad - \int f(\boldsymbol{r'}) \nabla_{\boldsymbol{r'}} W(\boldsymbol{r'} - \boldsymbol{r}, h) d\boldsymbol{r'}, \tag{3.18}$$

$$\langle \nabla_{\boldsymbol{r}} f(\boldsymbol{r}) \rangle = 0 \qquad + \int f(\boldsymbol{r'}) \nabla_{\boldsymbol{r}} W(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r'}, h) d\boldsymbol{r'}. \tag{3.19}$$

Le gradient d'un champ est donc estimé uniquement par le gradient du noyau de lissage, qui est lui connu. En repassant à la formulation discrète, on obtient finalement l'expression de l'interpolation du gradient d'un champ f en SPH :

$$\langle \nabla_a f_a \rangle = \sum_{b=1}^{N_{\text{voisin}}} m_b \frac{f_b}{\rho_b} \nabla_a W(\boldsymbol{r}_{ab}, h). \tag{3.20}$$

Il est bon de noter que cette propriété, vraie pour la divergence, l'est aussi pour les autres opérateurs différentiels comme le rotationnel ou la dérivée partielle. Dans le cas particulier du gradient de la densité, le calcul doit être légèrement modifié pour prendre en compte la variation locale de la longueur de lissage, tel que (Springel and Hernquist, 2002; Monaghan, 2002) :

$$\langle \nabla_a \rho_a \rangle = \frac{1}{\Omega_a} \sum_{b=1}^{N_{\text{voisin}}} m_b \nabla_a W(\boldsymbol{r}_{ab}, h), \tag{3.21}$$

où

$$\Omega_a = 1 - \frac{\partial h_a}{\partial \rho_a} \sum_{b=1}^{N_{\text{voisin}}} m_b \frac{\partial W(\boldsymbol{r}_{ab}, h)}{\partial h_a}. \tag{3.22}$$

Néanmoins, ce terme ne devient important que lorsque le champ de densité est très variable. Dans le cas contraire - et majoritaire - on a $\Omega_a = 1 + \mathcal{O}(h^2)$.

3.3 Équations hydrodynamiques

3.3.1 Conservation de la masse

La conservation de la masse s'écrit en spécifiant qu'un élément de fluide ne peut voir sa masse varier que par le biais des flux de matière entrants ou sortants. Mathématiquement parlant, la dérivée temporelle de la densité est donc reliée à la divergence du champ de vitesse par

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = -\rho \nabla \cdot \boldsymbol{v}. \tag{3.23}$$

Dans la formulation SPH, cette équation se transforme en :

$$\left(\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} \right)_a = \frac{1}{\Omega_a} \sum_{b=1}^{N_{\text{voisin}}} m_b \left(\boldsymbol{v}_a - \boldsymbol{v}_b \right) \cdot \nabla W_{ab}, \tag{3.24}$$

où dorénavant nous écrirons $W_{ab} = W(\boldsymbol{r}_{ab}, h)$ par simplicité. Dans les codes SPH que j'ai utilisés, l'équation 3.24 n'est pratiquement pas utilisée[6], puisque l'évolution de la masse est plus simplement donnée par l'équation 3.4 qui a l'avantage d'être plus directe et indépendante du temps. Pour être complet, il est également important de souligner qu'historiquement, l'équation 3.24 s'est s'avérée plus précise sur l'évaluation de la densité notamment pour la modélisation de bords discontinus, par exemple dans le cas de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (Price, 2008; Tricco, 2019).

6. Néanmoins, le code PHANTOM s'en sert pour prédire la valeur de la densité au pas de temps suivant pour chaque particule, afin de diminuer le nombre d'itérations requises sur h-ρ.

3.3.2 Conservation de l'impulsion et du moment cinétique

Pour un élément de fluide de gaz, la conservation de l'impulsion s'écrit de manière générale :

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \Pi_{\text{choc}} + \boldsymbol{a}_\star + \boldsymbol{a}_{\text{friction}} + \boldsymbol{a}_{\text{auto,grav}} + \boldsymbol{a}_{\text{ext}}, \tag{3.25}$$

où chaque composante correspond à une source d'accélération de l'élément de fluide. Pour les forces de pression (c.à.d le premier terme du membre de droite), la formulation SPH nous donne :

$$\left(\frac{\nabla P}{\rho}\right)_a = \frac{1}{\rho_a}\sum_b m_b \frac{P_b}{\rho_b}\nabla_a W_{ab}. \tag{3.26}$$

La forme de l'équation 3.26, quoique directe, a néanmoins l'énorme défaut de ne pas exactement conserver l'impulsion ou le moment cinétique[7]. Pour remédier à cela, il suffit de ré-écrire l'accélération due aux forces de pression comme :

$$\frac{\nabla P}{\rho} = \nabla\left(\frac{P}{\rho}\right) + \frac{P}{\rho^2}\nabla\rho, \tag{3.27}$$

ce qui donne alors, en formulation SPH :

$$\left(\frac{\nabla P}{\rho}\right)_a = \sum_b m_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2\Omega_a} + \frac{P_b}{\rho_b^2\Omega_b}\right)\nabla_a W_{ab}. \tag{3.28}$$

En conséquence, la dérivée temporelle de l'impulsion totale des forces de pression donne

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_a m_a \boldsymbol{v}_a = -\sum_a\sum_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2\Omega_a} + \frac{P_b}{\rho_b^2\Omega_b}\right)\nabla_a W_{ab} = 0 \tag{3.29}$$

du fait que la double somme interchange les particules une à une et annule leur contribution de par le caractère anti-symétrique du gradient du noyau de lissage. Cette formulation de la contribution des forces de pression conserve exactement le moment cinétique.

Notons que $\boldsymbol{a}_\star$ est l'accélération due au potentiel gravitationnel de l'étoile $\phi_\star$, qui sur une particule de gaz a s'exprime :

$$\boldsymbol{a}_\star^a = -\nabla\phi_\star^a = -\frac{GM_\star}{|\boldsymbol{r_a}|^3}\hat{\boldsymbol{r}}_{\boldsymbol{a}}, \tag{3.30}$$

où G est la constante gravitationelle et $\hat{\boldsymbol{r}}_{\boldsymbol{a}} = \boldsymbol{r_a}/|\boldsymbol{r_a}|$ est le vecteur unitaire correspondant à la ligne de visée entre l'origine et la particule a.

Nous n'utiliserons pas les sources d'accélérations dues à l'auto-gravité $\boldsymbol{a}_{\text{auto,grav}}$ (qui est négligeable pour les disques peu massifs) ainsi qu'aux autres forces extérieures $\boldsymbol{a}_{\text{ext}}$. Je spécifierai les termes correspondants aux chocs Π_{choc} et à la friction aérodynamique $\boldsymbol{a}_{\text{friction}}$ en sections 3.4 et 3.5.

3.3.3 Équation de l'energie interne

L'évolution de l'énergie interne spécifique est de la forme :

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = -\frac{P}{\rho}(\nabla\cdot\boldsymbol{v}) + \Lambda_{\text{choc}} + \Lambda_{\text{friction}} + \Lambda_{\text{refroidissement}}, \tag{3.31}$$

où Λ est un terme générique source de chauffage ou de refroidissement. Nous ne les détaillerons pas ici. La formulation SPH de l'équation de l'énergie interne spécifique suit la même lignée que les précédentes, c.à.d :

$$\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}\right)_a = \frac{P_a}{\rho_a^2\Omega_a}\sum_b m_b(\boldsymbol{v}_a - \boldsymbol{v}_b)\cdot\nabla_a W_{ab} + \Lambda_{\text{choc}} + \Lambda_{\text{friction}} + \Lambda_{\text{refroidissement}}. \tag{3.32}$$

7. Ce qui est un comble dans le cadre de l'équation de conservation de l'impulsion.

En considérant une équation d'état de type gaz parfait, l'énergie interne est liée à la température telle que :

$$P = (\gamma - 1)\,\rho u, \tag{3.33}$$

où γ est le coefficient adiabatique. D'autres équations d'état sont disponibles dans PHANTOM pour s'adapter au mieux aux différents problèmes qui peuvent être simulés (Price et al., 2018). Dans le cas particulier des disques protoplanétaires, la structure en température du disque est souvent prescrite comme une fonction de la distance à l'étoile (c.à.d localement isotherme) en supposant les termes de chauffage et de refroidissement comme nuls. Ceci implique que $\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = 0$, c.à.d que la température reste constante au cours du temps. Dans ce cadre, l'équation d'état devient alors simplement

$$P = c_\mathrm{s}^2 \rho, \tag{3.34}$$

où c_s est la vitesse du son et est définie comme :

$$c_\mathrm{s}^2 = \sqrt{\frac{k_\mathrm{B} T}{\mu m_\mathrm{H}}}. \tag{3.35}$$

Cette équation d'état localement isotherme sera utilisée dans les simulations que je présenterai dans les chapitres suivants.

Notons également que la formulation générale de l'énergie interne de l'équation 3.32 permet à l'énergie totale spécifique $E = \frac{1}{2}\boldsymbol{v}^2 + u$ d'être exactement conservée dans le formalisme SPH comme l'ont montré Price et al. (2018).

3.4 Viscosité et capture des chocs

La capture des chocs (par exemple aux discontinuités) en SPH est complexe étant donné que ces processus se déroulent à des échelles bien plus petites que la résolution spatiale des simulations (h). Pour remédier à cela et offrir une représentation physique des chocs, Von Neumann and Richtmyer (1950) ont proposé d'ajouter un terme de viscosité artificielle aux équations du mouvement, noté Π_choc dans l'équation 3.25. L'objet de cette viscosité artificielle est de propager l'impact d'éventuels chocs sur plusieurs longueurs de lissage pour en avoir les répercutions à plus grandes échelles sur l'écoulement du fluide. Une des formes les plus utilisées de cette viscosité artificielle a été proposée par Monaghan (1992) :

$$\Pi_\mathrm{choc}^{ab} = \begin{cases} \dfrac{-\alpha^\mathrm{AV} \bar{c}_{ab} \mu_{ab} + \beta^\mathrm{AV} \mu_{ab}^2}{\bar{\rho}_{ab}}, & \boldsymbol{v}_{ab} \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{ab} < 0 \\ 0 & \text{sinon}, \end{cases} \tag{3.36}$$

dans laquelle

$$\mu_{ab} = \frac{\bar{h}_{ab} \boldsymbol{v}_{ab} \cdot \boldsymbol{r}_{ab}}{\boldsymbol{r}_{ab}^2 + \eta^2 \bar{h}_{ab}^2}, \tag{3.37}$$

et où les quantités barrées sont des moyennes entre les particules a et b, et η est une constante de paramétrisation évitant la divergence de μ_{ab} à $\boldsymbol{r}_{ab} = \boldsymbol{0}$. La constante β^AV a initialement été introduite pour éviter l'interpénétration de particules à des vitesses supersoniques (Lattanzio et al., 1985) [8]. En ce qui concerne α^AV, Meglicki et al. (1993) ont démontré qu'elle pouvait correspondre aux coefficients de viscosité de l'équation de Navier-Stokes, et donc avoir un sens physique. L'astuce de la méthode SPH est donc d'adapter cette viscosité artificielle, initialement développée pour la représentation des chocs, à une viscosité physique. Relativement dernièrement, Lodato and Price (2010) ont proposé une version légèrement différente permettant de mieux

8. Certains travaux, par exemple Price and Federrath (2010) ont aussi montré qu'à des nombres de Mach de l'ordre de 5, $\beta^\mathrm{AV} = 4$ était nécessaire pour empêcher les interpénétrations et avoir une meilleure représentation des chocs.

représenter la viscosité de Shakura and Sunyaev (1973) dans les disques d'accrétion en appliquant également la viscosité artificielle aux flots divergents, ce qui donne alors :

$$\Pi_{\text{choc}} = -\sum_b m_b \left[\frac{q^a_{ab}}{\rho_a^2 \Omega_a} \nabla_a W_{ab}(h_a) + \frac{q^b_{ab}}{\rho_b^2 \Omega_b} \nabla_a W_{ab}(h_b) \right], \tag{3.38}$$

où

$$q^a_{ab} = \begin{cases} -\dfrac{\rho_a h_a}{2|r_{ab}|} \left(\alpha^{\text{AV}} c_{\text{s},a} + \beta_{\text{AV}} |\boldsymbol{v}_{ab} \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{ab}| \right) \boldsymbol{v}_{ab} \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{ab}, & \boldsymbol{v}_{ab} \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{ab} < 0, \\ -\dfrac{\rho_a h_a}{2|r_{ab}|} \alpha^{\text{AV}} c_{\text{s},a} \boldsymbol{v}_{ab} \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{ab}, & \text{sinon.} \end{cases} \tag{3.39}$$

Dans la limite où β^{AV} est nul (c.à.d que le risque d'interpénétration est négligeable), ils ont également montré le lien entre le paramètre de viscosité artificielle α^{AV} et la viscosité de cisaillement :

$$\nu^{\text{AV}} \simeq \frac{\alpha^{\text{AV}}}{10} c_{\text{s}} h, \tag{3.40}$$

qui donne alors une estimation du paramètre de viscosité α de Shakura and Sunyaev (1973) :

$$\alpha \simeq \frac{\alpha^{\text{AV}}}{10} \frac{\langle h \rangle}{H}, \tag{3.41}$$

où $\langle h \rangle$ est la longueur de lissage moyenne à un rayon du disque donné. Cela veut dire qu'en pratique, avoir un α constant revient à uniformément résoudre la hauteur caractéristique du disque en ayant un nombre suffisant de particules de gaz pour remplir la condition $\langle h \rangle \sim H$. Quoique initialement prescrit comme nul, il est plus sûr d'utiliser un coefficient $\beta^{\text{AV}} \neq 0$ notamment lorsque les flots sont complexes, auquel cas la viscosité physique effective du disque est légèrement plus élevée sans néanmoins trop affecter la dissipation globale du disque (Lodato and Price, 2010; Price et al., 2018).

Il est également bon de noter que d'autres approches sont possibles dans le traitement des chocs, notamment avec les schémas de Godunov (Inutsuka, 2002). Cependant, ces schémas sont généralement plus coûteux et entrainent plus de dissipation que la viscosité artificielle SPH.

3.5 Friction entre le gaz et la poussière

Le gaz et la poussière sont couplés par une force de friction aérodynamique à l'origine de l'échange de moment entre les deux phases. Les termes d'accélération dus à la friction pour les deux phases sont :

$$\boldsymbol{a}^{\text{d}}_{\text{friction}} = -\frac{K}{\rho_{\text{d}}} \left(\boldsymbol{v}_{\text{d}} - \boldsymbol{v}_{\text{g}} \right) \tag{3.42}$$

$$\boldsymbol{a}^{\text{g}}_{\text{friction}} = \frac{K}{\rho_{\text{g}}} \left(\boldsymbol{v}_{\text{d}} - \boldsymbol{v}_{\text{g}} \right), \tag{3.43}$$

où g et d font référence au gaz et à la poussière respectivement. K est le coefficient de friction et contient la physique du couplage entre le gaz et la poussière (cf. section 2.4). Dans le formalisme SPH, il existe à ce jour deux méthodes pour simuler des mélanges gaz-poussière que l'on va détailler dans la suite de cette section.

3.5.1 Le formalisme multi-fluide (deux fluides)

La méthode 'classique' est de représenter la poussière comme un deuxième jeu de particules SPH, d'une espèce différente du gaz. Le nombre total de particules est alors augmenté et émerge le besoin d'avoir deux jeux de résolutions : un pour la poussière et un pour le gaz. On appellera cette approche la méthode 'multi-fluide', ou encore 'bi-fluide'. En écrivant la conservation de la masse pour les deux phases :

$$\rho_i = \sum_j m_j W(\boldsymbol{r}_{ij}, h_i), \tag{3.44}$$

$$\rho_a = \sum_b m_b W(\boldsymbol{r}_{ab}, h_a), \tag{3.45}$$

en utilisant i, j pour la poussière et a, b pour le gaz (Monaghan, 1997), l'un comprend la nécessité d'interpoler les densités de chaque phase sur l'espèce de particules correspondante. Il en résulte que chaque 'fluide' a besoin d'une longueur de lissage propre tel que :

$$h_i = h_0 \left(\frac{m_i}{\rho_i}\right)^{1/3}, \tag{3.46}$$

$$h_a = h_0 \left(\frac{m_a}{\rho_a}\right)^{1/3}. \tag{3.47}$$

Une forme d'interpolation du terme de friction a été proposée par Monaghan and Kocharyan (1995) en le projetant sur la ligne de visée de chaque paire de particules gaz-poussière :

$$\langle K(\boldsymbol{v}_\mathrm{d} - \boldsymbol{v}_\mathrm{g})\rangle = -3 \int K(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r'}) \left(\left[\boldsymbol{v}_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}) - \boldsymbol{v}_\mathrm{g}(\boldsymbol{r'})\right] \cdot \hat{\boldsymbol{r}}\right) \hat{\boldsymbol{r}} D(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r'}, h) \mathrm{d}\boldsymbol{r'}, \tag{3.48}$$

où D est un noyau de lissage à double bosse différent du noyau de lissage classique W (Fulk and Quinn, 1996). Ce nouveau noyau a la particularité d'avoir un maximum légèrement décalé à $1h$ [9], ce qui diminue fortement la contribution des voisins très proches du centre qui ont de toute façon un apport quasi nulle. Cette formulation du terme de friction s'avère plus précise et a également l'avantage de conserver exactement l'impulsion et le moment cinétique comme l'ont démontré Laibe and Price (2012a). Finalement, les termes de friction sur le gaz et la poussière en SPH sont (Laibe and Price, 2012a,b; Price et al., 2018) :

$$\boldsymbol{a}^a_\mathrm{friction} = -3 \sum_j m_j \frac{\boldsymbol{v}_{aj} \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{aj}}{(\rho_a + \rho_j) t^\mathrm{s}_{aj}} \hat{\boldsymbol{r}}_{aj} D_{aj}(\boldsymbol{r}_{aj}, h_a), \tag{3.49}$$

$$\boldsymbol{a}^i_\mathrm{friction} = -3 \sum_b m_b \frac{\boldsymbol{v}_{ib} \cdot \hat{\boldsymbol{r}}_{ib}}{(\rho_i + \rho_b) t^\mathrm{s}_{ib}} \hat{\boldsymbol{r}}_{ib} D_{ib}(\boldsymbol{r}_{ib}, h_b), \tag{3.50}$$

où t^s_{aj} est le temps d'arrêt entre la particule de gaz a et la particule de poussière j (cf. section 2.4) et est défini comme :

$$t^\mathrm{s}_{aj} = \frac{\rho_a \rho_j}{K_{aj}(\rho_a + \rho_j)}. \tag{3.51}$$

Le calcul des termes de friction nécessite donc une interpolation inter-espèce pour évaluer le temps d'arrêt de chaque paire de particules gaz-poussière.

Limitations et contraintes

La méthode multi-fluide présentée ici souffre de quelques limitations, principalement de par le fait qu'elle introduit un nouveau jeu de particules qui a sa propre résolution comparée à celle du gaz. Ces limitations sont les suivantes :

(i) Le pas de temps des simulations est fixé comme $\min(t_\mathrm{s})$ pour respecter la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (Courant et al., 1928), ce qui est problématique pour les très petits grains aux forts coefficients de friction K, qui correspondent aux plus petits temps d'arrêts. Ces très petits grains ont donc la fâcheuse tendance à ralentir drastiquement les simulations. Une alternative à ce problème serait de considérer un schéma implicite d'intégration (Laibe and Price, 2012b, par exemple), qui est cependant généralement moins efficace que les schémas explicites en dehors du régime à haute friction.

9. Et symétriquement un autre à $-1h$, d'où le nom.

(*ii*) Afin de résoudre le mouvement spatial des grains très couplés au gaz (c.à.d les petits grains), nous avons besoin d'une résolution spatiale numérique de l'ordre de $h \lesssim c_{\rm s} t_{\rm s}$, ce qui demande d'avoir une longueur de lissage de plus en plus petite à mesure que l'on désire simuler les plus petits grains. Autrement dit, cela demande d'avoir un nombre de particules plus grand. Les points (*i*) et (*ii*) sont donc intimement liés comme le résument avec élégance Daniel Price et Guillaume Laibe dans Price and Laibe (2015a) : '*... in other words : the two fluid method requires an infinite number of particles and an infinite number of timesteps to correctly resolve the limit of perfectly coupled mixture.*' [10].

(*iii*) Comme la poussière n'est pas sensible aux forces de pression, elle peut se concentrer dans des endroits du disque (notamment aux alentours des maximums de pression) et réduire localement sa longueur de lissage par l'augmentation de sa densité spatiale. Il est alors possible que la longueur de lissage de la poussière soit bien plus faible que celle du gaz, amenant alors la poussière à ne plus ressentir de forces répulsives (la pression du gaz). Il est donc important que les particules de poussière trouvent en permanence des voisins de gaz à l'intérieur de la zone définie par le noyau et la longueur de lissage. En pratique, cette condition, que l'on peut exprimer comme $h_{\rm g} \lesssim h_{\rm d}$, se combat en utilisant plus de particules de gaz que de poussière (c.à.d en diminuant la masse des particules de gaz, cf. equation 3.47). Une possibilité complémentaire est également d'utiliser la plus grande longueur de lissage entre le gaz et la poussière lors de l'interpolation des forces de friction, ce qui est certes légèrement plus coûteux mais assure de trouver le plus de voisins possible [11].

Pour limiter ces écueils, et lorsque l'on désire simuler les populations de grains les plus couplées au gaz, Laibe and Price (2014a) ont proposé une autre approche pour simuler les mélanges gaz-poussière : le formalisme mono-fluide.

3.5.2 Le formalisme mono-fluide

Le socle du formalisme mono-fluide est de représenter le mélange gaz-poussière non plus par deux jeux de particules mais un seul, ayant les propriétés du mélange dans le repère barycentrique. Les grandeurs hydrodynamiques spécifiques au gaz et à la poussière sont alors remplacées par les suivantes :

$$\rho \equiv \rho_{\rm g} + \rho_{\rm d}, \tag{3.52}$$

$$\epsilon \equiv \rho_{\rm d}/\rho, \tag{3.53}$$

$$\boldsymbol{v} \equiv \frac{\rho_{\rm g}\boldsymbol{v}_{\rm g} + \rho_{\rm d}\boldsymbol{v}_{\rm d}}{\rho_{\rm g} + \rho_{\rm d}}, \tag{3.54}$$

$$\Delta\boldsymbol{v} \equiv \boldsymbol{v}_{\rm d} - \boldsymbol{v}_{\rm g}, \tag{3.55}$$

où ϵ est appelé la fraction de poussière et n'est pas à confondre avec le rapport poussière/gaz ε [12]. La méthode mono-fluide permet de s'affranchir de l'ajout d'une deuxième résolution (ce qui évite les problèmes de sous ou sur-résolution entre les fluides), cependant elle n'est pas adaptée aux forts découplages entre le gaz et la poussière, c.à.d lorsque l'on ne peut plus considérer le mélange comme un seul fluide. En d'autres termes, le formalisme mono-fluide est d'autant plus adapté que la vitesse entre le gaz et la poussière $\Delta\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_{\rm d} - \boldsymbol{v}_{\rm g}$ est peu changeante, ou autrement dit que l'on peut négliger sa dépendance temporelle. Ce régime correspond aux grains les plus couplés au gaz, qui est désigné comme l'approximation de la 'vitesse terminale' (Youdin and Goodman, 2005), au sein de laquelle les équations hydrodynamiques peuvent être ré-écrites comme :

10. Traduction : 'En d'autres termes : la méthode à deux fluides demande un nombre infini de particules et un nombre infini de pas de temps pour correctement résoudre la limite d'un mélange parfaitement couplé.'
11. Nous remarquerons que cette formulation est déjà utilisée dans l'équation 3.50.
12. Les deux grandeurs sont tout de même des fonctions l'une de l'autre, avec notamment $\varepsilon = \epsilon/(1-\epsilon)$.

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = -\rho(\nabla \cdot \boldsymbol{v}), \tag{3.56}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \boldsymbol{a}_{\mathrm{ext}}, \tag{3.57}$$

$$\frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho}\nabla \cdot \left[\epsilon(1-\epsilon)\rho\Delta\boldsymbol{v}\right], \tag{3.58}$$

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = -\frac{P}{\rho}(\nabla \cdot \boldsymbol{v}) + \epsilon(\Delta\boldsymbol{v} \cdot \nabla)u. \tag{3.59}$$

En accord avec l'expression de la force de friction (voir section 2.4), la vitesse différentielle entre le gaz et la poussière s'exprime :

$$\Delta\boldsymbol{v} \equiv t_{\mathrm{s}}\left(\boldsymbol{a}_{\mathbf{d}} - \boldsymbol{a}_{\mathbf{g}}\right), \tag{3.60}$$

ce qui, dans le cas où les seules autres forces qui s'appliquent sont la pression du gaz et la gravité de l'étoile, s'écrit :

$$\Delta\boldsymbol{v} = t_{\mathrm{s}}\frac{\nabla\boldsymbol{P}}{\rho_{\mathrm{g}}}, \tag{3.61}$$

$$= \frac{t_{\mathrm{s}}}{1-\epsilon}\frac{\nabla\boldsymbol{P}}{\rho}. \tag{3.62}$$

Nous constatons l'ajout d'une nouvelle équation d'évolution temporelle de la fraction de poussière (equation 3.58), qui remplace l'accélération due aux forces de friction. Cette nouvelle équation s'apparente à une équation de diffusion, qui dans le cas de la seule action des forces de pression s'écrit (Laibe and Price, 2014b) :

$$\frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho}\nabla \cdot \left(\epsilon t_{\mathrm{s}}\nabla P\right). \tag{3.63}$$

L'évolution de la fraction de poussière par l'intermédiaire de l'équation 3.58 ne garantie néanmoins pas la positivité de ϵ, ni la conservation de la masse de poussière, qui correspondrait à $\epsilon < 1$. Pour s'en assurer, les implémentations successives de cette méthode mono-fluide, notamment dans le code Phantom, ont préféré utiliser d'autres paramètres que ϵ, notamment avec $s = \sqrt{\epsilon\rho}$ pour assurer une fraction de poussière positive (Price and Laibe, 2015b) et plus récemment $s = \sqrt{\epsilon/\left(1+\epsilon\right)}$ pour assurer que la fraction de poussière soit restreinte à l'intervalle $[0, 1]$ (Ballabio et al., 2018).

Finalement, l'accès aux grandeurs spécifiques à la poussière ou au gaz s'effectue en sortant du repère barycentrique :

$$\rho_{\mathrm{g}} = (1-\epsilon)\rho, \tag{3.64}$$

$$\rho_{\mathrm{d}} = \epsilon\rho, \tag{3.65}$$

$$\boldsymbol{v}_{\mathrm{g}} = \boldsymbol{v} - \epsilon\Delta\boldsymbol{v}, \tag{3.66}$$

$$\boldsymbol{v}_{\mathrm{d}} = \boldsymbol{v} + (1-\epsilon)\Delta\boldsymbol{v}. \tag{3.67}$$

Avantages sur la méthode multi-fluide et limitations

La méthode mono-fluide a été développée dans le but de répondre aux limitations de la méthode multi-fluide. Les principales améliorations de cette méthode sont les suivantes :

(i) Le mélange est représenté par une unique espèce de particules, demandant ainsi un nombre de particules total plus faible pour la même résolution. Les équations hydrodynamiques n'ont en conséquence qu'un seul jeu et les erreurs d'interpolations inter-espèces sont supprimées.

(*ii*) Un schéma d'intégration implicite est direct et permet de passer outre la contrainte d'avoir un pas de temps égal au temps d'arrêt (Laibe and Price, 2014b, point (*i*) de la section 3.5.1).

(*iii*) Comme le mélange est représenté comme un tout, le gaz et la poussière sont 'infiniment proches', ce qui répond également au critère (*ii*) de résolution spatiale de la section 3.5.1.

(*iv*) La résolution des particules est unique, supprimant également les problèmes de concentrations artificielles de la poussière lorsque sa résolution est petite devant celle du gaz (point (*iii*) de la section 3.5.1).

La méthode mono-fluide semble donc idéale sur le papier, puisqu'elle répond à toutes les limitations de la méthode multi fluide. Cependant - et comme rien dans la vie n'est gratuit - elle souffre des limitations suivantes :

(*i*) L'approximation de la vitesse terminale n'est valide que tant que le mélange peut être considéré comme un fluide, c.à.d tant que la poussière reste bien couplée au gaz ($\mathrm{St} \ll 1$). Dans le cadre de la formation des planètes et de l'étude de la croissance de la poussière, ce point est sans doute le plus problématique.

(*ii*) L'idée même d'un modèle complètement mono-fluide, c'est à dire valide en dehors de l'approximation de la vitesse terminale, serait également sujet à des problèmes numériques, notamment pour des flots qui croisent le plan médian du disque.

Ce qui ressort des méthodes multi-fluide et mono-fluide est que, malheureusement, la méthode parfaite n'existe pas (encore). La modélisation de la poussière et le choix de la méthode utilisée dépend donc encore largement de l'étude considérée. Cependant, et il en est de mon humble avis, je pense que dans le cadre de la formation des planètes, la méthode mono-fluide souffre de maux plus graves encore que ceux de la méthode multi-fluide. Si je devais résumer ces deux méthodes, je dirais que l'une (mono-fluide) est *souvent rapide mais légèrement fausse* tandis que l'autre (multi-fluide) est *parfois lente mais souvent juste*. Nous verrons dans le chapitre 6 qu'il existe des moyens de marier les deux méthodes et d'en extraire 'le meilleur des deux mondes' dans l'étude particulière de la croissance de la poussière.

Au sens plus général, j'ai le sentiment que les méthodes du futur concernant la modélisation de la poussière vont se tourner vers les méthodes hybrides, c'est à dire avec des populations de poussière très couplées au gaz modélisées en mono-fluide et d'autres marginalement découplées modélisées en multi-fluide (Laibe and Price, 2014b, voir leur conclusion). L'adaptation de ce schéma hypothétique hybride au cadre de la croissance des grains est cependant encore peu clair.

Finalement, notons que les deux méthodes présentées ici ont été étendues, dans le cadre particulier du code Phantom, aux populations multiples. Il est donc possible de simuler, soit en mono-fluide, soit en multi-fluide, plusieurs tailles de grains simultanément et d'avoir leurs contributions respectives sur la phase de gaz à travers la rétroaction (Hutchison et al., 2018, Mentiplay et al., en preparation). Ces méthodes multi-espèces sont notamment de plus en plus utilisées dans la modélisation de certains systèmes observés (Pinte et al., 2019; Veronesi et al., 2020).

3.6 Pas de temps et stabilité numérique

La discrétisation et l'intégration des équations du mouvement demande un schéma numérique dont il faut s'assurer de la stabilité. Pour ce faire, Courant et al. (1928) ont proposé une - désormais célèbre - condition de Courant que le pas de temps minimum doit respecter. De manière générale, cette condition de Courant est exprimée avec une longueur et une vitesse caractéristiques, telle que :

$$\Delta t < \Delta t_{\mathrm{Courant}} = C \times \frac{L}{V}, \tag{3.68}$$

où C est une constante, dépendante de la nature du phénomène physique, qui appartient à l'intervalle $[0, 1]$ et qui est estimée par des tests numériques. La contrainte de Courant la plus générale est celle liée à la propagation de l'information sur une longueur de lissage, c'est à dire :

$$\Delta t_{\mathrm{C}} = C_{\mathrm{Cour}} \frac{h}{c_{\mathrm{s}}}, \tag{3.69}$$

où la valeur de C_{Cour} a été historiquement réglée à $0,3$ (Lattanzio et al., 1985). Dans le cas général des forces, chaque nouvelle source apporte sa nouvelle condition de Courant, le tout avec la forme générale :

$$\Delta t_i = C_{\mathrm{force}} \sqrt{\frac{h}{|\boldsymbol{a}_i|}}, \tag{3.70}$$

où $\boldsymbol{a}_i$ est la i-ème source d'accélération. Numériquement, cette contrainte temporelle s'assure que les ondes engendrées par chaque force dans le disque se soit propagées sur la longueur caractéristique locale (h, autrement dit sur les voisins). La valeur de C_{force} est typiquement de $0,25$ (Price et al., 2018). La viscosité apporte également une contrainte temporelle :

$$\Delta t_{\mathrm{visc}} = C_{\mathrm{visc}} \frac{h^2}{\nu}, \tag{3.71}$$

où $C_{\mathrm{visc}} = 0,25$ (Brookshaw, 1994). Finalement, la dernière source de contrainte - et d'ailleurs la plupart du temps la plus forte - est celle apportée par la friction entre la poussière et le gaz, qui dans le cas particulier de PHANTOM donne :

$$\Delta t_{\mathrm{friction}} = \begin{cases} t_{\mathrm{s}} & \text{en multi-fluide,} \\ C_{\mathrm{force}} \dfrac{h^2}{\epsilon t_{\mathrm{s}} c_{\mathrm{s}}^2} & \text{en mono-fluide.} \end{cases} \tag{3.72}$$

Nous remarquons donc que la méthode multi-fluide apporte une contrainte forte sur le pas de temps pour les grains très couplés (comme on l'a déjà dit précédemment), tandis que la méthode mono-fluide ralentit considérablement le code lorsque les deux phases se découplent, c.à.d lorsque l'on sort de l'approximation de la vitesse terminale (Laibe and Price, 2014a).

Finalement, le pas de temps utilisé prend la forme de la plus forte contrainte :

$$\Delta t_{\mathrm{SPH}} = \min\left(\Delta t_{\mathrm{Courant}}, \Delta t_i, \Delta t_{\mathrm{visc}}, \Delta t_{\mathrm{friction}}\right) \tag{3.73}$$

3.7 Schéma numérique d'intégration

L'intégration des équations du mouvement se fait généralement avec un schéma numérique dit 'Kick-Drift-Kick' [13] (Verlet, 1967), qui dans le cas de PHANTOM s'écrit :

$$\boldsymbol{v}^{n+\frac{1}{2}} = \boldsymbol{v}^n + \frac{1}{2}\Delta t \boldsymbol{a}^n, \tag{3.74}$$

$$\boldsymbol{r}^{n+1} = \boldsymbol{r}^n + \Delta t \boldsymbol{v}^{n+\frac{1}{2}}, \tag{3.75}$$

$$\boldsymbol{a}^{n+1} = \boldsymbol{a}(\boldsymbol{r}^{n+1}), \tag{3.76}$$

$$\boldsymbol{v}^{n+1} = \boldsymbol{v}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\Delta t \boldsymbol{a}^{n+1}. \tag{3.77}$$

Il a été montré par Gingold and Monaghan (1982) que ce schéma numérique permettait la conservation de la nature Hamiltonienne de l'algorithme, tout comme la conservation exacte de l'impulsion et du moment cinétique. Dans le cas où l'accélération dépend directement de la vitesse (notamment lors de l'accélération induite par la capture des chocs), il est préférable d'utiliser une forme dite 'Predictor-Corrector' [14] permettant l'intégration implicite de la vitesse au pas $n+1$:

13. 'Poussée-Dérive-Poussée' en Français.
14. 'Predicteur-Correcteur' en Français.

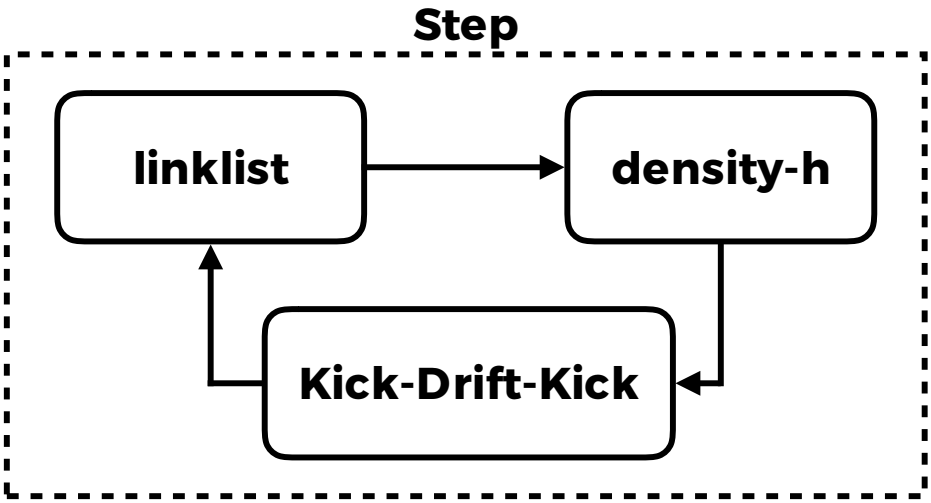


FIGURE 3.3 – Schéma de principe de la fonction principale 'Step' d'un code SPH.

$$\boldsymbol{v}^{n+\frac{1}{2}} = \boldsymbol{v}^n + \frac{1}{2}\Delta t \boldsymbol{a}^n, \tag{3.78}$$

$$\boldsymbol{r}^{n+1} = \boldsymbol{r}^n + \Delta t \boldsymbol{v}^{n+\frac{1}{2}}, \tag{3.79}$$

$$\boldsymbol{v}^* = \boldsymbol{v}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\Delta t \boldsymbol{a}^n, \tag{3.80}$$

$$\boldsymbol{a}^{n+1} = \boldsymbol{a}(\boldsymbol{r}^{n+1}, \boldsymbol{v}^*), \tag{3.81}$$

$$\boldsymbol{v}^{n+1} = \boldsymbol{v}^* + \frac{1}{2}\Delta t \left[\boldsymbol{a}^{n+1} - \boldsymbol{a}^n\right]. \tag{3.82}$$

Les vitesses prédites ($\boldsymbol{v}^*$) et corrigées ($\boldsymbol{v}^{n+1}$) subissent alors un test de convergence pour déterminer si l'accélération à $n+1$ doit être ré-évaluée ou non. En pratique, la convergence est quasi-systématiquement vérifiée sans avoir recourt à une ré-évaluation de l'accélération.

Notons également que pour des processus physiques impliquants beaucoup d'ordres de grandeurs différents (comme nous pourrions nous y attendre avec la croissance), il peut-être bon de considérer des pas de temps individuels aux particules afin d'éviter qu'un sous-groupe de particules avec des conditions de Courant fortes ralentissent toute la simulation inutilement (Saitoh and Makino, 2010). Une telle implémentation a été faite dans PHANTOM (Price et al., 2018), ce qui permet d'accélérer les simulations jusqu'à un facteur 10, au détriment de la violation des propriétés de conservation exacte de l'algorithme. La conservation de l'énergie, de l'impulsion et du moment cinétique est cependant toujours raisonnablement vérifiée, avec des erreurs relatives typiques de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-3}.

3.8 Fonctionnement général d'un code SPH

Le fonctionnement d'un code SPH repose sur trois routines principales qui sont répétées du début à la fin de l'exécution du code. Ces routines, qui forment ce que l'on appelle 'Step', sont spécifiées sous forme d'un schéma de principe en figure 3.3. Le déroulement global d'un code SPH suit ces grandes étapes :

(i) **Initialisation** : Les particules sont injectées pour, dans notre cas, former un disque avec une densité de surface et une hauteur caractéristique donnée. Les modules physiques sont initialisés et les unités sont passées en unités de code.

(ii) **Liste des liens (Step 1/3)** : Chaque particule a une liste de voisins qui lui est attribué. Ces voisins sont trouvés s'ils appartiennent au rayon compact du noyau de lissage associé (par exemple $3h$ pour le noyau M_6).

(*iii*) **Calcul de la densité et de la longueur de lissage (Step 2/3)** : La densité est évaluée par l'interpolation des masses des voisins (cf. equation 3.4), mais également par le calcul de la longueur de lissage (cf. equation 3.10). Ces deux grandeurs peuvent alors être résolues itérativement par la méthode de Newton-Raphson.

(*iv*) **Intégration et déplacement des particules (Step 3/3)** : C'est l'objet de la section 3.7. Les accélérations sont intégrées et les particules sont déplacées suivant l'algorithm dit de 'Kick-Drift-Kick'. Pour la méthode 'Predictor-Corrector', il est nécéssaire de ré-évaluer les densités après la phase 'Predictor', où les particules ont été déplacées.

(*v*) **Ecriture des fichiers de sortie** : Écrire un fichier de sortie en fonction de la fréquence d'écriture spécifiée par l'utilisateur. Si le temps maximal n'est toujours pas atteint, retourner au point (*ii*).

Le fonctionnement spécifique de Phantom est donné dans l'Annexe A de Price et al. (2018).

3.9 Le code Lyonsph

3.9.1 Historique

Pendant la première moitié de ma thèse - et même un peu avant lors de mon stage de Master 2 - j'ai utilisé le code SPH développé à Lyon, que j'ai intitulé Lyonsph pour plus de clarté ici. C'est notamment avec ce code que j'étudierai l'effet des lignes de gel sur la formation des pièges à poussière auto-induits (chapitre 4). Pour être aussi clair que possible sur leur utilisation, je n'hésiterai pas à rappeler quels codes j'ai utilisé au début de chaque chapitre.

Le code Lyonsph a été développé initialement par Laure Barrière-Fouchet (Barrière-Fouchet et al., 2005) en s'appuyant sur le code de Murray (1996). Elle a notamment incorporé un mélange gaz-poussière dans le formalise multi-fluide (à deux fluides). Depuis lors, les générations de doctorants (ainsi que les permanents) ont contribué à l'amélioration du code via l'ajout de nouveaux processus physiques. Guillaume Laibe a incorporé la croissance pure de la poussière avec le modèle présenté en section 2.7 (Laibe et al., 2008), avec lequel il a démontré la croissance rapide des grains jusqu'à des tailles de l'ordre du centimètre en quelques dizaines de milliers d'années. Gonzalez et al. (2015) ont par la suite incorporé un modèle de fragmentation conservatif au modèle de croissance, avec lequel ils ont d'abord étudié l'effet des planètes massives sur la croissance et la fragmentation de la poussière, notamment en mettant en évidence le confinement de la poussière sur la bordure externe des sillons produits par ces planètes. C'est également avec ce modèle de croissance-fragmentation que Gonzalez et al. (2017a) ont mis en évidence la formation des pièges à poussière auto-induits (voir section 1.3.3 et chapitres 4 et 5). Finalement, j'ai incorporé un modèle de ligne de gel dans le contexte de la formation des pièges à poussière aux fronts de condensation (Vericel and Gonzalez, 2020). J'en parlerai plus en détail dans le chapitre 4.

Plusieurs autres versions du code - différentes de celle que j'ai manipulée - ont également été utilisées, avec notamment l'ajout de la force de photophorèse (Cuello et al., 2016), la prise en compte des différentes densités intrinsèques des grains (Pignatale et al., 2017, 2019) et la considération d'un modèle de croissance de grains poreux (Garcia, 2018; Garcia and Gonzalez, 2020).

3.9.2 Différences avec Phantom

Les codes Lyonsph et Phantom ont quelques différences notables. Là ou l'un a été développé spécialement pour l'étude des disques protoplanétaires poussiéreux par notre équipe local ((Lyonsph)), l'autre a été développé internationalement dans le but de répondre à un besoin communautaire pour étudier tout type de système allant de la cosmologie aux disques protoplanétaires en passant par les nuages moléculaires et les enveloppes stellaires (Phantom). De ce fait, et aussi de par son ancienneté, Lyonsph a donc tendance à avoir des algorithmes plus anciens et à être moins flexible que son homologue. Ceci a été une des sources de motivation majeures pour passer à l'utilisation de Phantom durant ma thèse. Dans cette section, je vais

lister les différences les plus importantes entre ces deux codes, étant donné que je les ai utilisés de manière assez soutenue pendant ma thèse.

Différences majeures

Les différences majeures se trouvent principalement sur des éléments de physique qui ne sont pas présents dans LYONSPH, mais qui le sont dans PHANTOM. En voici une liste :

(*i*) Le régime de Stokes pour la friction n'est pas incorporé dans la version courante du code [15]. De ce fait, il n'y a pas de test sur le libre parcours moyen du gaz lors de l'execution du code. La définition du nombre de Stokes est également légèrement différente, mais cohérente sur la globalité du code (cf. section 2.4.2).

(*ii*) Il n'y a pas d'auto-gravité du disque. L'étude des disques massifs est donc à proscrire.

(*iii*) Il n'y a pas d'échange de moment entre une planète et le disque, ce qui ne permet pas de simuler la migration radiale des planètes. Les planètes, quand elles sont simulées, sont alors sur des orbites fixes (voir également le chapitre 5).

(*iv*) Seul le formalisme multi-fluide (2 fluide) est implémenté pour la poussière.

Notons cependant que LYONSPH possède un modèle physique de croissance et de fragmentation (Laibe et al., 2008; Gonzalez et al., 2015), là où PHANTOM n'en avait pas jusqu'à mon implémentation récente. Dans le chapitre 6, je parlerai de cette implementation complète et des nouvelles possibilités qui s'offrent à nous avec l'utilisation de PHANTOM (et de MCFOST).

En ce qui concerne le reste, nous pouvons qualifier ces différences comme des différences d'implémentations, souvent un peu plus vieilles sur LYONSPH.

La viscosité

La viscosité provenant des chocs n'a pas la forme de Lodato and Price (2010), mais celle de Monaghan (1992) dont on a exprimé la forme avec les équations 3.36 et 3.37. Dans le cadre de l'adaptation de la viscosité artificielle à la viscosité de Shakura and Sunyaev (1973), Barrière-Fouchet et al. (2005) a également montré que dans la limite où $\beta^{\rm AV}$ était nul, on avait :

$$\alpha \simeq \frac{\alpha^{\rm AV}}{8}\frac{L}{H}, \tag{3.83}$$

où $L = \max(h, H)$. Nous remarquons alors que cette formulation de la viscosité est très proche de celle proposée par Lodato and Price (2010), considérant également qu'il faut pouvoir résoudre la hauteur caractéristique du disque afin d'obtenir un paramètre de viscosité α quasi constant. Arena and Gonzalez (2013) ont également caractérisé cette formulation de la viscosité dans le code LYONSPH et ont montré qu'elle était compatible avec la nature turbulente des disques observés.

Les équations du mouvement

L'évaluation des accélérations se fait en utilisant en outre les contributions de pressions mixtes, noté $\boldsymbol{a}_{\rm mixte}$, et qui correspond à la pression exercée par une phase sur l'autre (Monaghan and Kocharyan, 1995) :

$$\boldsymbol{a}^{aj}_{\rm mixte} = -\sum_j m_j \frac{P_a \theta_j}{\rho_a \rho_j} \nabla_a W_{aj}, \tag{3.84}$$

pour la poussière sur le gaz et

$$\boldsymbol{a}^{ib}_{\rm mixte} = -\theta_i \sum_b m_b \frac{P_b}{\rho_i \rho_b} \nabla_i W_{ib}, \tag{3.85}$$

15. Anthony Garcia a cependant incorporé ce régime dans une autre version lorsqu'il a étudié la croissance des grains poreux (Garcia, 2018).

pour le gaz sur la poussière. θ est appelé la 'fraction de vide' et correspond à la fraction de volume occupé par la poussière ou le gaz pour une masse donnée. En pratique en Astrophysique, et dans les milieux dilués en général, la poussière occupe un volume beaucoup plus petit que celui du gaz, d'où la simplification :

$$\theta_{a,b} \sim 1, \tag{3.86}$$
$$\theta_{i,j} \sim 0. \tag{3.87}$$

Il en résulte alors que les pressions mixtes, quoique calculées dans le code LYONSPH, sont négligeables par rapport aux autres sources d'accélération. Nous pouvons notamment constater ceci avec la pression mixte qui dépend directement de la fraction de vide de poussière (qui est quasi nulle). Ce constat a amené PHANTOM à ne pas considérer ces sources d'accélération (Laibe and Price, 2012a).

Pas de temps et intégration

Le pas de temps répond également à la condition de Courant (Courant et al., 1928) mais dans une version légèrement différente (Maddison, 1998) :

$$\Delta t_{\text{Courant}} = \min\left(\frac{h}{c_{\text{s}} + 0.6\alpha^{\text{AV}}\bar{c}_{\text{s}}}\right). \tag{3.88}$$

Pour les autres sources d'accélérations, les conditions associées suivent la forme de la condition de Force (équation 3.70), force de friction incluse. La stabilité numérique du processus de friction est donc estimée en utilisant un pas de temps maximal :

$$\Delta t_{\text{friction}} \propto \sqrt{\frac{h}{|\boldsymbol{a}_{\text{friction}}|}} = \sqrt{\frac{h}{\Delta v}}\sqrt{t_{\text{s}}} \neq t_{\text{s}}. \tag{3.89}$$

Cette formulation diffère donc légèrement de celle utilisée par PHANTOM dans le cadre du formalisme multi-fluide. Au regard de l'intégration numérique, le schéma est légèrement différent mais suit le même principe de 'Kick-Drift-Kick' vu dans la section 3.7 (Barrière-Fouchet et al., 2005, pour plus d'informations).

3.10 Évolutions solitaires de grains dans un disque statique : le code comparatif ENDGAME

3.10.1 Motivations

La méthode SPH est, certes, très puissante mais coûteuse et parfois inadaptée lorsque l'on veut tester l'importance d'un phénomène donné dans les conditions typiques des disques [16]. Durant ma thèse, j'ai ressenti le besoin d'avoir un autre outil numérique moins demandeur en ressources, permettant de faire le pont entre les méthodes purement analytiques et SPH afin de tester et de comparer les unes avec les autres. J'ai donc développé un code unidimensionnel, que j'ai intitulé ENDGAME [17] pour des raisons majoritairement cinématographiques. Le but premier d'ENDGAME est de simuler l'évolution parallèle de plusieurs - typiquement une centaine - grains aux conditions initiales différentes dans un disque de gaz 1D et statique (qui ne ressent pas la rétroaction de la poussière). L'utilisateur a un large choix de phénomènes physiques à considérer ou non, dans un modèle de disque qu'il spécifie totalement dans un fichier d'entrée. Certains morceaux du code ainsi que toutes les options présentes sont spécifiés en Annexe A.

16. Comme dirait Daniel Price : 'If you have a hammer, everything looks like a nail...'.
17. Le code est public et accessible sur ma page Github à l'adresse : https://github.com/arnaudvericel/endgame.

3.10.2 Structure statique du gaz

Le gaz est représenté par sa densité de surface qui a une forme typique en loi de puissance comme discuté en section 2.2.3. L'utilisateur est libre de choisir d'inclure un maximum de densité du gaz à une position particulière $r_{\rm bump}$ (`rbump` dans le code). Pour ce faire, l'utilisateur active l'option avec `ibump=1` dans le fichier d'entrée `disc.in`, ce qui ajoute une contribution gaussienne à la densité de surface :

$$\Sigma_{\rm g}(r) = \Sigma_{\rm g,0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-p} + i_{\rm bump}\phi\Sigma_{\rm g,0}\exp\left(\frac{(r-r_{\rm bump})^2}{2w^2}\right), \tag{3.90}$$

où ϕ (`phi` dans le fichier d'entrée) spécifie la hauteur du maximum de pression en unité de $\Sigma_{\rm g,0}$. La largeur de la gaussienne à mi-hauteur est spécifiée avec le paramètre w [18] (`w` dans le fichier d'entrée). Après que l'utilisateur ait entré la masse totale du disque, la constante $\Sigma_{\rm g,0}$ est calculée en intégrant la densité de surface sur le disque, supposé axi-symmétrique :

$$M_{\rm disque} = \int_{r_{\rm in}}^{r_{\rm out}} \Sigma_{\rm g}(r) 2\pi r {\rm d}r, \tag{3.91}$$

ce qui donne :

$$\Sigma_{\rm g,0} = \frac{M_{\rm disque}}{\Lambda_{\rm puiss} + i_{\rm bump}\Lambda_{\rm gauss}}, \tag{3.92}$$

où Λ_i est l'intégrale de la contribution i de la densité de surface sur le disque, tel que :

$$\Lambda_{\rm puiss} = \begin{cases} \dfrac{2\pi r_0^2}{2-p}\left[\left(\dfrac{r_{\rm out}}{r_0}\right)^{2-p} - \left(\dfrac{r_{\rm in}}{r_0}\right)^{2-p}\right] & , p \neq 2, \\ 2\pi r_0^2 \ln\left(\dfrac{r_{\rm out}}{r_{\rm in}}\right) & , \text{sinon}, \end{cases} \tag{3.93}$$

pour la contribution en loi de puissance et

$$\Lambda_{\rm gauss} = \phi\sqrt{\frac{\pi}{2}}w\left[{\rm erf}\left(\frac{r_{\rm bump}-r_{\rm in}}{\sqrt{2}w}\right) - {\rm erf}\left(\frac{r_{\rm bump}-r_{\rm out}}{\sqrt{2}w}\right)\right], \tag{3.94}$$

pour la contribution gaussienne. La densité de la poussière est calculée avec un rapport poussière/gaz, noté ε qui, lui également, peut être localement augmenté par un maximum de type gaussien :

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_0 + (\varepsilon_{\rm max} - \varepsilon_0)\, i_{\rm bump}\exp\left(\frac{(r-r_{\rm bump})^2}{2w^2}\right), \tag{3.95}$$

où $\varepsilon_{\rm max}$ est la valeur maximale du rapport poussière/gaz à $r = r_{\rm bump}$ (`epsimax` dans le fichier d'entrée). La densité de la poussière est alors calculée comme :

$$\rho_{\rm d}(r) = \varepsilon(r)\rho_{\rm g}(r), \tag{3.96}$$

où la densité du gaz est calculée à partir de la densité de surface :

$$\rho_{\rm g}(r) = \frac{\Sigma_{\rm g}(r)}{\sqrt{2\pi}H}, \tag{3.97}$$

et où $H = c_{\rm s}/\Omega_{\rm k}$ est la hauteur caractéristique. La pression est finalement obtenue avec l'équation d'état suivante :

$$P(r) = c_{\rm s}^2\rho_{\rm g}(r), \tag{3.98}$$

où $c_{\rm s}$ est calculée en fonction de la température à r_0 spécifiée par l'utilisateur dans le fichier d'entrée.

18. Si on appelle $r_{1/2}$ la demie largeur à mi-hauteur, on a rigoureusement $w = r_{1/2}/\sqrt{2\ln 2} \sim r_{1/2}$.

Le pas de temps est spécifié par l'utilisateur sous la forme d'une fraction de la période orbitale à r_0 (`dt` dans le fichier d'entrée), tandis que le temps maximal est donné avec le nombre maximum d'orbites à r_0 (`tmax`). L'utilisateur peut également contrôler le nombre d'occurrences d'écriture dans les fichiers de sortie (c'est à dire le nombre de lignes par fichier).

3.10.3 Évolution des grains au cours du temps

Le setup des grains est spécifié dans un deuxième fichier d'entrée '`dust.in`'. Ce fichier contient le nombre de grains que l'on souhaite simuler en parallèle, ainsi que les tailles, positions et densités intrinsèques initiales de chacun.

Équation du mouvement

La vitesse radiale des particules de poussière est calculée avec la solution stationnaire (Dipierro et al., 2018, cf. section 2.6.1), où la rétroaction et la contribution visqueuse du gaz sont prises en compte. Le format des fichiers de sortie nous permet également de comparer les contributions visqueuse et de dérive de la vitesse radiale de la poussière.

Croissance, fragmentation et ligne de gel

Les particules peuvent grossir ou fragmenter avec la présence d'une ligne de gel en accord avec les sections 2.7 et 2.8.2. L'utilisateur est libre de considérer indépendamment chacune de ces fonctionnalités en changeant les valeurs de `igrow`, `ifrag`, `isnow`, où 0=non et 1=oui.

Sublimation et/ou condensation à la surface des grains

Un des buts premiers d'ENDGAME a été de tester l'impact de la condensation ou de la sublimation, considérées instantanées, sur la dynamique des grains. Il est donc possible d'activer cette option, auquel cas la taille, ainsi que la densité intrinsèque des grains évolue en accord avec les équations présentées en section 2.8.1.

Algorithme d'évolution

Pour finir, l'évolution temporelle des grains dans la boucle principale se fait en 3 étapes (cf. annexe A) :

$$s_{n+1}^k = s_n^k + \frac{\mathrm{d}s^k}{\mathrm{d}t}\Delta t, \tag{3.99}$$

$$s_{n+1}^k = s_{n+1}^k + \Delta s_{\mathrm{con/sub}}, \tag{3.100}$$

$$r_{n+1}^k = r_n^k + v_n^k \Delta t. \tag{3.101}$$

J'utiliserai et montrerai les résultats comparatifs du code ENDGAME lors des chapitres 4 à 6.

```
(base) arnaud@p-vericel:~/Documents/Codes.nosync/endgame
 : ./endgame
>_____________________________________________________________________________________________________________<

      @@@@@@@@@@@% /@@@@     @@@@@ @@@@@@@@@&,        @@@@@ @         @@@      @@@@@      @@@@@  @@@@@@@@@@@@@
      &@@      @%   @@@@%     @,   .@@     .@@@   @@@      @@       &&@@@      @@@@@     @@@@*    @@@      @
      &@@   @.      @#/@@@    @,   .@@      ,@@  @@@        @       .@  @@      @@*@@(   *@ @@*    @@@
      &@@@@@@       @#  @@@   @,   .@@       @@* @@@&                @@@@@@@     @@ @@@   @  @@*    @@@@@@@
      &@@   @   @   @#   @@@  @,   .@@      ,@@  @@@     @@@@@     @,    @@@     @@  @@@ @@  @@*    @@@  /@  @.
      &@@      @@   @#    @@@#@,   .@@      @@@  .@@/      @@#    @@     .@@&    @@   @@&@   @@*    @@@     .@
      @@@@@@@@@@@@ /@@@@    ,@@@,  @@@@@@@@@@@@      @@@@@@@@@*@#  @@@@&   &&@@@@* @@@@  &@@  @@@@@@ &@@@@@@@@@@@@

      By Arnaud Vericel.

>_____________________________________________________________________________________________________________<
 Reading input file disc.in
 Creating directory Steep
 Creating directory Steep/g1
 Reading input file dust.in
The Physical properties of the disc at   1 AU:
sigma_gas = 4.73E+02 kg/m2
cs        = 8.44E+02 m/s
rho_gas   = 4.45E-08 kg/m3
P_gas     = 3.17E-02 Pa
H/R       = 2.83E-02
Currently  15 grain(s) in the disc.
---------10%---------20%---------30%---------40%---------50%---------60%---------70%---------80%---------90%---------100%
```

FIGURE 3.4 – Exemple de l'exécution du code ENDGAME.

CHAPITRE 4

EFFETS DES LIGNES DE GEL SUR LES PIÈGES À POUSSIÈRE AUTO-INDUITS

"We used to look up at the sky and wonder at our place in the stars. Now we just look down, and worry about our place in the dirt."

Cooper - Interstellar

"Honey ? Where's my super suit ?"

Frozone - The Incredibles

Le mécanisme des pièges à poussière auto-induits (cf. section 1.3.3) offre une solution élégante et satisfaisante aux barrières de formation planétaire (Gonzalez et al., 2017a), puisqu'il ne nécessite pas de conditions *ad hoc* pour se produire. Plus précisément, les auteurs ont montré que ce mécanisme repose sur 3 ingrédients principaux que l'on retrouve naturellement au sein des disques :

(*i*) La rétroaction de la poussière sur le gaz.

(*ii*) La croissance et la fragmentation de la poussière.

(*iii*) La présence de gradients à l'échelle globale du disque.

La présence de tels gradients (pression, densité, température), implique également la présence de lignes de gel dans les disques, où une espèce volatile donnée va changer d'état entre sa phase gazeuse et sa phase solide. Dans les conditions des disques (milieu dilué), la phase liquide du diagramme des phases n'est pas atteinte. Les lignes de gel ont historiquement été liées aux processus de formation planétaire, plus particulièrement pour celle de l'eau (Okuzumi et al., 2012; Ida and Guillot, 2016; Matthews, 2016; Drążkowska and Alibert, 2017; Ribas et al., 2018; Fernandes et al., 2019), qui se situe à quelques unités astronomiques de l'étoile typiquement (Podolak and Zucker, 2004). Pour des systèmes situés à quelques centaines de parsecs, la ligne de gel de l'eau est malheureusement trop proche de l'étoile pour pouvoir être détectée avec la résolution actuelle des télescopes les plus puissants, ce qui rend les études citées précédemment difficiles à confirmer. Notons cependant que l'instrument MATISSE, installé depuis 2018 sur l'interféromètre du Very Large Telescope (VLT) au Chili commence à atteindre les résolutions angulaires requises pour résoudre les parties internes des disques. La résolution à laquelle nous avons accès de manière systématique est cependant capable de détecter des lignes de gel correspondant à des espèces qui se subliment à de plus faibles températures, comme par exemple le monoxyde de carbon (CO), où $T_{\rm subl} \sim 20$ K (Mathews et al., 2013). De telles observations ont été conduites relativement récemment (Qi et al., 2015; Guidi et al., 2016; Macías et al., 2017; Pinte et al., 2018a; van 't Hoff, 2018), et ont menées à la détection de lignes de gel de CO à des distances de quelques dizaines à une centaine d'ua de l'étoile. Là où les effets de la ligne de gel de l'eau sur la poussière semblent être bien compris, il n'en est pas de même pour la ligne de gel de CO, qui a un effet

encore trop énigmatique sur la dynamique et la croissance de la poussière. Dans l'espoir d'améliorer notre compréhension des processus de formation planétaire, nous avons besoin de mieux comprendre l'impact des lignes de gel au sens général sur l'évolution de la poussière. Ce chapitre est destiné à une telle étude. Pour ce faire, nous utilisons les codes Lyonsph et Endgame en simulant le modèle de disque 'Steep' sur une grande plage de paramètres, afin de donner une vue d'ensemble des effets possibles d'une ligne de gel sur la dynamique et la croissance de la poussière.

La ligne de gel de CO et ses potentiels effets sur la poussière sont également étudiés plus en détail en section 4.5. La majeure partie des résultats présentés dans ce chapitre a été publiée dans Vericel and Gonzalez (2020).

4.1 Mise en bouche

4.1.1 Calculs préliminaires

En accord avec la section 2.8.1, les lignes de gel ont 3 effets principaux sur la poussière (en négligeant la diffusion) :

(*i*) La condensation.

(*ii*) La sublimation.

(*iii*) Le changement de propriétés de collage.

En premier lieu, nous voulons mesurer leurs effets relatifs sur l'évolution de la poussière. Pour cela, nous utilisons le code Endgame, qui peut calculer le mouvement radial de la poussière avec les équations de la condensation et de la sublimation à l'interface d'une ligne de gel (cf. section 3.10 et annexe A). Plus précisément, pour la condensation on a un changement de taille (cf. equation 2.188) :

$$s_j = s_i \left[1 + \left(\frac{\rho_{\mathrm{g},j}}{\rho_{\mathrm{d},i}}\right)\left(\frac{\rho_i}{\rho_j}\right)\right]^{1/3}, \tag{4.1}$$

$$= s_i \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_j}{\varepsilon}\right)\left(\frac{\rho_i}{\rho_j}\right)\right]^{1/3}, \tag{4.2}$$

où $\varepsilon_j \equiv \rho_{\mathrm{g},j}/\rho_{\mathrm{g}}$ est la fraction gazeuse d'espèce j et ε est le rapport poussière/gaz usuel. Pour la sublimation, on a également un changement de taille (cf. equation 2.194) :

$$s_i = s_j \left(\frac{\rho_j\,(1-\xi)}{\rho_i \xi + \rho_j\,(1-\xi)}\right)^{1/3}, \tag{4.3}$$

où ξ est la fraction massique de l'espèce volatile considérée qui se sublime depuis la surface des grains.

Pour mesurer les effets de ces mécanismes sur la poussière, nous simulons le disque 'Steep', dans lequel nous utilisons une ligne de gel à 100 ua. Les propriétés de collages sont représentées en utilisant $V_{\mathrm{fragin}} = 5$ m.s^{-1} et $V_{\mathrm{fragout}} = 15$ m.s^{-1}. Les grains à l'extérieur de la ligne de gel sont composés de deux espèces i et j qui sont considérées de même densité intrinsèque, égale à 1000 kg.m^{-3}, ce qui correspond approximativement à de la glace d'eau. Pour des densités intrinsèques différentes, la densité intrinsèque moyenne des grains évoluerait également lors de la condensation et de la sublimation (cf. section 2.8.1). Nous décidons de suivre l'évolution d'une particule avec une taille initiale $s_i = 10$ μm à une distance initiale $r_i = 200$ ua pour différentes valeurs de ξ (voir figure 4.1).

Sans diffusion, la poussière dérive dans la plupart des cas vers l'étoile [1], ce qui les amène à ne jamais ressentir les effets de la condensation. Avant d'atteindre la ligne de gel, tous les grains suivent la même trajectoire, qui consiste à grossir et dériver librement jusqu'à 180 ua, là où

1. Les seuls cas où la poussière peut s'éloigner de l'étoile correspondent à des gradients de pression positifs.

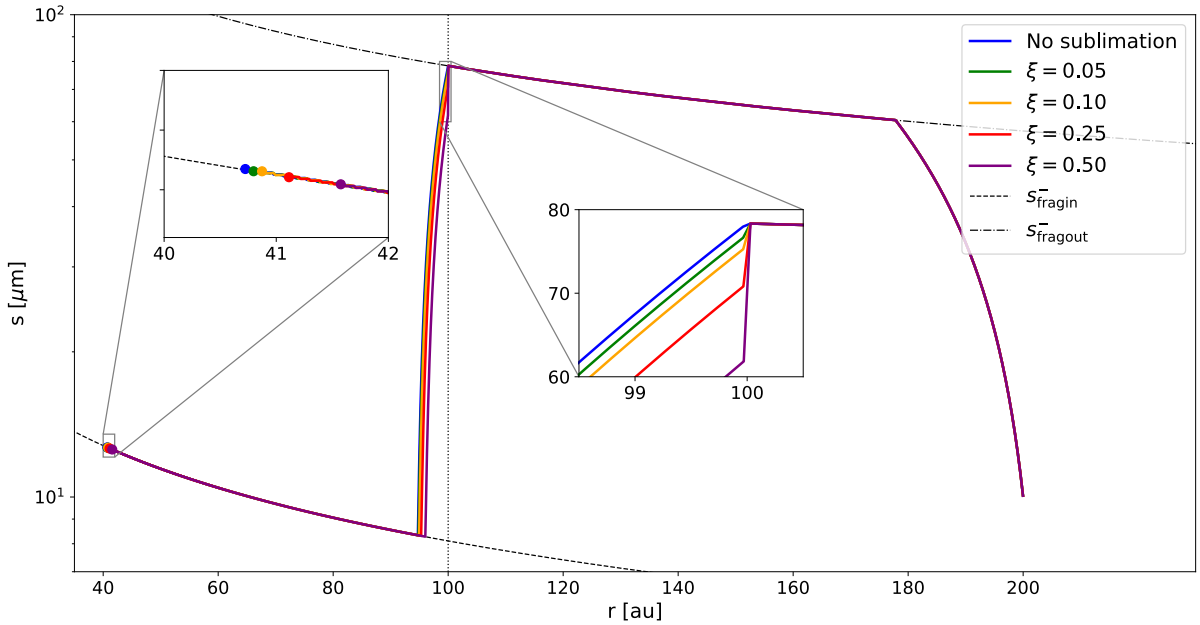


FIGURE 4.1 – Trajectoire dans le plan (r, s) de 5 particules avec des fractions de masse volatile ξ différentes après 500 kans. La ligne de gel est représentée avec les pointillés verticaux à 100 ua, avec $V_{\rm fragin} = 5$ m.s^{-1} et $V_{\rm fragout} = 15$ m.s^{-1}. Nous avons utilisé $\alpha = 0.01$. Les tailles limites de fragmentation internes et externes sont tracées en tirets et tirets-pointillés noirs respectivement. Les points représentent l'état final des particules, où l'on a zoomé plus particulièrement pour discerner leurs différences. Un autre zoom se place à la ligne de gel, là où les effets de la sublimation opèrent.

$V_{\rm rel} = V_{\rm fragout}$. Dès lors, ils grossissent moins rapidement car leur vitesse relative est en équilibre avec la vitesse de fragmentation externe. Plus précisément, en égalisant la vitesse relative à la vitesse de fragmentation, on a :

$$\sqrt{2\tilde{\alpha}}c_{\rm s}\frac{\sqrt{\rm St}}{1+{\rm St}} = V_{\rm frag}, \tag{4.4}$$

où $\tilde{\alpha} = 2^{1/2}{\rm Ro}\alpha$. On trouve finalement une équation du second degré en St, tel que :

$$\mathrm{St}^2 + 2\left(1 - \frac{\tilde{\alpha}c_{\rm s}^2}{V_{\rm frag}^2}\right)\mathrm{St} + 1 = 0. \tag{4.5}$$

Il existe deux solutions qui sont (Gonzalez et al., 2017a) :

$$s^{\pm}_{\rm frag} \propto \left(\frac{\tilde{\alpha}c_{\rm s}^2}{V_{\rm frag}^2} - 1 \pm \frac{\sqrt{\tilde{\alpha}}c_{\rm s}}{V_{\rm frag}}\sqrt{\frac{\tilde{\alpha}c_{\rm s}^2}{V_{\rm frag}^2} - 2}\right), \tag{4.6}$$

où '-' correspond aux particules à St < 1 et '+' à l'inverse. Les évolutions de $s^-_{\rm fragin}$ et $s^-_{\rm fragout}$ sont ajoutées en figure 4.1 (tirets et tirets-pointillés noirs), et l'on constate que les grains dans le disque externe suivent exactement la trajectoire définie par $s^-_{\rm fragout}$. Après avoir croisé la ligne de gel à 100 ua, ils subissent d'une part la sublimation qui diminue leur taille d'autant plus que ξ est élevé, et d'autre part ils entrent dans une zone où la vitesse de fragmentation est plus faible. Ils fragmentent alors complètement jusqu'à la taille limite $s^-_{\rm fragin}$ et dérivent plus lentement vers l'étoile tout en croissant.

La différence de trajectoire entre un grain qui ne subit pas de sublimation (bleu) et un grain qui perd 50% de sa masse résulte donc en une différence radiale de moins de 1 ua après 500 kans, ce qui montre que le changement de taille par sublimation est largement négligeable par rapport aux effets du changement des propriétés de collage.

Nous négligerons ce processus dans les simulation globales SPH et ne représenterons que le changement de vitesse de fragmentation de part et d'autre de la ligne de gel.

4.1.2 Setup numérique

Nous utilisons le code 3D Lyonsph, dans lequel j'ai incorporé le changement de vitesse de fragmentation de part et d'autre de la ligne de gel, que l'on place à une position fixe : $r_{\rm snow}$.

Nous modélisons un disque de 0.01 $M_\odot$, orbitant autour d'une étoile T-Tauri Classique de 1 $M_\odot$. Nous plaçons initialement 200k particules représentant le disque de gaz avec une loi de puissance sur la densité de surface suivant l'equation 2.71 ($p = 1$). La température est verticalement isotherme et est également fixée par une loi de puissance suivant l'équation 2.72 ($q = 1/2$).

Le gaz évolue librement pendant 15 orbites à 100 ua ($\sim$ 15 kans) afin d'atteindre un état stationnaire plus physique, à la suite de quoi nous injectons le même nombre de particules de poussière tel que le rapport poussière/gaz initial est uniforme et égal à 0.01.

Les grains ont une taille initiale de 10 μm et peuvent grossir ou fragmenter en accord avec les lois décrites en section 2.7. Nous utilisons plus particulièrement le modèle de fragmentation dit 'dur'. Nous limitons la fragmentation à une taille minimale de 10 μm afin d'éviter aux petits grains de trop réduire le pas de temps (voir discussion dans Laibe et al. (2008) et section 3.5.1). Les particules sont supprimées de la simulation lorsqu'elles s'échappent à des distances $r > 400$ ua, afin d'éviter des ralentissements parasites. La viscosité artificielle est ajustée pour reproduire un paramètre α de Shakura and Sunyaev (1973) de 0.01, c'est à dire en utilisant $\alpha_{\rm AV} = 0.1$ et $\beta_{\rm AV} = 0.5$.

Les simulations produites pour ce chapitre sont présentées dans la table 4.1. La nomenclature suivie est 'S' suivie de la position de la ligne de gel en ua, puis 'V' suivie des vitesses de fragmentation interne et externe. Pour respecter les valeurs expérimentales de $V_{\rm frag}$, nous nous sommes restreint à la plage $1 - 15$ m.s^{-1}. Nous avons testé la possibilité d'une ligne de gel allant de 15 à 200 ua, c.à.d s'étendant sur la quasi totalité du disque.

4.2 Piège à poussière sans ligne de gel

Afin de mesurer les effets de la présence d'une ligne de gel, commençons par décrire le comportement nominal du disque, que l'on désignera comme simulation de référence pour les comparaisons à venir. Nous choisissons $V_{\rm frag} = 15$ m.s^{-1}, qui correspond à des grains majoritairement composés de glace d'eau. Cette simulation, que l'on appelle SV15, est décrite en détail dans Gonzalez et al. (2017a) et est reproduite avec les figures 4.2 et 4.3. Notons les quelques anneaux observés sur le premier panneau de la figure 4.3, qui sont la conséquence d'une instabilité baroclinique causant la formation de vortex toroïdaux dans le gaz, et par conséquent quelques anneaux dans la poussière (Lorén-Aguilar and Bate, 2015, 2016). Cette instabilité, qui se produit lorsque la poussière est très couplée au gaz et lorsque le rapport poussière/gaz est faible, disparaît dans nos simulations bien avant l'apparition des pièges à poussière, notamment grâce à la sédimentation verticale et à la croissance.

Dans cette simulation, une sur-densité de poussière commence à se former aux alentours de 200 ua à 80 kans du fait de la sédimentation verticale et de la dérive radiale des grains dans le disque externe. L'augmentation du rapport poussière/gaz freine efficacement la dérive de la poussière, qui acquiert la possibilité d'atteindre et de dépasser un nombre de Stokes de 1 relativement loin de l'étoile ($\sim$ 100 ua). En conséquence, les grains les plus découplés freinent leur vitesse radiale, créant ainsi un 'bouchon' [2] pour les particules venant de l'extérieur du disque. Ceci accentue encore plus la concentration de la poussière. Avec de tels découplages et rapports poussière/gaz, la rétroaction est capable de tirer le gaz vers l'extérieur et crée un maximum de pression local

2. 'Traffic jam' en Anglais.

Label	r_{snow} [ua]	V_{fragin} [m s^{-1}]	V_{fragout} [m s^{-1}]	$\frac{V_{\text{fragin}}}{V_{\text{fragout}}}$	Figures
SV15	∅	15	15	1	4.2, 4.3, 4.12, 4.30
S15V5-15	15	5	15	1/3	4.7, 4.8, 4.9, 4.11, 4.30
S30V5-15	30	5	15	1/3	4.9, 4.10, 4.11, 4.15, 4.30
S40V5-15	40	5	15	1/3	4.9, 4.10, 4.11, 4.15, 4.30
S50V1-15	50	1	15	1/15	4.28, 4.30
S50V3-15	50	3	15	1/5	4.28, 4.30
S50V5-15	50	5	15	1/3	4.9, 4.10, 4.11, 4.15, 4.28, 4.30
S50V10-15	50	10	15	2/3	4.28, 4.30
S50V15-10	50	13	10	3/2	4.28, 4.30
S50V15-5	50	15	5	3	4.28, 4.30
SS75V5-15	75	5	15	1/3	4.9, 4.10, 4.11, 4.30
S100V1-15	100	1	15	1/15	4.4, 4.5, 4.6, 4.17, 4.18, 4.19, 4.28, 4.30
S100V3-15	100	3	15	1/5	4.17, 4.18, 4.19, 4.28, 4.30
S100V5-15	100	5	15	1/3	4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11, 4.17, 4.18, 4.19, 4.28, 4.30
S100V10-15	100	10	15	2/3	4.17, 4.18, 4.19, 4.20, 4.28, 4.30
S100V15-5	100	5	5	3	4.17, 4.18, 4.23, 4.24, 4.25, 4.28, 4.30
S100V15-10	100	1	15	3/2	4.17, 4.18, 4.23, 4.28, 4.30
S150V3-15	150	3	15	1/5	4.30
S150V5-15	150	5	15	1/3	4.30
S150V12-15	150	12	15	4/5	4.30
S150V15-10	150	15	10	3/2	4.30
S200V1-15	200	1	15	1/15	4.30
S200V5-15	200	5	15	1/3	4.7, 4.8, 4.9, 4.30

TABLE 4.1 – Les simulations produites pour ce chapitre.

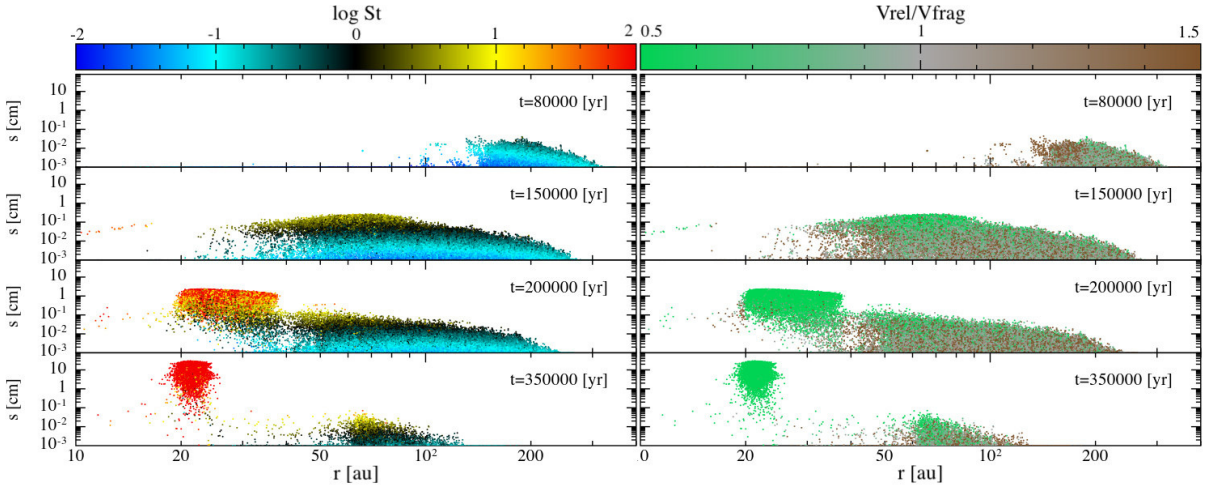


FIGURE 4.2 – Évolution de la taille de la poussière en fonction de leur distance à l'étoile pour la simulation référence sans ligne de gel SV15 pour t=80, 150, 200 et 350 kans. Le panneau de gauche est coloré par le nombre de Stokes tandis que celui de droite est coloré par le rapport entre la vitesse relative et la vitesse de fragmentation.

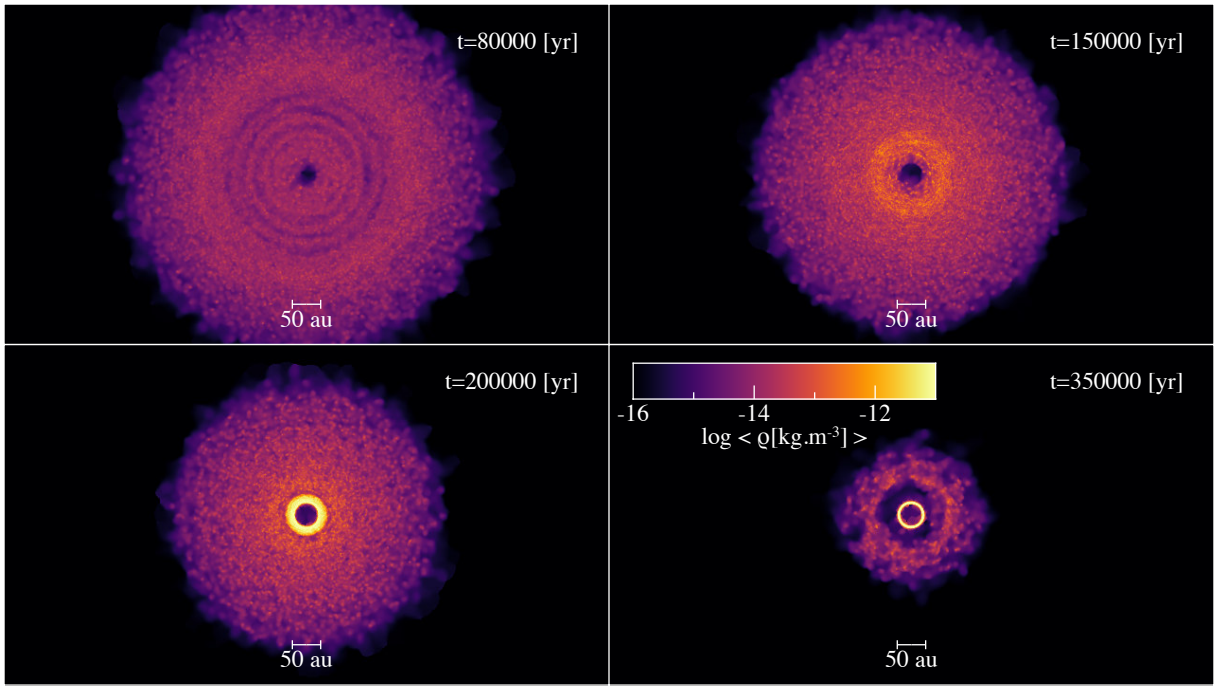


FIGURE 4.3 – Vue de dessus du champ de densité de poussière pour la simulation SV15 à t=80, 150, 200 et 350 kans (identique aux panneaux de la figure 4.2).

dans le disque, là où la poussière s'arrête finalement de dériver.

Le piège à poussière final est dense, statique et se situe aux environs de 20 ua de l'étoile sous la forme d'un anneau relativement axisymétrique. Il est composé de galets de tailles comprises entre le cm et le m qui sont largement découplés du gaz.

4.3 Mécanisme type

Passons maintenant aux simulations incorporant une ligne de gel. Les études de celle de l'eau ont montré que la grande différence de propriétés de collage entre les silicates et la glace (1 et 15 m.s^{-1} respectivement) permettait de créer un freinage efficace de la poussière à la ligne de gel et de créer une concentration de poussière à cet endroit spécifique (Armitage et al., 2016; Drążkowska and Alibert, 2017; Schoonenberg and Ormel, 2017). En utilisant les mêmes vitesses de fragmentation interne et externe, ce mécanisme type est également observé dans nos simulations, même lorsque la ligne de gel est plus éloignée de l'étoile, à 100 ua (figures 4.4, 4.5 et 4.6).

Pendant les 80000 premières années, les grains dans les régions externes peuvent grossir et dérivent vers l'étoile du fait de la grande vitesse de fragmentation (panneau du haut de la figure 4.4). Les grains dans le disque interne, eux, ne peuvent pas grossir à cause de la vitesse de fragmentation interne qui est très peu permissive sur la croissance. Les vitesses relatives dans cette zone sont toujours supérieures à 1 m.s^{-1}. Lorsque les grains situés dans les régions externes atteignent des tailles millimétriques (St $\sim$ 1), ils croisent la ligne de gel vers l'intérieur et entrent dans une zone où la vitesse de fragmentation est 15 fois plus faible. En conséquence, les grains passent d'un régime de croissance à un régime de fragmentation et retournent vers des plus petites tailles. Lors de ce processus, leur nombre de Stokes décroît jusqu'à un ordre de grandeur, ce qui diminue leur vitesse de dérive radiale (panneau du milieu, cf. equation 2.146). En conséquence, la poussière freine aux alentours de la ligne de gel et se concentre spatialement, ce qui augmente le rapport poussière/gaz local (panneau du bas). La rétroaction de la poussière devient également plus importante et permet de tirer le gaz vers l'extérieur (figure 4.5 et equation 2.153). Le gaz se voit alors former un maximum de pression local, c.à.d un piège à poussière auto-induit à proximité de $r_{\rm snow}$. Ce piège continue de concentrer les grains à cette position particulière et leur permet de grossir lentement sans dériver (panneau de droite de la figure 4.4). Notons que l'accrétion du gaz

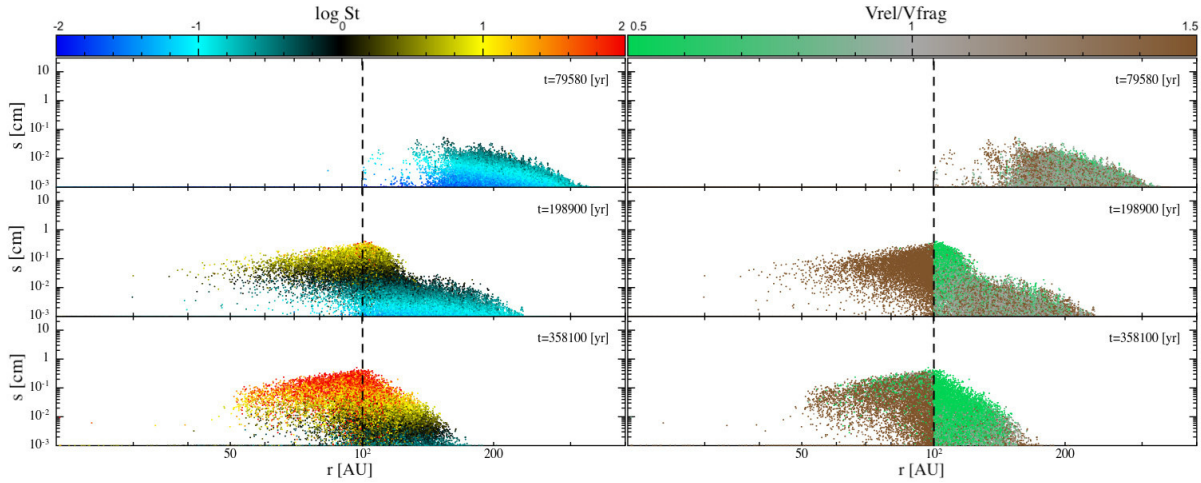


FIGURE 4.4 – Évolution de la taille de la poussière en fonction de leur distance à l'étoile pour la simulation S100V1-15 à t=80, 200 et 360 kans. Le panneau de gauche est coloré avec le nombre de Stokes, tandis que celui de droite par le rapport $V_{\rm rel}/V_{\rm frag}$ local. La ligne de gel est indiquée par la ligne en tirets noirs à 100 ua.

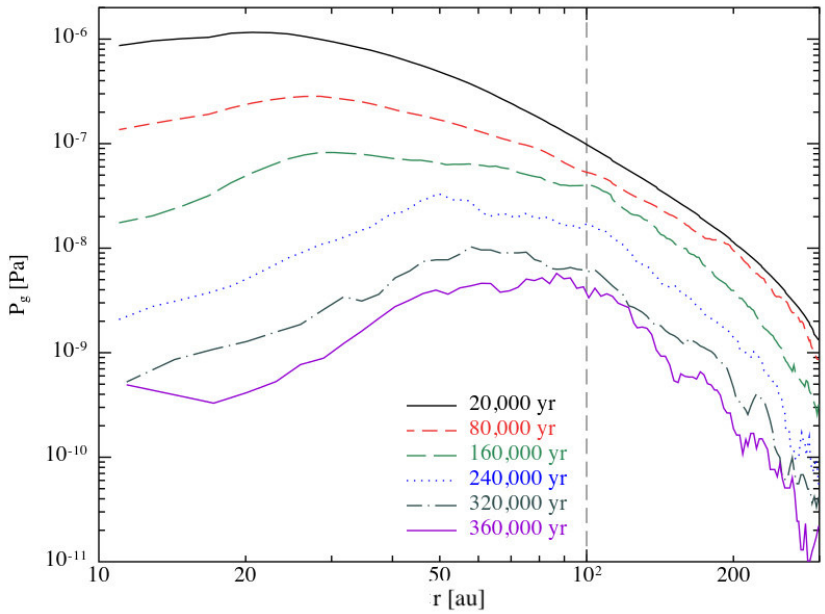


FIGURE 4.5 – Évolution du profil de pression du gaz pour la simulation S100V1-15 à 6 temps différents entre 20 et 360 kans. La ligne de gel est représentée à 100 ua par la ligne en tiret gris.

par l'étoile fait diminuer la pression graduellement, ce qui contribue également au découplage de la poussière notamment vers la fin de la simulation ($\sim 350 - 400$ kans).

La configuration que l'on vient d'étudier, c.à.d une grande différence de propriétés de collage et une ligne de gel éloignée de l'étoile affecte fortement l'évolution de la poussière, car le nombre de Stokes des grains est typiquement de 1 aux alentours de la ligne de gel. Cela signifie qu'ils ont la dérive radiale la plus rapide et la croissance (si $V_{\rm rel} < V_{\rm frag}$) ou la fragmentation (si $V_{\rm rel} > V_{\rm frag}$) la plus efficace.

Notre but est de comprendre sous quelles conditions un piège à poussière auto-induit se forme autour d'une ligne de gel, c.à.d pour quel ensemble de valeurs de $V_{\rm fragin}$, $V_{\rm fragout}$ et $r_{\rm snow}$. Dans les cas de figure où une telle correlation n'est pas remarquée, nous en analysons également les raisons.

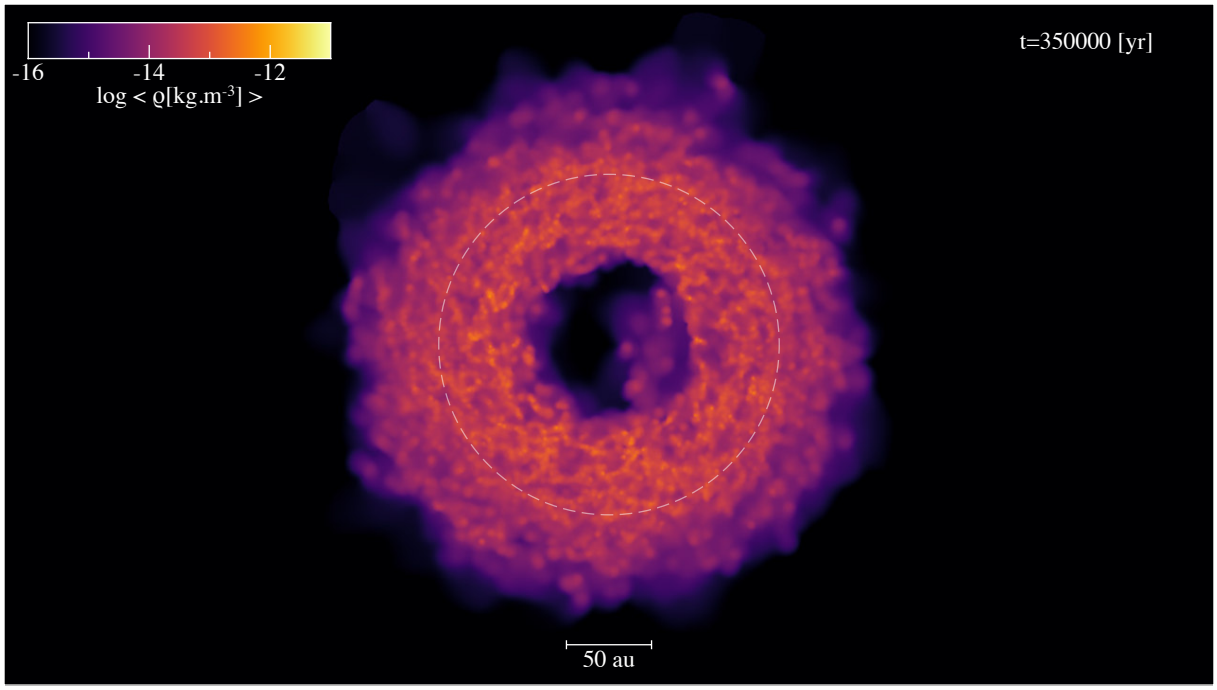


FIGURE 4.6 – Vue de dessus du champ de densité de poussière pour la simulation S100V1-15 à t=350 kans. La ligne de gel est indiquée par le cercle en tirets gris.

4.4 Effet de la position d'une ligne de gel

Pour commencer, nous fixons les vitesses de fragmentation pour comprendre l'impact de la position de la ligne de gel. Ceci nous permet de découpler les potentiels effets mutuels de $r_{\rm snow}$ et $V_{\rm fragin,out}$. Dans la suite, nous ferons référence à la discontinuité de vitesses de fragmentation par le rapport $V_{\rm fragin}/V_{\rm fragout}$. Même si cela s'avère utile pour classifier nos simulations, ce rapport est dégénéré et doit être utilisé avec des valeurs physiques de vitesses de fragmentation. Nous discuterons plus en détail de ce choix en section 4.8. Dans toute cette section, nous choisissons un rapport de 1/3, correspondant à $V_{\rm fragin} = 5$ m.s^{-1} et $V_{\rm fragout} = 15$ m.s^{-1}. Nous désignerons les simulations uniquement par la distance de leur ligne de gel, par exemple 'S100' pour S100V5-15.

4.4.1 3 scénarios

En figures 4.7 et 4.8 sont montrées les distributions de tailles et de densité à 350 kans pour 3 différentes simulations : S15, S100 et S200. Ces simulations ont 3 états finaux largement différents : un piège à poussière auto-induit formé comme si la ligne de gel n'était pas là (S15, similaire à la section 4.2) ; un piège à poussière qui est formé de la ligne de gel jusqu'à environ 60 ua (S100) ; et une absence de piège à poussière avec uniquement des petits grains dans tout le disque (S200). Ces 3 comportements correspondent à 3 scénarios d'évolution.

(*i*) La ligne de gel est proche de l'étoile (15 ua, panneau du haut) : le piège à poussière se forme à l'extérieur de la ligne de gel aux environs de 20 ua comme démontré par Gonzalez et al. (2017a) et montré en section 4.2. Dans ce cas, la ligne de gel n'a aucun effet, puisque les grains qui forment le piège n'entrent jamais dans la zone ou la vitesse de fragmentation est plus faible.

(*ii*) La ligne de gel est à une distance intermédiaire de l'étoile (100 ua, panneau du milieu) : la poussière subit la même évolution que dans la simulation S100V1-15 (section 4.3) et une partie significative est piégée aux alentours de la ligne de gel. Cependant, la discontinuité est moins importante que dans la simulation S100V1-15, ce qui fait qu'une plus grande masse de poussière continue à légèrement dériver vers l'intérieur, jusqu'à une distance de ~ 40 ua.

(*iii*) La ligne de gel est éloignée de l'étoile (200 ua, panneau du bas) : la poussière atteint une zone de faible vitesse de fragmentation très tôt dans son histoire et n'est pas encore assez dense

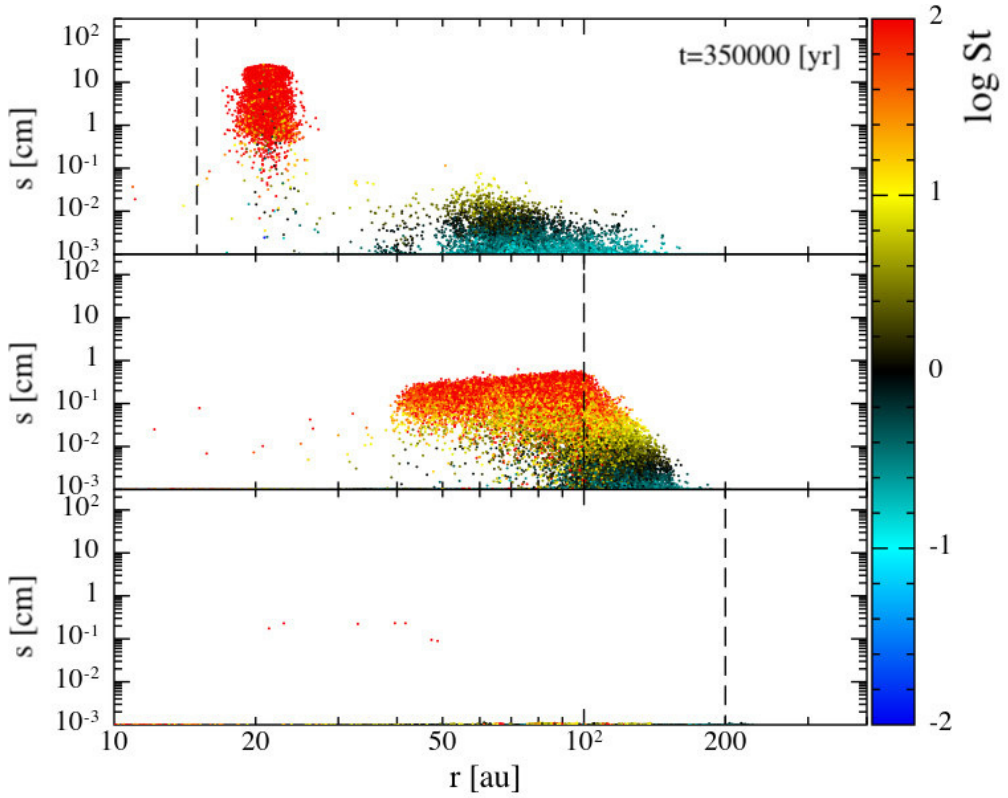


FIGURE 4.7 – Distribution de taille de la poussière en fonction de leur distance à l'étoile après 350 kans pour les simulation S15, S100 et S200 ayant la même discontinuité $V_{\text{fragin}}/V_{\text{fragout}} = 1/3$. La couleur représente le nombre de Stokes et les lignes en tirets noirs représentent la position de la ligne de gel pour chaque simulation.

spatialement pour grossir efficacement et déclencher la formation d'une concentration. À la place, la poussière dans les régions externes grossit pendant une courte période, commence à dériver et fragmente aussitôt qu'elle atteint la ligne de gel, sans être capable de continuer après cela.

4.4.2 Correlation piège-ligne de gel

Le régime où la poussière est soit piégée à la ligne de gel soit forme une structure qui s'étend de la ligne de gel vers l'intérieur du disque est des plus intéressant, puisqu'il donne une correlation entre deux observables. En figure 4.9, nous comparons l'état final de 7 simulations, dont 5 d'entres elles se trouvent dans ce régime. Ces simulations balayent plus finement le paramètre r_{snow} (S30, S40, S50, S75 et S100) et résultent en une catégorie similaire de structures de poussière. Pour ces simulations, le maximum de pression créé suit méthodiquement la position de la ligne de gel, ce qui est également remarqué dans les profils de taille associés. De plus, la hauteur de ces maximums semble corrélée avec la position de la ligne de gel. Nous observons une tendance où le maximum de pression est d'autant plus grand que la ligne de gel est proche de l'étoile. En effet, la concentration de poussière commence à se former dans le disque externe et dérive en direction de l'étoile en collectant la poussière sur son passage, augmentant d'autant plus sa masse et densité spatiale. L'arrêt soudain de la dérive par la présence de la ligne de gel empêche alors la concentration de poussière de s'enrichir, de ce fait limitant le reservoir de poussière et par extension l'intensité de la rétroaction appliquée sur le gaz. Pour S100, la correlation entre la taille et le maximum de pression n'est pas si évident. Dans ce cas là, la ligne de gel a plutôt pour effet de former un anneau étendu radialement sur plusieurs dizaines d'ua à partir de la ligne de gel vers l'intérieur et contenant des tailles millimétriques. Cette simulation, en comparaison à S100V1-15 présentée en section 4.3, indique qu'un rapport de vitesse de fragmentation proche de 1 est moins efficace à piéger la poussière à une telle distance. Nous avons également ajouté S15 et S200 à titre comparatif, et où la poussière n'est pas corrélée avec la ligne de gel.

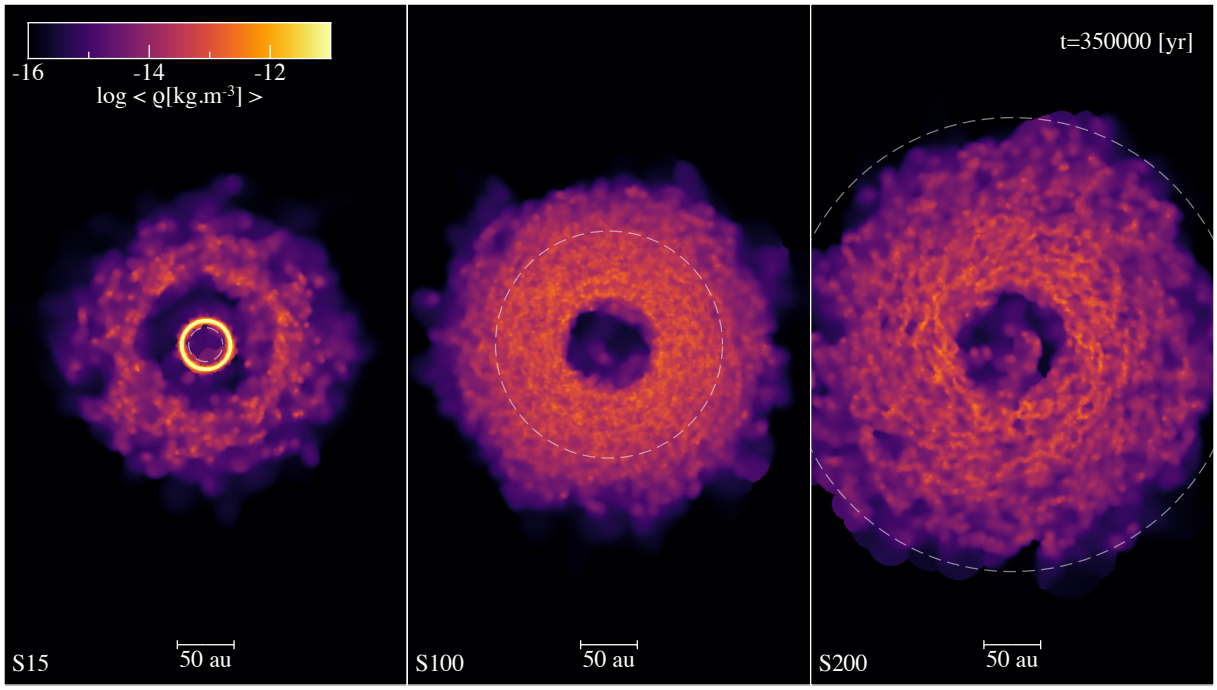


FIGURE 4.8 – Vue de dessus du champ de densité de poussière pour les simulations S15, S100 et S200 après 350 kans. La ligne de gel est indiquée pour chaque panneau avec un cercle en tirets gris.

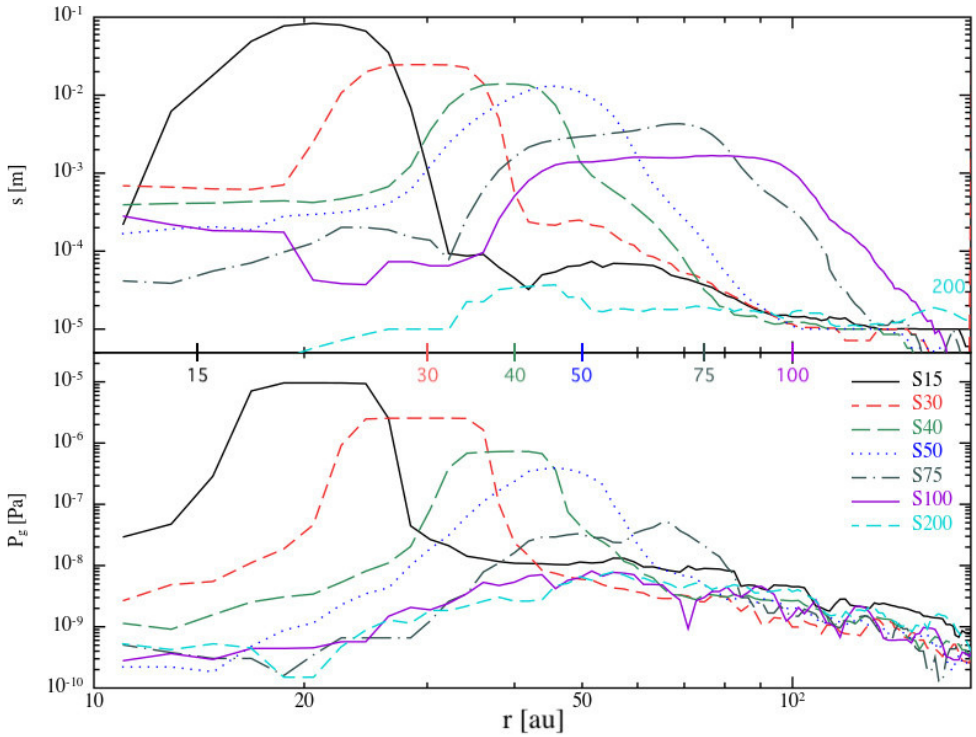


FIGURE 4.9 – Profils radiaux de taille (haut) et de pression (bas) pour les simulations S15, S30, S40, S50, S75, S100 et S200 à 400 kans.

Afin de s'intéresser plus en détail à l'effet de la ligne de gel avec la distance à l'étoile, la figure 4.10 montre le degré de correlation entre les concentrations de poussière et les lignes de gel pour les simulations S30, S40, S50, S75 et S100. Pour ce faire, nous identifions la position du piège r_{trap} par deux méthodes différentes : la densité de surface de la poussière et sa taille, telles que

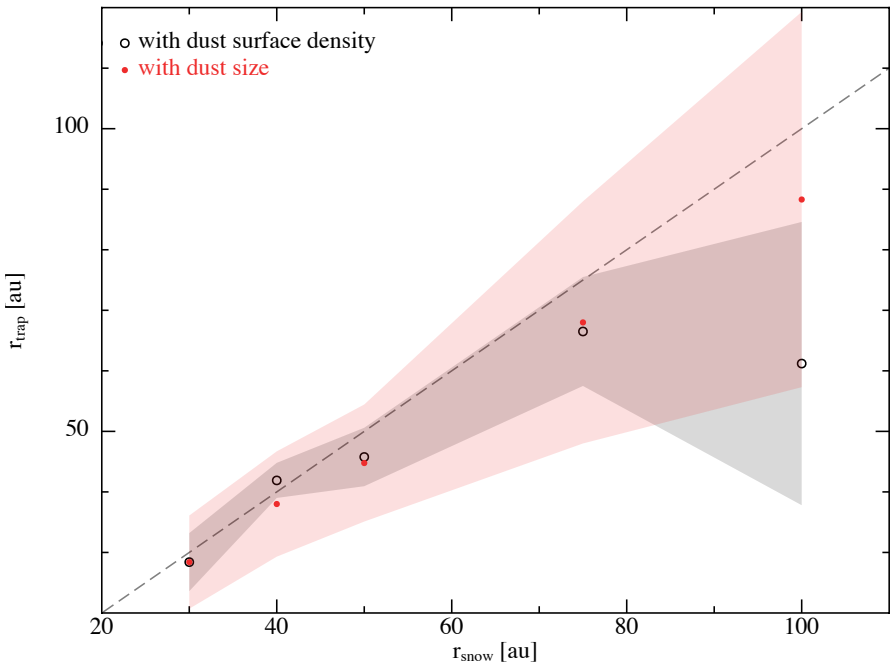


FIGURE 4.10 – Position du piège à poussière en fonction de celle de la ligne de gel estimé par la taille (rouge) ou la densité de surface (noir) après 350 kans pour les simulations S30, S40, S50, S75 et S100. La ligne en tirets gris représente l'égalité $r_{\rm trap} = r_{\rm snow}$, correspondante à une corrélation parfaite. Les régions colorées représentent l'épaisseur des pièges et sont estimées là où la variable considérée (s ou $\Sigma_{\rm d}$) diminue de moitié par rapport à son maximum.

$$\begin{cases} \left(\dfrac{\partial \Sigma_{\rm d}}{\partial r}\right)_{r_{\rm trap}} = 0 & \text{, par la densité de surface,} \\ \left(\dfrac{\partial s}{\partial r}\right)_{r_{\rm trap}} = 0 & \text{, par la taille.} \end{cases} \tag{4.7}$$

Leurs incertitudes sont estimées en prenant la largeur correspondante à une décroissance de 50% par rapport aux maximums. Pour S30, S40, S50 et S75, n'importe quelle méthode montre qu'une correlation se situe dans les barres d'erreurs. Pour S100, il y a une différence entre la méthode par densité de surface et celle par taille. La méthode par taille semble donner une bonne correlation avec la ligne de gel, comme observé en figure 4.9 (panneau du haut). Cependant, la densité de surface atteint un maximum aux alentours de 60 ua. Ceci et le fait que la largeur des incertitudes augmente avec la distance à l'étoile semblent confirmer que la concentration de la poussière est d'autant plus dure à effectuer que la distance à l'étoile est grande. Une concentration de poussière éloignée de l'étoile exerce une rétroaction de plus faible amplitude sur le gaz, ce qui résulte en un maximum de pression moins important et plus large. Ceci est particulièrement vrai dans le cas où la ligne de gel se situe aux abords de la distance où le maximum de pression commence à se former. En effet, puisque la vitesse de dérive de la poussière est proportionnelle au gradient de pression, le temps caractéristique d'accumulation pour un maximum de pression plus plat est plus grand. En conséquence, les grains sont moins efficacement piégés et sont plus facilement capables de se déplacer à l'intérieur de la ligne de gel plus elle est éloignée de l'étoile. Pour un rapport de vitesse de fragmentation constant comme utilisé ici, cela signifie que les anneaux de poussière créés sont plus épais au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile (cf. figure 4.11).

4.4.3 Rétroaction et distance à l'étoile

La création d'un maximum de pression est intimement liée à l'effet de la rétroaction sur la structure du gaz (cf. section 2.6.1). La vitesse radiale du gaz dépend plus précisément d'une contribution visqueuse et d'une autre de friction due à la conservation de l'impulsion avec la poussière :

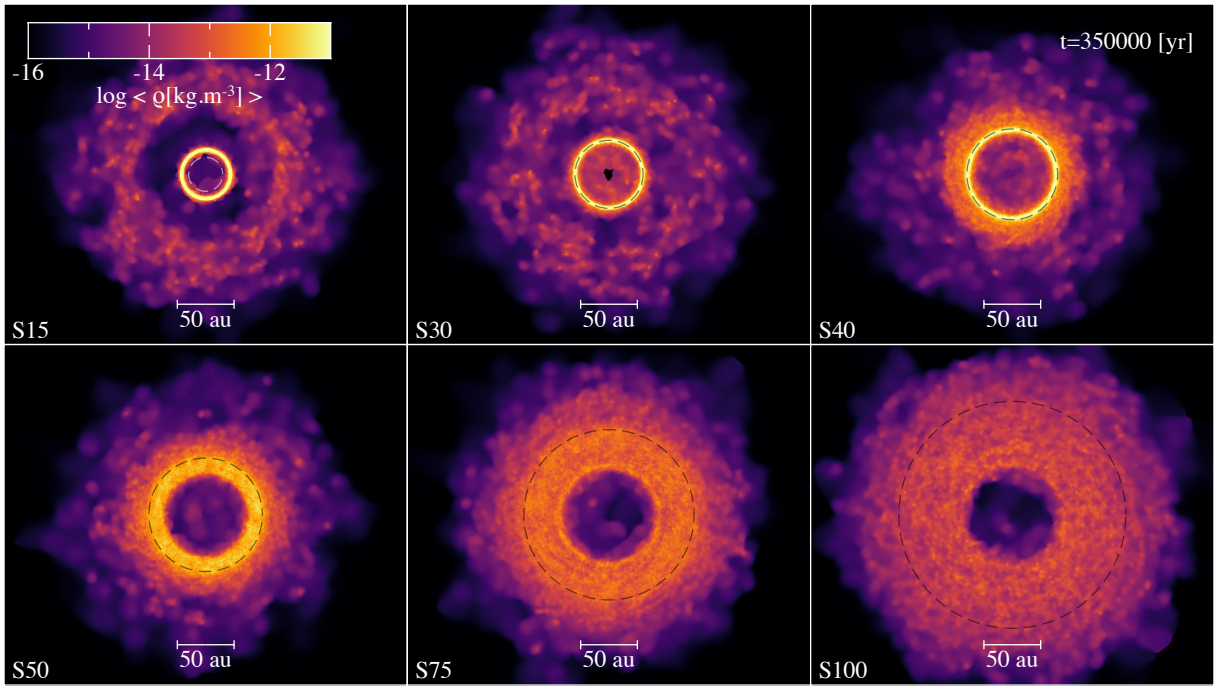


FIGURE 4.11 – Vue de dessus du champ de densité de poussière pour les simulations S15, S30, S40, S50, S75 et S100 après 350 kans. La ligne de gel est indiquée pour chaque panneau avec un cercle en tirets noirs, sauf pour S15 qui a un cercle en tirets gris pour plus de visibilité.

$$v_{\mathrm{g},r} = v_{\mathrm{g,drag}} + v_{\mathrm{g,visc}}, \tag{4.8}$$

qui, après quelques temps d'arrêt, peut s'exprimer comme (Gonzalez et al., 2017a,b) :

$$v_{\mathrm{g},r} = -\frac{\varepsilon \mathrm{St}}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}^2} \frac{1}{\Sigma_{\mathrm{g}}\Omega} \frac{\partial \left(c_{\mathrm{s}}^2 \Sigma_{\mathrm{g}}\right)}{\partial r} + \frac{1+\varepsilon+\mathrm{St}^2}{(1+\varepsilon)^2+\mathrm{St}^2} \frac{\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu \Sigma r^3 \frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r}\right)}{r\Sigma \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\Omega\right)}, \tag{4.9}$$

où les coefficients dépendants de ε et St sont similaires au cas stationnaire (cf. section 2.6.1).

Lorsque le rapport poussière/gaz augmente, la rétroaction a tendance à contrebalancer la viscosité en tentant de tirer le gaz vers l'extérieur du disque. Si on note l la longueur caractéristique sur laquelle les gradients de densité se développent dans le disque, la fréquence azimutale du gaz est estimée comme (Gonzalez et al., 2017a) :

$$\Omega \sim \Omega_{\mathrm{k}} \left(1 + \mathcal{O}\left(\frac{H^2}{rl}\right)\right). \tag{4.10}$$

Le gaz est dévié du profil képlérien lorsque un gradient se développe à une échelle $l \ll r$, c.à.d localement. Pour $l \sim r$, le gradient de pression est global et échoue à modifier le profil visqueux usuel, correspondant à une vitesse azimutale très légèrement sous-keplerienne.

Pour mesurer les effets de la rétroaction sur le gaz, nous définissons un paramètre sans dimension, x_{br}, qui mesure le rapport entre la contribution de friction et la contribution visqueuse sur la vitesse radiale du gaz :

$$x_{\mathrm{br}} \equiv \left| \frac{v_{\mathrm{g,drag}}}{v_{\mathrm{g,visc}}} \right|, \tag{4.11}$$

où $x_{\mathrm{br}} = 1$ correspond à la limite où la friction contrebalance exactement la contribution visqueuse ($v_{\mathrm{g},r} = 0$). Gonzalez et al. (2017a,b) estiment ce paramètre comme :

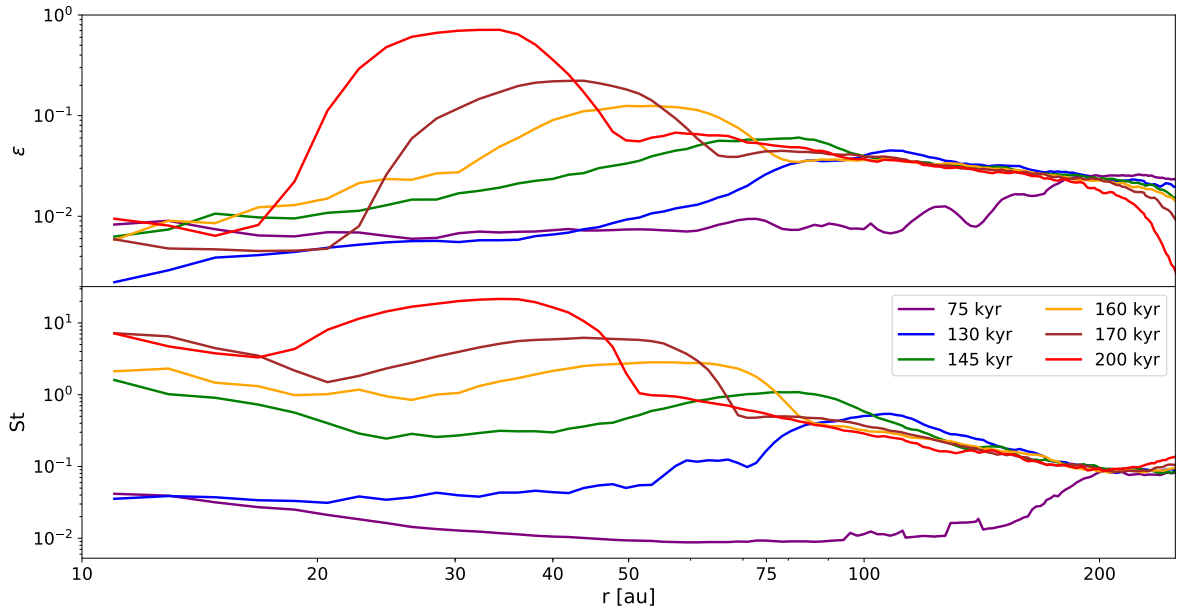


FIGURE 4.12 – Profils du rapport poussière/gaz (haut) et du nombre de Stokes (bas) pour la simulation SV15 lorsque la concentration de poussière atteint 200, 100, 75, 50, 40 et 30 ua.

$$x_{\rm br} \simeq \frac{\alpha^{-1}\varepsilon {\rm St}}{1+\varepsilon+{\rm St}^2}\frac{\min(r,l)^2}{rl} \tag{4.12}$$

ce qui, dans un disque où un maximum de pression ne s'est pas encore formé ($l \sim r$) s'estime plus simplement comme :

$$x_{\rm br} \simeq \frac{\alpha^{-1}\varepsilon {\rm St}}{1+\varepsilon+{\rm St}^2}. \tag{4.13}$$

Les effets de la position d'une ligne de gel sur la création d'un maximum de pression peuvent être quantifiés par le paramètre $x_{\rm br}$. Pour le mettre en pratique, nous traçons en figure 4.12 les profils du rapport poussière/gaz intégré verticalement et du nombre de Stokes dans le plan médian dans la simulation SV15 lorsque la concentration de poussière atteint différents paliers : 200, 100, 75, 50, 40 et 30 ua. En notant les valeurs des maximums de ε et de St pour chaque palier, nous estimons alors l'intensité de la rétroaction à ces distances à l'étoile (voir figure 4.13).

Le fait que la simulation S200 ne puisse pas former de piège s'explique donc simplement ici, puisque nous constatons que la contribution visqueuse de la vitesse radiale du gaz est bien supérieure à la contribution de friction ($x_{\rm br} \sim 0.2$) lorsque la concentration de poussière atteint 200 ua. Pour 100 et 75 ua, la rétroaction devient dominante par rapport à la viscosité, ce qui tend à modifier la structure du gaz. Cependant, pour 100 ua, $1 < x_{\rm br} < 2$, ce qui est insuffisant pour créer un maximum de pression bien défini (cf. figure 4.9). Pour 75 ua, on a $2 < x_{\rm br} < 3$, ce qui résulte en un maximum de pression plus défini que pour 100 ua (cf. figure 4.9). Finalement, pour 50, 40 et 30 ua, la rétroaction est encore plus dominante sur la viscosité, avec $x_{\rm br} \sim 4$, ce qui tend à former un maximum de pression encore plus efficacement.

Avec cette interprétation et la figure 4.13, nous estimons que $x_{\rm br} \gtrsim 2-3$ au moment où la concentration de la poussière croise la ligne de gel est nécessaire pour former un piège à la position de cette dernière. De plus, plus la rétroaction est efficace aux abords d'une ligne de gel ($x_{\rm br}$ grand), plus le maximum de pression et la concentration de poussière résultants seront importants.

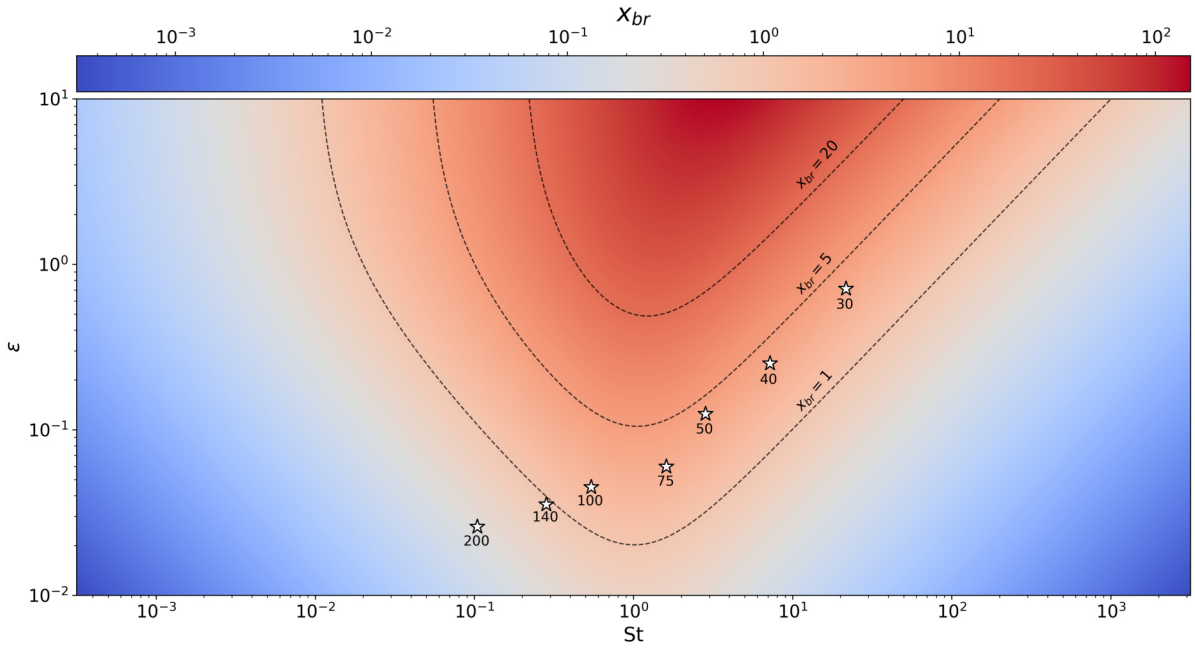


FIGURE 4.13 – Carte des valeurs de $x_{\rm br}$ en fonction du rapport poussière/gaz et du nombre de Stokes, pour $\alpha = 10^{-2}$. Les étoiles blanches à bordures noires représentent les valeurs de $x_{\rm br}$ au moment où la concentration de poussière atteint 200, 140, 100, 75, 50, 40 et 30 ua dans le disque Steep. Les courbes en tirets sont les contours pour $x_{\rm br} = 1$, 5 et 20.

Simulation	$r_{\rm bump}$ [ua]	$\varepsilon_{\rm max}$	ϕ	w [ua]
S30	30	4.5	20	9
S40	40	3	6	12
S50	50	2	5	12

TABLE 4.2 – Structures du gaz et du rapport poussière/gaz utilisées dans ENDGAME et établies à partir des profils des simulations S30, S40 et S50 à 350 kans.

4.4.4 Trajectoires de particules piégées

Comme on vient de le voir, les simulations S30, S40 et S50 produisent des maximums de pression bien établis aux lignes de gel. Pour chacune de ces simulations, nous décidons de suivre l'évolution d'une particule typique entre son injection ($\sim$ 15 kans) et 350 kans, temps quasi final de nos simulations. Nous souhaitons également comparer les trajectoires données par le code LYONSPH avec celles données par le code simplifié et unidimensionnel ENDGAME.

Pour ce faire, nous mettons en place dans ENDGAME de la croissance et de la fragmentation dans le modèle de disque Steep. Nous simulons également un excès de densité de gaz et de rapport poussière/gaz sous la forme d'une gaussienne centrée autour de $r_{\rm bump}$ (cf. section 3.10). Ces maximums locaux demandent 3 paramètres : la hauteur du maximum de densité ϕ (en unité de $\Sigma_{\rm g,0}$), la demie largeur à mi-hauteur w et la valeur maximale du rapport poussière/gaz $\varepsilon_{\rm max}$. Nous évaluons ces quantités avec les profils de $\Sigma_{\rm g}$ et de ε à 350 kans pour chaque simulation. Les résultats sont montrés en table 4.2 et en figure 4.14.

Les particules sélectionnées dans LYONSPH commencent toutes à la taille minimale (10 μm) et viennent du disque externe. Plus particulièrement, on a $r_i = 225$, 185 et 245 ua pour les simulations S50, S40 et S30 respectivement. Nous utilisons ces mêmes valeurs pour l'état initial de nos simulations avec ENDGAME. Le résultat de ces comparaisons est montré en figure 4.15.

Les états finaux entre les deux codes sont remarquablement similaires, à la fois en terme de distance à l'étoile et de taille. Leurs histoires sont néanmoins différentes. Les grains des deux

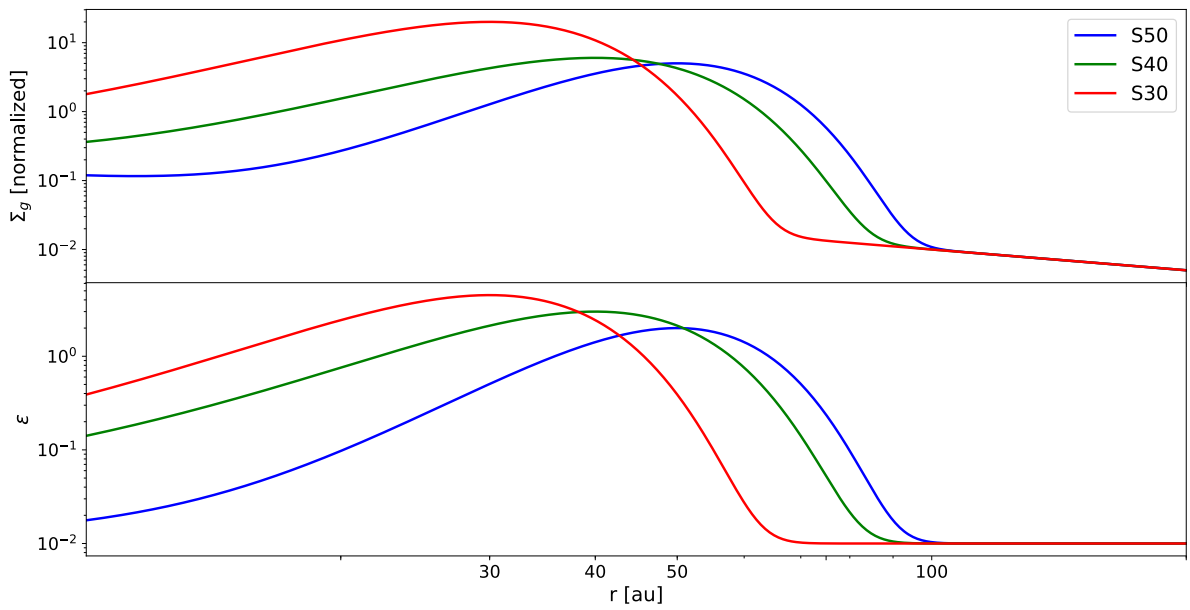


FIGURE 4.14 – Profils radiaux de densité de surface du gaz (haut) et de rapport poussière/gaz (bas) utilisés dans le code ENDGAME pour comparer avec les trajectoires des particules venant de LYONSPH.

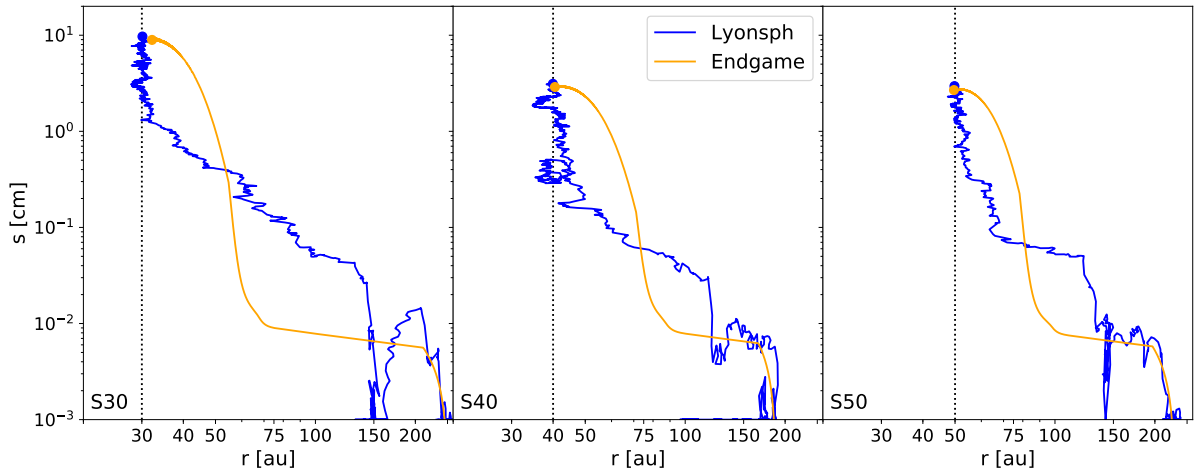


FIGURE 4.15 – Trajectoires dans le plan (r, s) des particules des codes LYONSPH (bleu) et ENDGAME (orange) pour les cas S30, S40 et S50 entre 15 et 350 kans. La ligne de gel est tracée, pour les 3 cas, en pointillés noirs.

codes débutent dans le disque externe et grossissent légèrement tout en dérivant, jusqu'à environ 130 à 150 ua où les particules du code LYONSPH bifurquent de celles du code ENDGAME. Ceci s'explique par la structure du gaz dans ENDGAME, que l'on a assimilé comme étant statique et correspondant à l'état final des simulations SPH. En réalité, la structure du gaz évolue avec le temps, ce qui affecte le mouvement de la poussière à chaque instant, notamment lorsque la rétroaction devient importante. De manière plus quantitative, la bifurcation observée entre les particules de ces deux codes correspond à la distance à l'étoile et au moment où la rétroaction commence à modifier la structure du gaz de manière non négligeable. À partir de cet endroit (et temps), l'évolution temporelle de la structure du gaz devient importante, comme le démontre la figure 4.13, où la concentration de poussière à $r \sim 140$ ua s'approche du seuil critique : $x_{\rm br} \sim 1$.

En conclusion, nous estimons qu'un piège à poussière auto-induit aux abords d'une ligne de gel ne peut se produire qu'à des rayons inférieurs à $\sim$ 140 ua pour le disque utilisé et avec $V_{\rm fragout} = 15$ m.s^{-1}.

4.5 La ligne de gel de CO

La position d'une ligne de gel est, comme on l'a vu, un paramètre essentiel dans la compréhension de la formation des pièges à poussière auto-induits. Cependant, la façon avec laquelle la composition des grains impacte leurs propriétés de collage joue aussi un rôle énorme sur l'évolution de la poussière. Pour comprendre ces effets, nous nous concentrons dans cette section sur l'étude de la ligne de gel de CO, qui a été observée à de multiples reprises récemment (voir section 1.3.3). Le CO se sublime aux alentours de 20 K (Mathews et al., 2013), ce qui dans notre modèle de disque implique :

$$r_{\text{snow}} = r_0 \left(\frac{T_0}{T_{\text{subl}}} \right)^{1/q}, \tag{4.14}$$

$$\sim 100 \text{ ua}. \tag{4.15}$$

Nous garderons cette ligne de gel fixe dans toute cette section et nous concentrerons sur les effets de V_{fragin} et de V_{fragout}.

4.5.1 Incertitudes sur les vitesses de fragmentation

Les valeurs de vitesses de fragmentation font aisément parties des points les plus incertains aujourd'hui encore (cf. section 2.7.2). Pour le CO en particulier, le manque de données expérimentales sur ses propriétés de collage en laboratoire rendent la tâche encore plus difficile. Nous ferons des hypothèses et testerons différents scénarios pour englober ces incertitudes.

Vitesse de fragmentation interne

L'intérieur de la ligne de gel de CO sera considérée comme remplie de grains composés majoritairement de glace d'eau. Nous pouvons estimer la vitesse de fragmentation interne en calculant l'énergie nécessaire à la cassure des liaisons entre monomères contenus dans un grain (cf. equation 2.7.2). Cette estimation donne :

$$V_{\text{fragin}} = \sqrt{\frac{288 k C_{\text{break}}}{\pi \rho_{\text{H}_2\text{O}}} a_0^{-5/3} \left(\frac{\gamma_{\text{H}_2\text{O}}^5}{\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}^2} \right)^{\frac{1}{3}}}, \tag{4.16}$$

qui dépend de l'énergie de surface de la glace d'eau, de son module de Young, ainsi que de la taille d'un monomère.

Vitesse de fragmentation externe

À l'extérieur de la ligne de gel, considérons des grains composés d'un mélange entre de la glace d'eau et de la glace de CO. L'énergie nécéssaire à la cassure d'une liaison entre deux monomères s'exprime alors :

$$E_{\text{break}} = 48 C_{\text{break}} \left(\frac{\tilde{\gamma}^5 a_0^4}{\tilde{\mathcal{E}}^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \tag{4.17}$$

où

$$\tilde{\mathcal{E}} \simeq \frac{\mathcal{E}_{\text{CO}} \mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}}{\mathcal{E}_{\text{CO}} + \mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}} \tag{4.18}$$

est le module de Young équivalent du mélange (Wada et al., 2007), et

$$\tilde{\gamma} = \gamma_{\text{H}_2\text{O}} + \gamma_{\text{CO}} - \gamma_{\text{interface}} \tag{4.19}$$

est l'énergie de surface effective du mélange. $\gamma_{\text{interface}}$ est l'énergie de surface consommée par l'interface entre le CO et la glace d'eau. Pour briser une telle agglomération de monomères, l'énergie nécessaire est :

$$E_{\rm frag} = kN_{\rm tot}E_{\rm break}, \tag{4.20}$$

où $N_{\rm tot}$ est le nombre total de monomères. En définissant l'abondance relative de CO à la surface des grains comme :

$$\xi_{\rm CO} \equiv \frac{m_{\rm CO}}{m}, \tag{4.21}$$

où m est la masse totale d'un grain, nous trouvons alors :

$$\begin{aligned} N_{\rm tot} &= N_{\rm CO} + N_{\rm H_2O}, && (4.22)\\ &= \frac{m_{\rm CO}}{m_{0,\rm CO}} + \frac{m_{\rm H_2O}}{m_{0,\rm H_2O}}, && (4.23)\\ &= \xi_{\rm CO}\frac{m}{m_{0,\rm CO}} + (1-\xi_{\rm CO})\frac{m}{m_{0,\rm H_2O}}. && (4.24) \end{aligned}$$

$m_{0,\rm H_2O/CO}$ est la masse d'un monomère de glace d'eau ou de CO respectivement. En considérant ces monomères de tailles identiques, on trouve finalement l'expression de la vitesse de fragmentation externe :

$$V_{\rm fragout} = \sqrt{\frac{144k}{\pi}C_{\rm break}a_0^{-5/3}\left(\frac{\xi_{\rm CO}\rho_{\rm H_2O} + (1-\xi_{\rm CO})\rho_{\rm CO}}{\rho_{\rm CO}\rho_{\rm H_2O}}\right)\left(\frac{\tilde{\gamma}^5}{\tilde{\mathcal{E}}^2}\right)^{\frac{1}{3}}}. \tag{4.25}$$

Nous utiliserons en particulier $\rho_{\rm CO} = 1600$ kg.m^{-3} (Stammler et al., 2017).

Rapport de vitesses de fragmentation

L'évaluation des vitesses de fragmentation de manière analytique dépend du modèle considéré, c.à.d des valeurs des coefficients *a priori* moins contraints comme k, $C_{\rm break}$ ou a_0. Ultimement, les vitesses de fragmentation choisies doivent déboucher d'une concertation entre les arguments théoriques et expérimentaux ; j'ai essayé de marier ces deux approches avec ce travail. Les incertitudes sur les propriétés de collage du CO peuvent néanmoins être comprises par l'intermédiaire des équations 4.16 et 4.25. Plus précisément, nous pouvons exprimer le rapport entre les vitesses de fragmentation interne et externe (rapport autrement utilisé dans la table 4.1), ce qui a l'avantage de supprimer les dépendances relativement arbitraires en k, $C_{\rm break}$ ou encore a_0 :

$$\frac{V_{\rm fragin}}{V_{\rm fragout}} = \sqrt{\frac{2\rho_{\rm CO}}{\xi_{\rm CO}\rho_{\rm H_2O} + (1-\xi_{\rm CO})\rho_{\rm CO}}\left(\frac{\gamma_{\rm H_2O}}{\tilde{\gamma}}\right)^{5/3}\left(\frac{\tilde{\mathcal{E}}}{\mathcal{E}_{\rm H_2O}}\right)^{2/3}}. \tag{4.26}$$

En considérant l'énergie de surface de la glace d'eau comme connue (~ 0.1 J.m^{-2}, Gundlach et al., 2011), la différence entre les propriétés de collages de part et d'autre de la ligne de gel de CO dépend donc, dans ce modèle, de 4 aspects :

(*i*) L'abondance massique du CO à la surface des grains : $\xi_{\rm CO}$.

(*ii*) L'énergie de surface du CO à l'état solide : $\gamma_{\rm CO}$.

(*iii*) L'énergie de surface nécessaire à l'interface H_2O-CO : $\gamma_{\rm interface}$.

(*iv*) Le module de Young du CO à l'état solide : $\mathcal{E}_{\rm CO}$.

Nous admettons dans un premier temps une abondance massique de CO de l'ordre de 10%, comme par exemple trouvé numériquement et analytiquement par Hollenbach et al. (2009) avec un modèle numérique de nuage moléculaire. L'espace des paramètres $\gamma_{\rm CO}$, $\mathcal{E}_{\rm CO}$ est balayé pour différentes valeurs de $\gamma_{\rm interface}$ en figure 4.16. Le rapport des vitesses de fragmentation s'étend de part et d'autre de la valeur critique de 1, avec notamment des petites valeurs pour des grandes énergies de surface et des petits modules de Young de CO, et des grandes valeurs dans la diagonale opposée. Cette dichotomie correspond à deux situations.

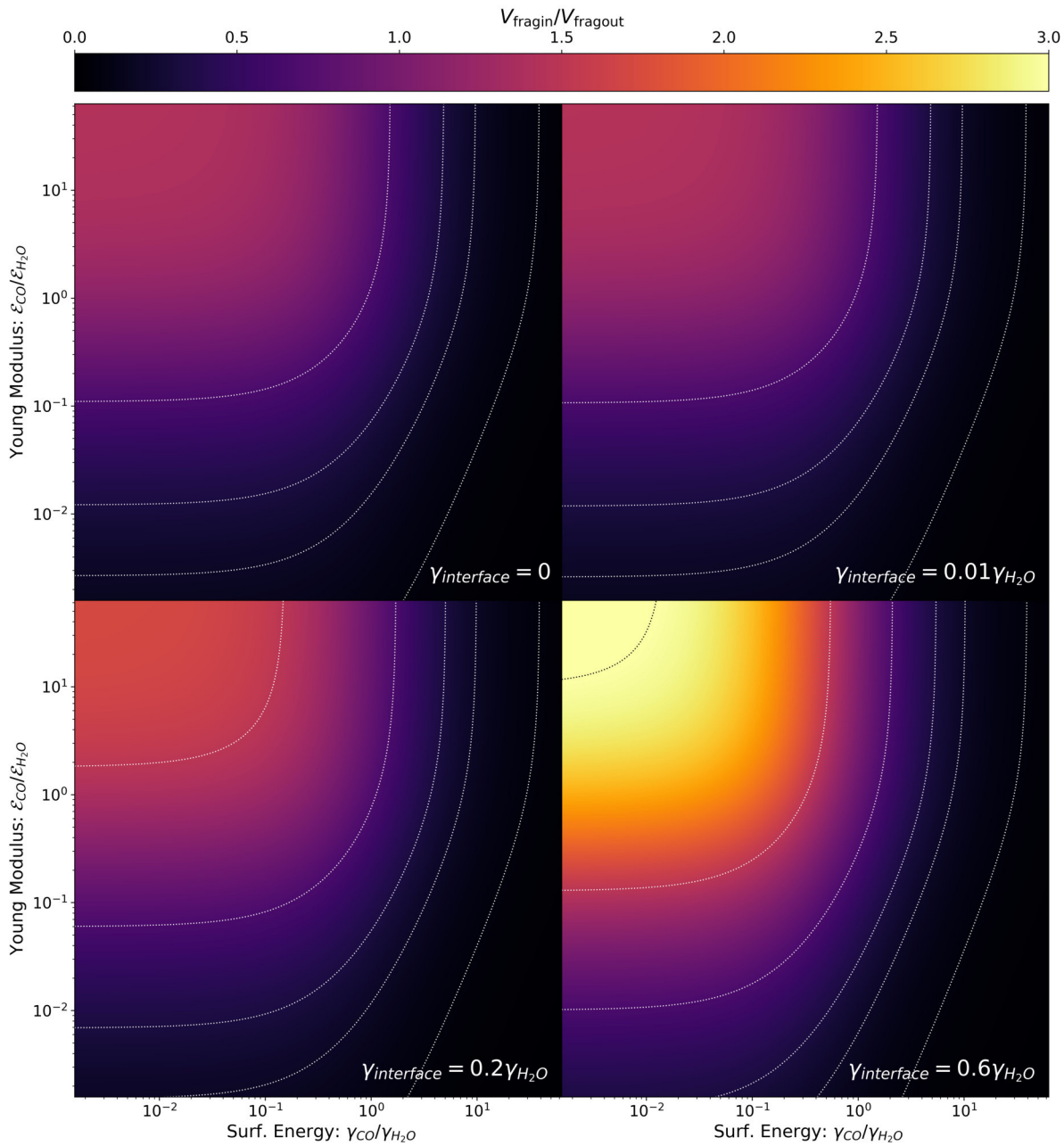


FIGURE 4.16 – Carte du rapport $V_{\text{fragin}}/V_{\text{fragout}}$ en fonction de l'énergie de surface et du module de Young du CO à l'état solide pour différentes valeurs de l'énergie de surface de l'interface H_2O-CO. Sur chaque panneau, les courbes en pointillés blanc (ou noir dans le cas du 4ème panneau) représentent, d'en bas à droite à en haut à gauche, $V_{\text{fragin}}/V_{\text{fragout}} = 1/15, 1/5, 1/3, 2/3, 3/2, 3$ (voir table 4.3). L'abondance massique du CO a été fixée à $\xi_{\text{CO}} = 0.1$.

Pour $V_{\text{fragin}} < V_{\text{fragout}}$, les grains dans le disque externe sont plus résistants face à la fragmentation du fait de la présence du CO à leurs surfaces. En terme d'énergie de surface, cela signifie que celle du CO doit être supérieure à celle de la glace d'eau. La rigidité du CO face aux déformations - ou autrement dit son module de Young - est quant à elle un peu plus libre, avec néanmoins un plus grand espace recouvert lorsque le CO est peu rigide. Ce constat ne change fondamentalement pas avec l'énergie de surface nécessaire à l'interface entre le CO et la glace d'eau (1er panneau vs. 4ème panneau, les résultats sont qualitativement similaires).

Pour $V_{\text{fragin}} > V_{\text{fragout}}$, les grains dans le disque externe sont moins résistants face à la fragmentation du fait de la présence du CO à leurs surfaces. Pour entrer dans ce cas de figure, le CO solide doit : *i.* avoir une énergie de surface plus faible que celle de la glace d'eau et *ii.* être autant voir

Simulation	$V_{\text{fragin}}/V_{\text{fragout}}$	Effet qualitatif du CO solide
S100V1-15	1/15	renforce très fortement les grains
S100V3-15	1/5	renforce fortement les grains
S100V5-15	1/3	renforce les grains
S100V10-15	2/3	renforce légèrement les grains
S100V15-10	3/2	fragilise légèrement les grains
S100V15-5	3	fragilise les grains

TABLE 4.3 – Liste des simulations effectuées pour la ligne de gel de CO. Les 6 valeurs du rapport $V_{\text{fragin}}/V_{\text{fragout}}$ sont les mêmes que les contours de la figure 4.16.

plus rigide que la glace d'eau. Nous constatons également que plus l'énergie de surface réquisitionnée par l'interface est grande, plus les grains sont fragilisés, ce qui se traduit par un rapport $V_{\text{fragin}}/V_{\text{fragout}}$ plus grand. Ce cas de figure à notamment été proposé par Pinilla et al. (2017), qui ont proposé d'assimiler les propriétés de collage du CO_2 à celles de grains de silicates secs, associés à $V_{\text{frag}} \sim 1$ m.s^{-1}. Pour le CO, ce comportement pourrait également être présent et dû à son moment dipolaire quasi nul de l'ordre de 0.12 Debye, là où celui de la glace d'eau est plus de 15 fois supérieur (environ 1.85 Debye). Étant donné que la molécule H_2O semble posséder des liaisons chimiques plus fortes que la molécule CO, il serait donc raisonnable de penser que le CO soit moins résistant que la glace d'eau par rapport à la fragmentation.

Comme le comportement du CO vis à vis de la fragmentation est incertain, nous décidons de tester 6 configurations différentes, que nous exposons en table 4.3. Dans la suite, nous ferons référence à ces simulations en n'utilisant que leurs vitesses de fragmentation pour alléger le texte, par exemple '1-15' pour S100V1-15.

4.5.2 Simulations

Les états finaux des 6 configurations testées sont montrés en figure 4.17. La première ligne montre 3 simulations avec des rapports de vitesse de fragmentation particulièrement bas ($\leq 1/3$), ce qui freine efficacement la dérive de la poussière à la ligne de gel. Pour ces simulations, ce rapport est assez bas pour concentrer une partie significative de la poussière à r_{snow}. Cependant, nous constatons que lorsque ce rapport augmente vers 1, la poussière devient de plus en plus capable de dériver et de grossir sur de plus grandes distances à l'intérieur de la ligne de gel. Les structures conséquentes de ces simulations se repartissent finalement entre centrée autour de la ligne de gel (1-15) à étendue de la ligne de gel vers l'intérieur jusqu'à environ 40 ua (3-15 et 5-15). Pour ces 3 cas, les plus gros grains sont cependant toujours situés à la ligne de gel, ce qui montre que ces simulations ont toutes un comportement similaire avec des efficacités de concentration différentes (voir figure 4.18, idée déjà mentionnée dans la section 4.4.2). Pour s'en convaincre, nous suivons également l'évolution de la taille maximale des grains au cours du temps en figure 4.19 (mesurée à partir des profils radiaux) pour les simulations 1-15, 3-15, 5-15 et 10-15. Pour les simulations 1-15, 3-15 et 5-15 (noir, rouge et vert), la taille maximale dévie effectivement de plus en plus vers l'étoile avec l'augmentation du rapport de vitesses de fragmentation. Cependant, les distributions de poussière sont toujours bien corrélées avec la ligne de gel, dans les barres d'erreurs. Pour la simulation 10-15 cependant (4ème panneau des figures 4.17, 4.18 et courbe bleue de la figure 4.19), nous constatons que les plus gros grains se détachent complètement de la ligne de gel et vont finir leur course aux environs de 40 ua. Les propriétés de collage de part et d'autre de la ligne de gel ne sont pas suffisamment différentes dans ce cas là pour piéger la poussière à la ligne de gel. Il se produit donc un changement de comportement entre les simulations 5-15 et 10-15 pour cette ligne de gel. L'évolution particulière de la simulation 10-15 est montrée en figure 4.20.

De manière similaire à toutes les simulations avec $V_{\text{fragout}} = 15$ m.s^{-1}, un enrichissement du rapport poussière/gaz commence à se former dans le disque externe grâce à la croissance, la sédimentation et la dérive radiale. Ceci se traduit par une augmentation locale du rapport pous-

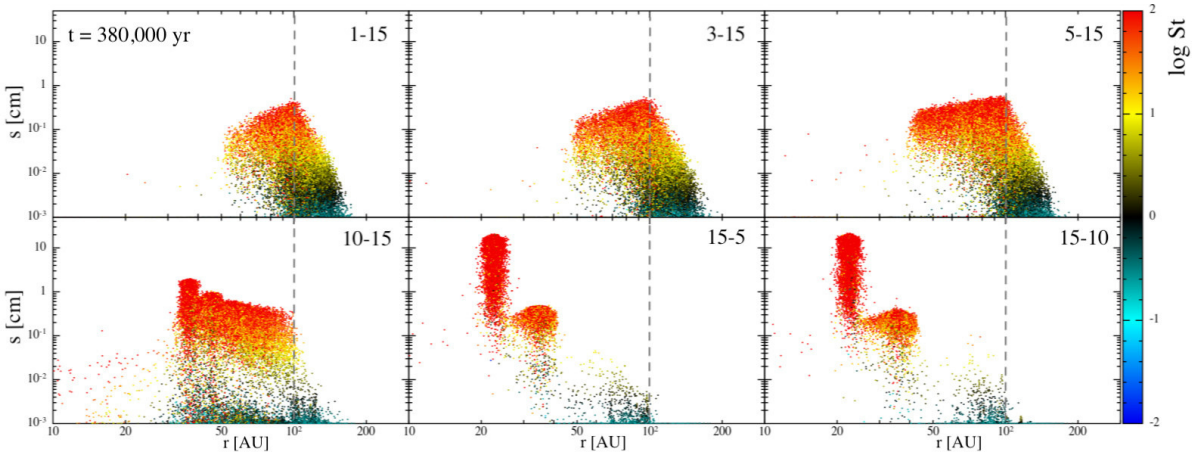


FIGURE 4.17 – Taille de la poussière en fonction de leur distance à l'étoile pour $r_{\text{snow}} = 100$ ua (ligne en tiret gris sur chaque panneau) à 380 kans, représentants plusieurs scénarios pour la ligne de gel de CO. L'annotation en haut à droite de chaque panneau montre 'V_{fragin} - V_{fragout}'. La barre de couleur représente le nombre de Stokes.

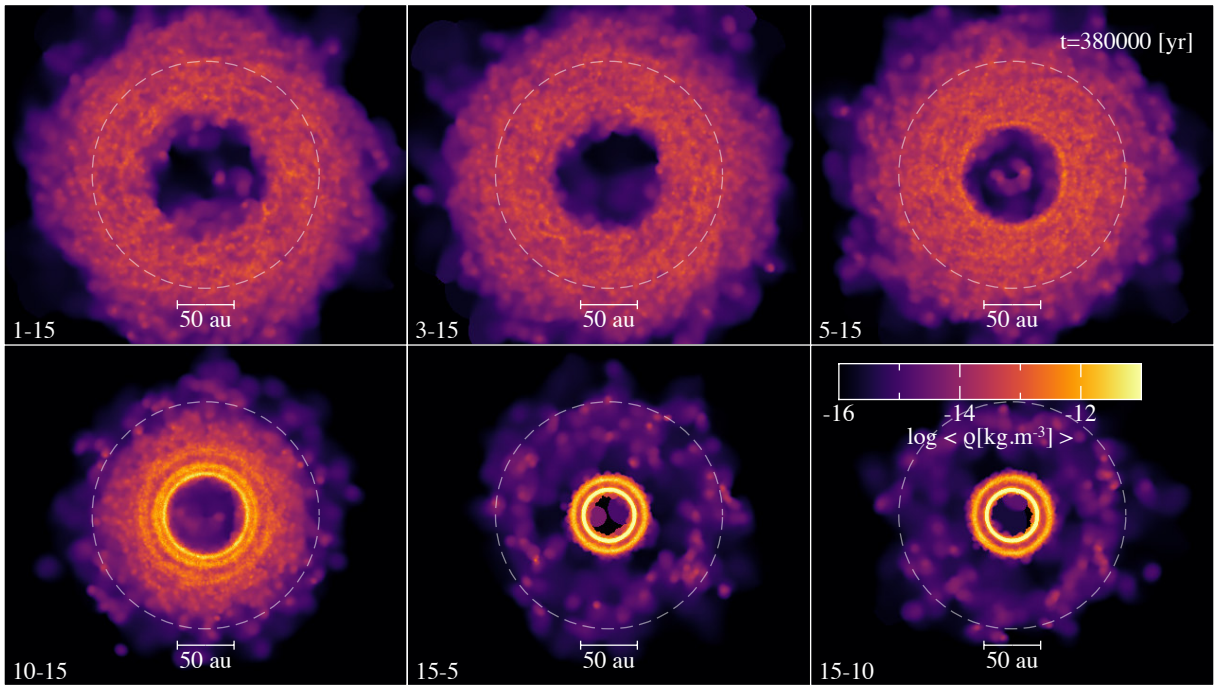


FIGURE 4.18 – Vue de dessus du champ de densité de la poussière pour les simulations de la figure 4.17 à 380 kans. La ligne de gel de CO est représentée sur chaque panneau par un cercle en tirets blancs.

sière/gaz à 160 kans (tirets rouge) aux environ de 100 ua. Les grains traversent la ligne de gel peu de temps après, et rencontrent une zone où la vitesse de fragmentation n'est différente que d'un facteur 1.5, ce qui ne les fait pas fragmenter efficacement. En conséquence ils continuent de dériver et de grossir dans le disque interne et finissent par former un piège à poussière auto-induit classique. Le panneau du bas de la figure 4.20 exhibe également l'évolution de la taille du disque, qui passe de 300 ua au début de la simulation à environ 170 ua à 380 kans. La diminution de la taille du disque est un des effets attendus de la dérive radiale des particules solides du disque.

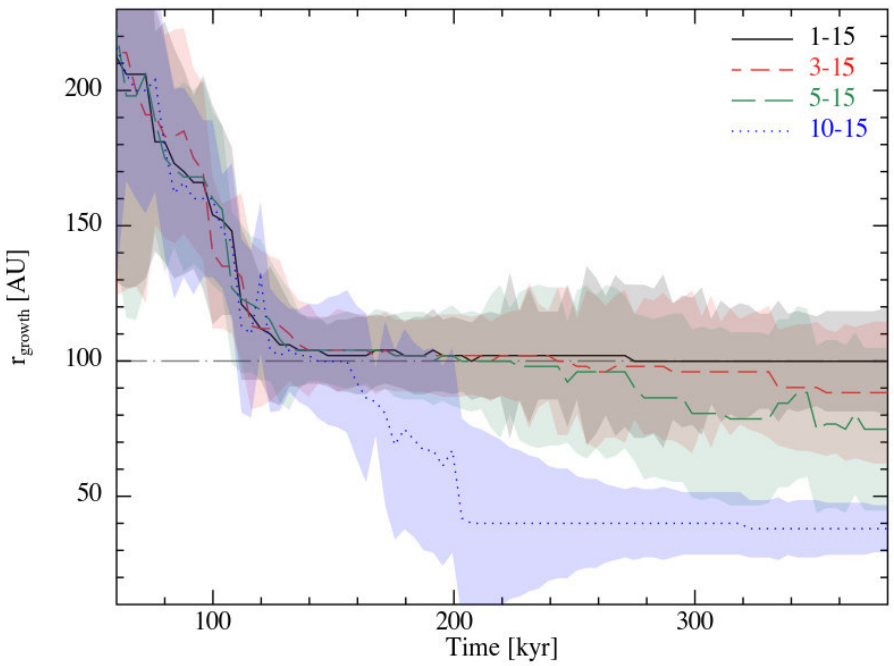


FIGURE 4.19 – Distance à l'étoile de la taille maximale des grains (appelée r_{growth}) en fonction du temps pour les 4 premières simulations de la figure 4.17. Les régions colorées montrent les épaisseurs des maximums de taille mesurés (à partir des profils), et sont estimés où la taille décroît de 50% de chaque côté des maximums. La ligne de gel est représentée par la ligne en tirets gris.

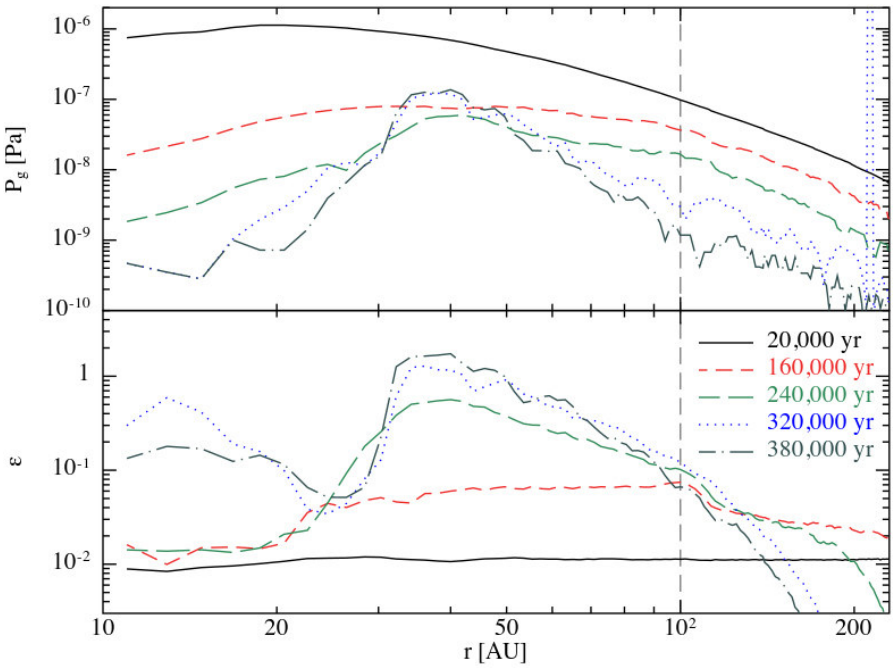


FIGURE 4.20 – Évolution des profils de pression du gaz (haut) et du rapport poussière/gaz (bas) à 30, 160, 240, 320 et 380 kans pour la simulation 10-15. La ligne de gel est représentée par la ligne en tirets gris.

4.5.3 Arguments théoriques

Il est difficile d'apporter une estimation quantitative du rapport de vitesses de fragmentation minimum nécéssaire à la formation d'un piège à poussière à la ligne de gel de CO. Ceci est notamment dû au fait que le mécanisme des pièges à poussière auto-induits nécessite d'être

simulé globalement et qu'il n'est pas reproductible à l'échelle locale. Le comportement de groupe des grains est donc un élément majeur à prendre en compte afin de bien modéliser l'évolution temporelle de la structure du gaz. Pour donner un goût du sens physique de la dérive différentielle des grains pour différentes vitesses de fragmentation interne, nous pouvons néanmoins effectuer quelques calculs. En faisant l'hypothèse que la taille des grains est gouvernée par l'équilibre entre leur vitesse relative et la vitesse de fragmentation locale, on estime leur nombre de Stokes comme (cf. equation 4.6, en admettant que St < 1) :

$$\mathrm{St}_{\mathrm{frag}} = \left(\frac{\tilde{\alpha} c_{\mathrm{s}}^2}{V_{\mathrm{frag}}^2} - 1 - \frac{\sqrt{\tilde{\alpha}} c_{\mathrm{s}}}{V_{\mathrm{frag}}} \sqrt{\frac{\tilde{\alpha} c_{\mathrm{s}}^2}{V_{\mathrm{frag}}^2} - 2} \right). \tag{4.27}$$

En faisant l'hypothèse d'une structure gazeuse non perturbée localement (ce qui est assez représentatif de l'état du gaz à 100 ua au moment où les premiers grains traversent la ligne de gel), on a $v_{\mathrm{visc}} \sim \alpha v_{\mathrm{drift}}$ (cf. section 2.6). La vitesse de dérive radiale de la poussière peut alors s'estimer comme (voir section 2.6.1) :

$$v_{\mathrm{d,r}} \simeq \left(\frac{\mathrm{St}_{\mathrm{frag}} + \alpha(1+\varepsilon)}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}_{\mathrm{frag}}^2} \right) v_{\mathrm{drift}}. \tag{4.28}$$

En fragmentant dans le disque interne, les grains subissent un changement de vitesse de dérive radiale qui est lié à la valeur de la vitesse de fragmentation. Plus précisément, le rapport entre la vitesse de dérive externe et interne s'exprime comme :

$$\frac{v_{\mathrm{d,r,out}}}{v_{\mathrm{d,r,in}}} \simeq \frac{\mathrm{St}_{\mathrm{fragout}} + \alpha(1+\varepsilon)}{\mathrm{St}_{\mathrm{fragin}} + \alpha(1+\varepsilon)} \left(\frac{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}_{\mathrm{fragin}}^2}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}_{\mathrm{fragout}}^2} \right), \tag{4.29}$$

où l'on a fait l'hypothèse que le changement de gradient de pression de part et d'autre de la ligne de gel était négligeable. Le comportement de ce rapport avec la vitesse de fragmentation interne est montré en figure 4.21 pour différentes valeurs du rapport poussière/gaz et pour V_{fragout} fixée à 15 m.s^{-1}. On constate que le freinage de la poussière est d'autant plus efficace que les propriétés de collage de part et d'autre de la ligne de gel sont différentes (dans le cas de $V_{\mathrm{fragin}} < V_{\mathrm{fragout}}$). Ce constat est complètement en accord avec les figures 4.17, 4.18 et 4.19. Nous observons notamment que les fortes différences de vitesses de fragmentation résultent en des pièges à la ligne de gel ($V_{\mathrm{fragin}}/V_{\mathrm{fragout}} < 1/3$). Ceci correspondent à des dérives radiales très freinées dans la partie interne (la poussière est 3.5 à 5 fois plus lente). Au contraire, pour un rapport de 2/3, la vitesse de dérive radiale des grains ne diminue que d'un facteur $1-2$ (le ralentissement est au moins 2 fois moins efficace que pour les autres cas), ce qui explique qualitativement pourquoi la poussière de cette simulation peut s'échapper de la ligne de gel plus efficacement.

De manière plus générale, ce résultat est également mis en évidence avec le code Endgame, qui, en simulant différents rapports de vitesses de fragmentation, montre leur impact sur la dérive des grains aux alentours de la ligne de gel (voir figure 4.22).

4.5.4 Cas où le CO fragilise les grains

Revenons aux figures 4.17 et 4.18 et intéréssons nous au cas où le CO solide fragilise les grains (2 derniers panneaux). Dans ce scénario, le comportement de la poussière est très différent. En effet, la faible valeur de la vitesse de fragmentation externe garde les grains à de petites tailles, ce qui les fait dériver vers l'étoile et sédimenter vers le plan médian lentement. Lorsque les grains croisent la ligne de gel vers l'intérieur, la sur-densité (panneau du bas de la figure 4.23) de poussière devient libre de grossir puisque les grains deviennent plus résistants à la fragmentation (voir figure 4.24). Dans ces simulations, la croissance de la poussière démarre soit juste avant (15-10), soit aux alentours (15-5) de la ligne de gel et est très rapide pour former un piège à poussière à $r \sim 20$ ua qui contient des particules centimétriques à métriques après 400 kans. Ces pièges à poussière auto-induits sont similaires à ceux trouvés par Gonzalez et al. (2017a). Néanmoins, ils contiennent 10 à 15 % moins de masse, étant donné que la collecte de poussière dans le disque externe est moins efficace. L'évolution de la taille des grains dans la simulation

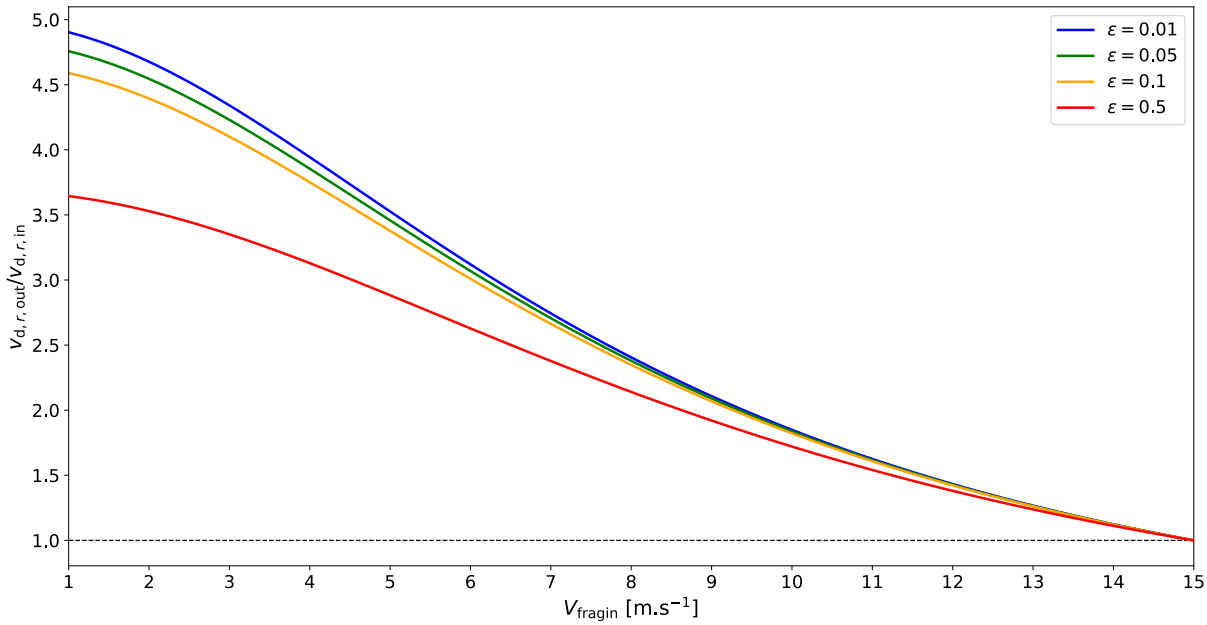


FIGURE 4.21 – Évolution du rapport des vitesses de dérive radiale de part et d'autre de la ligne de gel de CO en fonction de la vitesse de fragmentation interne pour différentes valeurs du rapport poussière/gaz et pour $V_{\text{fragout}} = 15$ m.s^{-1}. La ligne en tirets noirs représente la limite où il n'y a pas de différence de dérive et correspond au cas où $V_{\text{fragin}} = V_{\text{fragout}}$.

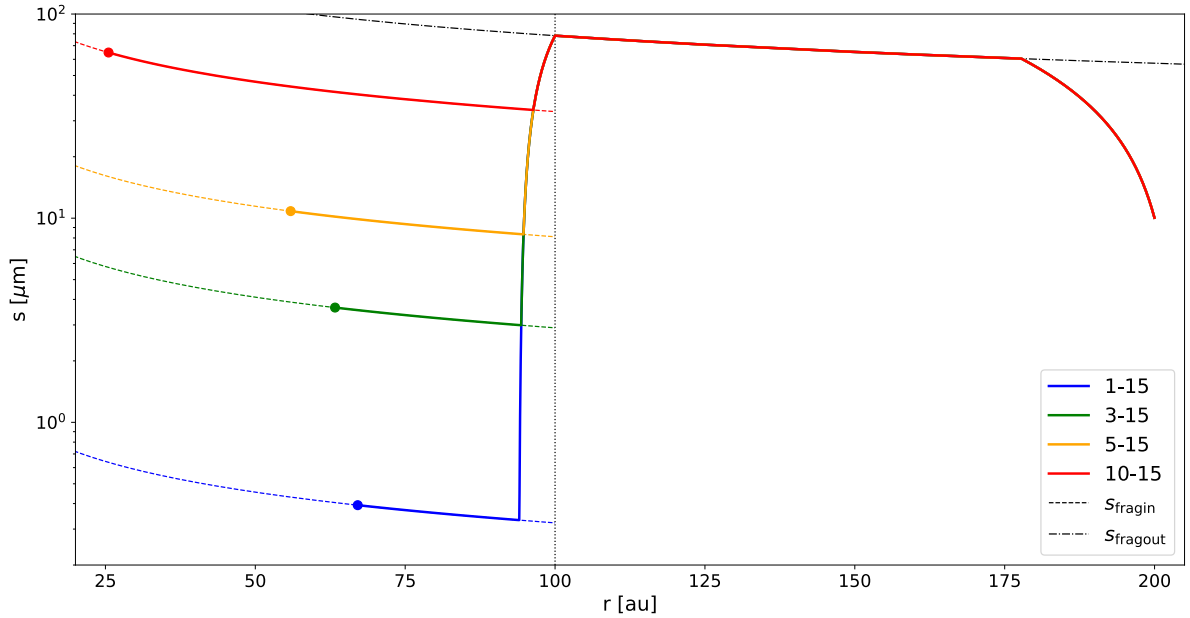


FIGURE 4.22 – Évolution de la trajectoire d'un grain partant de 200 ua dans le plan (r, s) pour des vitesses de fragmentation internes similaires aux simulations 1-15, 3-15, 5-15 et 10-15. Les lignes en tirets colorés représentent la taille limite de fragmentation pour les différentes valeurs de V_{fragin}. La ligne en tirets-pointillés noirs représente la taille limite de fragmentation pour $V_{\text{fragout}} = 15$ m.s^{-1}. La ligne en pointillés noirs représente la ligne de gel de CO.

15-5 est particulièrement montrée en figure 4.24. Elle montre notamment que, même si l'état final de la simulation ne montre pas de lien évident avec la ligne de gel, les états intermédiaires le font. La signature typique de ce cas de figure se manifeste par une absence de 'gros' grains en dehors de ligne de gel de CO.

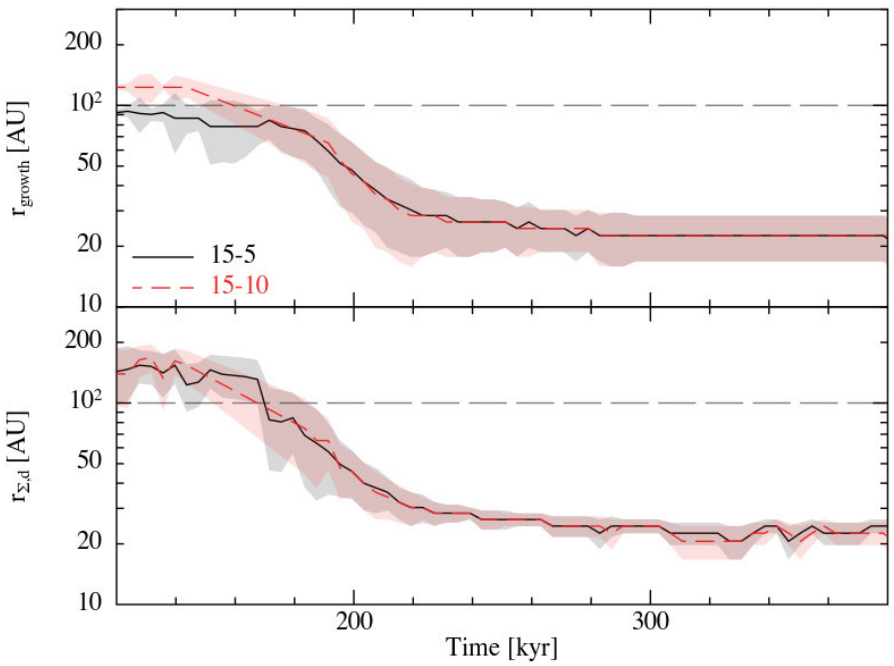


FIGURE 4.23 – Évolution de la distance du maximum de taille (haut) et du maximum de densité de surface de la poussière (bas) en fonction du temps pour les simulations 15-10 et 15-5. Les régions colorées représentent les barres d'erreurs et sont estimées là où le maximum considéré décroît de 50%. La ligne de gel est représentée par les lignes en tirets gris.

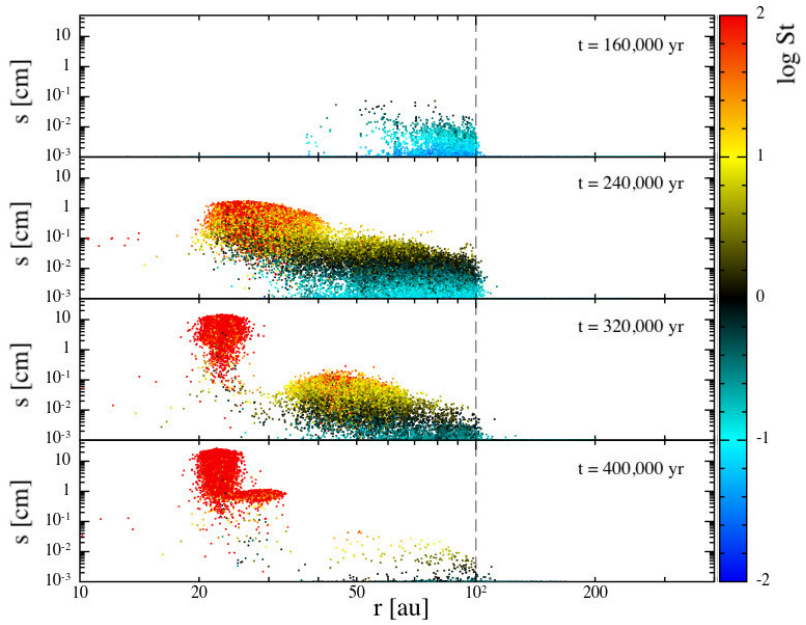


FIGURE 4.24 – Taille de la poussière en fonction de leur distance à l'étoile à 4 temps différents pour la simulation 15-5. La couleur représente le nombre de Stokes et la ligne de gel est représentée par la ligne en tirets gris.

Trajectoires de particules

Pour mettre en évidence la croissance rapide des grains, nous sélectionnons deux particules de la simulation 15-5 et suivons leur trajectoire. Nous choisissons des particules de 10 μm qui commencent leur course à 300 et 90 ua respectivement lors de leur injection. Nous comparons également ces résultats avec le code ENDGAME, pour lequel nous simulons un maximum de densité de gaz et de rapport poussière/gaz en accord avec l'état de la simulation SPH à $\sim$ 350 kans.

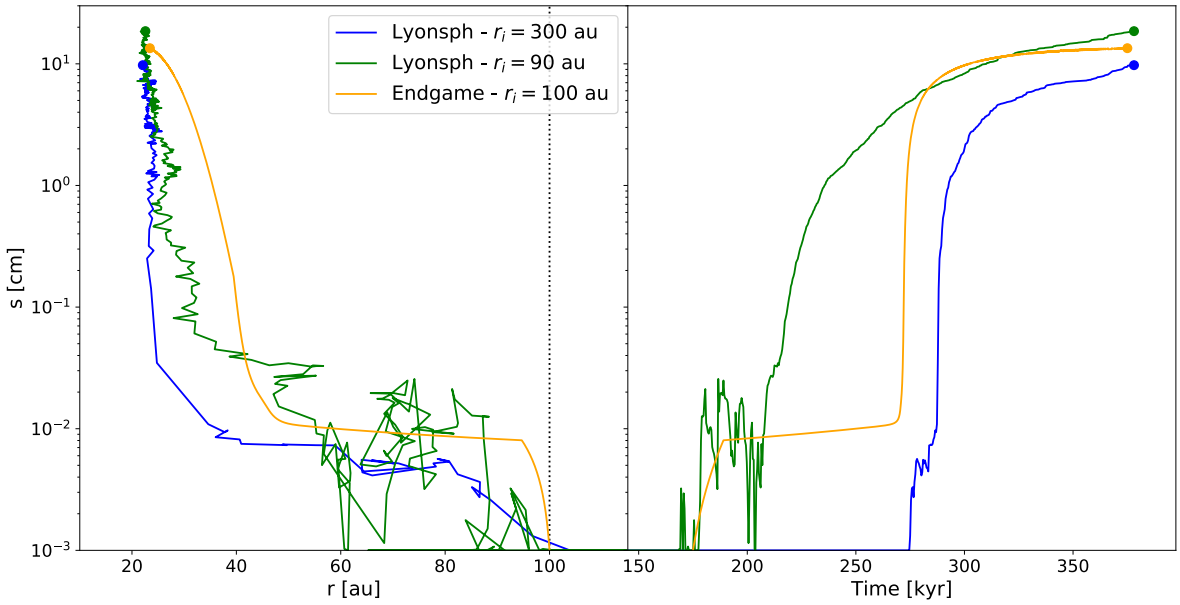


FIGURE 4.25 – Trajectoires dans les plans (r, s) (gauche) et (t, s) (droite) pour 2 particules du code LYONSPH et une particule du code ENDGAME qui commencent à différentes distances à l'étoile. La ligne de gel est représentée par les pointillés noirs sur le panneau de gauche. Le temps correspondant à la simulation du code ENDGAME a été décalé d'un offset de 175 kans, temps correspondant au début de la croissance pour la particule verte.

Plus précisément, en ajustant les profils obtenus pour cette simulation, nous utilisons : $w = 6$ ua, $\varepsilon_{\max} = 10$ et $\phi = 40$. Avec ENDGAME, nous simulons une particule qui commence sa course à 100 ua, lieu où la croissance devient possible. Les résultats de cette comparaison sont montrés en figure 4.25.

Pour la particule dans le disque externe (bleu, $r_i = 300$ ua), la croissance est fortement retardée. Ceci est dû au temps nécéssaire à cette particule pour atteindre la ligne de gel, qui est long étant donné que la vitesse de dérive radiale est faible pour les petits grains. Pour la particule à 90 ua (verte), la croissance ne démarre que lorsque la sur-densité de poussière atteint la ligne de gel ($\sim$ 175 kans, voir panneau du bas de la figure 4.23). L'évolution de sa taille entre 90 et 50 ua est légèrement chaotique, ce qui témoigne du début du processus de formation du piège à poussière. Pour la particule venant du disque externe (bleu), elle n'atteint la ligne de gel que 100 kans plus tard. À ce stade là, le piège à poussière est déjà en grande partie formé et la particule subit en conséquence une croissance beaucoup plus calme et similaire à ce qui est simulé avec le code ENDGAME. Plus généralement, la comparaison entre les deux codes est encore une fois satisfaisante, notamment avec les états finaux des particules qui sont similaires.

4.6 Comparaison avec les données DSHARP

Alors que la ligne de gel de l'eau est supposée liée à la présence de structures de poussière, évaluer cette possibilité pour le CO est d'un intérêt particulier. Récemment, Andrews et al. (2018) ont mené une campagne d'observation à haute résolution angulaire, appelée DSHARP [3], d'une vingtaine de disques sur lesquels Huang et al. (2018) ont estimé la position de différentes lignes de gel. Dans cette section, nous nous servirons de ces données [4] pour effectuer des comparaisons qualitatives sur la croissance de la poussière aux abords de la ligne de gel de CO.

En considérant un modèle de disque passif évasé, la température dans le plan médian du disque

3. Pour 'Disk Substructures at High Angular Resolution Project' en anglais, ou 'Projet de Sous-structures de Disques à Haute Résolution' en français.
4. Elles sont publiques et disponibles à l'adresse : https://almascience.org/alma-data/lp/DSHARP.

s'exprime comme (Chiang and Goldreich, 1997a; Dullemond et al., 2001; Huang et al., 2018, voir également la section 2.2.2) :

$$T_{\rm mid}(r) = \left(\frac{\alpha(r)L_\star}{8\pi r^2\sigma}\right)^{\frac{1}{4}}, \tag{4.30}$$

où $\alpha(r)$ est l'angle d'illumination entre la surface du disque et l'étoile :

$$\alpha(r) = \frac{0,4R_\star}{r} + r\frac{\rm d}{{\rm d}r}\left(\frac{H_{\rm p}}{r}\right), \tag{4.31}$$

et $H_{\rm p}$ est la hauteur de la photosphère éclairée. En égalant la température dans le plan médian à la température de sublimation du CO, nous estimons la position de la ligne de gel :

$$r_{\rm snow,CO} = \sqrt{\frac{\alpha(r)L_\star}{8\pi\sigma T_{\rm subl}^4}}. \tag{4.32}$$

En admettant que la source d'incertitude principale est la luminosité de l'étoile, l'incertitude associée sur la position de la ligne de gel est également :

$$\Delta r_{\rm snow,CO} = \frac{\Delta L_\star}{2}\sqrt{\frac{\alpha(r)}{8\pi\sigma T_{\rm subl}^4 L_\star}}. \tag{4.33}$$

Par cohérence avec Huang et al. (2018), nous admettons une valeur $\alpha \sim 0.02$ constante correspondant à $H/r \sim 0.07$ à 100 ua pour une étoile de type solaire. Une amélioration substantielle à ce modèle serait d'ajuster α pour chaque système. Les positions estimées par l'équation 4.32 des lignes de gel pour les disques du projet DSHARP sont listées dans la table 4.4. Les profils radiaux de ces différents disques en fonction de la température dans le plan médian sont également montrés en figure 4.26.

Avec nos simulations, nous trouvons que l'évolution de la poussière est hautement dépendante de la différence de propriétés de collage entre les différentes zones (c.à.d des vitesses de fragmentation). Toujours en considérant plusieurs possibilités pour le comportement du CO solide, nous discutons de 3 cas de figures généraux.

4.6.1 Cas i : $V_{\rm frag,H_2O} < V_{\rm frag,CO-H_2O}$

Dans ce cas là, les grains à l'intérieur de la ligne de gel fragmentent beaucoup plus facilement que ceux à l'extérieur. Cela correspond à une condensation du CO à la surface des grains qui renforce leur capacité à résister à la fragmentation. Ce cas de figure résulte en la création d'un piège à poussière à $r_{\rm snow}$, puisqu'elle y est fortement freinée dans sa dérive. En conséquence, une corrélation devrait exister entre la densité de surface de la poussière et la ligne de gel de CO. Dans les données DSHARP, quelques disques semblent être cohérents avec une concentration de poussière à cette ligne de gel, avec par exemple HD 163296, Elias 24, HD 143006, Elias 20 ou RU Lup (cf. figure 4.26). Cependant, il semble peu probable que le CO change le comportement de la poussière de manière si marquée dans les disques protoplanétaires, d'autant plus que l'eau est généralement associée à une grande vitesse de fragmentation et se trouve majoritaire à la surface des grains. De plus, un tel impact de la ligne de gel de CO devrait être observé dans la quasi totalité des disques, ce qui n'est pas le cas avec ici $\sim 5/18$.

Je pense que les structures observées aux lignes de gel estimées de CO ne sont probablement pas causées par un changement des propriétés de collage de cet acabit. L'explication la plus probable est certainement la présence d'une ou plusieurs planètes, capables de concentrer la poussière à cause de leurs effets sur le gaz (voir chapitre 5). Une déviation au profil keplerien a été observé dans HD 163296 via l'emission du CO par exemple, et a été reproduit avec des simulations hydrodynamiques par Pinte et al. (2018b) avec une planète de plusieurs fois la masse de Jupiter enfouie dans ce disque.

Disque	$L_\star$ [$L_\odot$]	$r_{\rm snow,CO}$ [ua]
HTLup	$5.5^{+3.2}_{-2.1}$	$90.8^{+26.6}_{-16.8}$
GWLup	$0.4^{+0.2}_{-0.2}$	$22.3^{+6.6}_{-4.2}$
IMLup	$2.6^{+1.5}_{-1.0}$	$62.1^{+18.2}_{-11.5}$
RULup	$1.5^{+0.9}_{-0.6}$	$46.6^{+13.7}_{-8.6}$
Sz114	$0.2^{+0.2}_{-0.1}$	$17.5^{+5.2}_{-3.3}$
Sz129	$0.5^{+0.3}_{-0.2}$	$25.6^{+7.5}_{-4.8}$
MYLup	$0.9^{+0.6}_{-0.4}$	$36.2^{+10.6}_{-6.7}$
HD142666	$9.2^{+5.7}_{-3.5}$	$117.0^{+36.4}_{-22.5}$
HD143006	$3.8^{+1.6}_{-1.2}$	$75.6^{+15.6}_{-11.1}$
AS205	$2.2^{+0.9}_{-0.7}$	$56.7^{+11.7}_{-8.3}$
SR4	$1.2^{+0.7}_{-0.5}$	$42.0^{+12.3}_{-7.8}$
Elias20	$2.3^{+1.4}_{-0.9}$	$58.0^{+17.0}_{-10.7}$
DoAr25	$1.0^{+0.6}_{-0.4}$	$37.9^{+11.1}_{7.0}$
Elias24	$6.1^{+3.6}_{-2.3}$	$95.1^{+27.8}_{-17.6}$
Elias27	$1.0^{+0.7}_{-0.4}$	$37.0^{+13.0}_{-7.6}$
DoAr33	$1.6^{+0.9}_{-0.6}$	$47.7^{+14.0}_{-8.8}$
WSB52	$0.8^{+0.5}_{-0.3}$	$32.6^{+9.6}_{-6.1}$
WaOph6	$2.9^{+1.7}_{-1.1}$	$65.8^{+19.3}_{-12.2}$
AS209	$1.5^{+0.9}_{-0.6}$	$46.1^{+13.5}_{-8.5}$
HD163296	$17.0^{+16.9}_{-8.5}$	$159.7^{+79.5}_{-39.9}$

TABLE 4.4 – Positions des lignes de gel de CO estimées à partir des données de Andrews et al. (2018) en utilisant les équations 4.32 et 4.33 pour les disques du projet DSHARP, avec $T_{\rm subl}$ = 20 K.

4.6.2 Cas *ii* : $V_{\rm frag,H_2O} \lesssim V_{\rm frag,CO-H_2O}$

Si les grains de part et d'autre de la ligne de gel ont des propriétés de collage peu différentes (avec $V_{\rm fragin} < V_{\rm fragout}$), la poussière ne se concentre plus à la ligne de gel mais s'étend plutôt radialement sur quelques dizaines d'ua jusqu'à la ligne de gel. Dans ce scénario, le CO affecte le comportement de la poussière en augmentant légèrement sa capacité à résister aux collisions (voir figure 4.16). Dans nos simulations, cette légère différence est capable de changement drastiquement l'état final de la poussière. Dans ce cas là, la corrélation entre la ligne de gel et la poussière n'est pas si évidente que précédemment. Alors que nous ne nous attendons pas à voir une concentration de poussière à $r_{\rm snow}$, la forte vitesse de fragmentation externe indique que la croissance de la poussière y est possible. En conséquence, les populations typiquement millimétriques (c.à.d celles qui sont observées avec ALMA en bande 6 : λ = 1.25 mm) devraient exister de part et d'autre de la ligne de gel de CO. Plus précisément, on devrait mesurer un flux à l'extérieur de la ligne de gel sans concentrations apparentes.

Dans les données DSHARP, ces caractéristiques sont cohérentes avec 6 disques : WaOph 6, MY Lup, WSB 52, Sz 114, Sz 129 et GW Lup. Il est important de rappeler que la diffusion n'a pas été prise en compte dans nos calculs. Il a cependant été montré pour l'eau que la diffusion permettait d'augmenter la densité de surface de la poussière d'un facteur ~ 5 à l'extérieur de la ligne de gel. Drążkowska and Alibert (2017) ont également montré que les effets de la différence des propriétés de collage dominaient sur les effets de la diffusion. D'une part, la ligne de gel de l'eau est celle où ces différences sont probablement les plus grandes (avec 1 m.s^{-1} pour les silicates secs et 15 m.s^{-1} pour les agrégats de glace), ce qui laisse à penser que la diffusion serait plus importante dans le cas du CO. D'autre part, l'eau est plus abondante que le CO, ce qui amène la diffusion à avoir des effets plus marqués. Stammler et al. (2017) ont par exemple étudié la diffusion du CO à sa ligne de gel et ont trouvé que la taille des grains n'était pas significativement augmentée à l'extérieur de la ligne de gel. Ils ont par ailleurs trouvé que l'abondance même du CO à l'intérieur de la ligne de gel pouvait être augmentée d'un facteur de quelques unités. De manière hypothétique, la diffusion faciliterait les concentrations aux lignes de gel. Les simulations produites peuvent

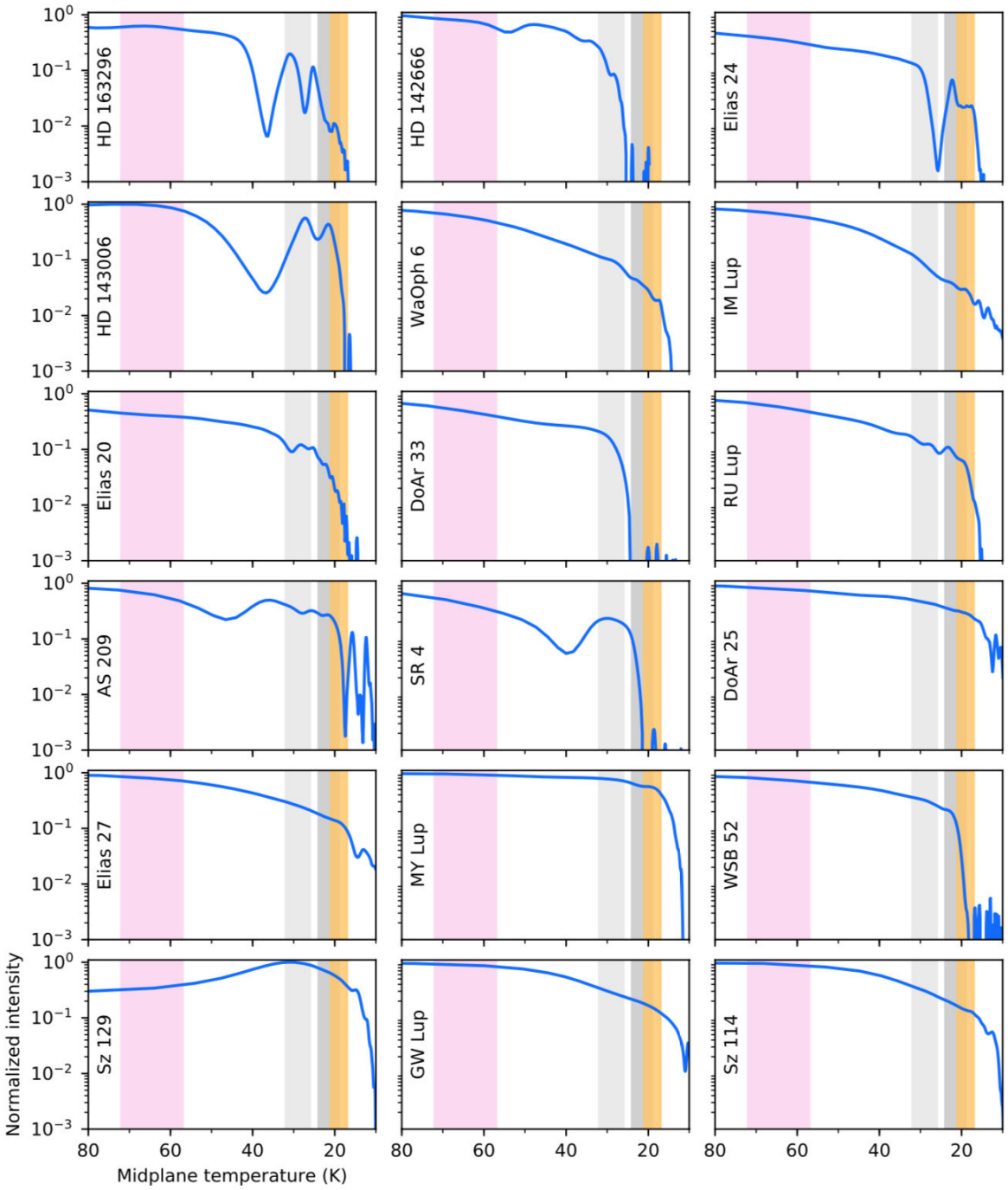


FIGURE 4.26 – Profils radiaux de l'intensité normalisée pour les disques du projet DSHARP en fonction de la température dans le plan médian. La ligne de gel de CO est représentée par les zones grisées, qui considèrent le cas où le CO se condense sur de la glace pure ou non. Tiré de Huang et al. (2018), où les autres bandes de couleur représentent d'autres lignes de gel, avec le CO_2 en rose et le N_2 en jaune.

donc être vues comme les plus pessimistes en terme de piégeage de la poussière aux alentours de la ligne de gel de CO.

4.6.3 Cas *iii* : $V_{\mathrm{frag,H_2O}} > V_{\mathrm{frag,CO-H_2O}}$

Dans ce scénario, les grains dans la partie interne de la ligne de gel sont plus résistants à la fragmentation. Ceci correspondrait à une phase solide du CO plus rigide avec une énergie de surface plus faible que celle de l'eau. L'interface entre la glace d'eau et celle de CO demanderait également une part non négligeable d'énergie (voir panneaux du bas de la figure 4.16). Pinilla

et al. (2017) ont proposé ce comportement pour les grains recouverts de CO_2 solide, qu'ils ont associé à la vitesse de fragmentation de silicates secs (1 m.s^{-1}). Ici, nous faisons une hypothèse similaire mais moins forte, en ne considérant que 5 et 10 m.s^{-1}. De plus, le CO est attendu comme étant faiblement abondant à la surface des grains (Hollenbach et al., 2009), ce qui devrait moins impacter le comportement des grains, supposé dominé par la glace d'eau.

Les deux cas que nous avons testés sont 15-5 et 15-10, et dans ces simulations la poussière est incapable de grossir dans le disque externe. À la place, la poussière grossit aux abords de la ligne de gel et ne s'y concentre jamais, ce qui permet de transférer la masse du disque vers l'intérieur du système. Ce résultat est en accord avec Pinilla et al. (2017) et leur modèle avec $\alpha = 10^{-2}$ (le plus proche du nôtre), où la poussière ne grossit qu'entre la ligne de gel de l'eau et celle de CO_2. Cependant, comme ils ne prennent pas en compte la rétroaction de la poussière, ni même l'évolution temporelle du gaz, ils ne constatent pas un découplage de la poussière *a contrario* de nos simulations globales.

Aux longueurs d'ondes millimétriques, un tel scénario se traduirait par une absence de flux mesuré à l'extérieur de la ligne de gel du CO, ce qui semble correspondre à 3 disques dans le projet DSHARP : HD 142666, DoAr33 et SR4. Notons que cette tendance a également été observée par Guidi et al. (2016) et Macías et al. (2019) dans HD 163296 et HD 169142 respectivement. Pour ces disques, la tendance indiquée est plus significative que pour les disques du projet DSHARP, car la ligne de gel du CO n'est pas simplement estimée mais mesurée avec l'émission de la molécule de DCO^+ par exemple (cf. section 1.3.3).

4.6.4 Des simulations aux observations

A la fin de nos simulations, les petits grains sont appauvris par rapport aux gros grains, ce qui diffère des observations, notamment aux plus petites longueurs d'ondes qui mettent en évidence la lumière diffusée de l'étoile par les grains micrométriques (Avenhaus et al., 2018). C'est une des conséquences de notre modèle de croissance qui considère la distribution de taille locale comme hautement piquée autour d'une valeur particulière. En conséquence, les gros grains sont bien représentés au détriment des petits, ce qui est plutôt bien adapté dans le cadre d'une comparaison avec des données millimétriques. Un modèle de croissance plus complexe (c.à.d avec l'équation de Smoluchowski) permettrait de considérer également les plus petites populations, notamment en modélisant les interactions entre grains de tailles différentes (cf. section 2.7.1). Tout de même, notre modèle s'avère utile dans le cadre de la reconnaissance des concentrations de poussière. De plus, les observations en bande 6 ne sont pas sensibles aux plus petites populations de poussière, ce qui permet en bonne approximation de considérer les intensités mesurées comme correspondant à des tailles millimétriques (c.à.d similaires aux tailles de nos simulations SPH).

Avec nos 3 cas de figure, 14 des 18 disques observés avec DSHARP semblent porter des signatures similaires à ce que nos simulations indiquent. Cependant, nous devons être prudents avec ces comparaisons, puisque cela nécessite de prendre en compte le transfert radiatif. Ce point en particulier a été une des motivations pour migrer vers le code Phantom, qui est plus moderne et est couplé avec le code de transfert radiatif Mcfost (Pinte et al., 2006). Malgré tout, nous nous permettons de discuter de nos résultats préliminaires. Le cas *i* semble peu probable, puisqu'il requiert une différence très grande de propriétés de collage que l'on devrait observer de manière systématique. Nous nous attendons à une différence plus subtile pour le CO, notamment du fait de sa faible abondance (par rapport à la glace d'eau). Ce cas est néanmoins ce que nous attendons pour la ligne de gel de l'eau, qui se situe cependant à des distances beaucoup plus petites de l'étoile.

En ce qui concerne les autres cas, et comme Huang et al. (2018) le soulignent, il est difficile de conclure de manière satisfaisante avec des signatures possiblement observées sur une sous-partie de l'ensemble des disques. Nous pouvons cependant discuter du point de départ de la croissance des grains dans les disques. Dans nos simulations, nous constatons qu'une faible différence de vitesse de fragmentation externe peut avoir un impact assez grand sur l'évolution de la poussière. Par exemple, la poussière de la simulation 15-10 commence sa croissance légèrement à l'extérieur

de la ligne de gel de CO *a contrario* de la poussière de la simulation 15-5 (voir figure 4.23). Cette différence pourrait venir d'un changement d'abondance du CO à la surface des grains, qui dans notre modèle intervient directement dans l'estimation de la vitesse de fragmentation externe (voir equation 4.25). Pour des propriétés solides données, deux vitesses de fragmentation externe différentes peuvent s'exprimer en termes d'abondances différentes de CO :

$$\frac{V'_{\text{fragout}}}{V_{\text{fragout}}} = \frac{\xi'_{\text{CO}}\rho_{\text{H}_2\text{O}} + (1-\xi'_{\text{CO}})\rho_{\text{CO}}}{\xi_{\text{CO}}\rho_{\text{H}_2\text{O}} + (1-\xi_{\text{CO}})\rho_{\text{CO}}}, \tag{4.34}$$

où ξ'_{CO} et ξ_{CO} sont deux abondances de CO différentes (voir figure 4.27).

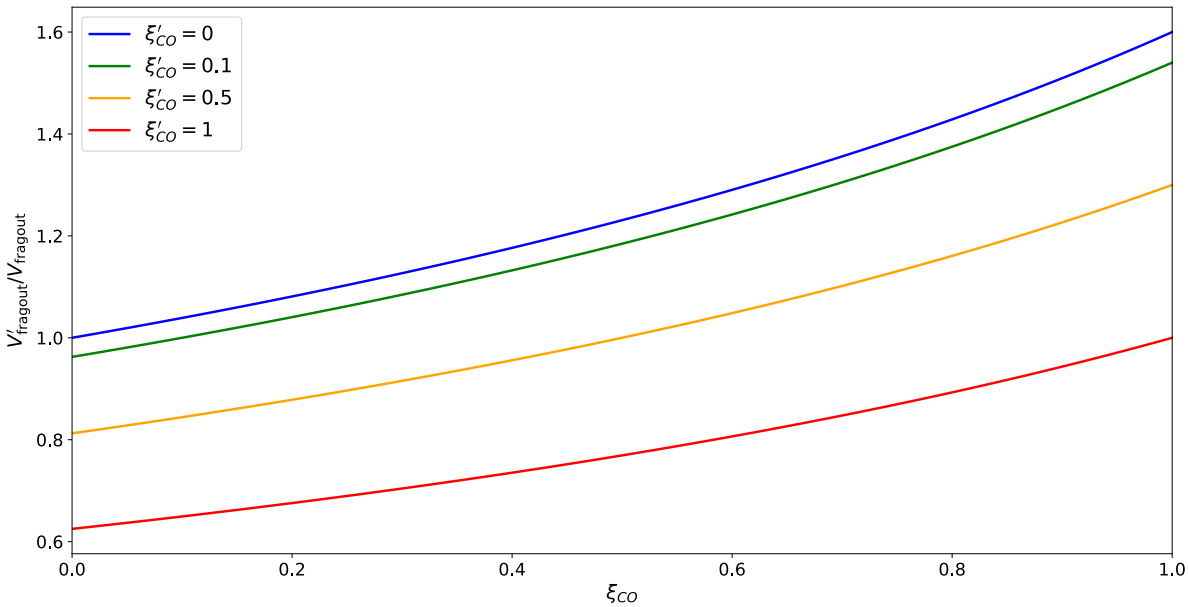


FIGURE 4.27 – Évolution du rapport de vitesses de fragmentation externe en fonction de l'abondance du CO à la surface des grains.

Une différence d'abondance peut modifier la vitesse de fragmentation de quelques mètres par seconde. Avec ce modèle relativement simple, un rapport de 2 comme avec les simulations 15-5 et 15-10 ne peut cependant pas être expliqué uniquement par une différence d'abondance. Plus généralement, l'état du CO est plus complexe que ce que nous avons considéré ici et dépend de multiples paramètres chimiques comme la température, pression et composition du disque. Le CO subit également de multiples réactions chimiques, ce qui rend sa distribution dans les disques complexe (Martin and Livio, 2014; Cleeves, 2016). Les conditions d'un disque à un autre changent, notamment à cause du type de l'étoile centrale ou du nuage moléculaire à partir duquel le disque s'est formé. En accord avec les résultats présentés en figure 4.27, je pense qu'il est possible qu'un changement d'abondance de CO soit capable de changer suffisamment le comportement des grains aux abords de la ligne de gel de CO d'un disque à un autre. Ceci pourrait expliquer pourquoi nous ne pouvons pas trouver de consensus entre tous les disques : ils ne partagent pas la même distribution de CO. Les grains seraient par exemple capables de grossir à l'extérieur de la ligne de gel de CO lorsque son abondance serait faible. Une étude chimique et dynamique serait à envisager pour explorer cette idée plus en profondeur.

Plus généralement encore, faire une comparaison détaillée avec les observations demande des simulations dédiées à chaque système, demandant ainsi de connaitre la structure de ce dernier. Les grandes incertitudes sur la position de la ligne de gel de CO dans le projet DSHARP (voir table 4.4) nous montrent que nous avons besoin d'une résolution encore plus grande pour cela. La détection simultanée de la ligne de gel de CO et de l'absence de gros grains à l'intérieure de cette dernière dans le disque autour de l'étoile HD 169142 semble cependant favoriser le cas *iii*.

4.7 Analyse de l'espace des paramètres

Terminons l'analyse des simulations en effectuant une rapide analyse de l'espace des paramètres. On a par exemple en figure 4.28 superposé deux jeux de simulations avec deux valeurs de $r_{\rm snow}$ différentes.

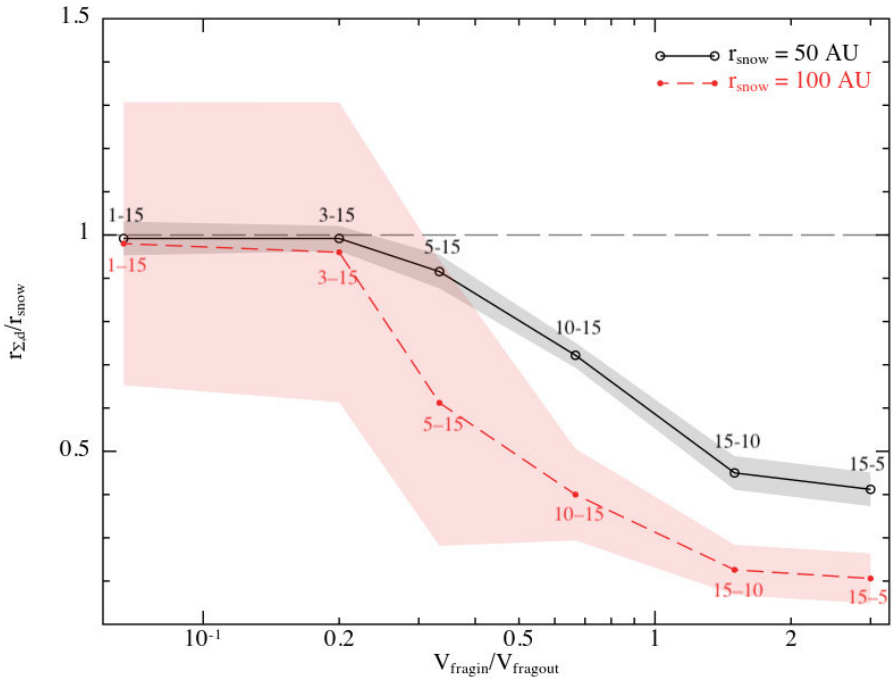


FIGURE 4.28 – Position du maximum de densité de surface normalisé par la position de la ligne de gel en fonction du rapport de vitesses de fragmentation pour deux jeux de simulations avec deux positions de ligne de gel. Les régions colorées montrent les largeurs de ces maximums et sont estimées à l'endroit où la densité atteint 50% du maximum. Le label à côté de chaque point se lit '$V_{\rm fragin} - V_{\rm fragout}$'. La ligne de gel est représentée par la ligne en tirets gris.

Ces deux jeux se comportent de manière similaire dans le sens où la poussière s'échappe de la ligne de gel aux mêmes couples de vitesses de fragmentation. Cependant, le jeu de simulation à 50 ua montre une efficacité de piégeage bien supérieure à son homologue à 100 ua (voir les barres d'erreur). Les différences entre deux groupes de simulations résident donc simplement dans les temps caractéristiques de croissance et les largeurs des concentrations créées (cf. equation 2.172).

4.7.1 Classification en groupes

Plus généralement, avec toutes les simulations produites (voir table 4.1), nous pouvons identifier 3 comportements différents vis à vis de la croissance et de la formation des pièges à poussière auto-induits autour d'une ligne de gel. Nous classons ces simulations en 3 groupes en fonction de leur état final. Le schéma représentatif de ces 3 groupes est montré en figure 4.29. Ce schéma résume notre analyse. Le mécanisme détaillé de chaque groupe et son origine est comme suit :

A : La poussière n'est pas piégée à la ligne de gel et forme un piège à poussière auto-induit entre 20 et 50 ua de l'étoile. Ceci est dû à la différence de vitesses de fragmentation qui est proche de 1 ou supérieure à 1. De ce fait, soit la poussière ne commence sa croissance qu'après la ligne de gel, soit la différence des propriétés de collage n'est pas suffisante pour stopper la dérive radiale des grains. Ce groupe crée les pièges les plus proches de ceux trouvés par Gonzalez et al. (2017a).

B : $V_{\rm fragout} > V_{\rm fragin}$ et la ligne de gel est entre 30 et $\sim 130-140$ ua. Les grains ont alors assez de temps pour dériver du disque externe et commencer à se découpler du gaz. La dérive de ces grains est substantiellement freinée à la ligne de gel ce qui aide à concentrer la poussière spatialement (voir figure 4.21) et a un effet rétroactif sur le gaz assez important (cf. figure 4.13). La vitesse relative des grains est freinée par cette concentration, ce qui leur permet d'éviter

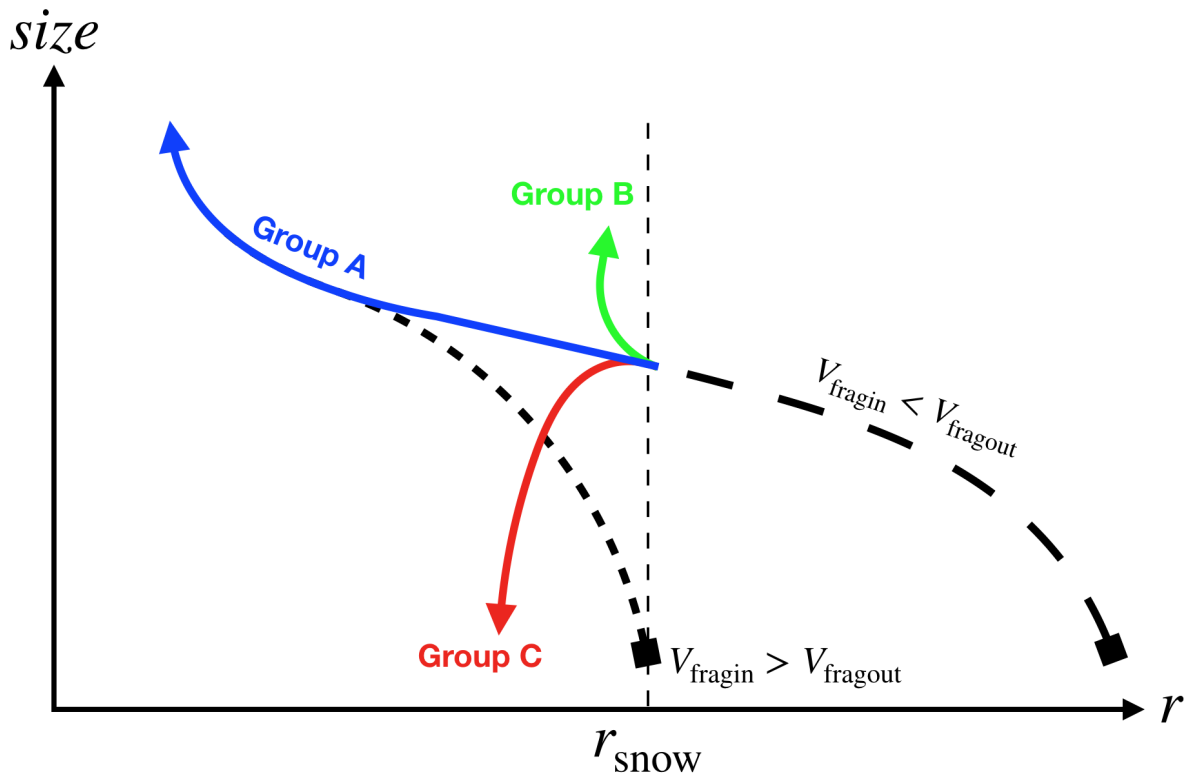


FIGURE 4.29 – Évolution d'un piège à poussière dans le plan (r, s) en fonction de son groupe d'appartenance. Groupe A (bleu) amène à un piège à poussière auto-induit 'usuel' qui se forme de manière détaché de la ligne de gel. Groupe B (vert) amène à une concentration de poussière aux alentours de la ligne de gel. Groupe C (rouge) amène à l'auto-destruction d'un piège à poussière. Les courbes épaisses noires représentent différents cas pour les vitesses de fragmentation. La ligne de gel est représentée par la ligne en tirets fins noirs.

de trop fragmenter dans le disque interne (voir par exemple la figure 4.4). Dans ce groupe, les grains atteignent des tailles millimétriques à centimétrique après 400 kans. Soulignons que ces pièges contiennent moins de poussière que ceux du groupe A, car ils se forment sur une distance plus courte, ce qui limite leur collection de poussière. La croissance des grains est également plus lente, du fait de la plus grande distance à l'étoile (voir equation 2.172).

C : V_{fragout} est assez grand pour permettre de la croissance dans le disque externe et la ligne de gel est à une distance plus grande que $\sim 130-140$ ua. V_{fragin} est suffisamment petit pour que les grains expérimentent de la fragmentation en entrant à l'intérieur de la ligne de gel. Comme le temps typique de croissance augmente avec la distance à l'étoile (cf. equation 2.172), la croissance est stoppée avant d'atteindre St ~ 1 (c.à.d qu'ils n'ont pas encore atteint leur maximum de vitesse radiale). En conséquence, les grains ne peuvent pas se concentrer à la ligne de gel et fragmentent vers des plus petites tailles. La concentration de poussière qui a commencé à se former a un effet rétroactif trop faible sur le gaz, ce qui échoue à dominer la viscosité (cf. figure 4.13).

En figure 4.30, nous affichons toutes les simulations effectuées pour ce chapitre et les classons dans ces 3 groupes.

Ces groupes occupent clairement des régions bien spécifiques du plan $(r_{\text{snow}}, V_{\text{fragin}}/V_{\text{fragout}})$, en accord avec la description faite précédemment. Il semble que la position de la ligne de gel ait uniquement un effet 'détente', où une ligne de gel plus éloignée qu'une certaine distance ($\sim 130-140$ ua) échoue à former un piège à poussière tant que le rapport de vitesses de fragmentation est petit devant 1. Dans notre modèle, nous formons des pièges à poussière aux lignes de gel pour une plage de paramètres assez importante. Malgré cela, cette formation dépend en particulier des valeurs des vitesses de fragmentation, qui sont encore débattues aujourd'hui. Pour

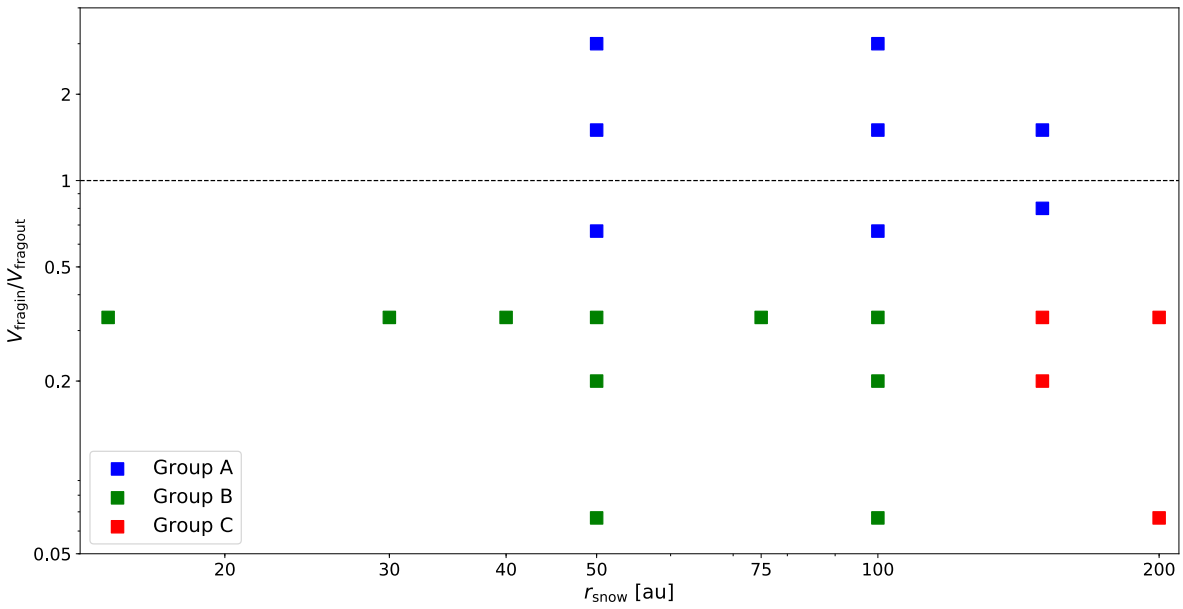


FIGURE 4.30 – Positions des simulations produites pour ce chapitre dans le plan $(r_{\rm snow}, V_{\rm fragin}/V_{\rm fragout})$. Les simulations sont séparées en 3 groupes qui sont détaillés en section 4.7.1. La ligne en tirets noirs représente la limite où $V_{\rm fragin} = V_{\rm fragout}$.

ce modèle particulier de disque, nous trouvons que la croissance des grains est possible dans la majeure partie du disque tant que la vitesse de fragmentation minimale est de l'ordre de 10 à 15 m.s^{-1}.

4.8 Discussion

Une ligne de gel peut être favorable ou défavorable aux concentrations de poussière. Dans le cas où elle est défavorable, la ligne de gel doit être à la fois loin de l'étoile et produire une grosse différence de propriétés de collage, ce qui n'est pas attendu dans les disques étant donné que l'élément solide le plus abondant à la surface des grains est la glace d'eau.

L'utilisation du rapport de vitesses de fragmentation comme discriminant est également sujet à discussions, puisqu'il est dégénéré. Cependant, en l'utilisant avec des valeurs physiques et probables, nous trouvons que c'est un plutôt bon indicateur de l'évolution des grains à l'issue de nos simulations. De plus, ce problème a de multiples degrés de liberté, signifiant que n'importe quel paramètre choisi aura son lot d'incertitudes et de dégénérescence. Nous soulignons que les valeurs particulières des vitesses de fragmentation et des positions des lignes de gel correspondant à chaque cas s'appliquent à ce modèle de disque en particulier. En ce sens, ces résultats ne sont pas universels, malgré le fait que le disque 'Steep' soit un disque 'moyen' observé (Williams and Best, 2014). Qualitativement, nous nous attendons néanmoins au même genre de comportement pour d'autres modèles de disques.

Le mécanisme de piège à poussière auto-induit a été observé de manière récurrente avec notre code LYONSPH, également avec le modèle de disque 'Flat' (Gonzalez et al., 2017a). Très récemment, Gárate et al. (2019) ont également trouvé que la rétroaction de la poussière pouvait inverser le flot de gaz vers l'extérieur du disque. Ils n'ont cependant pas pu retrouver le mécanisme général discuté dans ce chapitre. Cette différence peut être due à deux choses :

(i) Les méthodes numériques : nos simulations sont tridimensionnelles, Lagrangiennes et calculent les forces sur le gaz et la poussière de manière auto-cohérente. Les équations hydrodynamiques sont alors directement intégrées. A l'opposé, leur groupe utilise une méthode Eulerienne à grille et essentiellement 1D, qui s'appuie sur nombre de modèles semi-analytiques

pour l'évolution du gaz et de la poussière. Pour faire écho à Gonzalez et al. (2017a), ce mécanisme nécessite l'utilisation de simulations globales.

(*ii*) Les modèles de croissance et de fragmentation : nous utilisons un modèle simplifié de croissance en considérant des distributions mono-disperses. A l'opposé, leur groupe résout l'équation de Smoluchowski pour différentes populations de poussière comme dans Birnstiel et al. (2010), ou utilisent un modèle plus simple à deux populations comme dans Birnstiel et al. (2012) et basé sur le précédent. En particulier, notre modèle de fragmentation est plus pénalisant que le leur, qui conserve les plus gros fragments et s'assimile plus à de l'érosion. Ceci pourrait être important dans le cadre de la formation des pièges à poussière auto-induits, car un fort gradient de taille amène à un fort gradient de vitesse de dérive radiale, ce qui renforce l'efficacité des concentrations de poussière.

Une comparaison cohérente et complète entre les méthodes à grille et SPH dans le cadre de la croissance de la poussière est donc souhaitée. Ce travail a notamment été initié par Maxime Lombart et son implémentation d'un algorithme qui résout l'équation de Smoluchowski.

4.8.1 Formation de planétés(imaux)

Concentrer la poussière dans des pièges est ce dont la théorie de la formation planétaire a besoin pour sauver la poussière des griffes des barrières de dérive radiale et de fragmentation. À la fin de nos simulations, les plus gros grains ont des tailles qui vont jusqu'au mètre, taille où la turbulence commence à devenir inefficace en tant que seul moteur de la croissance. Pour continuer à des tailles plus importantes, nous aurions besoin de considérer l'auto-gravité.

Avec de telles concentrations de poussière, l'instabilité de courant (Youdin and Goodman, 2005) peut également transformer les galets centimétriques en planétésimaux, à condition que le disque ait un gradient de pression régulier et soit peu visqueux.

Les pièges à poussière auto-induits permettent au rapport poussière/gaz de surpasser la valeur classique de 1% d'un à deux ordres de grandeur. Avec de telles concentrations, il est également possible que l'instabilité de courant et les pièges à poussière auto-induits travaillent ensemble à la formation de planétésimaux, notamment au sein d'un maximum de pression (Auffinger and Laibe, 2018). En particulier, ces auteurs ont démontré que l'instabilité de courant pouvait se développer dans un maximum de pression pour des disques relativement visqueux ($\alpha \gtrsim 10^{-3}$), au prix d'un taux de croissance plus faible. Ceci est encourageant au regard de la formation des planètes.

Alors que nos grains sont supposés compacts, il a également été montré que la porosité peut agir en faveur de la formation des planètes (Okuzumi et al., 2012; Kataoka et al., 2013; Garcia, 2018; Garcia and Gonzalez, 2020). La porosité des grains augmente en pratique leur section efficace géométrique, ce qui amène à des taux de croissance plus importants et des dérives radiales moins fortes lorsqu'ils entrent dans le régime de Stokes. Nous développons un modèle plus complet d'évolution des grains avec croissance, fragmentation, porosité et ligne de gel en ce moment dans Phantom avec Stéphane Michoulier, stagiaire de Master 2 dans notre équipe et futur doctorant. Nous reparlerons plus en détail de la croissance dans Phantom dans le chapitre 6.

4.9 Résumé

Les pièges à poussière auto-induits sont le fruit d'un grand nombre de particules qui se découplent et freinent leur dérive à cause de leur effet collectif sur le gaz. Nous avons montré que les lignes de gel affectent la dynamique de la poussière et peuvent mener à des concentrations à des lieux particuliers. Nous résumons le travail présenté dans ce chapitre en 6 points.

(*i*) Le mécanisme des pièges à poussière auto-induits est robuste : il se produit avec de fortes différences de vitesses de fragmentation et à des distances variées de l'étoile. Il permet de former des grains millimétriques à métriques qui sont découplés du gaz et sont en sécurité

par rapport aux problèmes de dérive radiale et de fragmentation. Ils sont distribués dans des concentrations radiales avec des rapports poussière/gaz qui vont jusqu'à l'unité.

(*ii*) Une petite différence de vitesse de fragmentation (par exemple 5 m.s^{-1}) peut produire de vastes différences dans les distributions de poussière. L'efficacité de 'piégeage' d'une ligne de gel dépend fortement des propriétés de collage de part et d'autre de cette dernière.

(*iii*) Les images millimétriques de disques avec ALMA (par exemple Guidi et al. (2016); Andrews et al. (2018)) montrent des signatures similaires à nos simulations et peuvent suggérer que l'impact de la ligne de gel de CO est très dépendant du système considéré.

(*iv*) Même si aucun lien n'est repéré entre une concentration de poussière et la ligne de gel de CO à des états avancés, nos simulations montrent qu'une corrélation peut exister à des stades plus précoces.

(*v*) Plus généralement, plus la ligne de gel est éloignée de l'étoile, plus la croissance de la poussière est inhibée. Un piège à poussière auto-induit ne peut pas se former si les effets rétroactifs de la poussière sur le gaz ne dominent pas les effets visqueux.

(*vi*) Plus les grains sont fragiles dans la partie interne de la ligne de gel, plus une ligne de gel pourra piéger efficacement la poussière.

CHAPITRE 5

CO-EXISTENCE DE PLANÈTES ET DE PIÈGES À POUSSIÈRE AUTO-INDUITS

"Humanity has spread to the stars. We set out like ancient seafarers to explore the limitless ocean of space. But no matter how far we venture into the unknown, the worst monsters are those we bring with us."

Takeshi Kovacs - Altered Carbon S01E03

"When you live upon Arrakis," she had said, "khala, the land is empty. The moons will be your friends, the sun your enemy."

Frank Herbert - Dune

5.1 Motivations

La formation des planètes est un problème complexe, comme nous l'avons souligné tout au long de ce manuscrit. Ma thèse a eu la chance de se dérouler à une période où des avancées observationnelles majeures ont eu lieu dans ce domaine, avec par exemple les observations détaillées de HL Tau (ALMA Partnership et al., 2015), de TW Hya (Andrews et al., 2016) ou encore la réalisation de différentes campagnes d'observations à haute résolution angulaire (par exemple Avenhaus et al., 2018; Andrews et al., 2018) donnant lieu à une statistique des disques de plus en plus riche.

Ces nouvelles observations, couplées aux multiples détections d'exoplanètes, ont je dirais encore plus vivifié l'intérêt de comprendre les processus de formation planétaire. Le chapitre précédent est particulièrement le fruit de cet intérêt, où nous avons exploré l'impact des lignes de gel sur la concentration des solides, eux mêmes voués à former un vivier de planétésimaux (et par extension de planètes). Avec ce travail, nous avons considéré les pièges à poussière auto-induits comme étant un mécanisme permettant d'initier cette formation planétaire.

Cependant, certains travaux très impressionnants ont pu mettre en évidence la présence de planète dans certains des disques observés, avec par exemple PDS 70 (Keppler et al., 2018) en imagerie directe ou encore HD 97048 (Pinte et al., 2019) en détectant des déviations au profil keplerien dans les cartes d'émission du CO (également appliqué au système autour de HD 163296 par Pinte et al., 2018b). Ces détections ont notamment mis en évidence la présence de planètes très massives et éloignées dans le disque, ce qui laisse à penser à un mécanisme de formation rapide du type instabilité gravitationnelle.

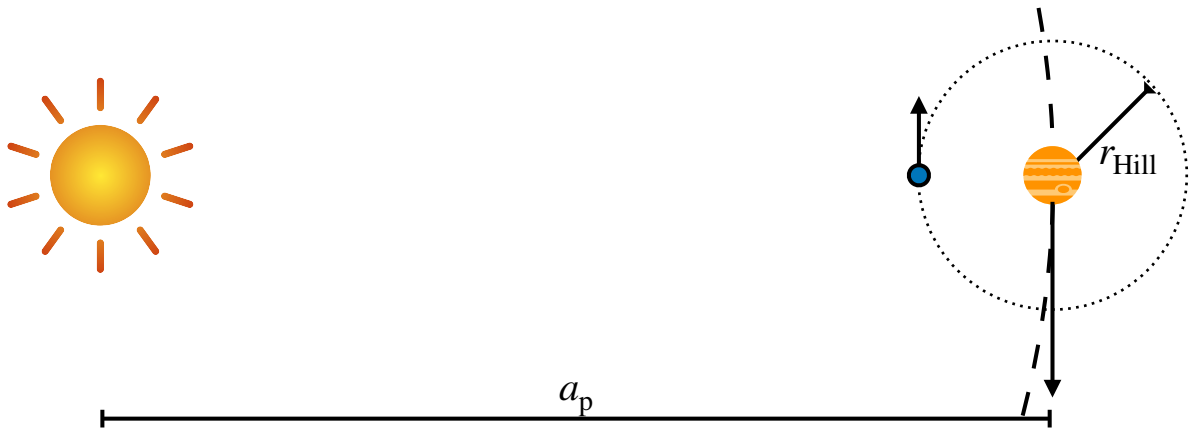


FIGURE 5.1 – Schéma d'une étoile autour de laquelle orbite une planète (tirets noirs épais), qui elle même possède un satellite (cercle bleu) orbitant à la distance critique du rayon de Hill (cercle en pointillés noirs).

Depuis HL Tau et surtout pendant ma thèse, j'ai pu observer la communauté se demander si les disques observés étaient **en train** de former des planètes ou **avaient déjà** formés des planètes [1]. En considérant la direction prise par la communauté, j'ai voulu explorer dans ce chapitre le scénario de formation d'un piège à poussière auto-induit dans un disque hôte d'une planète. En ce sens, j'ai essayé d'explorer l'idée que ce processus ne soit pas initiateur de la formation planétaire, contrairement à l'approche du chapitre précédent. Avec une telle étude, je me suis notamment demandé si la présence d'une planète dans un disque pouvait engendrer la formation subséquente d'autres planètes, et si oui dans quelles conditions.

Je tiens à souligner et remercier le travail d'Alexia Hocine, étudiante de Master 1 à l'époque (été 2019), qui a réalisé un travail préliminaire conséquent d'analyse de données sur certaines simulations. Elle a réalisé ce travail dans le cadre d'un stage de Master que j'ai encadré pendant 8 semaines. Le travail présenté dans ce chapitre fera l'objet d'une publication dans le futur proche (Vericel, Gonzalez & Hocine, en préparation).

5.2 Modélisation

5.2.1 Sphère de Hill

Dans un système composé d'une étoile centrale et d'une planète, un corps tiers subit deux influences gravitationnelles. Étant donné que l'étoile centrale est généralement la plus massive, son champ gravitationnel est généralement dominant. Cependant, il existe une sphère, centrée autour de la planète, au sein de laquelle l'influence de la planète l'emporte sur celle de l'étoile. On l'appelle la sphère de Hill [2].

Considérons un système composé d'une étoile centrale de masse $M_\star$, d'une planète de masse $M_{\rm p}$ avec un demi-grand axe $a_{\rm p}$ et d'un satellite de la planète, qui orbite à la limite de la sphère de Hill de la planète, notée $r_{\rm Hill}$. En considérant $r_{\rm Hill} \ll a_{\rm p}$, la fréquence angulaire du satellite autour de l'étoile est donnée par :

$$\omega^2 = \Omega_{\rm k}^2 = \frac{GM_\star}{a_{\rm p}^3}. \tag{5.1}$$

À la position du satellite, l'accélération centrifuge est le fruit d'un équilibre entre la gravité de l'étoile et la gravité de la planète. Plus précisément, on peut écrire dans le référentiel de l'étoile et selon la coordonnée radiale :

1. 'Planet forming discs' pour la première option, 'Planet hosting discs' pour la deuxième.
2. D'après George William Hill qui a étudié les problèmes à N-corps.

$$a_{\text{centrifuge},r} = \nabla_r \phi_\star - \nabla_r \phi_\text{p}, \tag{5.2}$$

$$\omega^2 (a_\text{p} - r_\text{Hill}) = \frac{GM_\star}{(a_\text{p} - r_\text{Hill})^2} - \frac{GM_\text{p}}{r_\text{Hill}^2}, \tag{5.3}$$

ce qui est schématisé en figure 5.1. En manipulant l'équation 5.3, on exprime le rayon de Hill comme :

$$\left(\frac{r_\text{Hill}}{a_\text{p}}\right)^3 = \frac{M_\text{p}}{M_\star}\left(\frac{a_\text{p}^2 - 2a_\text{p} r_\text{Hill} + r_\text{Hill}^2}{3a_\text{p}^2 - 3a_\text{p} r_\text{Hill} + r_\text{Hill}^2}\right). \tag{5.4}$$

Les termes quadratiques en a_p dominent dans l'approximation où le rayon de Hill est petit devant le demi-grand axe de la planète. Une approximation du rayon de Hill est alors donnée par :

$$r_\text{Hill} \sim a_\text{p}\left(\frac{M_\text{p}}{3M_\star}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{5.5}$$

qui correspond au rayon à l'intérieur duquel l'attraction de la planète domine sur celle de l'étoile. Nous utiliserons la définition de la sphère de Hill dans nos simulations numériques (voir ci-après).

5.2.2 Setup numérique

Nous continuons dans la lancée du chapitre 4 et utilisons de nouveau le code Lyonsph pour simuler l'impact d'une planète sur l'évolution des pièges à poussière auto-induits. Le modèle de disque simulé est le même que précédemment.

Le setup numérique utilisé est très similaire au chapitre 4, à deux exceptions majeures :

(*i*) J'ai modifié le code pour pouvoir injecter un nombre de particules de gaz plus grand que celui de poussière. Ceci est notamment intéressant pour augmenter la résolution du gaz (cf. section 3.5.1). Pour les simulations de ce chapitre, j'ai utilisé 600k particules de gaz pour 200k particules de poussière.

(*ii*) Nous injectons une planète[3] dans le disque après 95 orbites à 100 ua ($\sim$ 95 kans) afin d'alléger l'exploration de l'espace des paramètres (a_p, M_p). En effet, les différentes simulations sont relancées à partir d'une simulation mère qui ne calcule l'évolution du disque entre 0 et 95 kans qu'une seule fois. Nous choisissons ce moment car il se situe dans l'intervalle temporel où la poussière s'est bien relaxée et où elle commence à se concentrer dans le disque externe. Les effets d'une injection plus précoce sont discutés en section 5.7.1.

Le disque ressent les effets de la planète, mais le transfert d'impulsion du disque vers la planète est négligé, ce qui ne permet pas de représenter la migration planétaire. Nous discutons de cette limitation et de ses potentiels effets sur nos résultats en section 5.7. Cette considération ne nous permet pas par ailleurs d'étudier les planètes inclinées par rapport au plan médian du disque, qui voient leur inclinaison s'amortir au cours du temps par échange de moment avec le disque (par exemple Nealon et al., 2018). De manière similaire, l'évolution de l'excentricité de la planète (par exemple Crida et al., 2007; Pearce and Wyatt, 2014; Teyssandier and Ogilvie, 2019) ne peut pas pas être simulée. Nous nous intéresserons donc uniquement aux planètes à inclinaison nulle et à orbite circulaire.

L'injection de la planète se fait de manière rigoureusement identique à toutes les simulations. La planète est d'abord positionnée, en coordonnées cylindriques, à :

$$r_i = a_\text{p}, \tag{5.6}$$

$$\theta_i = 0, \tag{5.7}$$

3. Que l'on représente par un potentiel ponctuel.

ce qui correspond à $[x_i,\, y_i] = [a_\mathrm{p},\, 0]$ en coordonnées cartésiennes. La planète est dotée d'une vitesse initiale selon l'axe y uniquement, telle que

$$v_{y,i} = v_\mathrm{k}(a_\mathrm{p}) = \sqrt{\frac{GM_\star}{a_\mathrm{p}}}. \tag{5.8}$$

À la suite de cela, la vitesse et la position de la planète sont numériquement intégrées tout au long de la simulation en accord avec le formalisme SPH (voir section 3.3.2).

L'accrétion de matière sur la planète est également considérée si deux conditions sont remplies :

(i) Une particule donnée se trouve à une distance inférieure à une distance critique $r_\mathrm{c} = f_\mathrm{c} r_\mathrm{Hill}$ de la planète.

(ii) Sa vitesse est inférieure à la vitesse de libération correspondante.

f_c est un paramètre d'entrée que nous fixons à 20%. D'autres codes SPH comme Phantom utilisent une méthode similaire, où l'accrétion d'une particule se décide après une succession de tests sur sa position, sa vitesse, son excentricité et son moment cinétique (Price et al., 2018). Nous considérons également quelques cas où la masse de la planète est fixe. Dans ce cas là, les particules normalement accretées sont quand même supprimées de la simulation car leur temps caractéristique dynamique deviendrait de plus en plus faible à mesure qu'elles s'approcheraient de la planète. En conséquence elles imposeraient le pas de temps global de la simulation (condition de Courant, voir section 3.6), ce qui augmenterait sensiblement le temps de calcul.

Dans l'esprit d'étendre les résultats du chapitre précédent, nous testons également quelques cas de figure avec ligne de gel. L'ensemble des simulations produites pour ce chapitre est présenté dans la table 5.1.

Label	a_p [ua]	M_p	$\dot{M}_\mathrm{p} \neq 0$?	r_snow [ua]	V_frags [m.s^{-1}]	Figures
M1snow	100	1 $M_♃$	Oui	50	5-15	5.2, 5.4, 5.5, 5.6, 5.23, 5.27
M2	50	5 $M_♃$	Oui	∅	15	5.2, 5.4, 5.5, 5.6, 5.23, 5.27
L1snow	100	1 $M_\oplus$	Oui	50	5-15	5.2, 5.7, 5.8, 5.9, 5.10, 5.23
L2snow	75	10 $M_\oplus$	Oui	50	5-15	5.2, 5.7, 5.8, 5.9, 5.10, 5.11, 5.12, 5.23, 5.27
I1	80	0.05 $M_♃$	Oui	∅	15	5.2, 5.13, 5.14, 5.16, 5.19, 5.20, 5.27
I2	80	0.15 $M_♃$	Oui	∅	15	5.2, 5.13, 5.14, 5.16, 5.19, 5.20, 5.27
I3	80	0.3 $M_♃$	Oui	∅	15	5.2, 5.13, 5.14, 5.15, 5.16, 5.17, 5.18, 5.19, 5.20, 5.23, 5.27
I4fix	80	0.5 $M_♃$	Non	∅	15	5.2, 5.17, 5.18, 5.19, 5.20, 5.23, 5.26
I4snow	80	0.5 $M_♃$	Oui	40	5-15	5.2, 5.13, 5.14, 5.15, 5.16, 5.19 5.20, 5.23, 5.27
I4fixtinj	80	0.5 $M_♃$	Non	∅	15	5.26

Table 5.1 – Les simulations produites pour ce chapitre. Pour le label des simulations, la première lettre correspond à la planète simulée, avec M pour 'Massive', L pour 'Light', et I pour 'Intermediate'.

5.2.3 Intéraction disque-planète

Au niveau hydrodynamique, une planète produit un couple Γ qui excite le disque au travers d'ondes de densité aux résonances de Lindblad [4] (Goldreich and Tremaine, 1979, 1980; Dipierro and Laibe, 2017) :

$$\Gamma(r) = \mathrm{sgn}(r - a_\mathrm{p}) \frac{G M_\mathrm{p}^2 a_\mathrm{p}^3}{\Delta(r)^4 M_\star} f_\mathrm{p}, \tag{5.9}$$

où f_p est un facteur estimé numériquement à $0.1 - 0.4$ (Lin and Papaloizou, 1979; Rafikov and Petrovich, 2012) et $\Delta(r) \equiv |r - a_\mathrm{p}|$ est la distance radiale à l'orbite de la planète.

La forme de l'équation 5.9 montre que le couple est positif sur les orbites supérieures à la planètes et négatif à l'inverse. En d'autres termes, la planète va avoir tendance à éjecter la matière de son orbite, à l'inverse de la viscosité qui cherche à lisser la structure du gaz [5]. Si le couple de la planète est plus important que le couple visqueux, la planète forme alors un sillon annulaire dans le disque (par exemple Paardekooper and Mellema, 2004; Crida et al., 2006a; Fouchet et al., 2010; Baruteau and Papaloizou, 2013; Gonzalez et al., 2015; Rosotti et al., 2016; Dipierro and Laibe, 2017).

Couples déposés sur le disque

Le couple d'excitation de la planète est amorti par la viscosité et les chocs et se dépose sur le disque de gaz à une longueur typique de l'ordre de H par rapport à la planète (Artymowicz, 1993; Rafikov, 2002).
La poussière n'étant pas sensible à sa propre pression, les ondes de densité engendrées par la planète ne peuvent pas se propager très loin de la planète et le couple d'excitation de cette dernière se dépose à une distance de l'ordre du rayon de Hill, indépendamment de la hauteur caractéristique du disque. Le couple déposé sur le disque de gaz Γ_g peut donc être différent de celui déposé sur le disque de poussière Γ_d, tel que (voir Dipierro and Laibe, 2017) :

$$\Gamma_\mathrm{g,d}(r) \propto \Delta_\mathrm{g,d}(r)^{-4}, \tag{5.10}$$

où :

$$\Delta_\mathrm{g}(r) = \max(|r - a_\mathrm{p}|, H, r_\mathrm{H}), \tag{5.11}$$
$$\Delta_\mathrm{d}(r) = \max(|r - a_\mathrm{p}|, r_\mathrm{H}). \tag{5.12}$$

Ces couples interviennent dans la conservation de l'impulsion du gaz et de la poussière sous la forme de nouveaux termes. Dipierro and Laibe (2017) ont effectué ce travail théorique en trouvant la solution analytique à l'état stationnaire de la vitesse du gaz et de la poussière. Plus précisément, la vitesse radiale du gaz donnée en équation 2.153 est simplement amendée d'un nouveau terme d'origine planétaire $v_\mathrm{g,p}$:

$$v_{\mathrm{g},r} = v_\mathrm{g,drag} + v_\mathrm{g,visc} + v_\mathrm{g,p}, \tag{5.13}$$

où

$$v_\mathrm{g,p} = \frac{2\Gamma_\mathrm{d}}{v_\mathrm{k}} \frac{\varepsilon(1+\varepsilon)}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}^2} + \frac{2\Gamma_\mathrm{g}}{v_\mathrm{k}} \frac{1+\varepsilon+\mathrm{St}^2}{(1+\varepsilon)^2 + \mathrm{St}^2}. \tag{5.14}$$

Notons que la forme de l'équation 5.14 diffère de celle donnée par Dipierro and Laibe (2017) car leur définition du nombre de Stokes (St') englobe la mixture de gaz et de poussière, tandis que la notre (St) ne correspond qu'à la poussière, où $\mathrm{St}' = \mathrm{St}/(1+\varepsilon)$.

4. Ici, une résonance de Lindblad se produit à l'endroit où la fréquence d'oscillation radiale d'un élément de fluide est un multiple de la fréquence d'excitation de la planète.

5. Une analogie que j'aime tout particulièrement est de représenter la planète par un chasse-neige qui écarte la matière du disque sur son passage.

De manière similaire au chapitre 4 où nous avions défini $x_{\rm br}$ mesurant le rapport entre les effets rétroactifs et visqueux, nous définissons ici $x_{\rm p}$:

$$x_{\rm p} \equiv \left| \frac{v_{\rm g,p}}{v_{\rm g,visc}} \right|, \tag{5.15}$$

qui mesure le rapport entre les effets de la planète sur le gaz et les effets visqueux. Le signe de $v_{\rm g,p}$ est imposé par le signe des couples déposés, qui comme on l'a vu précédemment dépend de la position par rapport à la planète. On peut notamment écrire :

$$\frac{v_{{\rm g},r}}{|v_{\rm visc}|} = \begin{cases} x_{\rm br} - x_{\rm p} - 1, & r < a_{\rm p}, \\ x_{\rm br} + x_{\rm p} - 1, & r > a_{\rm p}, \end{cases} \tag{5.16}$$

traduisant ainsi le fait que la structure du gaz peut être modifiée à l'extérieur ($x_{\rm br} + x_{\rm p} > 1$) ou à l'intérieur ($x_{\rm br} > x_{\rm p} + 1$) de l'orbite de la planète. On remarque notamment que la planète 'aide' la viscosité à l'intérieur de son orbite et la rétroaction à l'extérieur.

En considérant un disque de gaz à l'état stationnaire ayant un profil visqueux classique, on estime $x_{\rm p}$ comme :

$$x_{\rm p} = \left[\frac{2\Gamma_{\rm d}}{v_{\rm k}} \frac{\varepsilon(1+\varepsilon)}{(1+\varepsilon)^2 + {\rm St}^2} + \frac{2\Gamma_{\rm g}}{v_{\rm k}} \frac{1+\varepsilon+{\rm St}^2}{(1+\varepsilon)^2+{\rm St}^2} \right] \frac{(1+\varepsilon)^2 + {\rm St}^2}{(1+\varepsilon+{\rm St}^2) v_{\rm visc}}, \tag{5.17}$$

$$= \frac{2\varepsilon(1+\varepsilon)\Gamma_{\rm d} + 2\Gamma_{\rm g}(1+\varepsilon+{\rm St}^2)}{v_{\rm k} \dfrac{3\alpha c_{\rm s} H}{2r} (1+\varepsilon+{\rm St}^2)}. \tag{5.18}$$

Ceci nous donne finalement :

$$x_{\rm p} = \frac{4}{3\alpha c_{\rm s}^2} \left(\Gamma_{\rm g} + \frac{\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+\varepsilon+{\rm St}^2} \Gamma_{\rm d} \right). \tag{5.19}$$

La carte du paramètre $x_{\rm p}$ en fonction de $M_{\rm p}$ et de $a_{\rm p}$ est montrée en figure 5.2 pour le disque Steep. Les simulations de la table 5.1 ont également été ajoutées. Les effets du rapport poussière/gaz et du nombre de Stokes sont également explorés en figure 5.3. Le paramètre $x_{\rm p}$ a en particulier deux propriétés intéressantes :

(i) Pour ${\rm St} \lesssim 1$, la dépendance est majoritairement contenue dans le rapport poussière/gaz.

(ii) Pour ${\rm St} \gg 1$, la dépendance en St et ε disparait.

Pour de faibles rapports poussière/gaz ($\varepsilon \sim 0$), l'expression précédente se simplifie car le couple de la planète déposée sur la poussière et retransmis via la rétroaction sur le gaz devient négligeable. Dans ce cas, on peut ré-écrire le paramètre $x_{\rm p}$ comme :

$$x_{\rm p} \simeq \frac{4\Gamma_{\rm g}}{3\alpha c_{\rm s}^2}, \tag{5.20}$$

$$\simeq \frac{4 f_{\rm p}}{3\alpha} \left(\frac{M_{\rm p}}{M_\star} \right)^2 \left(\frac{a_{\rm p}}{H} \right)^3 \left(\frac{H}{r} \right)^{-3}, \tag{5.21}$$

dans la mesure où l'on a assimilé $\Delta_{\rm g} \simeq H$.

Nous explorons différents régimes de $x_{\rm p}$ ($\gg 1$, $\ll 1$ et > 1) en sections 5.3, 5.4 et 5.5.

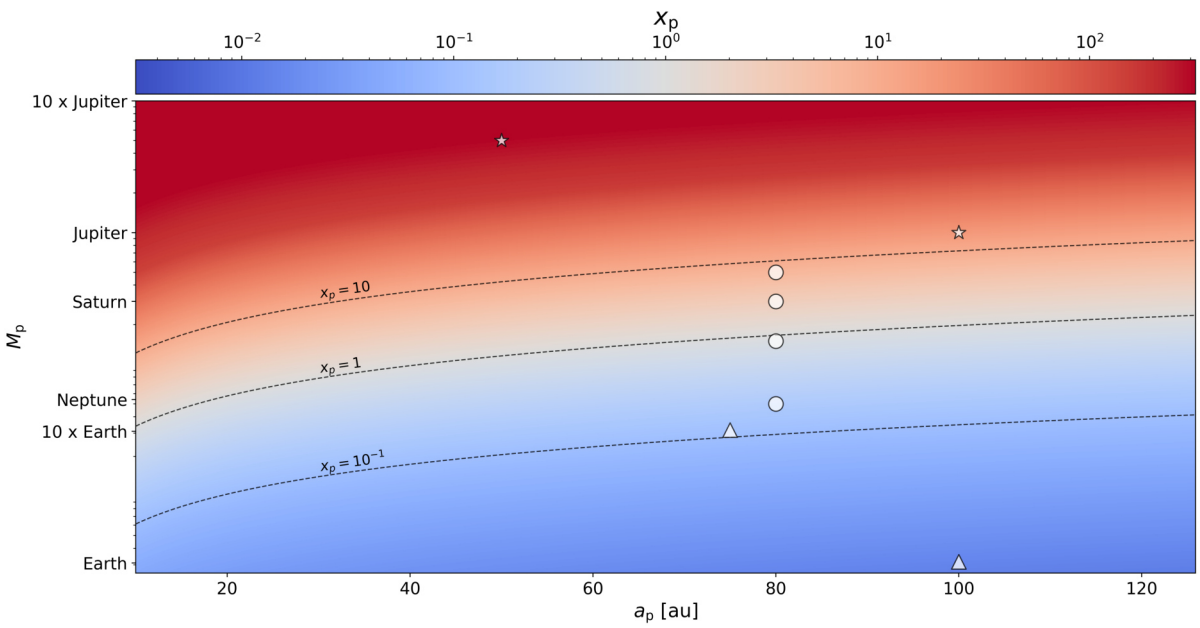


FIGURE 5.2 – Carte du paramètre x_p en fonction de la masse de la planète et de son demi-grand axe dans le disque Steep. Nous avons utilisé St $= 10^{-3}$, $\varepsilon = 10^{-2}$ et $\alpha = 10^{-2}$. Le calcul de x_p correspond à $r = a_p + r_{\rm Hill}$, c.à.d là où le couple de la planète est généralement maximal. Les lignes pointillées indiquent les contours pour $x_p = 0.1$, 1 et 10. Les planètes de chaque simulation sont également représentées par des étoiles (type M), des ronds (type I) et des triangles (type L) grisés.

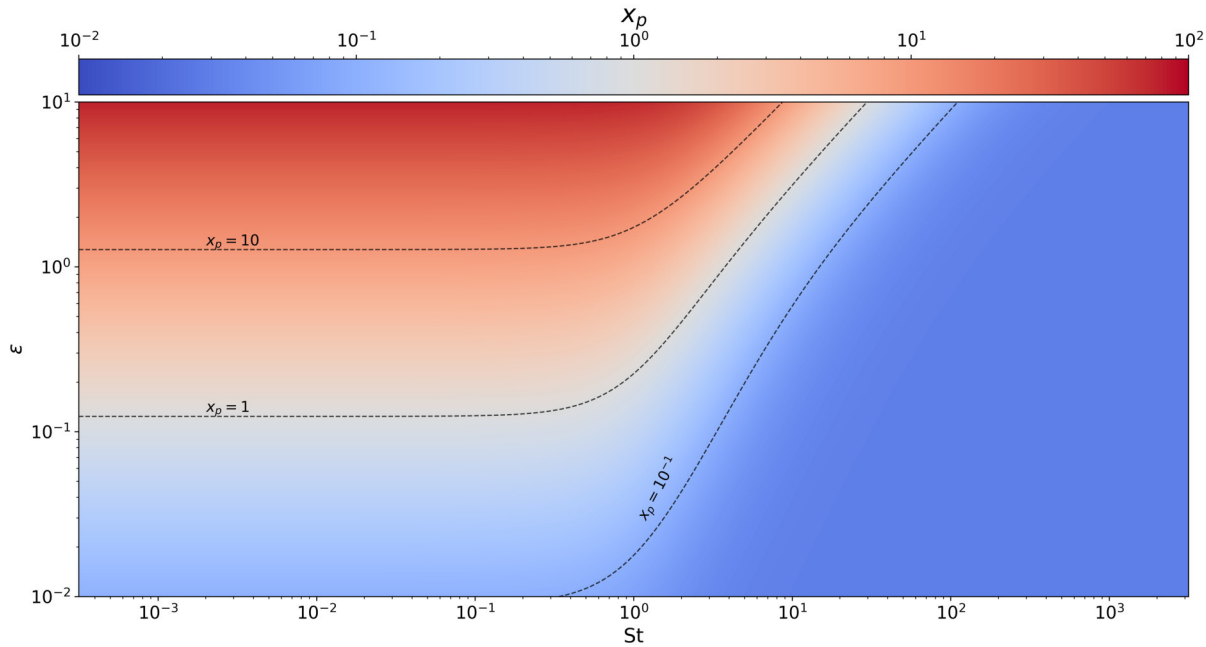


FIGURE 5.3 – Carte du paramètre x_p en fonction du rapport poussière/gaz et du nombre de Stokes dans le disque Steep. Nous avons utilisé $M_p = 10\ M_\oplus$, $a_p = 80$ ua et $\alpha = 10^{-2}$. De même que pour la figure 5.2, x_p est calculé à $r = a_p + r_{\rm Hill}$. Les lignes pointillées indiquent les contours pour $x_p = 0.1$, 1 et 10.

5.3 Planète géante gazeuse : $x_p \gg 1$

Plaçons nous dans un premier temps dans le régime des planètes très massives ($\gtrsim M_{♃}$), qui correspond à $x_p \gg 1$ (cf. figure 5.2). Nous simulons plus particulièrement deux configurations :

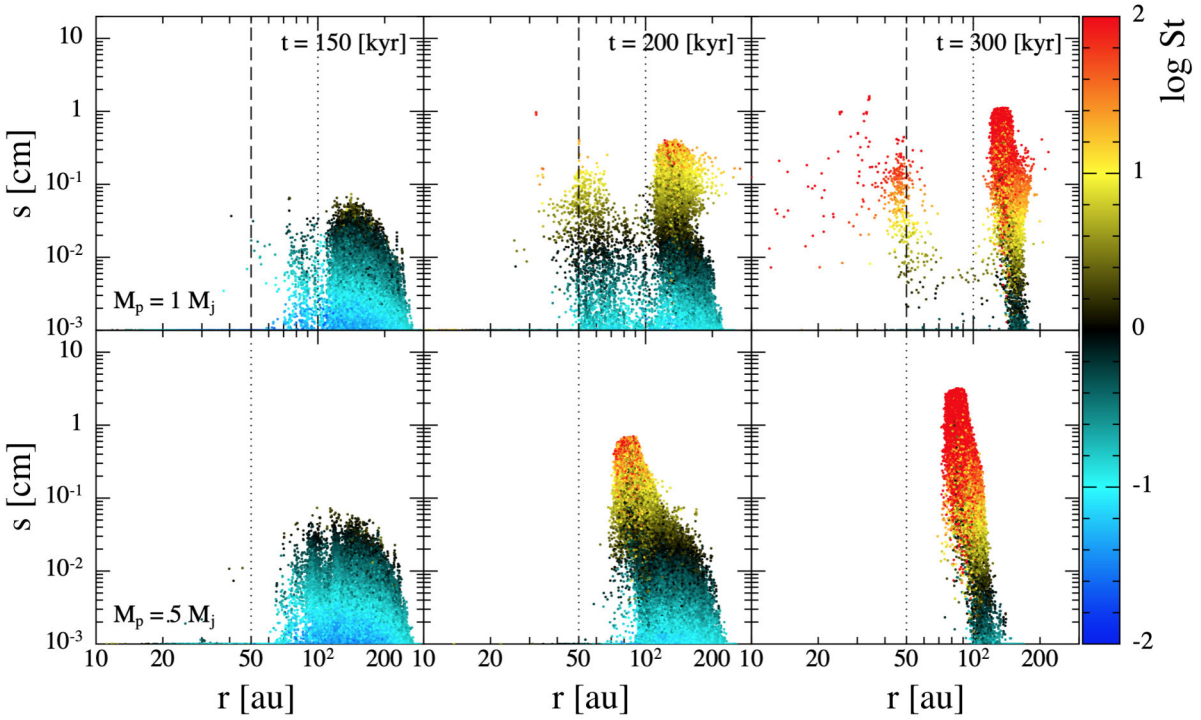


FIGURE 5.4 – Taille de la poussière en fonction de leur distance à l'étoile pour les simulations M1snow (haut) et M2 (bas) à t=150, 200 et 300 kans. La couleur représente le nombre de Stokes. Les lignes en pointillés noirs sur chaque panneau représentent l'orbite de la planète, tandis que les lignes en tirets noirs représentent la ligne de gel.

(*i*) M1snow : une planète d'une masse de Jupiter éloignée de l'étoile (100 ua) dans un disque qui présente une ligne de gel à l'intérieur de l'orbite de la planète (50 ua) et qui correspond à un couple de vitesses de fragmentation $V_{\text{fragin,out}} = 5 - 15$ m.s^{-1}.

(*ii*) M2 : une planète très massive (5 $M_{♃}$) à 50 ua de l'étoile dans un disque sans ligne de gel avec $V_{\text{frag}} = 15$ m.s^{-1}.

Sans la présence de la planète, ces simulations correspondraient à SV15 et S50V5-15 (présentées au chapitre 4). Souvenons nous que ces simulations montrent en particulier que la poussière se concentre soit aux alentours de 20 ua (SV15), soit aux alentours de la ligne de gel (S50V5-15). À titre comparatif, l'évolution des simulations M1snow et M2 est montrée en figures 5.4 et 5.5.

À 150 kans (panneaux de gauche de la figure 5.4), les grains du disque externe se sont concentrés et ont grossi suffisamment pour atteindre des nombres de Stokes proche de 1. Pour M1snow, une partie de ces grains se trouve déjà à $r_{\text{snow}} < r < a_{\text{p}}$. Les planètes de ces simulations sont massives et modifient substantiellement la structure du gaz (voir figure 5.5), en créant notamment un maximum de pression au bord externe du sillon dessiné par la planète. Ce mécanisme est bien connu et constitue la forme la plus répandue de piège à poussière passif (Paardekooper and Mellema, 2004, voir également la section 1.3.3). Lorsque la poussière dérive vers ces maximums de pression, elle se concentre en leur sein et freine sa dérive radiale (200 kans). Lors de ce processus, la rétroaction de la poussière devient également importante et tend aussi à tirer le gaz vers l'extérieur du disque ($x_{\text{br}} + x_{\text{p}} \gg 1$), ce qui augmente la hauteur des maximums de pression associés (courbes vertes à rouges sur la figure 5.5).

À 300 kans, la poussière initialement contenue dans le disque externe est finalement, dans son immense majorité, piégée à une distance $r > a_{\text{p}}$. Pour M1snow, une minorité de grains se trouve aux alentours de la ligne de gel à $r < a_{\text{p}}$ (en contraste avec M2). Ceci semble indiquer qu'une planète de plus faible masse et/ou à une distance plus grande de l'étoile ne capture pas, *stricto sensu*, toute la poussière provenant du disque externe. L'estimation de l'effet de la planète sur le gaz (x_{p}) semble en accord avec cette tendance, puisque nous constatons (figure 5.2) que le couple

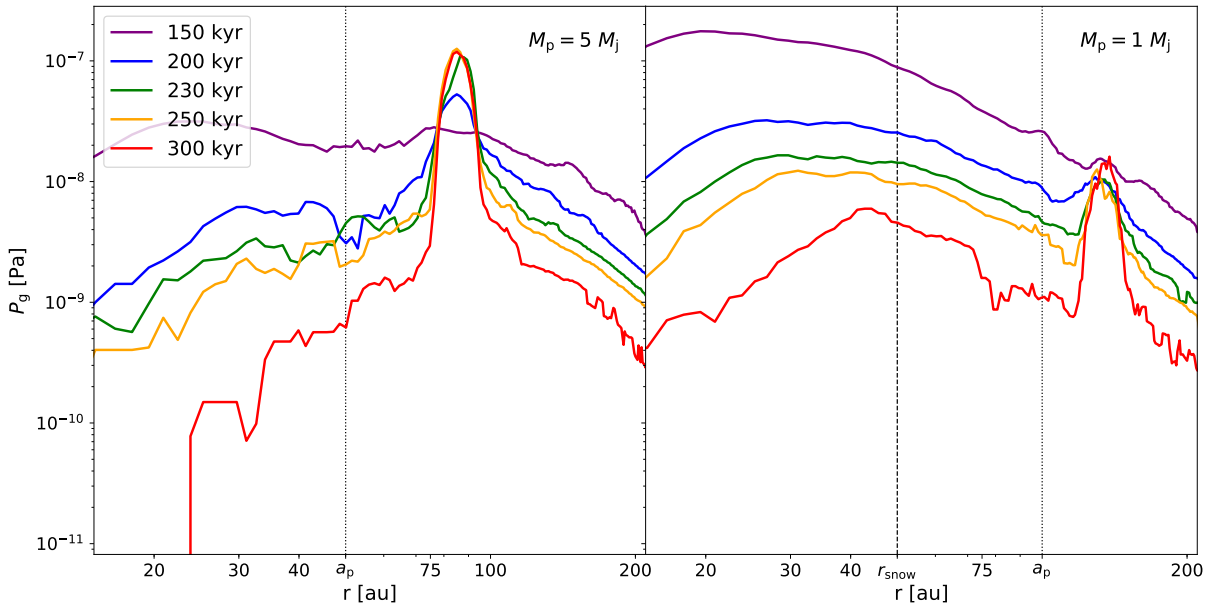


FIGURE 5.5 – Profils radiaux de pression du gaz pour les simulations M2 (gauche) et M1snow (droite) à t=150, 200, 230, 250 et 300 kans. La ligne de gel est représentée par la ligne en tirets noirs, tandis que les demi-grand axes des planètes par les lignes en pointillés noirs.

visqueux est d'autant plus dur à dominer qu'une planète est éloignée de l'étoile et peu massive. Cette tendance semble également intuitive.

Comme l'ont déjà montré plusieurs auteurs, on retrouve bien ici le comportement des planètes massives qui agissent comme des 'filtres' à poussière, notamment par le biais du maximum de pression qu'elles créent à l'extérieur de leur orbite (Rice et al., 2006; Fouchet et al., 2007, 2010; Ayliffe et al., 2012). Dans ce régime, l'énorme majorité de la poussière se concentre à l'extérieur de l'orbite de la planète, tandis que l'intérieur du disque est lentement drainé par l'étoile (Ayliffe et al., 2012). En ce qui concerne le champ de densité vu de dessus, ces simulations se traduisent par la présence d'un anneau de poussière dense à $r > a_p$ (voir figure 5.6).

À 150 et 200 kans, le disque à l'intérieur de $r \sim 50$ ua est fortement appauvri en poussière du fait de l'accrétion par l'étoile (les grains dérivent vers le maximum de pression au bord interne). Pour M2, le sillon que la planète trace ressemble donc plus à une cavité, *a contrario* de M1snow qui est plus éloignée de l'étoile et qui montre un sillon annulaire dessiné par la planète. Environ 100 kans plus tard, les grains provenant des régions les plus externes arrêtent de dériver et se concentrent dans le maximum de pression à l'extérieur de l'orbite de la planète, ce qui forme pour ces deux simulations des anneaux de poussière denses et fins.

Pour la simulation M1snow (haut), le contenu du disque à l'intérieur de l'orbite de la planète continue de s'appauvrir. Les quelques particules proches de la ligne de gel observées sur la figure 5.4 sont plus de 1000 fois moins dense spatialement que l'anneau de poussière externe. En ce sens, on dira que ces simulations ne forment **qu'un seul anneau de poussière à l'extérieur de l'orbite de la planète**.

Notons que les anneaux de poussière formés ne sont pas tout à fait circulaires (panneaux de droite de la figure 5.6). En effet, à 300 kans l'accrétion du gaz a sévèrement appauvri le contenu du disque, ce qui diminue les effets hydrodynamiques qui tendent à lisser et circulariser les structures. Les effets des résonances orbitales [6] sont alors susceptibles de devenir importants. Nous pouvons constater ceci dans la table 5.2, où à partir des profils radiaux de densité de surface de

6. Une résonance orbitale m:n se produit lorsque la fréquence orbitale de deux corps a et b respectent la relation $T_a/T_b = m/n$, où m et n sont des entiers.

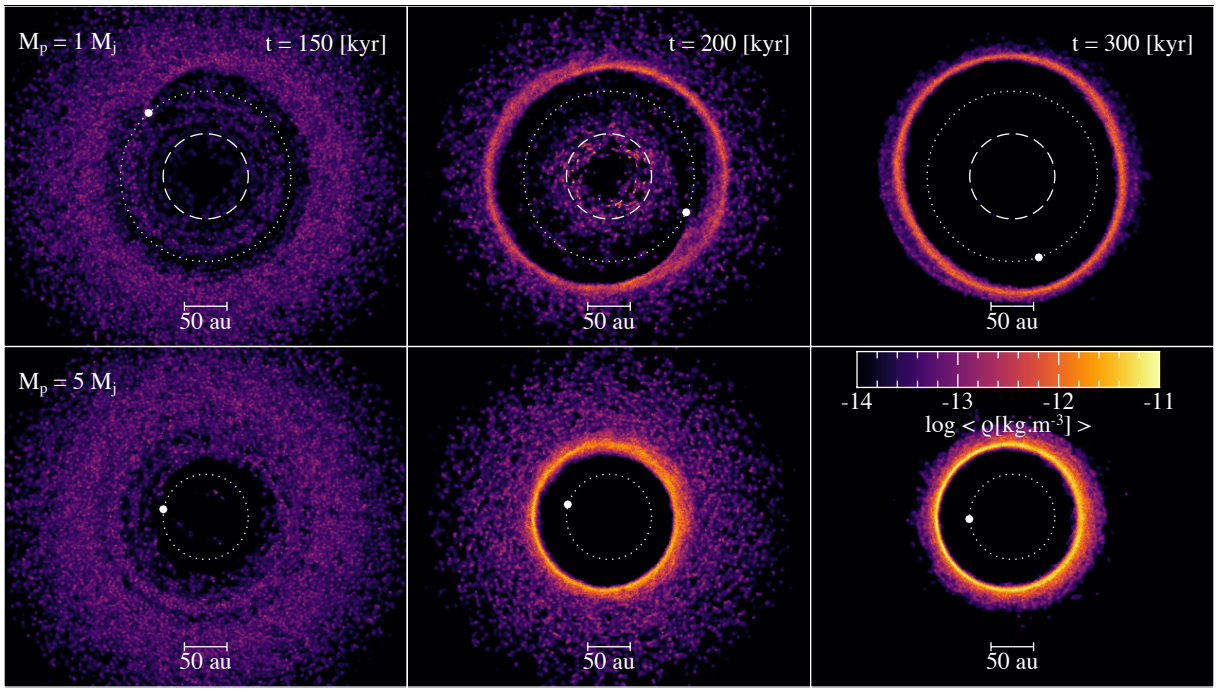


FIGURE 5.6 – Vue de dessus du champ de densité de poussière pour les simulations M1snow (haut) et M2 (bas) à t=150, 200 et 300 kans. L'orbite de la planète est représentée par un cercle en pointillés blancs sur chaque panneau, tandis que la position de la planète au temps considéré est représentée par un point de même couleur. Pour M1snow, la ligne de gel est représentée par un cercle en tirets blancs.

Simulation	a_p [ua]	M_p [$M_\oplus$]	a_{anneau} [ua]	a_{anneau}/a_p	T_{anneau}/T_p	Résonance théorique
M1snow	100	1	135 ± 8	1.35 ± 0.08	1.57 ± 0.12	3:2
M2	50	5	86 ± 5	1.72 ± 0.10	2.25 ± 0.20	entre 2:1 et 5:2

TABLE 5.2 – Position de l'anneau de poussière dans les simulations M1snow et M2 estimée à partir des profils de densité de surface de la poussière. L'incertitude associée correspond à une décroissance de 50% par rapport au maximum.

la poussière [7], nous estimons les positions des anneaux de poussière pour les simulations M1snow et M2. Les anneaux observés dans ces simulations sont cohérents avec de fortes résonances orbitales [8], surtout pour M1snow qui est bien associée à la résonance principale 3:2.

5.4 Terre et super-Terre : $x_p \ll 1$

De l'autre côté de l'échelle des masses, les planètes les moins massives appliquent de faibles couples sur le disque, correspondant ainsi au régime $x_p \ll 1$. Nous étudions ici deux configurations dans ce régime :

(*i*) L1snow : une planète de masse terrestre à 100 ua de l'étoile dans un disque avec une ligne de gel à 50 ua et un couple de vitesses de fragmentation $V_{fragin,out} = 5 - 15$ m.s^{-1}.

(*ii*) L2snow : une planète 10 fois plus massive (10 $M_\oplus$) à 75 ua de l'étoile dans un disque présentant la même ligne de gel que pour L1snow.

Pour faire écho à la section précédente, ces simulations sans planète correspondraient à la simulation S50V5-15 présentée au chapitre 4. La croissance et la dérive des grains dans les simulations

7. Nous ne les montrons pas car ils portent essentiellement la même information que la figure 5.6.

8. Une résonance orbitale est d'autant plus forte que les coefficients m et n sont petits et proches l'un de l'autre.

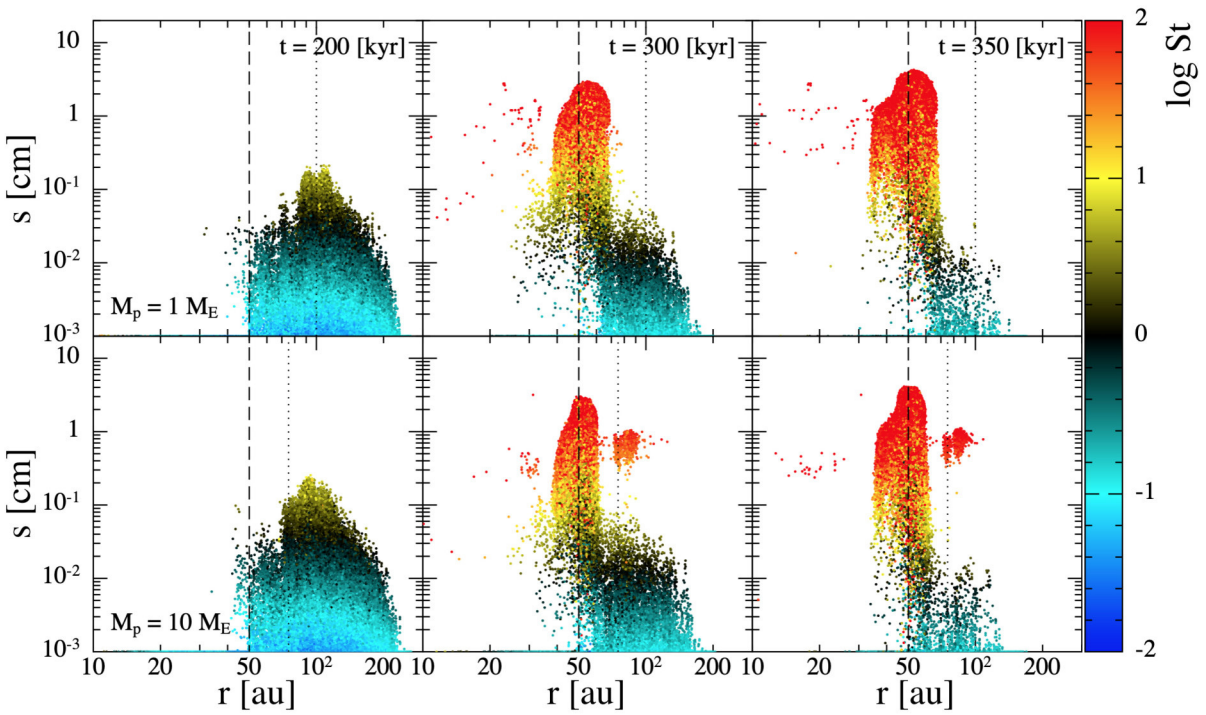


FIGURE 5.7 – Taille de la poussière en fonction de leur distance à l'étoile pour les simulations L1snow (haut) et L2snow (bas) à t=200, 300 et 350 kans. La couleur représente le nombre de Stokes. Les lignes en pointillés noirs sur chaque panneau représentent l'orbite de la planète, tandis que les lignes en tirets noirs représentent la ligne de gel.

L1snow et L2snow est présentée en figure 5.7.

De manière similaire à l'ensemble des simulations, la poussière du disque externe grossit et se concentre progressivement en dérivant vers l'intérieur du disque. À environ 200 kans, la dite concentration de poussière atteint l'orbite de la planète pour chaque simulation. Pour L1snow (haut), l'évolution subséquente de la poussière ne diffère que peu de la simulation nominale S50V5-15, et une concentration de poussière se forme aux alentours de la ligne de gel après 350 kans. Ceci est une conséquence directe du fort contraste de vitesse de fragmentation à $r_{\rm snow}$ (cf. chapitre 4). Notons que sans la présence de la ligne de gel, la poussière se concentrerait à environ 20 ua.

Pour L2snow, l'histoire est quasiment la même, à l'exception d'une petite partie de la poussière qui semble piégée à des distance à l'étoile $r \gtrsim a_{\rm p}$. Nous observons notamment deux populations : une qui se trouve sur la même orbite que la planète, et une autre sur une orbite plus éloignée et qui est moins dense. En ce qui concerne la vue de dessus du champ de densité (voir figure 5.8), L2snow se traduit par un anneau de poussière dense autour de la ligne de gel accompagné d'un deuxième beaucoup plus ténu à l'extérieur. Pour L1snow, on a simplement un anneau dense autour de la ligne de gel.

Pour investiguer l'origine de la différence entre ces deux simulations, nous traçons en figure 5.9 les profils de pression associés au cours du temps. Pour L1snow (gauche), un maximum de pression se crée aux alentours de la ligne de gel après $\sim$ 300 kans du fait de la rétroaction de la poussière sur le gaz. La planète n'a quant à elle aucun effet notable sur la structure du gaz, ce qui est en accord avec l'estimation de $x_{\rm p}$ pour cette simulation ($x_{\rm p} \sim 10^{-2}$, voir figure 5.2), qui indique que la viscosité domine le mouvement du gaz. Pour L2snow, le même maximum de pression se dessine à la ligne de gel. Cependant, ce maximum est accompagné d'un deuxième de plus faible amplitude à $r \sim 85$ ua, qui apparait entre 200 et 250 kans. Ce maximum permet de piéger une petite fraction de particules à l'extérieur de l'orbite de la planète (voir figure 5.7). De par sa position, nous faisons l'hypothèse que ce maximum de pression est d'origine planétaire,

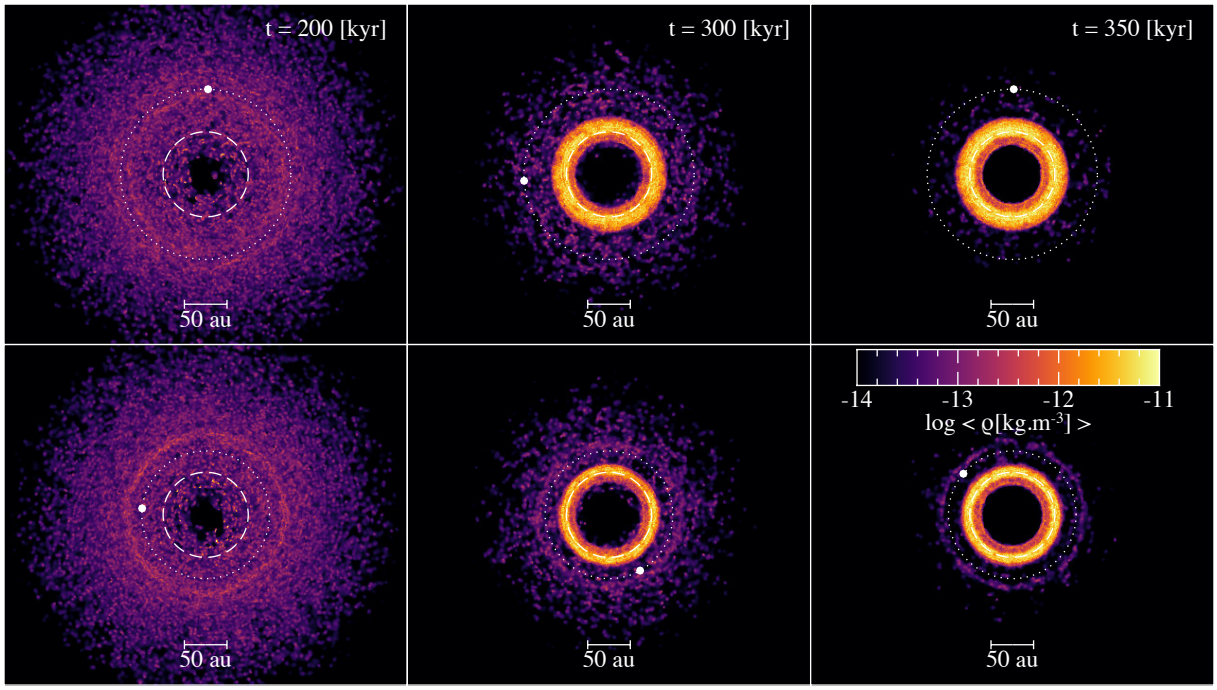


FIGURE 5.8 – Vue de dessus du champ de densité de poussière pour les simulations L1snow (haut) et L2snow (bas) à t=200, 300 et 350 kans. L'orbite de la planète est représentée par un cercle en pointillés blancs sur chaque panneau, tandis que la position de la planète au temps considéré est représentée par un point de même couleur. La ligne de gel est représentée par un cercle en tirets blancs pour chaque panneau.

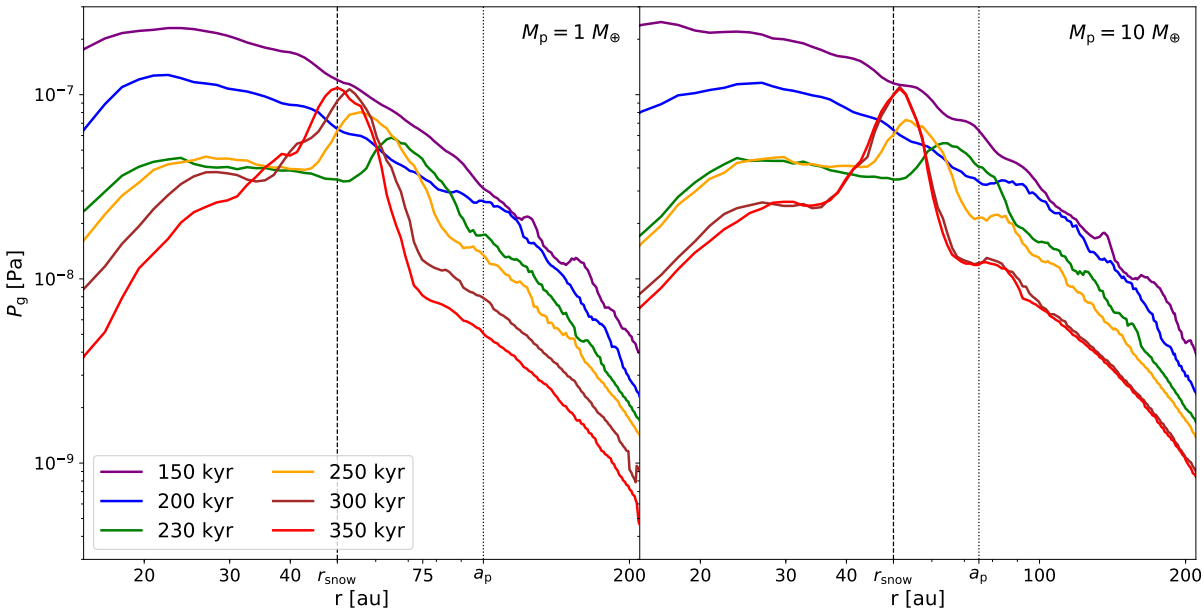


FIGURE 5.9 – Profils radiaux de pression du gaz pour les simulations L1snow (gauche) et L2snow (droite) à 6 différents temps entre 150 et 350 kans. La ligne de gel est représentée par la ligne en tirets noirs, tandis que les demi-grand axes des planètes par les lignes en pointillés noirs.

ce qui est en désaccord avec la figure 5.2 qui estime, pour L2snow, que la viscosité domine le mouvement du gaz ($x_p \sim 0.1 < 1$).

Cependant, la masse de la planète augmente au cours du temps dans ces simulations, ce qui augmente la norme du couple déposé sur le disque [9]. Pour tenir compte de cet effet, nous estimons le

9. La croissance de la planète augmente beaucoup le couple de la planète, avec notamment $\Gamma \propto M_p^2$ (équa-

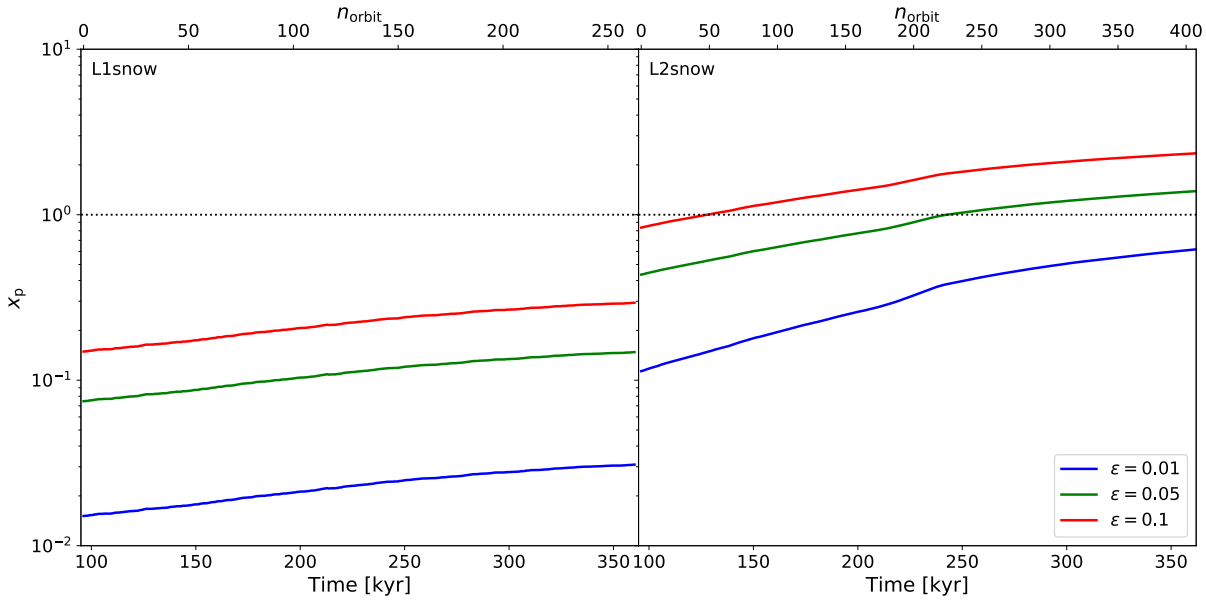


FIGURE 5.10 – Évolution de l'estimation du paramètre x_p en fonction du temps pour différents rapports poussière/gaz pour les simulations L1snow (gauche) et L2snow (droite). L'axe des abscisse supérieur indique le temps en terme de nombre d'orbite de la planète. La planète de la simulation L1snow termine avec une masse de 2.8 $M_\oplus$ à 350 kans, tandis que celle de la simulation L2snow termine avec une masse de 36 $M_\oplus$.

paramètre x_p (estimé au rayon de Hill de chaque planète) au cours du temps pour les simulations L1snow et L2snow en figure 5.10 en utilisant l'évolution de la masse de chaque planète.

Peu de temps après l'injection de chaque planète, la viscosité domine effectivement le mouvement du gaz ($x_p \ll 1$), rendant ainsi la création d'un maximum de pression à l'extérieur de l'orbite de la planète impossible. Pour L1snow, la planète reste dans ce régime pendant toute la simulation, même avec une augmentation du rapport poussière/gaz. La viscosité n'est en conséquence jamais dominée par le couple de la planète et seul le maximum de pression créé par la rétroaction de la poussière ne se forme. Pour L2snow, la planète ne domine pas la viscosité pendant la première moitié de la simulation. Cependant, la croissance de la planète ainsi que l'augmentation du rapport poussière/gaz [10] permet d'atteindre des valeurs $x_p > 1$ à $t \sim 200-250$ kans (c.à.d au moment où un deuxième maximum de pression commence à être observé). La planète, quoiqu'incapable de modifier la structure du gaz initialement, est capable de le faire à des stades ultérieurs, ce qui permet qualitativement d'expliquer la présence du deuxième maximum de pression à $r > a_p$.

La simulation L2snow est particulièrement intéressante de mon point de vue, car elle montre 3 populations de poussière différentes qui ont toutes pu grossir jusqu'à des tailles centimétriques :

(*i*) La majeure partie des grains. Ils dérivent à l'intérieur de l'orbite de la planète, se découplent et se concentrent aux alentours de la ligne de gel. Ils sont piégés par le maximum de pression créé par la rétroaction.

(*ii*) Une très petite fraction des grains. Ils dérivent du disque externe et entrent en co-rotation avec la planète lorsqu'ils croisent son orbite.

(*iii*) Une petite fraction des grains. Ils dérivent du disque externe et sont capturés par le maximum de pression créé par la planète après que sa masse soit suffisante pour modifier la structure du gaz.

Nous profitons du formalisme Lagrangien et décidons de suivre une particule de chaque groupe. Nous calculons également leurs paramètres orbitaux principaux, tels que (Fitzpatrick, 2012) :

tion 5.9).

10. Comme observé dans le chapitre 4, le rapport poussière/gaz augmente au cours du temps grâce à la concentration de la poussière.

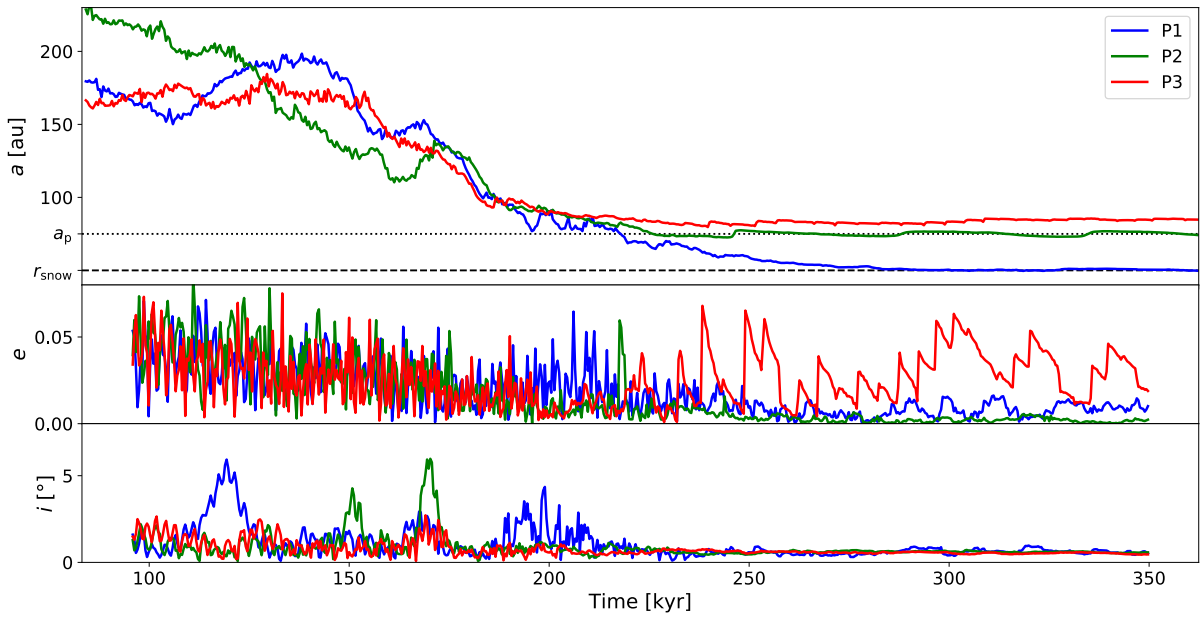


FIGURE 5.11 – Évolution temporelle des paramètres orbitaux a (haut), e (milieu) et i (bas) pour les particles P1 (bleu), P2 (vert) et P3 (rouge) de la simulation L2snow.

Simulation	a_p [ua]	M_p [$M_\oplus$]	a_{anneau} [ua]	a_{anneau}/a_p	T_{anneau}/T_p	Résonances théoriques principales
L2snow	75	1	83.5 ± 6.5	1.11 ± 0.09	1.17 ± 0.14	5:4, 6:5, 7:6

TABLE 5.3 – Position de l'‘anneau' extérieur de poussière dans la simulations L2snow estimé à partir du profil de densité de surface de la poussière. L'incertitude associée correspond à une décroissance de 50% par rapport au maximum. Nous n'affichons que les 3 résonances probables les plus fortes.

$$i = \cos^{-1}\left(\frac{\mathcal{L}_z}{||\mathcal{L}||}\right), \tag{5.22}$$

$$a = -\frac{1}{2}\frac{GM_\star}{\frac{v^2}{2} - \frac{GM_\star}{r}}, \tag{5.23}$$

$$e = \sqrt{1 - \frac{||\mathcal{L}||^2}{GM_\star a}}, \tag{5.24}$$

où $\mathcal{L} \equiv \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{v}$ est le moment cinétique par unité de masse, i est l'inclinaison, a est le demi-grand axe et e est l'excentricité de la particule considérée. L'évolution temporelle des paramètres a, e et i est donnée en figure 5.11. La particule P1 (bleue) correspond à la population (i), largement étudiée au chapitre 4. À $\sim$ 220 kans, elle croise l'orbite de la planète et son demi-grand axe se stabilise à r_{snow}. La particule P3 (rouge) correspond à la population (iii). Elle ne croise jamais l'orbite de la planète et se trouve piégée à $\sim$ 85 ua après $\sim$ 210 kans. À partir de ce temps là, l'évolution de son demi-grand axe montre un motif oscillatoire de courte période laissant penser à une résonance avec la planète, ce qui est également souligné par son excentricité qui est excitée. Pour vérifier cette hypothèse, une analyse rapide de la position de cette population par rapport à la planète est montrée dans la table 5.3. Compte tenu de la plus faible masse de la planète, l'anneau de poussière externe est associé à de plus faibles résonances par rapport à celles trouvées dans la section 5.3.

Finalement, pour la particule P2 de la figure 5.11 (verte, population (ii)), son demi-grand axe se stabilise autour de a_p après $\sim$ 210 kans et suit un motif oscillatoire de plus grande période

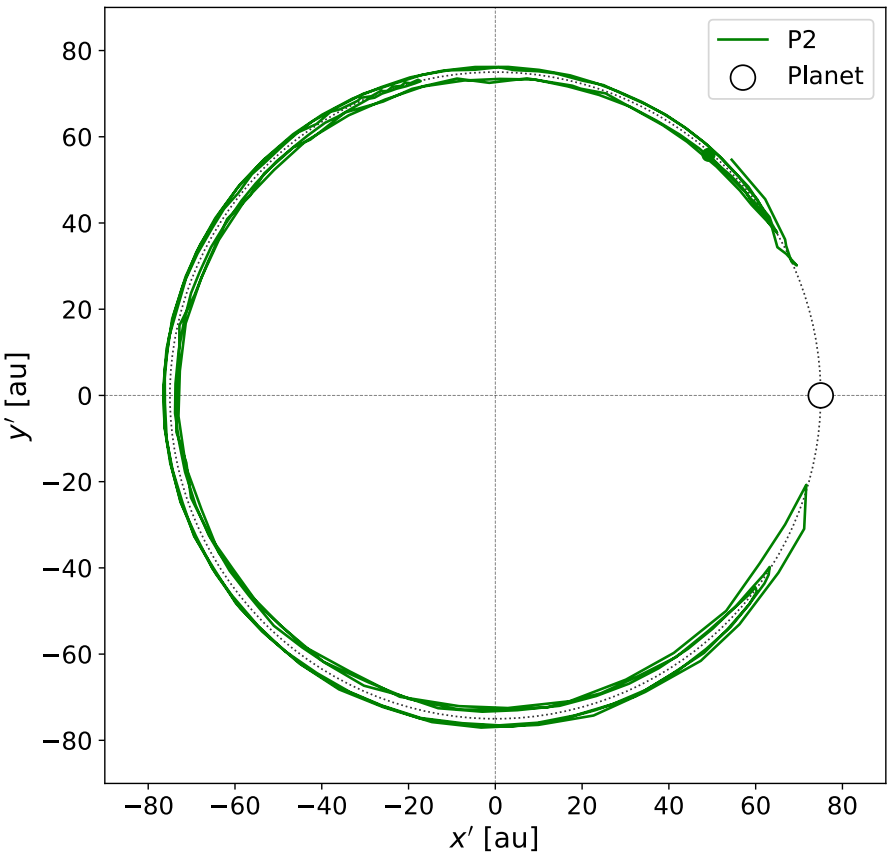


FIGURE 5.12 – Trajectoire de la particule P2 dans le référentiel de co-rotation de la planète pour la simulation L2snow. La trajectoire est tracée à partir du moment où la particule entre en co-rotation, c.à.d pour $t \gtrsim 210$ kans.

que P3 (typiquement de l'ordre de 100 kans). Ce motif, *a contrario* de la particule P3, n'excite aucunement l'excentricité et déplace radialement la particule sur une plage d'environ 1 ua.

Pour détailler la trajectoire de cette particule en co-rotation avec la planète, nous effectuons un changement de coordonnées pour passer dans le référentiel tournant avec la planète. Plus précisément, en appelant x' et y' les coordonnées dans ce nouveau référentiel, on écrit :

$$x' = x\cos(-\omega_{\rm p}(t - t_{\rm inj}) - y\sin(-\omega_{\rm p}(t - t_{\rm inj})), \tag{5.25}$$
$$y' = x\sin(-\omega_{\rm p}(t - t_{\rm inj})) - y\cos(-\omega_{\rm p}(t - t_{\rm inj})), \tag{5.26}$$

où $\omega_{\rm p}$ est la fréquence angulaire de la planète et $t_{\rm inj}$ est le temps où la planète a été injectée. La trajectoire de la particule P2 à $t > 210$ kans dans le référentiel de rotation de la planète est montrée en figure 5.12. Le mouvement de co-rotation de la particule P2 avec la planète décrit une trajectoire en fer à cheval, déjà décrite par le passé (par exemple Fouchet et al., 2010; Gonzalez et al., 2015, dans le contexte des planètes géantes).

Ici, la planète est initialement peu massive et la poussière qui commence en co-rotation peut dériver vers l'étoile. La croissance de la planète augmentant sa masse, le couple exercé augmente également, et une partie des grains venant du disque externe est capturé dans un mouvement de co-rotation lorsque l'orbite de la planète est croisée. Ce mécanisme agit de manière similaire à un piège à poussière dans une moindre mesure.

5.5 Régime intermédiaire de masse : $x_\mathrm{p} > 1$

Les sections 5.3 et 5.4 ont mis en évidence le comportement de la poussière dans des configurations radicalement opposées (planète très massive ou très peu massive). Ces configurations ont notamment montré que la poussière se concentrait sous la forme d'un anneau soit à l'intérieur (peu massive) soit à l'extérieur (très massive) de l'orbite de la planète. Cependant, la simulation L2snow vue dans la section précédente laisse à penser qu'il existe un régime intermédiaire de masse (et distance à l'étoile) où les anneaux interne et externe à la planète peuvent co-exister. Ce régime serait particulièrement intéressant au vu de récentes observations millimétriques de disques qui présentent deux anneaux principaux distants de plusieurs dizaines d'ua (par exemple AS 209, HD 163296 ou encore HD 169142, Andrews et al., 2018; Pérez et al., 2019). Dans cette section, nous explorons ce régime supposé et essayons d'en donner les caractéristiques principales.

5.5.1 Une planète, deux anneaux

Dans un premier temps, nous fixons le demi-grand axe de la planète à 80 ua et testons 4 masses initiales différentes. Elles correspondent aux simulations suivantes :

(*i*) I1 : une planète de masse initiale 0.05 $M_{♃}$ dans un disque sans ligne de gel.

(*ii*) I2 : le même disque avec une planète de masse initiale 0.15 $M_{♃}$.

(*iii*) I3 : de même avec une masse initiale 0.3 $M_{♃}$.

(*iv*) I4snow : une planète de masse initiale 0.5 $M_{♃}$ dans un disque avec une ligne de gel à 40 ua correspondant à $V_\mathrm{fragin,out} = 5 - 15$ m.s^{-1}.

L'évolution des grains dans le plan (r, s) pour ces simulations est montrée en figure 5.13.

Pour I1 et I2 (première et deuxième lignes), nous retrouvons un résultat similaire à la simulation L2snow, où la majeure partie des grains se voit se découpler naturellement du gaz dans les régions internes du disque. Dans ces deux cas, une petite fraction des grains est piégée au bord externe de la planète ou en co-rotation. Pour I3 (troisième ligne), la poussière se distribue de manière équitable entre deux populations toutes les deux découplées du gaz de part et d'autre de l'orbite de la planète. Pour I4 (quatrième ligne), la majeure partie de la poussière est cette fois piégée à l'extérieur de l'orbite de la planète, tandis qu'une plus faible fraction (tout de même non négligeable) est piégée à la ligne de gel. La poussière atteint des tailles centimétriques dans chaque piège et est concentrée spatialement, ce qui se traduit visuellement par deux anneaux de poussière distants et denses (voir figure 5.14).

Remarquons que l'anneau externe formé est généralement quelque peu excentrique et est parfois même subdivisé en une partie quasi circulaire et une partie plus ellipsoïdale (I3 et I4snow plus particulièrement). Pour comprendre ceci, nous considérons les disques des simulations I3 et I4fix en coordonnées cylindriques et décidons de les 'déplier' selon l'angle azimutal θ en figure 5.15. Les particules sont colorées par leur taille sur une plage de 1 mm à 1.5 cm. Nous constatons en particulier que les particules les plus excentriques sont les plus grandes (d'un ordre de grandeur environ), c.à.d les plus découplées du gaz (St $\gg 1$ ici). En d'autres termes, les particules les plus couplées (couleurs magenta-bleu) sont plus sensibles au gaz environnant et à ses effets hydrodynamiques, qui tendent à circulariser les structures du disque. Au contraire, les particules les plus découplées du gaz (couleurs jaune-orange) ressentent moins son effet et sont plus sensibles à l'intéraction résonante avec la planète, qui a elle tendance à exciter l'excentricité du disque (cf. figure 5.11). La subdivision de l'anneau externe est donc causée par la dispersion de tailles (ou couplages) des grains à cet endroit.

Revenons maintenant à la figure 5.14 et à la tendance qu'elle expose. L'augmentation de la masse de la planète augmente le couple déposé sur le disque, ce qui permet de modifier plus efficacement la structure du gaz (c.à.d créer un maximum de pression plus important à l'extérieur de l'orbite de la planète). Ceci se vérifie notamment avec les profils de pression au cours du temps pour ces simulations (voir figure 5.16). Le maximum de pression externe s'intensifie avec la masse de la

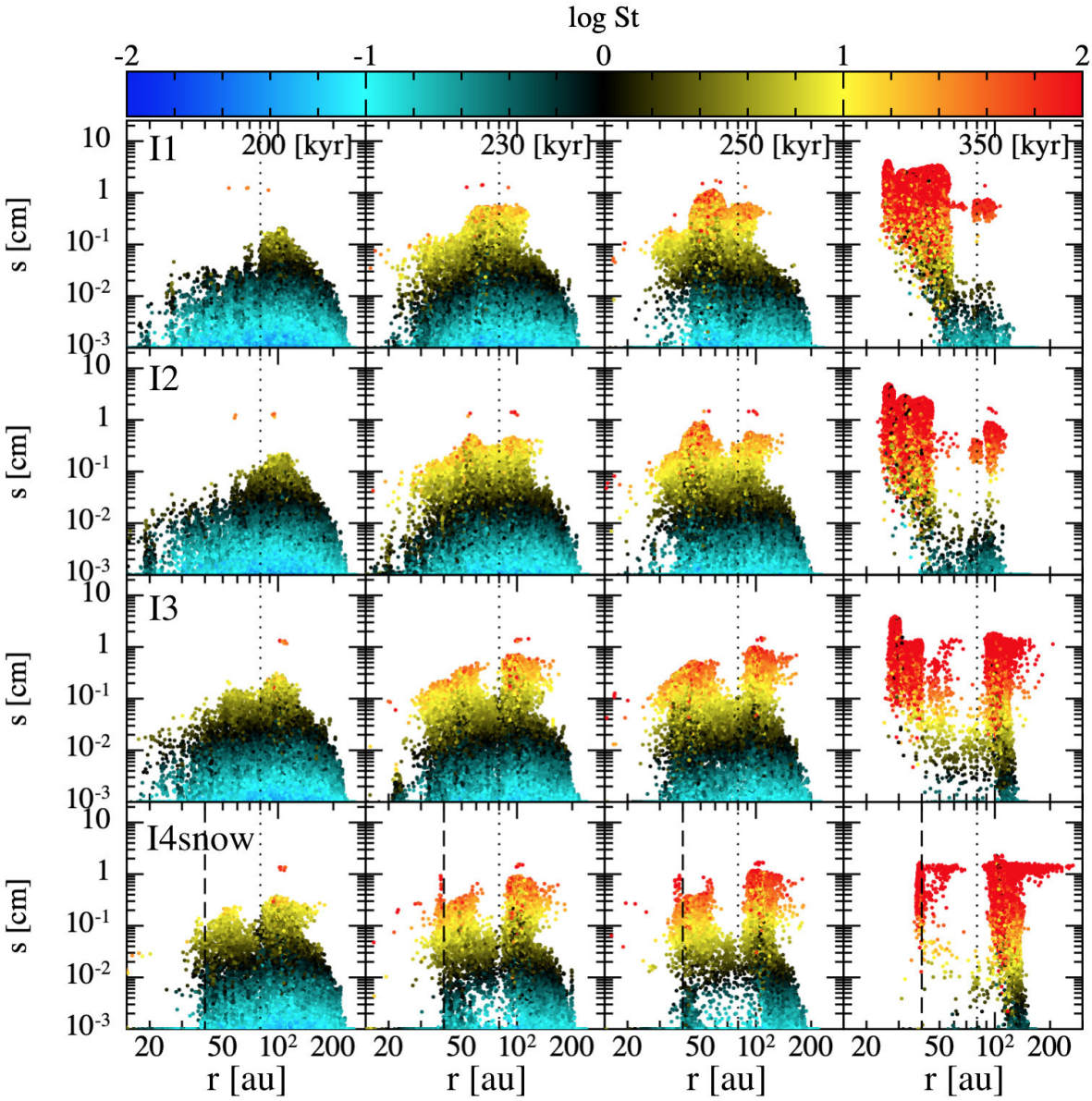


FIGURE 5.13 – Taille de la poussière en fonction de leur distance à l'étoile pour les simulations I1, I2, I3 et I4snow à t=200, 230, 250 et 350 kans. La couleur représente le nombre de Stokes. Les lignes en pointillés noirs représentent le demi-grand axe de la planète, tandis que les lignes en tirets noirs représentent la ligne de gel.

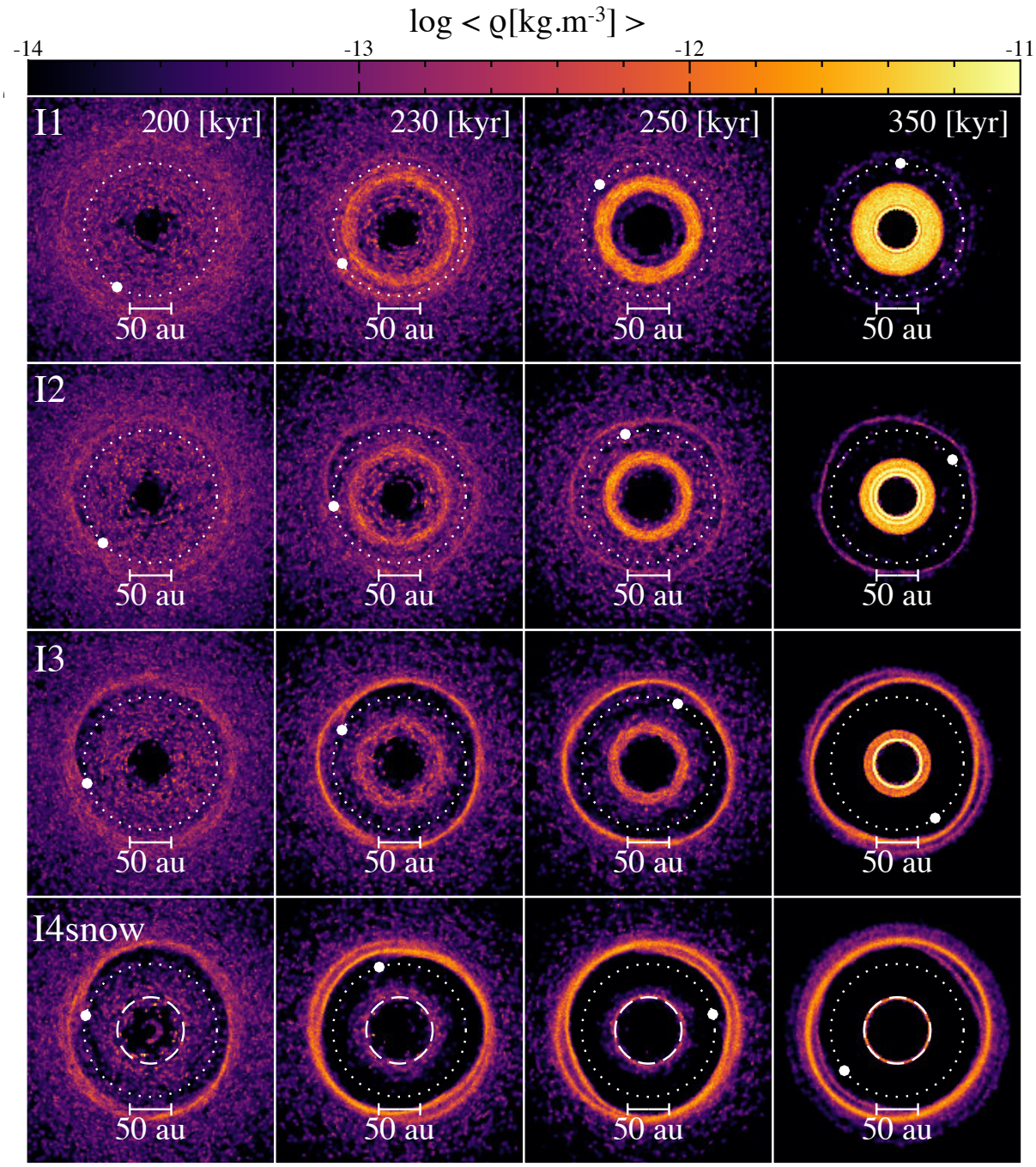


FIGURE 5.14 – Vue de dessus du champ de densité de poussière pour les simulations I1, I2, I3 et I4snow à t=200, 230, 250 et 350 kans. L'orbite de la planète est représentée par un cercle en pointillés blancs sur chaque panneau, tandis que la position de la planète au temps considéré est indiquée par un cercle plein de même couleur. La ligne de gel est représentée par un cercle en tirets blancs si présente.

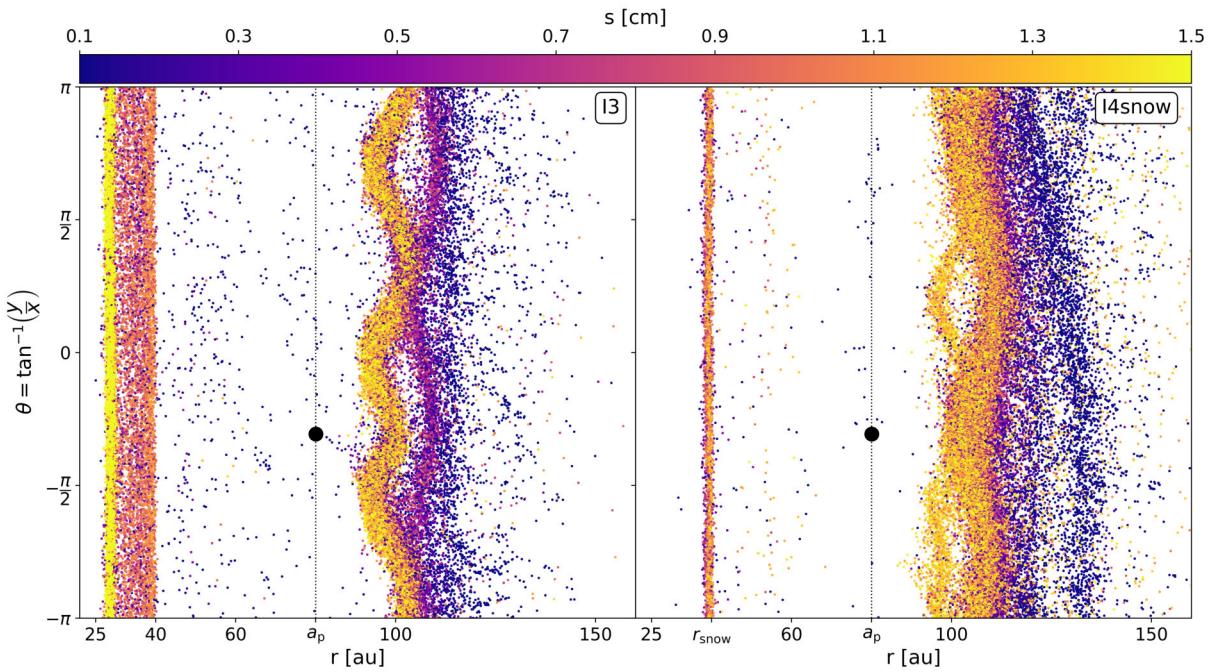


FIGURE 5.15 – Distribution de taille des particules de poussière dans le plan (θ, r) pour les simulations I3 (gauche) et I4snow (droite) à $t = 350$ kans. Pour chaque panneau, l'orbite circulaire de la planète est représentée par une ligne en pointillés noirs, tandis que la planète est représentée par un point noir.

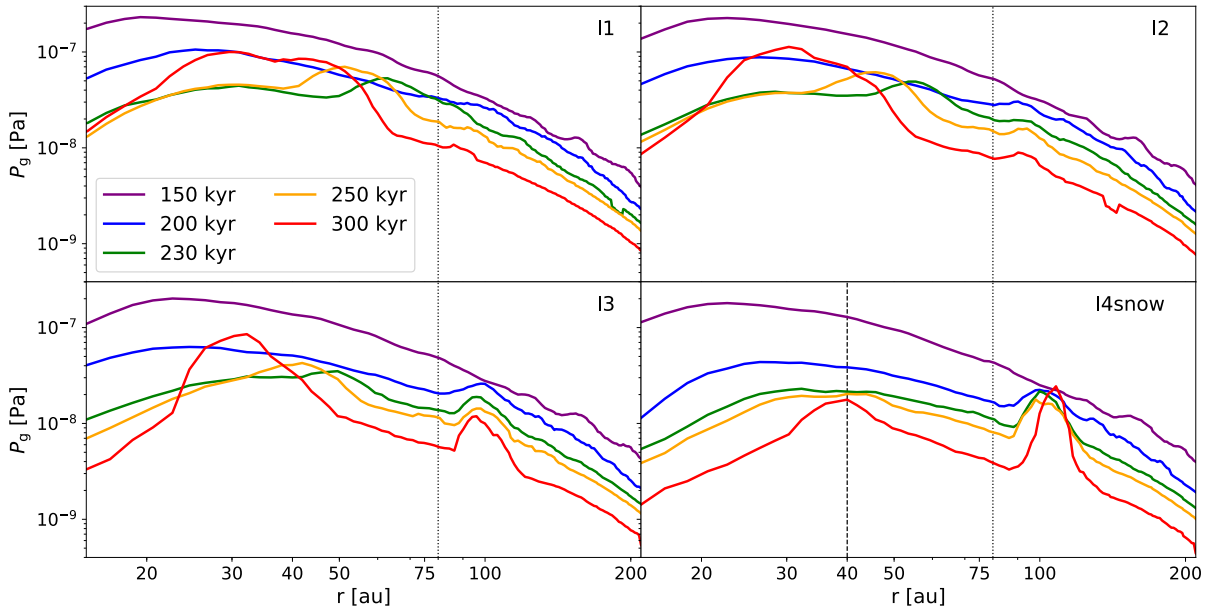


FIGURE 5.16 – Profils de pression du gaz pour les simulations I1, I2, I3 et I4 à 5 différents temps entre 150 et 300 kans. Le demi-grand axe de la planète est représenté par les lignes en pointillés noirs, et la ligne de gel par la ligne en tirets noirs.

planète, ce qui lui permet de capturer une fraction plus importante de particules. Pour I4snow, notons également que la masse est telle que le maximum de pression externe est plus grand que le maximum de pression interne, ce qui se traduit aussi par un anneau externe plus dense (voir figure 5.14).

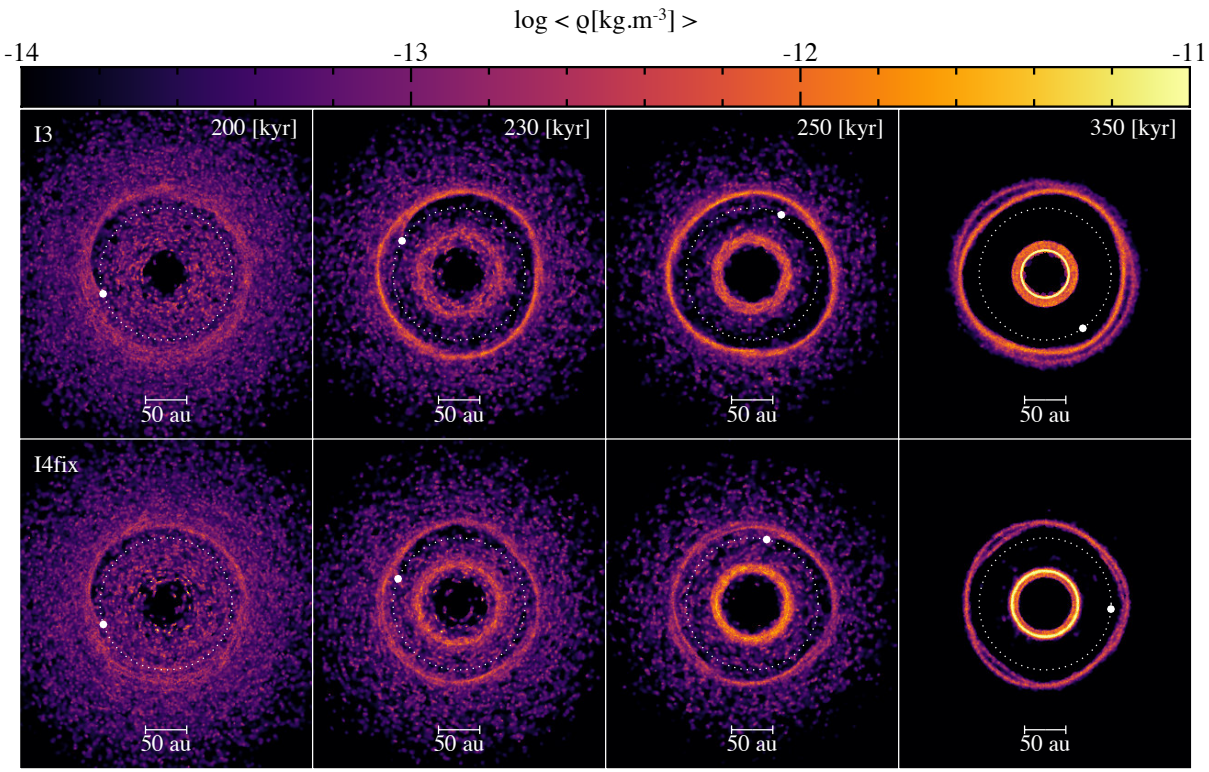


FIGURE 5.17 – Vue de dessus du champ de densité de poussière pour les simulations I3 et I4fix à t=200, 230, 250 et 350 kans. L'orbite de la planète est représentée par un cercle en pointillés blancs sur chaque panneau, tandis que la position de la planète au temps considéré est indiquée par un point de même couleur.

5.5.2 Comparaison à $M_{\rm p}$ fixée

Le régime de masse associé à la présence de deux anneaux [11] n'est pas forcément représenté par les masses initiales des planètes du fait de leur croissance. Pour préciser les bornes de ce régime d'intérêt, nous comparons la simulation I3 ($M_{\rm p}(t=0) = 0.3\ M_{♃}$) avec une simulation équivalente à masse fixée de 0.5 $M_{♃}$: I4fix (voir figures 5.17 et 5.18).

Ces deux simulations produisent des résultats similaires : un anneau dense interne assez fin et un anneau moins dense externe légèrement excentrique en résonance avec la planète [12]. Néanmoins, comme le montrent les profils de pression du gaz et de densité de surface de la poussière, la simulation à masse fixée n'est pas aussi efficace que son homologue à piéger la poussière dans l'anneau externe. Ceci est en accord avec l'évolution temporelle de la masse des planètes (panneau **c**), qui montre que la masse effective pour I3 est supérieure à celle de I4fix après $\sim$ 152 kans (c.à.d avant la formation des deux pièges). En d'autres termes, cela revient à la conclusion que $x_{\rm p,I3} > x_{\rm p,I4fix}$ avant que les pièges ne se forment.

D'une part, le maximum de pression créé par le couple de la planète se localise près de cette dernière ($\sim$ 100 ua, panneau **a**). D'autre part, le piégeage de la poussière se produit lorsqu'elle atteint le maximum de pression qui s'est développé. En conséquence, la répartition de la poussière entre les deux anneaux est principalement contrôlée par 'l'intensité' du maximum de pression externe au moment où la majeure partie des grains atteint la position de ce maximum (ici $\sim$ 100 ua). Nous estimons ce temps caractéristique comme étant 200 ± 20 kans [13] (d'après les figures 5.13 et 5.18).

11. La définition de 'deux anneaux' reste encore à déterminer (voir section 5.5.3).
12. L'anneau externe de la simulation I4fix est encore une fois légèrement subdivisé pour la même raison que pour la simulations I3.
13. Ce temps est estimé pour $a_{\rm p} = 80$ ua uniquement.

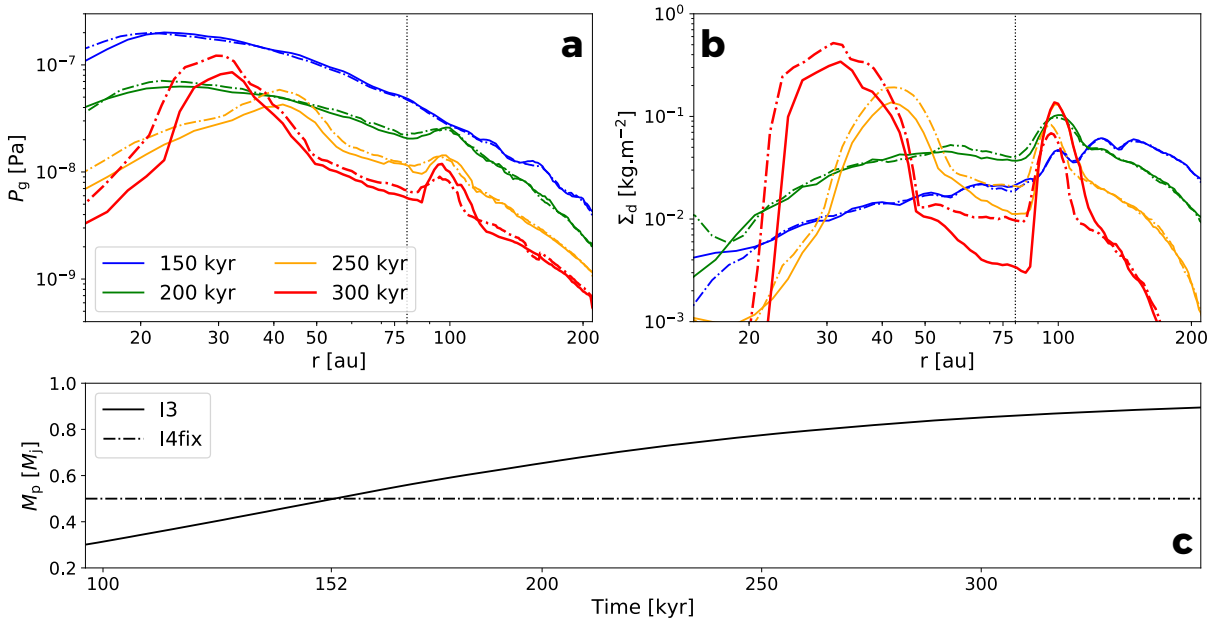


FIGURE 5.18 – **a** : Profils radiaux de pression du gaz à t=150, 200, 250 et 300 kans pour les simulations I3 et I4fix. **b** : De même pour les profils de densité de surface de la poussière. **c** : Évolution de la masse de la planète en fonction du temps pour les simulation I3 et I4fix.

Suivant cette démarche, nous attribuons aux simulations à masse non fixée une masse effective $M_{\mathrm{p,eff}}$, telle que :

$$M_{\mathrm{p,eff}} = M_{\mathrm{p}}(t = 200 \pm 20 \text{ kans}). \tag{5.27}$$

5.5.3 Définition et caractérisation du régime à deux anneaux

La caractérisation du régime à deux anneaux est un de nos objectifs. Pour ce faire, nous identifions les anneaux interne et externe par les maximums de densité de surface de la poussière associés : $\Sigma_{\mathrm{max,in}}$ et $\Sigma_{\mathrm{max,out}}$. En figure 5.19, nous plaçons toutes les simulations avec $a_{\mathrm{p}} = 80$ ua dans le plan $(\Sigma_{\mathrm{max,in}}/\Sigma_{\mathrm{max,out}}, M_{\mathrm{p}})$.

La tendance observée précédemment est plus clairement mise en évidence ici : l'anneau de poussière externe à la planète devient de plus en plus dense quand la masse de la planète augmente. Pour être plus précis, nous retraçons ces résultats en utilisant la masse effective de chaque planète en figure 5.20 (en d'autres termes nous cherchons à réduire les incertitudes associées à la masse de la planète). Les barres d'erreurs associées aux masses des planètes correspondent à leur croissance sur la plage de ±20 kans autour de $t = 200$ kans.

La disposition des données semble le plus ajustable par une forme exponentielle, que j'ai calculée numériquement comme étant :

$$\mathcal{F}(M_{\mathrm{p}}) \simeq 61.7 \exp\left(-\frac{m_{\mathrm{p}}}{0.36 m_{♃}}\right) - 3.03, \tag{5.28}$$

qui ajuste assez bien les données avec $\chi^2/N \sim 9.9$. Un ajustement en loi de puissance a également été envisagé mais s'est avéré moins bon ($\chi^2/N \sim 12$).

Nous définissons le régime à deux anneaux comme étant **l'intervalle où les maximums de densité de surface de chaque anneau ne diffèrent pas de plus d'un ordre de grandeur**. Mathématiquement parlant, si on définit la différence logarithmique des maximums de densité de surface Δ_Σ, ce régime se traduit par la condition :

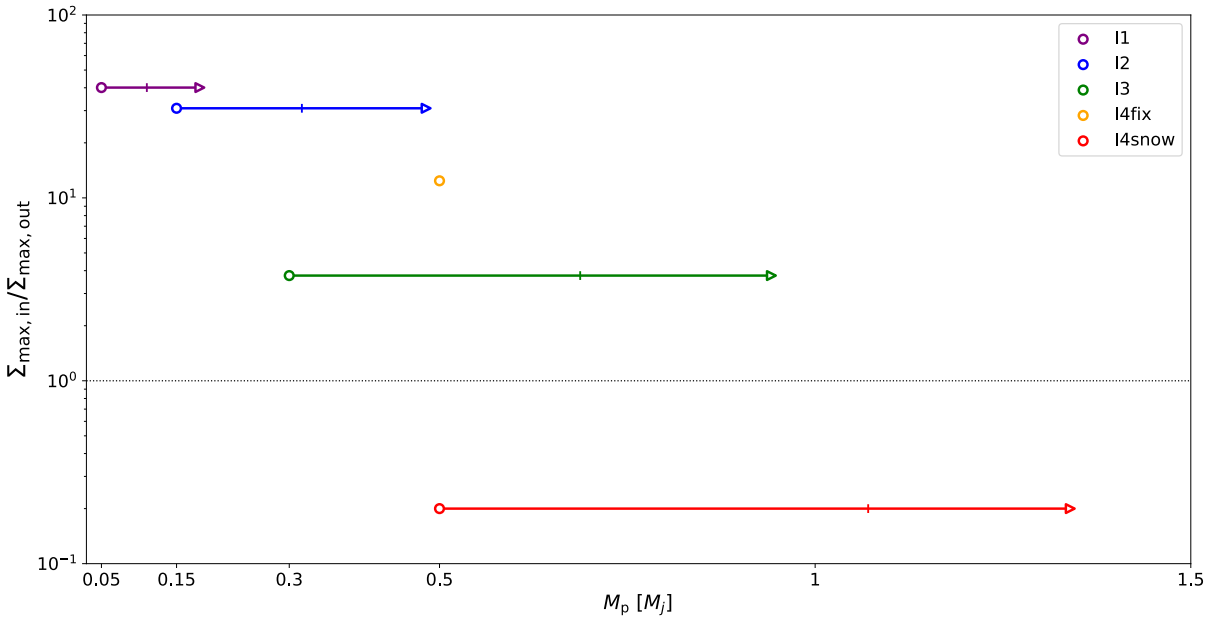


FIGURE 5.19 – Rapport des maximums de densité de surface interne et externe en fonction de la masse de la planète en masse de Jupiter pour les simulations I1, I2, I3, I4fix et I4snow. Pour chaque simulation, le cercle, tiret et triangle représentent la masse initiale, effective et finale (à 350 kans) respectivement.

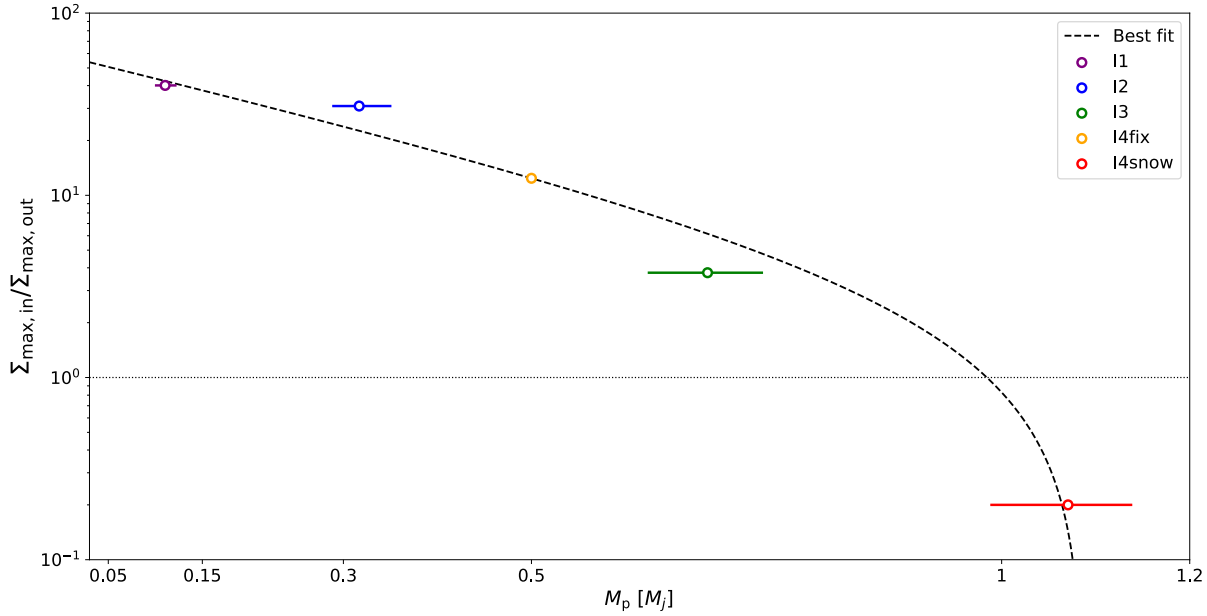


FIGURE 5.20 – De même que pour la figure 5.19 en utilisant cette fois la masse effective de chaque planète. Le meilleur ajustement aux données est tracé en pointillés noirs.

$$|\Delta_\Sigma| = |\log_{10}(\Sigma_{\mathrm{max,in}}) - \log_{10}(\Sigma_{\mathrm{max,out}}) = \left|\log_{10}\left(\frac{\Sigma_{\mathrm{max,in}}}{\Sigma_{\mathrm{max,out}}}\right)\right| < 1. \tag{5.29}$$

Avec cette définition, nous pouvons calculer les masses de transition du régime, correspondantes à $\Delta_\Sigma = -1/0/1$, qui donnent respectivement $M_{\mathrm{p}} \sim 0.56/0.98/1.08\ M_{♃}$ en utilisant l'équation 5.28.

Ici, nous avons pu définir ce régime uniquement avec la masse de la planète, en fixant son orbite. Cependant, pour extrapoler ce régime à d'autres paramètres, nous ne pouvons plus simplement utiliser les masses. Pour aller plus loin, nous avons besoin d'un paramètre plus absolu : x_{p}. En utilisant la forme donnée en équation 5.19, nous traduisons les masses de transition du régime

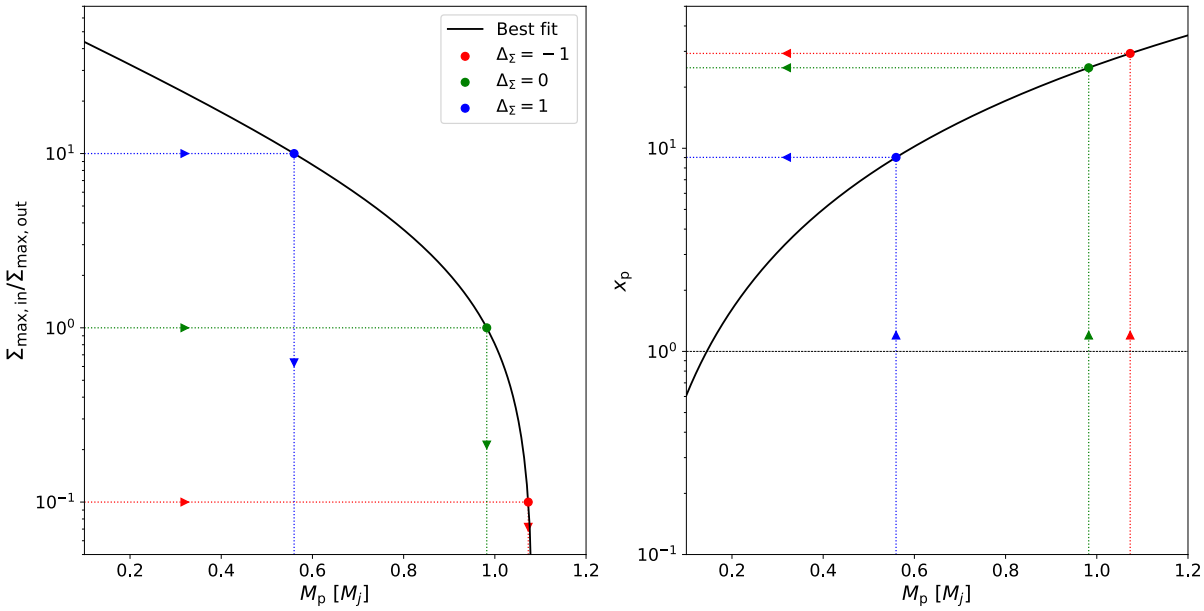


FIGURE 5.21 – **Gauche** : Ajustement du rapport des maximums de densité de surface interne et externe de la poussière en fonction de la masse de la planète. Les points bleu, vert et rouge représentent les masses de transition correspondantes à $\Delta_\Sigma = -1, 0, 1$. **Droite** : $x_{\rm p}$ en fonction de la masse de la planète en utilisant l'ajustement de gauche. Les masses de transition sont retranscrites en termes de valeurs de $x_{\rm p}$.

à deux anneaux en valeurs de $x_{\rm p}$ (figure 5.21). Les transitions $\Delta_\Sigma = -1, 0, 1$ se traduisent finalement par $x_{\rm p} \sim 10, 25, 30$. De cette analyse, on tire 5 points principaux :

(*i*) Deux anneaux (avec la définition adoptée) se forment lorsque la contribution de la planète sur la vitesse radiale du gaz est entre 10 et 30 fois supérieure à la contribution visqueuse. Pour $x_{\rm p} < 10$, le maximum de pression résultant n'est pas assez efficace dans la capture de la poussière. Pour $x_{\rm p} > 30$, il l'est trop.

(*ii*) Si $x_{\rm p} \sim 25$, les anneaux interne et externe atteignent un maximum de densité équivalent.

(*iii*) $10 \gtrsim x_{\rm p} \gtrsim 25$ correspond à un anneau interne plus dense.

(*iv*) $25 \gtrsim x_{\rm p} \gtrsim 30$ correspond à anneau externe plus dense.

(*v*) Le régime où l'anneau externe est plus dense que l'anneau interne est bien plus restreint comparé à son homologue.

De par le caractère 'absolu' de $x_{\rm p}$, nous faisons l'hypothèse que ces valeurs sont transposables pour d'autres paramètres (demi-grand axe, viscosité, etc). Le récapitulatif de la démarche suivie pour caractériser ce régime à deux anneaux est donné en figure 5.22.

5.5.4 Vérification et extrapolation

L'approche exposée jusqu'ici a permis de caractériser le régime à deux anneaux avec la grandeur $x_{\rm p}$. Avant d'extrapoler ce régime pour d'autres paramètres, nous vérifions son adéquation avec les simulations à d'autres demi-grand axes, présentées dans ce chapitre : M1snow, M2, L1snow et L2snow (panneau de gauche de la figure 5.23).

Pour placer ces simulations, nous estimons la masse effective de chaque planète au moment où la concentration de poussière atteint les environs de l'orbite de la planète. M2 et L1snow présentent uniquement un anneau externe et interne respectivement, sans signe d'anneau secondaire. Ce constat est en adéquation avec la figure 5.23, qui montre que ces deux simulations sont très éloignées du régime à deux anneaux.

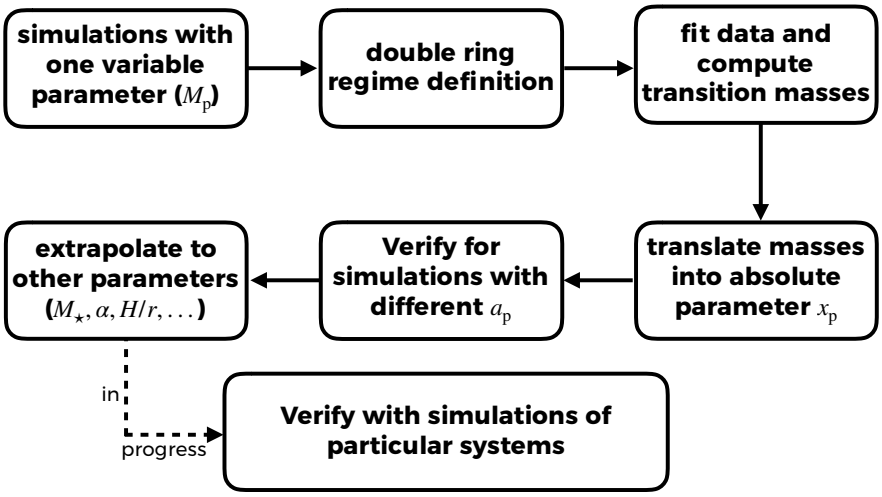


FIGURE 5.22 – Récapitulatif des étapes suivies pour caractériser le régime à deux anneaux en partant d'un jeu de simulation à un seul paramètre variable.

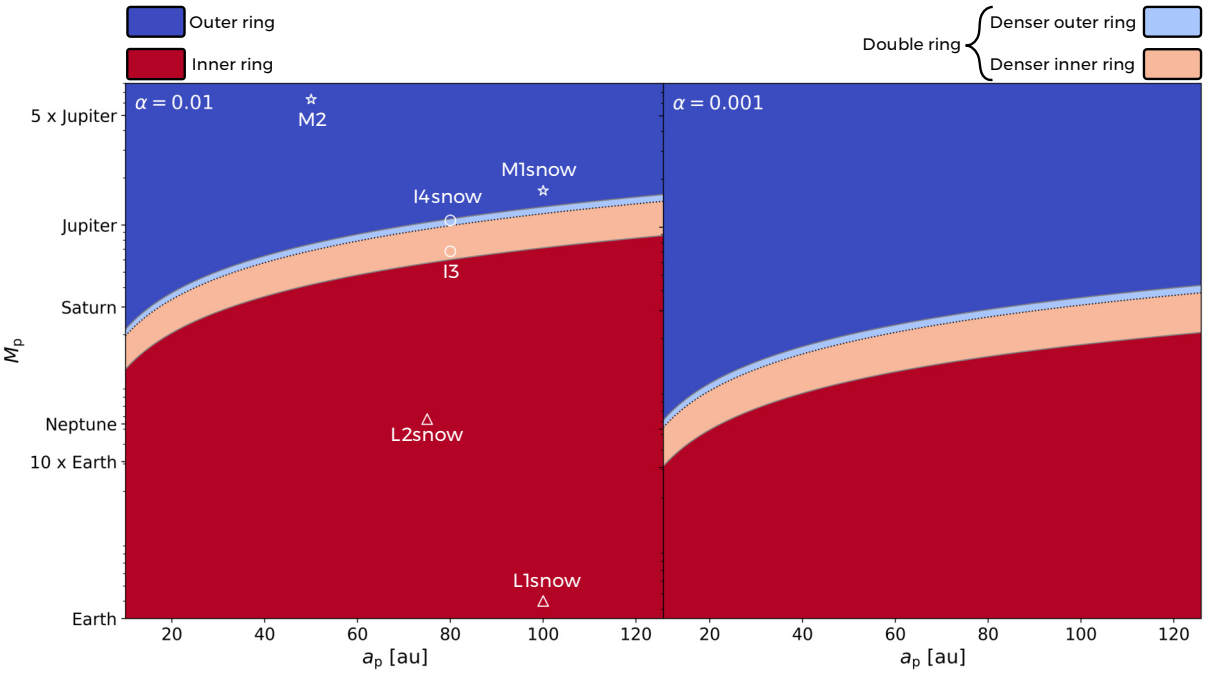


FIGURE 5.23 – **Gauche** : Carte de la répartition des différents régimes d'anneaux en fonction de la masse de la planète et de son demi-grand axe pour $\alpha = 10^{-2}$. Les simulations utilisées dans ce chapitre sont représentées par des étoiles (groupe M), des ronds (groupe I) et des triangles (groupe L). **Droite** : Carte de répartition inférée des différents régimes d'anneaux pour $\alpha = 10^{-3}$.

M1snow et L2snow sont plus proches du régime d'intérêt, ce qui est également en accord avec les premiers signes d'anneau secondaire que nous avons pu observer dans chacune de ces simulations. I3 et I4snow sont, quant à elles, situées en plein dans ce régime. I4snow présente en particulier un anneau externe plus dense, tandis que I3 présente le contraire. L'extension du paramètre x_p à d'autres demi-grand axe s'avère cohérente avec les simulations présentées précédemment.

Nous étendons cette analyse aux autres variables intervenant dans l'estimation de x_p :

(*i*) La masse de la planète M_p.

(*ii*) Son demi grand-axe a_p.

(*iii*) La vitesse du son, ou autrement dit la hauteur caractéristique du disque de gaz H.

(*iv*) La masse de l'étoile $M_\star$.

(*v*) Le paramètre de viscosité α.

Un exemple du régime à deux anneaux dans un disque moins visqueux ($\alpha = 10^{-3}$) est montré sur le panneau de droite de la figure 5.23. Une viscosité plus faible signifie qu'une planète de plus faible masse pourra plus facilement modifier la structure du gaz. En conséquence, le régime à deux anneaux se produirait à des masses plus faibles.

En admettant l'existence de ce mécanisme de double piège à poussière, avoir des contraintes sur la structure du disque et l'étoile nous permettrait d'avoir une estimation de la planète contenue dans le disque. Dans la prochaine section, nous appliquons cette analyse à un système particulier, candidat à ce mécanisme.

5.6 Application au disque autour de l'étoile HD 169142

Le disque autour de l'étoile HD 169142 présente des caractéristiques similaires au mécanisme de double piège à poussière présenté dans ce chapitre, comme nous le verrons par la suite.

Nous comparerons qualitativement les observations menées sur ce système aux résultats de l'analyse de nos simulations. Une comparaison rigoureuse nécessiterait une simulation dédiée, couplée à l'utilisation d'outils de transfert radiatif, comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 4. Nous prévoyons d'effectuer des simulations dédiées à ce système dans les prochains mois, afin de vérifier si ce mécanisme pourrait expliquer les structures observées. Quoi qu'il en soit, nos simulations montrent que la poussière atteint des tailles équivalentes (~ 1 cm) dans les anneaux formés. En conséquence, nous feront ici l'hypothèse que pour une structure thermique simple, la densité de surface de la poussière est un bon proxy pour l'intensité observée aux longueurs d'ondes millimétriques.

5.6.1 Présentation du système

La jeune[14] étoile HD 169142 est de type Herbig Ae/Be et a une masse $M_\star = 1.65\ M_\odot$. Elle se situe à 113.9 ± 0.8 pc de la Terre dans la constellation du Sagittaire (Gaia Collaboration et al., 2018). Un disque de gaz et de poussière orbite autour de cette dernière, avec $M_{\rm gaz} \sim 10^{-2}\ M_\star$ et un rapport poussière/gaz global de l'ordre de 1/80 (Fedele et al., 2017).

Le système a été observé à plusieurs longueurs d'ondes s'étendant du proche infrarouge ($\lambda \sim 1\ \mu$m) au centimétrique ($\lambda \sim 1$ cm) (Honda et al., 2012; Osorio et al., 2014; Pohl et al., 2017; Macías et al., 2019; Pérez et al., 2019). Plus particulièrement, les observations par l'instrument ALMA en bande 6 (1.3 mm) menées par Macías et al. (2019) et Pérez et al. (2019) (voir figure 5.24) mettent en évidence l'émission thermique de la poussière millimétrique dans le plan médian du disque.

L'émission continue à 1.3 mm montre deux anneaux principaux concentriques à environ 25 et 60 ua de l'étoile respectivement. Les observations conduites par Pérez et al. (2019) à plus grande résolution angulaire ont mis en évidence une structure plus fine pour l'anneau externe, qui se divise en deux anneaux principaux plus un 3ème plus diffus. L'ensemble des anneaux observés se situent à l'intérieur de la ligne de gel de CO (~ 100 ua, Macías et al., 2017), où la croissance de la poussière semble donc possible (voir chapitre 4).

Les observations en lumière diffusée mettent en évidence la structure du gaz et ont montré que le gaz et la poussière sont découplés dans ce système (Fedele et al., 2017), ce qui indique que la poussière observée correspond à des nombres de Stokes relativement élevés. L'anneau interne est fortement piqué, ce qui laisse à penser à un piégeage efficace de la poussière dans un maximum

14. Son âge a été estimé à 6^{+6}_{-3} Mans par Grady et al. (2007).

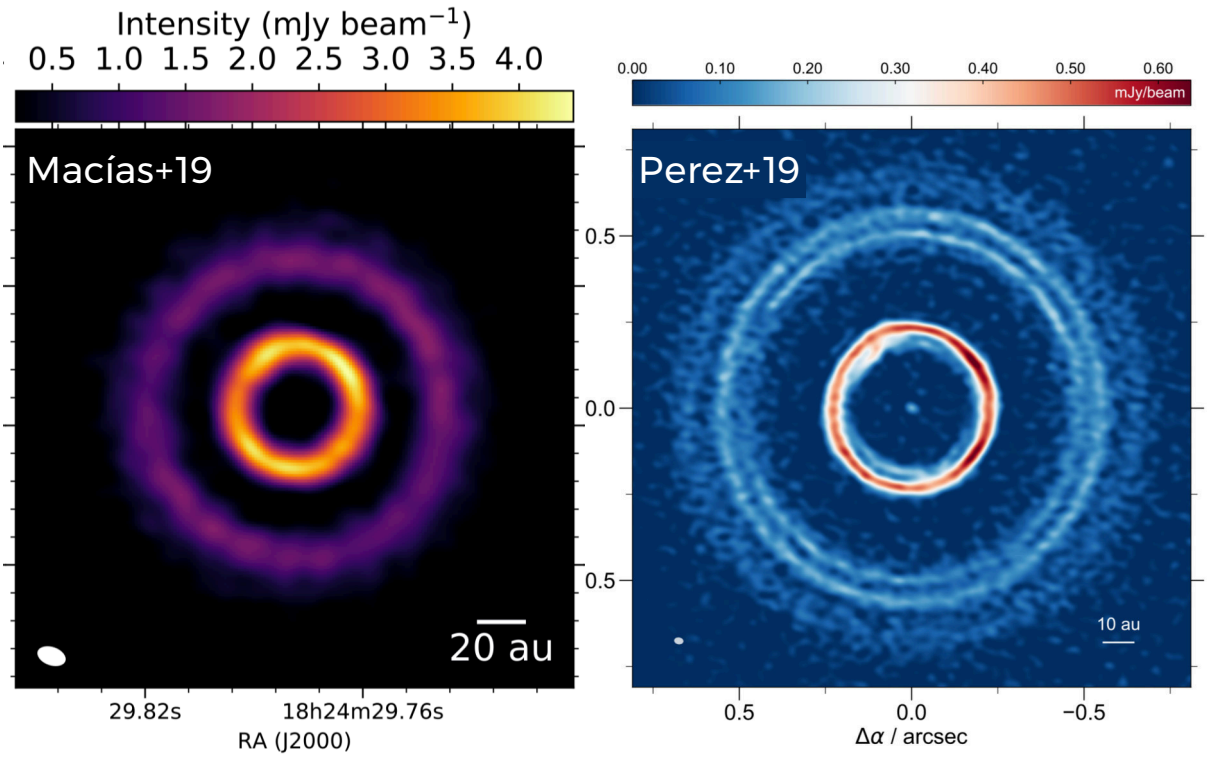


FIGURE 5.24 – **Gauche** : Observation du continu de la poussière à $\lambda = 1.3$ mm de HD 169142 adaptée de Macías et al. (2019). **Droite** : De même, cette fois à plus haute résolution angulaire. Adapté de Pérez et al. (2019).

de pression (Pérez et al., 2019). Ceci est compatible avec l'anneau interne formé dans nos simulations, qui résulte du découplage naturel de la poussière au fur et à mesure de son évolution et forme un piège à poussière auto-induit. L'anneau externe semble multiple, et Pérez et al. (2019) ont montré que ces anneaux (plus particulièrement les deux principaux) sont excentriques, ce qui est compatible avec l'excitation résonante produite par une planète (observée dans nos simulations).

Au vu des contraintes observationnelles, les caractéristiques du système autour de l'étoile HD 169142 semblent particulièrement adaptées au mécanisme proposé dans ce chapitre.

5.6.2 Modélisations publiées

La morphologie de ce système a été partiellement reproduite par deux études qui utilisent des mécanismes différents.

Une planète peu massive ?

Conjointement à la publication de leurs observations à haute résolution angulaire ($\sim$ 20 mas), Pérez et al. (2019) ont également proposé la présence d'une planète peu massive pour expliquer le système triple d'anneau à l'exterieur du disque. En effet, d'après les travaux de Dong et al. (2017); Dong et al. (2018), une planète peu massive dans un disque peu visqueux ($\alpha < 10^{-4}$) est capable, à travers la propagation et la dissipation d'ondes spirales de densité, de produire plusieurs anneaux concentriques. Pérez et al. (2019) ont conduits des simulations hydrodynamiques 2D avec le code sur grille DUSTY FARGO-ADSG (Baruteau and Zhu, 2016), qui représente la poussière de manière Lagrangienne par le biais de particules test. La croissance et la fragmentation de la poussière n'a pas été modélisée. Ils ont retrouvé une assez bonne reproduction des anneaux externes avec une planète de 10 $M_\oplus$ à 64 ua de l'étoile [15] dans un disque très peu visqueux ($\alpha = 10^{-5}$). Leur modélisation soulève deux interrogations principales :

15. La planète migre radialement de quelques ua pendant la simulation.

(*i*) Le mécanisme simulé nécessite que le disque soit très peu visqueux. Or, la viscosité du disque est peu contrainte et encore très débattue.

(*ii*) L'anneau interne n'est pas retrouvé et est supposé la cause de la présence d'une deuxième planète, cette fois géante, dans les parties internes du disques (une idée également proposée par Fedele et al., 2017; Bertrang et al., 2018).

Deux planètes très massives ?

Alternativement, Toci et al. (2020) ont proposé d'expliquer l'entièreté du système par le biais de deux planètes géantes en résonance orbitale, chacune induisant (par son couple) un maximum de pression à l'extérieur de son orbite. Les auteurs ont utilisé le code PHANTOM, déjà amplement décrit en section 3. La croissance et la fragmentation de la poussière n'est également pas prise en compte (voir chapitre 6 pour une description de ces processus dans PHANTOM). Le disque simulé est plus visqueux que précédemment ($\alpha = 0.005$), et les planètes se situent à environ 17.4 et 50 ua respectivement et ont une masse similaire de l'ordre de 2.5 $M_{♃}$ [16]. Leurs simulations montrent une formation vigoureuse de deux anneaux concentriques et stables aux positions observées. Cependant, il existe tout de même des différences majeures avec les données :

(*i*) Les anneaux formés sont bien plus épais que ceux observés.

(*ii*) L'anneau externe n'est pas multiple, malgré la migration radiale de la planète.

(*iii*) L'observation simulée à la même résolution angulaire que Pérez et al. (2019) montre un bras spiral, typique des planètes très massives, qui ne semble cependant pas présent dans les données. Ce dernier pourrait cependant ne pas être observé à cause du bruit observationnel.

(*iv*) L'utilisation de la méthode monofluide pour la représentation de la poussière millimétrique est questionable, notamment car les nombres de Stokes deviennent assez proche de 1 (c.à.d là où l'approximation de la vitesse terminale n'est plus sensée).

5.6.3 Ces deux anneaux peuvent-ils être cohérents avec une seule planète ?

Au vu des similarités entre les observations de ce système et le mécanisme présenté dans ce chapitre, nous explorons mathématiquement l'idée que ces deux anneaux soient le fruit d'une seule planète. Pour ce faire, nous adoptons la même structure thermique que pour le disque 'Steep', où $p = 1/2$, ce qui est cohérent avec ce que Fedele et al. (2017) ont trouvé. On a plus particulièrement

$$T = 20 \left(\frac{r}{100 \text{ ua}}\right)^{-\frac{1}{2}}, \tag{5.30}$$

$$\frac{H}{r} = 0.07 \left(\frac{r}{100 \text{ ua}}\right)^{\frac{1}{4}}, \tag{5.31}$$

où le rapport d'aspect du disque est similaire à ce que Toci et al. (2020) utilisent.

Nous extrapolons le régime à deux anneau caractérisé en section 5.5.4, où l'anneau interne est plus dense que l'anneau externe (zone à couleur saumon sur la figure 5.23), en utilisant cette structure thermique et la masse de HD 169142. Les planètes pouvant potentiellement produire ces deux anneaux sont situées dans la zone couleur saumon de la figure 5.25, qui trace ce régime en fonction du paramètre visqueux α du disque.

Pour un disque très peu visqueux ($\alpha = 10^{-5} - 10^{-4}$), l'extrapolation suggère qu'une planète de quelques masses terrestres serait capable de former ces deux anneaux, là où le mécanisme exposé par Pérez et al. (2019) requiert une planète un peu plus massive (panneau de gauche). Pour des viscosités usuelles ($\alpha = 10^{-3} - 10^{-2}$), la planète suggérée est de typiquement se situe entre la masse de Saturne et celle de Jupiter, ce qui diffère également de l'étude menée par Toci et al. (2020) (panneau de droite).

16. Ces données sont prises à environ 100 orbites de la planète externe.

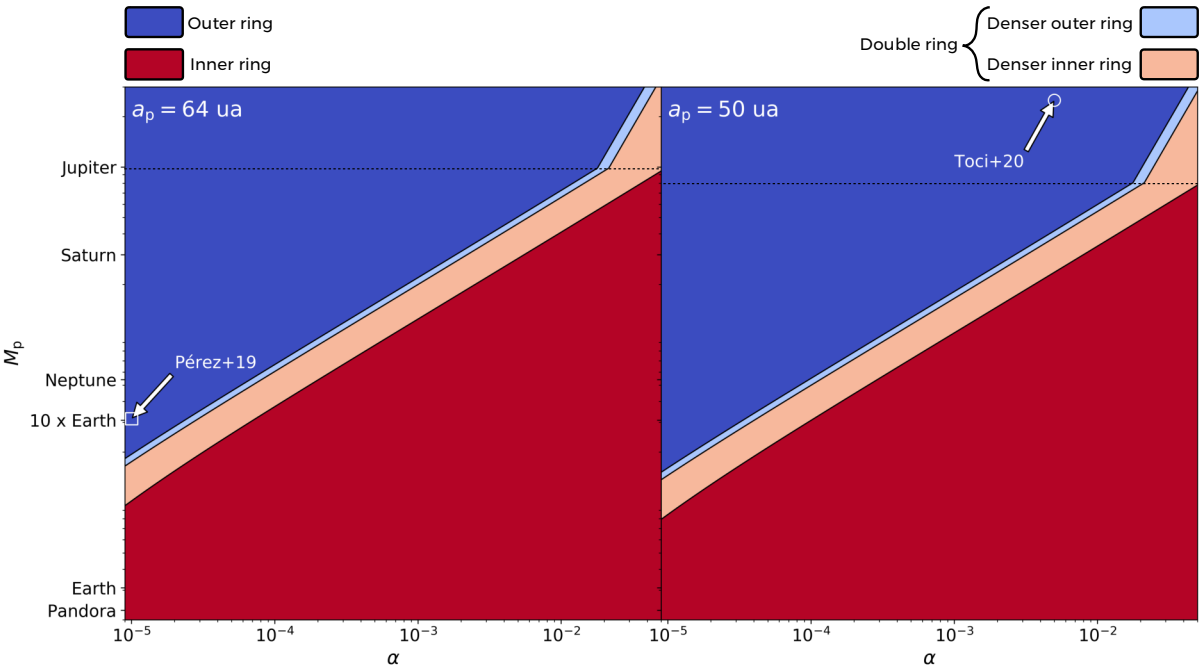


FIGURE 5.25 – **Gauche** : Distribution inférée des régimes d'anneaux en fonction de la masse des planète et de la viscosité pour le système HD 169142, avec $a_p = 64$ ua. Le carré à bordure blanche représente la planète utilisée par Pérez et al. (2019). **Droite** : De même pour $a_p = 50$ ua. Le cercle à bordure blanche représente la planète externe utilisée par Toci et al. (2020). Pour les deux panneaux, la ligne en tirets noirs représente la masse limite où le rayon de Hill de la planète devient plus grand que l'échelle caractéristique du disque de gaz. La masse de Pandora ($\sim 0.72\ M_\oplus$) est calculée à partir de sa gravité de surface et de son diamètre, qui sont tirés de https://masstrek.fandom.com/wiki/Pandora_(Planet).

En considérant une viscosité α de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-2}$), **nous émettons l'hypothèse qu'une planète d'une masse de l'ordre de celle de Saturne serait capable de former les deux anneaux du système HD 169142**. Ce mécanisme est particulièrement intéressant car il reproduit la finesse de l'anneau interne et l'excentricité de l'anneau externe en n'utilisant qu'une seule planète de masse intermédiaire. La multiplicité des anneaux externes reste toute fois une question ouverte. En effet, nos simulations montrent que l'excitation de la planète est capable de diviser l'anneau externe à plusieurs endroits (voir figures 5.14, 5.15 ou encore 5.17), ce qui serait potentiellement similaire à ce qui est observé dans les parties externes de HD 169142. Nos prochaines simulations dédiées à ce système tenteront de répondre à ces questions et de vérifier l'applicabilité de ce mécanisme.

5.7 Discussion

5.7.1 Temps d'injection de la planète

Le setup utilisé introduit la planète dans le disque à $t \sim 95$ kans afin de limiter le coût de l'exploration de l'espace des paramètres, notamment en effectuant une simulation mère qui ne calcule l'évolution du disque entre 0 et 90 kans qu'une seule fois. Dans cette section, nous discutons des effets de cette injection 'tardive'. Dans cet intérêt, nous introduisons la simulation I4fixtinj, similaire en tout point à I4fix, au sein de laquelle la planète est injectée au même moment que la poussière (~ 15 kans, cf. section 5.2.2 et chapitre 4). Une comparaison entre ces deux simulations à M_p fixe est exposée en figure 5.26.

Le gaz suit des évolutions similaires (panneau de gauche), qui se traduisent toujours par deux maximums de pression de part et d'autre de l'orbite de la planète. Pour la poussière (panneau de droite), malgré des évolutions qui semblent légèrement décalées dans le temps, les tailles

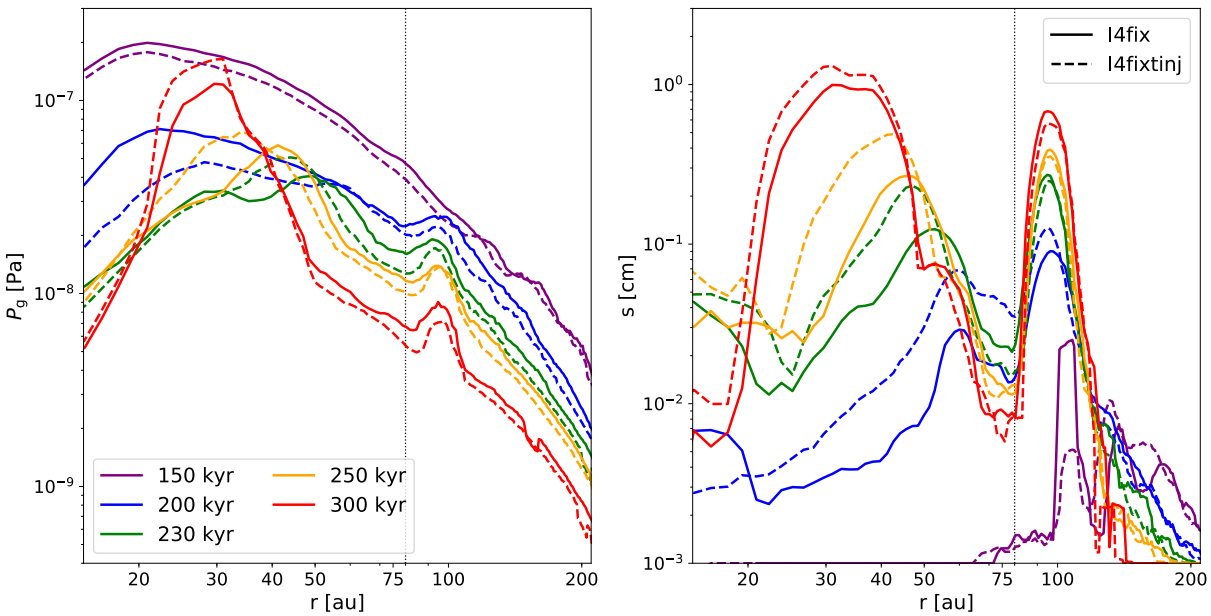


FIGURE 5.26 – **Gauche** : Profils de pression entre 150 et 300 kans pour les simulations I4fix et I4fixtinj. **Droite** : De même, cette fois pour les profils de taille.

convergent néanmoins globalement vers la même distribution, contenant des tailles centimétriques dans chaque maximum de pression. Notons tout de même qu'une injection plus précoce semble produire des tailles légèrement plus grandes (petites) à l'extérieur (intérieur) de l'orbite de la planète, sans pour autant changer la physionomie de la distribution de la poussière.

L'effet de la planète sur le disque semble bien représenté tant que la planète est présente au moment où la poussière du disque externe dérive proche de cette dernière. Ce critère, dont j'avais supposé l'existence initialement, est donc déjà vérifié par le setup utilisé, ce qui nous conforte dans son utilisation. Dans cette comparaison, les planètes ne grossissent pas afin de pouvoir effectuer une comparaison équitable. Cependant, injecter précocement la planète dans le disque reviendrait à la faire grossir sur une durée plus grande, ce qui augmenterait simplement sa masse à un temps donné. Ce point particulier n'affecte pas notre analyse, étant donné que nous avons utilisé la masse de la planète à un temps particulier, représentatif du système (cf. section 5.5.2). Nos résultats se sont donc distanciés du caractère relatif de la masse initiale (ou finale) de la planète.

5.7.2 Relation entre l'anneau externe et la planète

Au delà de la définition de 'double anneau' donné avec l'équation 5.29, une fraction significative de nos simulations montre au moins des traces de la présence d'un deuxième anneau à l'extérieur de l'orbite de la planète. Ces simulations, ainsi que le rapport $a_{\text{anneau}}/a_{\text{p}}$ sont exposés dans la table 5.4.

Ces données sont tracées en figure 5.27, où l'on peut également repérer les résonances orbitales principales. De manière plus synthétique, la tendance observée tout au long de ce chapitre se manifeste à nouveau ici : les planètes les moins massives sont associées à des résonances proches de plus haut ordre (c.à.d de plus faible intensité) au contraire des planètes les plus massives. Les deux planètes caractérisées dans le régime à 'deux anneaux' sont associées aux résonances principales 4:3 et 3:2 de manière satisfaisante. Si notre analyse s'étend effectivement à d'autres disques, cela pourrait être particulièrement intéressant pour supposer la position de la planète à partir de la morphologie de la poussière du disque. Pour HD 169142, cette estimation donnerait par exemple une planète à ~ 50 ua en considérant l'anneau externe à ~ 60 ua et en admettant une résonance 4:3.

Label	$M_{\mathrm{p,eff}}$	$a_{\mathrm{anneau}}/a_{\mathrm{p}}$
M2	$6.42^{+0.07}_{-0.09}\ M_{♃}$	1.35 ± 0.08
M1snow	$1.65^{+0.15}_{-0.18}\ M_{♃}$	1.72 ± 0.10
L2snow	$20.1^{+2.4}_{-2.1}\ M_{\oplus}$	1.11 ± 0.09
I1	$0.11 \pm 0.01\ M_{♃}$	1.13 ± 0.10
I2	$0.32 \pm 0.03\ M_{♃}$	1.18 ± 0.08
I3	$0.69^{+0.06}_{-0.07}\ M_{♃}$	1.23 ± 0.08
I4fix	$0.5\ M_{♃}$	1.20 ± 0.07
I4snow	$1.07^{+0.07}_{-0.09}$	1.35 ± 0.09

TABLE 5.4 – Simulations avec au moins des traces d'un anneau externe à l'orbite de la planète. La masse effective de la planète pour chaque simulation est estimée au moment où la majeure partie de la poussière atteint les environs de la planète à ±20 kans d'erreur.

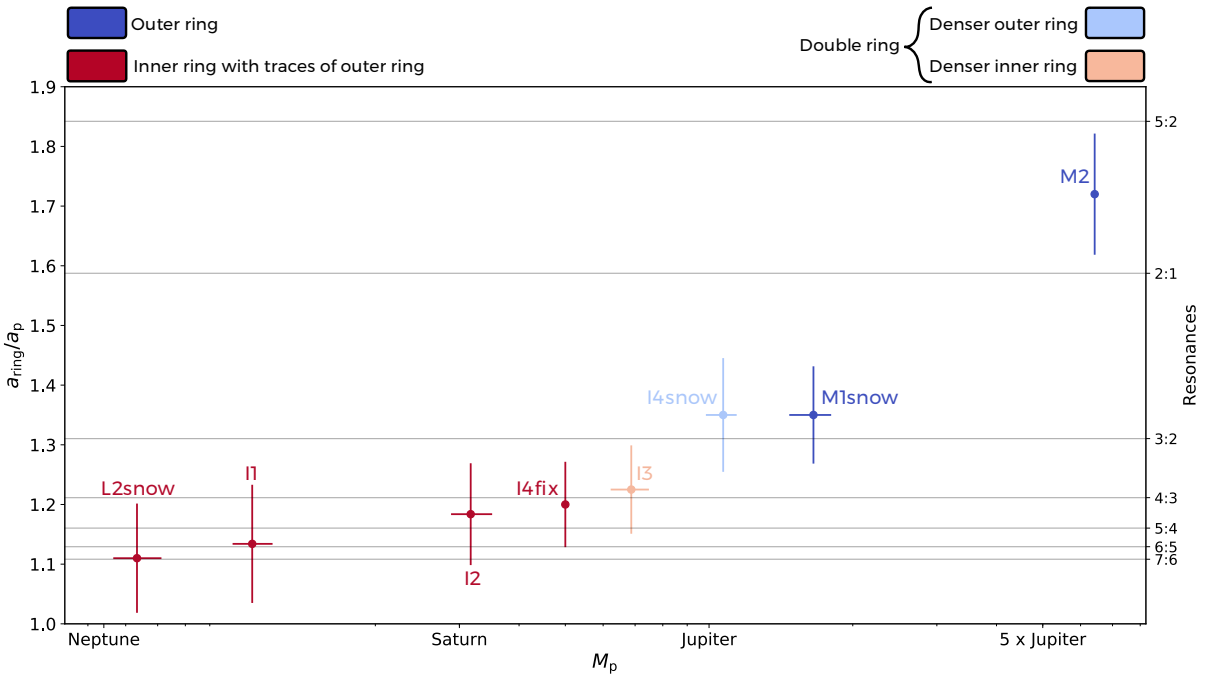


FIGURE 5.27 – Rapport entre la position de l'anneau externe et le demi-grand axe de la planète pour les simulations présentées dans ce chapitre. Les résonances théoriques principales sont indiquées par les lignes pleines grises et l'axe des ordonnées de droite.

La migration planétaire - dont nous discutons à la prochaine section - peut altérer cet état de fait, notamment si elle brise la résonance orbitale entre la planète et l'anneau externe. Nous pouvons également imaginer que l'anneau et la planète puisse migrer de concert, de manière similaire au mécanisme de migration d'une paire de planète en résonance, proposé par exemple dans le modèle de la Grande Virée de Bord pour les planètes géantes du Système Solaire (Walsh et al., 2011, 2012). Dans ce cas de figure, la résonance entre l'anneau externe et la planète serait conservée et la position de la planète pourrait être inférée.

5.7.3 Migration planétaire

Le transfert de moment du disque vers la planète modifie l'orbite de cette dernière par le biais des couples de Lindblad (Tanaka et al., 2002; Baruteau et al., 2014) et de co-rotation (par exemple

Masset, 2002; Baruteau and Masset, 2008; Baruteau et al., 2011; Masset and Benítez-Llambay, 2016). Ces couples peuvent entrainer la migration de la planète - souvent vers l'intérieur du disque - en fonction de sa masse, et de la structure du disque dans lequel elle est enfouie. Nos simulations ne prennent pas en compte ce phénomène.

Les planètes de faibles masses sont sujettes à la migration de type I. Cette migration, d'autant plus rapide que la planète est massive, s'effectue notamment sur une échelle de temps caractéristique de l'ordre de 10^5 à 10^6 ans (Tanaka et al., 2002; Bate et al., 2003; Baruteau and Zhu, 2016). Cependant, nos résultats montrent que ces planètes ne forment qu'en grande partie un anneau interne indépendant de la présence de la planète. Les résultats associés à ce régime ne sont donc probablement que peu affectés par la migration planétaire.

De l'autre côté du spectre de masse, les planètes les plus massives capables d'ouvrir un sillon annulaire dans le disque sont sujettes à la migration de type II (Masset and Snellgrove, 2001; Crida et al., 2006b). Cette migration, principalement causée par le couple de Lindblad [17], s'opère sur une échelle de temps assez courte (typiquement 10^4 à 10^5 ans, Dürmann and Kley, 2015), ce qui est comparable à l'échelle de temps de formation de l'anneau externe observé dans nos simulations. La migration planétaire est donc potentiellement importante dans ce régime. Une simulation avec un modèle numérique simple de migration pourrait nous aider à saisir les différences essentielles que la migration apporterait.

Le régime de masses le plus intéressant dans notre étude est intermédiaire, où nous avons observé deux anneaux se former. Ce régime ne permet pas de modifier la structure du gaz suffisamment pour piéger toute la poussière dans le maximum de pression externe. En d'autres termes, le sillon annulaire que la planète forme est partiel, ce qui correspondrait à la migration de type III dont l'occurence dépend également de la densité surfacique de masse du gaz proche de la planète (Masset and Papaloizou, 2003). Ce type de migration est également rapide, avec un temps caractéristique de l'ordre de $10^4 - 10^5$ ans [18], ce qui rejoint les interrogations levées par le paragraphe précédent.

Récemment, Wafflard-Fernandez and Baruteau (2020) ont cependant montré que la migration d'une planète dans un disque de gaz et de poussière pouvait être intermittente. Les auteurs ont montré qu'à chaque arrêt de la planète, cette dernière était capable de modifier localement la structure du gaz, créant ainsi plusieurs maximums de pression sur son chemin migratoire. Ce mécanisme résulte en un piégeage de la poussière aux différents maximums de pression, créant ainsi une série de quelques anneaux brillants concentriques. Ce résultat pourrait être particulièrement intéressant au vu des résultats exposés dans ce chapitre. Nous pourrions notamment imaginer qu'une planète de masse intermédiaire puisse former quelques anneaux le long de sa trajectoire migratoire, tout en permettant la création d'un anneau interne causé par le découplage d'une autre partie de la poussière. Cette hypothèse semble par ailleurs prometteuse au vu du disque autour de l'étoile HD 169142.

5.8 Résumé

Nous avons étudié les effets de la croissance de la poussière dans un disque hôte d'une planète par le biais de simulations SPH en 3 dimensions. Cette étude à mis en évidence l'existence de 3 régimes par rapport à la formation de pièges à poussière (cf. figure 5.28), qui peuvent se classer en considérant la compétition entre les effets du couple de la planète et du couple visqueux sur le mouvement radial du gaz. Nos résultats sont les suivants :

(i) Si les effets du couple visqueux dominent les effets du couple de la planète, un unique anneau se forme dans le disque interne du fait du découplage de la poussière. La planète, qui dans ce cas est de faible masse, n'en est pas responsable.

17. Les régions co-orbitales étant vidées par le couple exercé par la planète, elles ont un effet négligeable.

18. La migration de type III peut également être emballée par le couple co-orbital 'dynamique', correspondant au couple exercé par la matière qui entre dans la zone co-orbitale au fur et à mesure de la migration. Cet emballement n'est cependant pas obligatoire et est essentiellement rencontré dans les disques massifs.

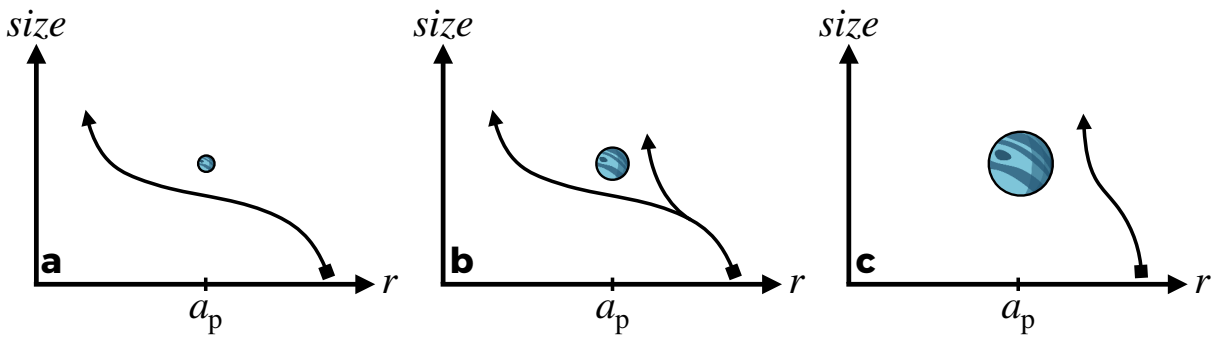


FIGURE 5.28 – Évolution typique de la poussière dans le plan (r, s) dans les trois régimes mis en évidence par ce travail. Les panneaux a, b et c représentent les cas (i), (iii) et (ii) respectivement.

(ii) Si les effets du couple visqueux sont très dominés par les effets du couple de la planète, un unique anneau de poussière se forme à l'extérieur du sillon creusé par la planète. Ce régime correspond aux planètes très massives.

(iii) Il existe un régime intermédiaire où les effets du couple visqueux sont dominés - mais pas totalement - par les effets du couple de la planète et où deux anneaux se forment de part et d'autre de l'orbite de la planète. L'un est d'origine planétaire (externe), tandis que l'autre est causé par les effets rétroactifs de la poussière seuls.

(iv) Le régime intermédiaire mis en évidence semble restreint et pourrait expliquer la présence de deux anneaux distants dans certaines observations de disques.

(v) Dans le cas d'un double anneau, l'analyse menée indique qu'il est plus probable que l'anneau interne soit plus brillant que l'anneau externe.

CHAPITRE 6

CROISSANCE ET FRAGMENTATION DE LA POUSSIÈRE DANS LE CODE PHANTOM

"I keep telling everybody they should move on... and grow. Some do. But not us."

Steve Rogers - Avengers : Endgame

"Replicants are like any other machine. They're either a benefit or a hazard. If they're a benefit, it's not my problem."

Rick Deckard - Blade Runner

Le début de ma thèse a été marqué par la publication de Phantom : un code SPH moderne à faible empreinte mémoire [1], rapide, testé, et modulaire qui a été développé sur la décennie précédente par Daniel Price (Université de Monash, Melbourne, Australie) et collaborateurs (Price et al., 2018). Ce code, destiné à être utilisé de manière publique par la communauté, répond notamment aux quelques limitations rencontrées par Lyonsph :

(*i*) L'auto-gravité du disque est déjà implémentée. Une telle implémentation dans Lyonsph demanderait de changer la structure profonde du code.

(*ii*) Les particules puits (par exemple une étoile ou une planète) échangent du moment avec le disque de manière cohérente. Pour faire écho au chapitre 5, ceci implique que le disque peut modifier l'orbite d'un corps.

(*iii*) La modularité de Phantom permet de simuler un setup particulier à moindre effort, par exemple avec plusieurs étoiles/planètes ou encore des géométries particulières. Les modules physiques en bénéficient également et l'utilisateur peut très facilement choisir la physique qu'il veut considérer dans sa simulation. L'implémentation d'un module physique en est également simplifiée.

(*iv*) Il existe une interface simple et efficace avec le code de transfert radiatif Mcfost (Pinte et al., 2006).

(*v*) Le caractère public [2] de Phantom et son développement international a permis la formation d'une communauté unie et collaborative qui favorise le développement scientifique.

Ces différents points ont constitué notre motivation pour migrer vers l'utilisation de Phantom, qui ne possédait néanmoins pas de module physique pour la croissance et la fragmentation de la poussière. J'ai effectué cette implémentation en me basant sur le modèle utilisé et développé

1. Cet aspect particulier s'est affaibli avec le temps et les implémentations successives de nouvelles physiques.
2. Daniel Price tient tout de même la place de dictateur bienveillant.

dans LYONSPH au fil des ans. J'ai notamment pu travailler en collaboration avec Daniel Price et Christophe Pinte lors de mes 3 voyages à Melbourne (pour une durée totale de 4 mois) entre 2018 et 2020. La croissance et la fragmentation dans le code PHANTOM nous permet d'une part d'effectuer des comparaisons avec de précédents résultats, et d'autre part d'étendre ces recherches à de nouveaux systèmes (par exemple étoiles binaires, disque voilé, planètes à orbite inclinées, etc). L'implémentation que je vais présenter dans ce chapitre fera également l'objet d'une publication dans un futur proche (Vericel, Gonzalez, Price & Laibe, en préparation).

6.1 Modèle physique

6.1.1 Rappels

Le modèle de croissance et de fragmentation est présenté et discuté de manière détaillée en section 2.7.2. Il repose sur la considération d'une distribution locale de taille monodisperse, c.à.d où la taille des grains est considérée unique. Cette simplification nous permet de considérer l'évolution de la taille des grains comme un unique taux de croissance $\mathrm{d}s/\mathrm{d}t$ causé par les conditions rencontrées par la poussière, tel que :

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = \psi \frac{\rho_\mathrm{d}}{\rho_\mathrm{s}} V_\mathrm{rel}, \tag{6.1}$$

où ψ peut être négatif ou positif en fonction des conditions locales (voir section 2.7.2).

La vitesse relative turbulente des grains V_rel est quant à elle exprimée avec l'équation 2.160. Le modèle de croissance et de fragmentation dépend donc de plusieurs grandeurs qu'ils faut pouvoir évaluer convenablement :

(*i*) La densité spatiale de la poussière ρ_d.

(*ii*) La vitesse du son c_s.

(*iii*) La densité spatiale du gaz ρ_g.

(*iv*) La vitesse différentielle entre le gaz et la poussière Δv.

(*v*) La taille de la poussière s.

L'implémentation du modèle de croissance dans PHANTOM repose sur la précision de l'évaluation de ces grandeurs au cours du temps.

6.1.2 Concordance avec le formalisme SPH

Au sein du formalisme SPH, la poussière est représentée par un jeu de particules représentatives. La stabilité du schéma dans le cas de particules à masses non-égales est complexe (Monaghan and Price, 2006, voir section 3.2.3), et l'approche de PHANTOM a été d'éviter ce genre de problèmes en fixant une masse commune à toutes les particules d'une espèce donnée (c.à.d que les interpolations se font toujours sur des particules de même masse). La croissance des grains doit donc s'opérer sans changer la masse des particules SPH, ce qui peut s'avérer quelque peu contradictoire de prime abord. L'approche utilisée consiste à représenter un essaim de 'vraies' particules de poussière d'une taille donnée par une particule SPH qui porte cette taille représentative. La croissance et la fragmentation de la poussière s'applique alors à toute la particule SPH et la taille représentative évolue, sans changer la masse globale. La croissance/fragmentation se traduit donc par une diminution/augmentation du nombre de 'vraies' particules représentées par la particule SPH (voir figure 6.1).

Cette considération est valable tant que la masse de la particule SPH elle-même est largement supérieure à la masse individuelle d'une particule de l'essaim correspondant. Ceci se traduit par la condition suivante :

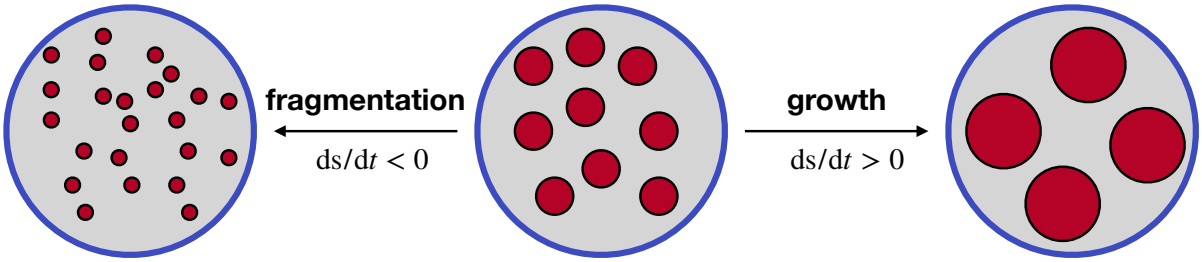


FIGURE 6.1 – Schéma représentatif du modèle de croissance/fragmentation. La particule SPH est représentée par le cercle bleu et les 'vraies' particules de poussière par les cercles rouges.

$$m_{\rm d} \ll m_{\rm d}^{\rm SPH}, \tag{6.2}$$

$$\frac{4}{3}\pi s^3 \rho_{\rm s} \ll \frac{M_{\rm d}}{n_{\rm d}^{\rm SPH}}, \tag{6.3}$$

$$s \ll \left(\frac{M_{\rm d}}{n_{\rm d}^{\rm SPH}} \frac{3}{4\pi\rho_{\rm s}}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{6.4}$$

où $n_{\rm d}^{\rm SPH}$ est le nombre de particules SPH de poussière et $M_{\rm d}$ est la masse du disque de poussière. De manière plus quantitative, cela se traduit par :

$$s \ll 362 \left(\frac{M_{\rm d}}{10^{-4}\ M_\odot}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{n_{\rm d}^{\rm SPH}}{10^6}\right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_{\rm s}}{1\ {\rm g.cm^{-3}}}\right)^{-\frac{1}{3}} {\rm km}, \tag{6.5}$$

ce qui est largement vérifié pour des tailles de l'ordre du micromètre au kilomètre (notre régime d'intérêt).

6.2 Implémentation numérique

L'implémentation numérique du modèle de croissance/fragmentation dépend de la méthode avec laquelle la poussière est simulée (voir sections 3.5.1 et 3.5.2).

6.2.1 Bi-fluide

La méthode usuelle - similaire à LYONSPH - est de représenter la poussière comme un deuxième jeu de particules ayant sa propre résolution ($h_{\rm d}$). Au regard de la croissance, cette méthode est délicate car elle nécessite la mise en place d'un dialogue entre la phase de poussière et la phase de gaz. En particulier, pour évaluer l'évolution de la taille de chaque particule de poussière, cette dernière doit connaitre les valeurs locales de $\rho_{\rm g}$, $c_{\rm s}$, St et Δv. En d'autres termes, nous devons calculer certaines valeurs inhérentes au gaz à la position de la poussière. Ceci se résout par l'intermédiaire d'interpolations inter-espèces au même titre que le calcul des termes de friction (cf. section 3.5.1).

En continuant de dénoter i une particule de poussière et a une particule de gaz, l'interpolation d'une quantité f se fait usuellement par l'intermédiaire de (voir section 3.2.4) :

$$f_i = \sum_a \frac{m_a}{\rho_a} f_a W(\boldsymbol{r}_{ia}, h_{ia}), \tag{6.6}$$

où, pour rappel, $h_{ia} = \max(h_i, h_a)$. Cependant, nous nous sommes rendus compte que ce genre d'interpolation n'était pas toujours idéal dans ce cadre, notamment car le terme m_a/ρ_a peut avoir une variance élevée. Afin d'éviter cet écueil, nous utilisons une forme d'interpolation légèrement différente, où :

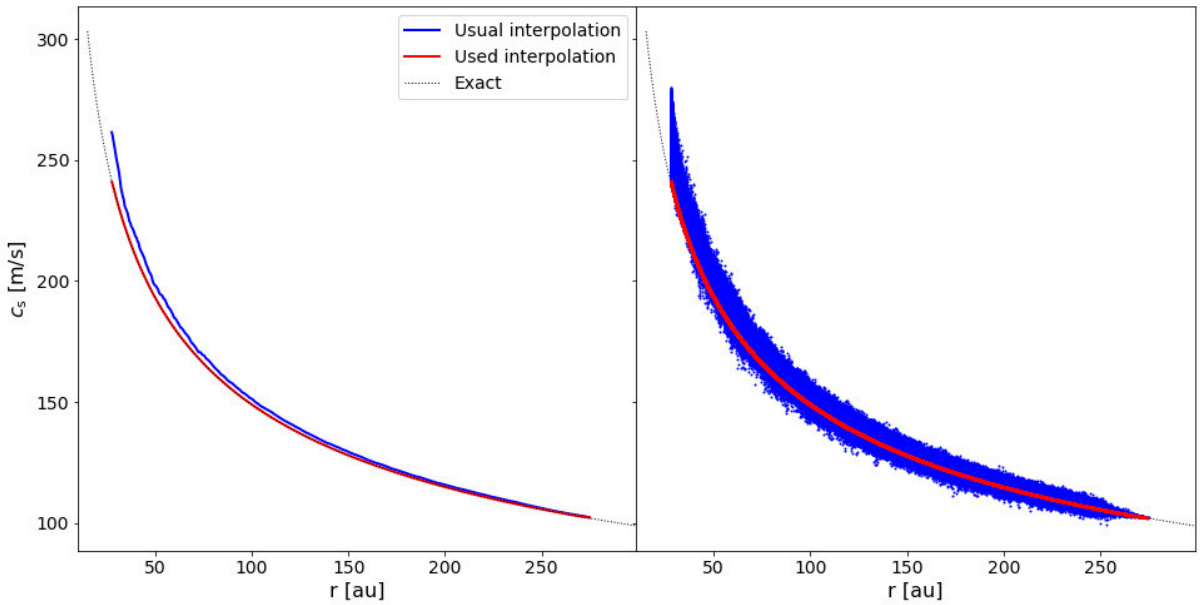


FIGURE 6.2 – **Gauche** : Profils radiaux de l'interpolation de la vitesse du son pour deux méthodes différentes (voir texte). **Droite** : Interpolation de la vitesse du son sur chaque particule de poussière pour deux méthodes différentes. Les profils du panneau de gauche sont calculés à partir des distributions du panneau de droite en faisant une moyenne des valeurs par bin de rayon.

$$f_i = \frac{\sum_a m_a f_a W_{ia}}{\sum_a m_a W_{ia}}, \tag{6.7}$$

$$= \frac{1}{\rho_{\mathrm{g},i}} \sum_a m_a f_a W_{ia}, \tag{6.8}$$

où $W_{ia} = W(\boldsymbol{r}_{ia}, h_{ia})$ par simplicité d'écriture et $\rho_{\mathrm{g},i}$ est la densité spatiale de gaz interpolée à la position d'une particule de poussière.

Cette forme à plusieurs avantages :

(i) Elle profite de l'identité $\rho \equiv \sum mW$ qui elimine la variance rencontrée dans la forme usuelle.

(ii) Elle est plus optimisée car le terme $\rho_{\mathrm{g},i}$ est déjà gardé en mémoire puisque nécessaire à l'évaluation de St. Le calcul des grandeurs interpolées demandent donc moins d'opérations de calcul. De manière plus anecdotique, cette forme demande l'évaluation d'une seule division par particule, tandis que la forme usuelle en demanderait N_{voisins}.

La différence entre ces deux interpolations peut être observée en figure 6.2 pour le cas de la vitesse du son (prescrite comme une fonction de la distance à l'étoile). Le lecteur remarquera que la forme proposée ici est significativement plus précise.

La densité du gaz et la vitesse du son sur chaque particule de poussière sont évaluées lors du calcul des forces, tel que :

$$\rho_{\mathrm{g},i} = \sum_a m_a W_{ia}, \tag{6.9}$$

$$c_{\mathrm{s},i} = \frac{1}{\rho_{\mathrm{g},i}} \sum_a m_a c_{\mathrm{s},a} W_{ia}. \tag{6.10}$$

La vitesse différentielle entre le gaz et la poussière est d'abord calculée sur chaque composante de l'espace puis transformée en norme :

$$\Delta v_{x,i} = \frac{1}{\rho_{\mathrm{g},i}} \sum_a m_a \Delta v_{x,a} W_{ia}, \tag{6.11}$$

$$\Delta v_{y,i} = \frac{1}{\rho_{\mathrm{g},i}} \sum_a m_a \Delta v_{y,a} W_{ia}, \tag{6.12}$$

$$\Delta v_{z,i} = \frac{1}{\rho_{\mathrm{g},i}} \sum_a m_a \Delta v_{z,a} W_{ia}, \tag{6.13}$$

$$\Delta v_i = \sqrt{\Delta v_{x,i}^2 + \Delta v_{y,i}^2 + \Delta v_{z,i}^2}. \tag{6.14}$$

On remarque que Δv n'est pas évalué par le noyau à double bosse D utilisé dans Laibe and Price (2012a) mais plutôt par le noyau usuel W. Ceci est dû au fait que l'évaluation de Δv ne se fait pas ici sur la ligne de visée d'une paire de particule poussière-gaz, ce qui évite le calcul du produit scalaire $\Delta \boldsymbol{v}_{ia} \cdot \boldsymbol{r}_{ia}$ et rend l'utilisation de W plus précise.

La définition du nombre de Stokes dans PHANTOM diffère légèrement du code LYONSPH dans le sens où elle correspond à la mixture plutôt qu'à la poussière seule, ce qui se traduit par un rapport $1+\varepsilon$ entre les deux. Le nombre de Stokes est calculé en utilisant les grandeurs interpolées. Dans le régime d'Epstein, cela se traduit par (cf. section 2.4.2) :

$$\mathrm{St}_i = \sqrt{\frac{\pi\gamma}{8}} \frac{\rho_\mathrm{s} s}{f_i \left(\rho_{\mathrm{g},i} + \rho_{\mathrm{d},i}\right) c_{\mathrm{s},i}}, \tag{6.15}$$

où l'on remarque également l'ajout du terme $\sqrt{\pi\gamma/8}$ qui vient de la définition de la vitesse thermique dans PHANTOM (cf. section 2.4.4). Le facteur correctif pour les vitesse différentielles supersoniques (Kwok, 1975) est également calculé comme :

$$f_i = \sqrt{1 + \frac{9\pi}{128} \frac{\Delta v_i^2}{c_{\mathrm{s,i}}^2}}. \tag{6.16}$$

Cette forme du calcul de St s'avère plus précise, plus efficace et plus élégante que l'alternative qui demanderait d'interpoler le temps d'arrêt entre tous les voisins.

6.2.2 Mono-fluide

Pour simuler les populations de grains les plus couplées au gaz, PHANTOM offre la possibilité d'utiliser la méthode 'mono-fluide' ou le mélange gaz-poussière est représenté par un seul jeu de particules (cf. section 3.5.2). Cette méthode est plus rapide que la méthode à deux fluide pour les mélanges les plus couplés. J'ai également implémenté le modèle de croissance/fragmentation dans cette méthode, qui peut s'avérer avantageuse lors de la simulation de certains systèmes où le nombre de Stokes peut atteindre des valeurs très petites. Dans ce cadre, chaque particule représentant le mélange gaz-poussière porte la taille représentative de la poussière. L'évaluation des quantités vues précédemment est quasi directe, étant donné que les interpolations inter-espèces n'ont plus lieu d'être. L'évaluation du taux de croissance demande simplement d'évaluer les quantités individuelles du gaz et de la poussière en sortant du repère barycentrique, c.à.d en appliquant les opérations présentées en section 3.5.2.

L'utilisation du modèle mono-fluide avec la croissance est cependant dangereuse, étant donné que son régime de validité se restreint aux grains les plus couplés ($\mathrm{St} \ll 1$). En d'autres termes, si la poussière se découple marginalement du gaz ($\mathrm{St} \sim 1$), l'évaluation de la friction sera de plus en plus fausse et l'évaluation de la taille ne correspondra plus à la distribution de la poussière. La méthode mono-fluide avec la croissance est donc à utiliser avec parcimonie et précaution.

Lorsqu'une telle simulation s'approche de la limite du régime de validité de la méthode mono-fluide, l'utilisateur peut en outre utiliser un utilitaire de conversion que j'ai développé et qui transforme la simulation en bi-fluide (voir annexe B). Une utilisation possible serait pas exemple de commencer une simulation à de très petites tailles en mono-fluide et de convertir en bi-fluide dès que le régime des toutes petites tailles est passé. En pratique, la méthode mono-fluide ne serait utilisée que pendant un laps de temps réduit, ce qui s'avère tout de même très intéressant au niveau de la rapidité d'exécution.

6.2.3 Condition de Courant et pas de temps associé

La croissance/fragmentation de la poussière contraint le pas de temps numérique en accord avec la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (Courant et al., 1928, CFL), qui nécessite que le pas de temps soit plus petit que le temps caractéristique de croissance pour assurer une stabilité numérique :

$$\Delta t \leq C_{\mathrm{cour}} t_{\mathrm{growth}}, \tag{6.17}$$

où C_{cour} est une constante de l'ordre de l'unité et t_{growth} est le temps caractéristique de croissance (cf. section 2.7.2), exprimé comme :

$$t_{\mathrm{growth}} = \frac{s}{\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}}. \tag{6.18}$$

En utilisant le fait que $\rho_{\mathrm{d}} = \varepsilon \rho_{\mathrm{g}}$, et en considérant que $\Delta v \ll V_{\mathrm{t}}$ et c_{s} [3], on a en outre :

$$\frac{t_{\mathrm{growth}}}{t_{\mathrm{s}}} = \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}\sqrt{\frac{8}{\pi\gamma}}\frac{(1+\mathrm{St})}{\sqrt{2^{3/2}\mathrm{Ro}\alpha\mathrm{St}}}. \tag{6.19}$$

Ce rapport est tracé en figure 6.3 pour différents rapports poussière/gaz. Le pas de temps minimal requis pour respecter la condition de CFL est beaucoup plus grand que le temps d'arrêt. Une telle condition est déjà satisfaite dans Phantom, étant donné que le pas de temps est toujours au moins égal au temps d'arrêt (cf. section 3.6). Comme discuté au chapitre 3, ceci a pour conséquence de drastiquement ralentir les simulations (bi-fluide) lorsque la poussière est très couplée au gaz. Pour limiter cet effet, nous incorporons une taille minimale pour la poussière en dessous de laquelle elle ne peut pas fragmenter.

6.2.4 Intégration du taux de croissance

L'évaluation de la taille des grains suit la forme du prédicteur-correcteur présenté en section 3.7, où on applique les opérations suivantes :

$$s_{n+\frac{1}{2}} = s_n + \frac{1}{2}\Delta t \left(\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right)_n, \tag{6.20}$$

$$s^* = s_{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\Delta t \left(\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right)_n, \tag{6.21}$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right)_{n+1} = \frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\left(s^*\right), \tag{6.22}$$

$$s_{n+1} = s^* + \frac{1}{2}\Delta t \left[\left(\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right)_{n+1} - \left(\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right)_n\right]. \tag{6.23}$$

L'intégration de la taille est également implémentée avec les pas de temps individuels, qui peuvent significativement accélérer les simulations lorsque la poussière s'étend sur une large plage de

3. Avec ces considérations, on a $\mathrm{Sc} = 1 + \mathrm{St}$ et $f = 1$.

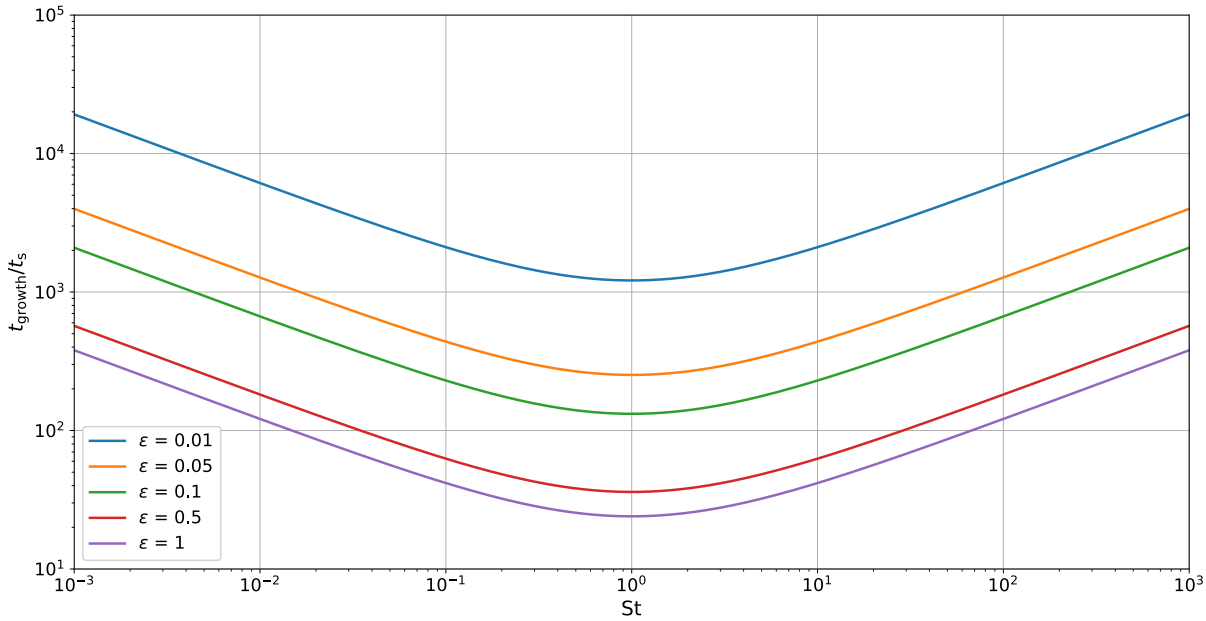


FIGURE 6.3 – Rapport entre le temps caractéristique de croissance et le temps d'arrêt en fonction du nombre de Stokes pour différents rapports poussière/gaz.

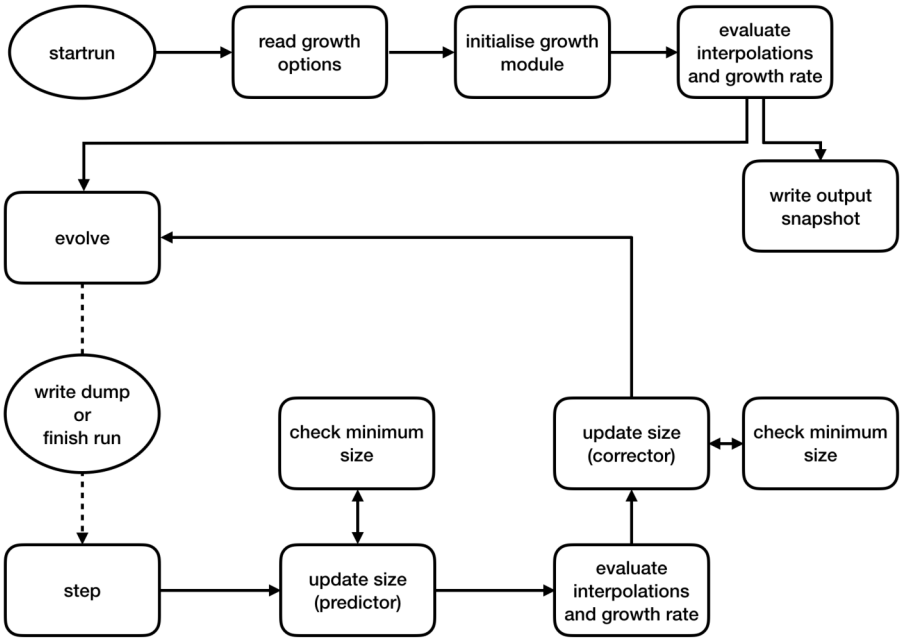


FIGURE 6.4 – Fonctionnement global de l'algorithme de croissance/fragmentation.

tailles/distances à l'étoile. Le fonctionnement général de l'algorithme dans PHANTOM est présenté en figure 6.4.

6.3 Tests unitaires et physiques

Un des gros attraits de PHANTOM est qu'il subit - au même titre qu'un logiciel développé par une entreprise - une grande quantité de tests journaliers visants à assurer son bon fonctionnement [4]. Ces multiples tests couvrent les aspects les plus importants du code, notamment chaque module

4. Le lecteur pourra par exemple visiter https://phantomsph.bitbucket.io/nightly, qui présente un sommaire des tests effectués.

physique. L'implémentation de ce module de croissance/fragmentation s'est donc naturellement accompagnée de deux tests principaux visants à vérifier la précision de l'intégration de la taille et les interpolations des différentes quantités.

6.3.1 Dustybox

Dustybox est un test simple dans lequel des particules de gaz et de poussière sont disposées dans une boîte et sont dotées d'une différence de vitesse initiale unidimensionnelle selon l'axe x. Ce test, introduit par Laibe and Price (2012a), vérifie que la friction entre le gaz et la poussière supprime progressivement la vitesse différentielle initiale en suivant la solution analytique associée. J'ai étendu ce test pour mesurer la précision de l'interpolation de Δv introduite par notre algorithme dans la méthode bi-fluide.

La friction entre le gaz et la poussière est représentée par un coefficient de friction K constant, tel que Δv vérifie l'équation différentielle :

$$\frac{\mathrm{d}\Delta v}{\mathrm{d}t} = -\frac{\Delta v}{t_\mathrm{s}}, \tag{6.24}$$

$$= -\frac{K(\rho_\mathrm{g}+\rho_\mathrm{d})}{\rho_\mathrm{g}\rho_\mathrm{d}}\Delta v. \tag{6.25}$$

La solution est la suivante :

$$\Delta v(t) = \Delta v_0 e^{-t/t_\mathrm{s}}, \tag{6.26}$$

$$\Delta v(t) = \Delta v_0 \exp\left(-\frac{K(\rho_\mathrm{g}+\rho_\mathrm{d})}{\rho_\mathrm{g}\rho_\mathrm{d}}t\right). \tag{6.27}$$

En pratique, les grandeurs comme ρ_g et ρ_d sont uniformes et égales, tel que la solution à vérifier est simplement :

$$\Delta v = \Delta v_0 e^{-2Kt}. \tag{6.28}$$

Nous présentons les résultats du test Dustybox sur l'interpolation de Δv en figure 6.5 pour différentes valeurs du coefficient de friction (c.à.d différents degrés de couplage entre la poussière et le gaz).

Pour des degrés de couplage de plus en plus importants (de bleu à vert), la vitesse différentielle initiale est amortie de plus en plus rapidement en accord avec la solution analytique. La précision de l'interpolation de Δv est testée pour toutes les particules de poussière de la boîte et à tous les pas de temps [5]. Les résultats montrent une erreur relative maximale de l'ordre de 10^{-4}.

6.3.2 Farmingbox

Farmingbox est le test principal lié à l'algorithme de croissance et de fragmentation. Il teste en particulier la précision de l'intégration de la taille d'un champ de particules statiques dans le régime d'Epstein [6]. Cette simplification permet d'avoir une forme du taux de croissance analytiquement intégrable. De manière similaire à Dustybox, on place environ 7000 particules de gaz et de poussière uniformément espacées dans une boite de $1 \times 0.5 \times 0.3$ au^3. Les conditions hydrodynamiques règnant dans la boîte sont réglées afin que la poussière se trouve dans le régime d'Epstein pendant sa croissance ou sa fragmentation (voir table 6.1).

Le test Farmingbox a quatre modes :

(i) Croissance pure en bi-fluide.

5. Le pas de temps est de 10^{-3} ici en unité de code, où une unité est le temps caractéristique keplerien à 1 ua.
6. D'où le nom, proposé par Hossam Aly.

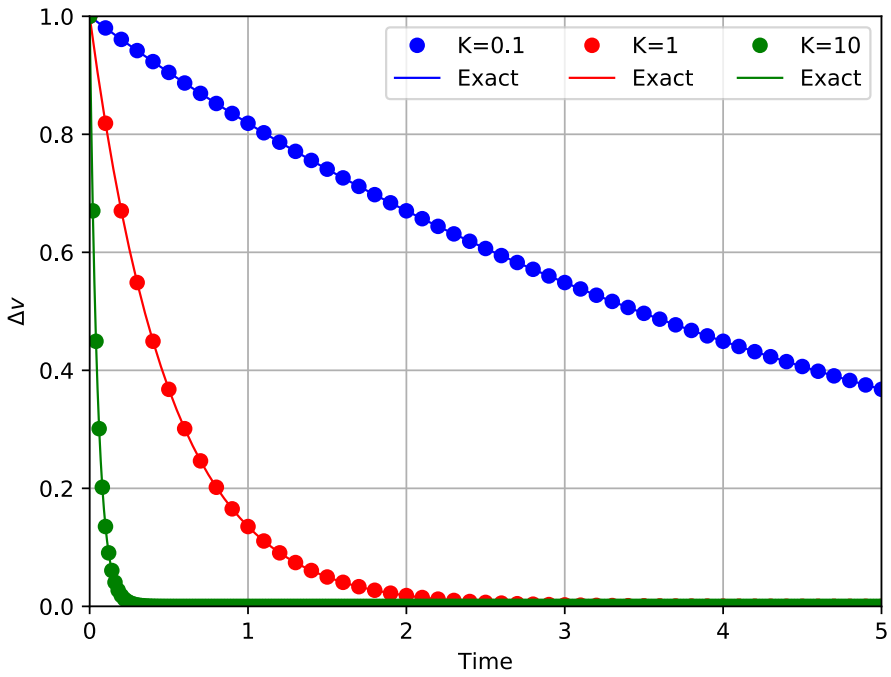


FIGURE 6.5 – Évolution de Δv avec le temps pour 3 coefficients de friction différents. Les lignes représentent les solutions analytiques alors que les points représentent les valeurs interpolées pendant le test.

Paramètre	Symbole	Croissance	Fragmentation
Vitesse du son	c_s	942	942
Densité du gaz	ρ_g	10^{-8}	10^{-8}
Densité de la poussière	ρ_d	10^{-8}	5×10^{-9}
Densité intrinsèque de la poussière	ρ_s	1000	1000
Taille initiale	s_0	10^{-4}	10^{-2}
Paramètre de viscosité	α	10^{-2}	2.5×10^{-2}

TABLE 6.1 – Liste des valeurs utilisées (en unités SI) dans FARMINGBOX pour les modes de croissance et de fragmentation. Ces paramètres sont uniformes à travers la boîte.

(*ii*) Croissance pure en mono-fluide.

(*iii*) Fragmentation pure en bi-fluide.

(*iv*) Fragmentation pure en mono-fluide.

Chaque mode est testé et les paramètres sont légèrement ajustés en fonction de la croissance ou de la fragmentation (par exemple la taille initiale, voir table 6.1).

Croissance

Considérons dans un premier temps le cas de la croissance pure, qui pour des particules statiques donne le taux de croissance suivant :

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = \frac{\rho_\mathrm{d}}{\rho_\mathrm{s}} \sqrt{2^{3/2}\mathrm{Ro}\alpha c_\mathrm{s}} \frac{\sqrt{\mathrm{St}}}{1+\mathrm{St}}, \tag{6.29}$$

où St fait toujours référence à la définition adoptée dans PHANTOM (équation 6.15 pour le régime d'Epstein). Pour pouvoir intégrer le taux de croissance, nous effectuons le changement de variable suivant :

$$T = \frac{t}{\tau} + 2\sqrt{\mathrm{St}_0}\left(1 + \frac{\mathrm{St}_0}{3}\right), \tag{6.30}$$

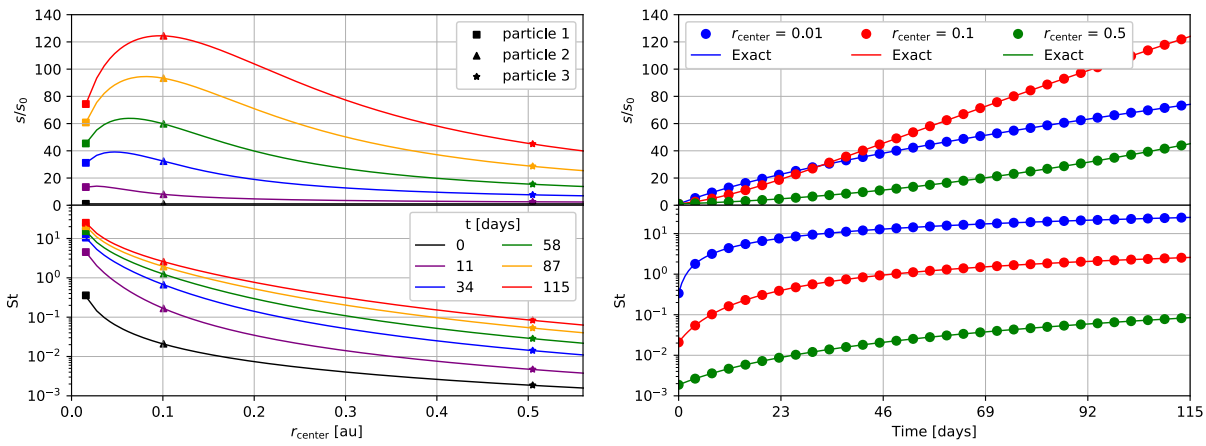


FIGURE 6.6 – **Gauche** : Évolution de la distribution de taille (haut) et nombre de Stokes (bas) dans la boîte à 6 temps différents. Les évolutions spécifiques de 3 particules (carrés, triangles et étoiles) sont également représentées. **Droite** : Évolution de la taille (haut) et du nombre de Stokes (bas) des 3 particules du panneau de gauche en fonction du temps. La figure a été générée avec la version bi-fluide du test.

où St_0 est le nombre de Stokes initial et τ est un temps caractéristique défini comme :

$$\tau = \sqrt{\frac{8}{\pi\gamma}} \frac{1}{\sqrt{2^{3/2}\mathrm{Ro}\alpha}\Omega_\mathrm{k}} \frac{\rho_\mathrm{d}+\rho_\mathrm{g}}{\rho_\mathrm{d}}. \tag{6.31}$$

La fréquence keplerienne Ω_k est proportionnelle à $r^{-3/2}$. Même si la boîte ne contient pas d'étoile centrale, nous gardons cette forme pour conserver la propriété que la croissance est différente entre deux particules à des distances différentes de l'étoile. De plus, cela permet d'avoir des valeurs réalistes du nombre de Stokes.

Avec ces nouvelles variables, on peut ré-écrire l'équation 6.29 de manière adimensionnée :

$$\frac{\mathrm{dSt}}{\mathrm{d}T} = \frac{\sqrt{\mathrm{St}}}{1+\mathrm{St}}. \tag{6.32}$$

La solution est donnée dans Laibe et al. (2008) :

$$\mathrm{St} = \frac{\sigma}{2} + \frac{2}{\sigma} - 2, \tag{6.33}$$

où $\sigma = \left(8 + 9T^2 + 3T\sqrt{16+9T^2}\right)^{1/3}$. L'évolution de la taille d'un grain en fonction du temps est par conséquent :

$$s = \sqrt{\frac{8}{\pi\gamma}} \frac{\rho c_\mathrm{s}}{\rho_\mathrm{s}\Omega_k} \left(\frac{\sigma^2 - 4\sigma + 4}{2\sigma}\right) = s_0 \left(\frac{\sigma^2 - 4\sigma + 4}{2\mathrm{St}_0\sigma}\right). \tag{6.34}$$

Les solutions données par les équations 6.33 et 6.34 sont comparées à l'interpolation de St et à l'intégration de la taille à tous les pas de temps et pour toutes les particules concernées. Cette comparaison est montrée en figure 6.6.

Initialement, toutes les particules ont la même taille (panneau de gauche, haut), ce qui se traduit par un profil du nombre de Stokes de type keplerien qui s'étend sur ~ 3 ordres de grandeurs vers le haut à partir de $\sim 10^{-3}$. Après le début de la croissance, les particules à différentes distances au centre de la boîte grossissent différemment du fait de leur nombre de Stokes. Plus spécifiquement, le taux de croissance est maximal pour $\mathrm{St} \sim 1$ et décroît quand les grains sont plus couplés ou découplés du gaz. Finalement, la distribution de taille (courbes rouges du panneau de gauche) atteint un maximum à $r \sim 0.1$ ua, correspondant à la position où les grains ont passé un temps optimal autour de $\mathrm{St} = 1$. Le panneau de droite le montre également. On constate

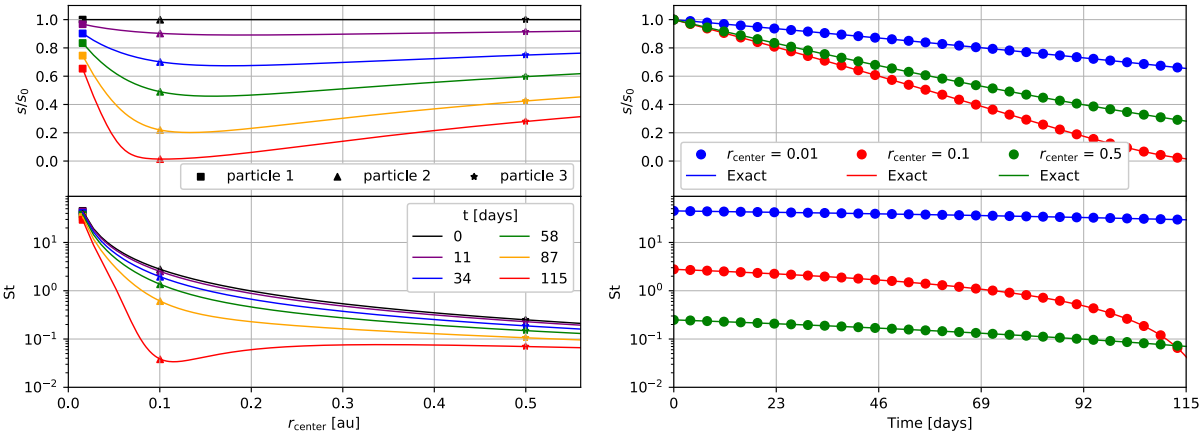


FIGURE 6.7 – De même que la figure 6.6 mais dans le cas de la fragmentation.

que la particule la plus proche du centre (bleue) se découple rapidement du gaz et ralentit sa croissance, tandis que la particule la plus éloignée passe l'entièreté de la simulation très couplée au gaz. À l'opposé, la particule à $r \sim 0.1$ ua passe la majeure partie du test à des nombres de Stokes proche de l'unité, où la croissance est particulièrement efficace.

Les solutions analytiques sont bien retrouvées par les modes de croissance du test FARMINGBOX, que ce soit en mono-fluide ou bi-fluide, avec des erreurs relatives maximales toujours de l'ordre de 10^{-4}.

Fragmentation

Les modes de fragmentation sont assez similaires aux modes de croissance. La seule réelle différence se trouve dans le taux de croissance, qui est dorénavant négatif :

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = -\frac{\rho_\mathrm{d}}{\rho_\mathrm{s}}\sqrt{2^{3/2}\mathrm{Ro}\alpha}c_\mathrm{s}\frac{\sqrt{\mathrm{St}}}{1+\mathrm{St}}. \tag{6.35}$$

Ceci revient simplement à parcourir le temps dans la direction opposée par rapport au changement de variable proposé précédemment :

$$T = -\frac{t}{\tau} + 2\sqrt{\mathrm{St}_0}\left(1+\frac{\mathrm{St}_0}{3}\right), \tag{6.36}$$

ce qui, finalement, donne la même solution que dans le cas de la croissance (équations 6.33 et 6.34) à la différence près que la solution est parcourue dans le 'sens inverse'. Dans le cas particulier de la fragmentation, la solution proposée n'est physique tant que $T > 0$, à l'inverse de quoi la taille devient négative. Ce point particulier est vérifié dans les tests, notamment en ajustant les paramètres de la boîte pour assurer la condition :

$$t_\mathrm{max} < 2\sqrt{\mathrm{St}_0}\left(1+\frac{\mathrm{St}_0}{3}\right)\tau, \tag{6.37}$$

où t_max est la durée maximale du test.

De même que dans le cas de la croissance, les résultats de FARMINGBOX en mode fragmentation sont montrés en figure 6.7. Le comportement observé est similaire au cas avec croissance, notamment la fragmentation la plus efficace est toujours observée à $r \sim 0.1$ ua. De même que pour la croissance, les tests avec fragmentation montrent une bonne précision relative.

L'utilisation de DUSTYBOX et FARMINGBOX montrent que l'algorithme implémenté suit le comportement désiré. Un exemple d'execution de ces tests est montré en figure 6.8 [7].

7. Pour lancer les tests, il suffit d'utiliser la commande '`make testgrowth`'.

```
--> TESTING DUSTGROWTH MODULE                                                    1

--> testing growth initialisation
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]
 checking growth initialisation.........OK     [got          0 should be          0]

--> testing DUSTYBOX

--> Adding dv interpolation test
 checking dust velocities match exact solution....OK     [max err = 7.268E-06, tol = 1.000E-05]
 checking dust accel matches exact solution.......OK     [max err = 1.087E-04, tol = 3.300E-04]
 checking gas velocities match exact solution.....OK     [max err = 7.268E-06, tol = 2.500E-05]
 checking gas accel matches exact solution........OK     [max err = 1.087E-04, tol = 3.300E-04]
 checking kinetic energy decay matches exact......OK     [max err = 1.037E-06, tol = 1.000E-05]
 checking interpolated dv matches exact solution..OK     [max err = 1.476E-05, tol = 2.000E-04]
 --> testing FARMINGBOX using: growth and two fluid dust method
 ---------------------------------------------------------------------
 checking Stokes number interpolation matches exact solution.........OK     [max err = 3.077E-04, to
l = 5.000E-04]
 checking size evaluation matches exact solution..OK     [max err = 1.116E-04, tol = 5.000E-04]
 checking sound speed interpolation matches exact number....OK     [max err = 5.152E-12, tol = 5.000E
-04]
 checking rhogas interpolation matches exact number.........OK     [max err = 1.046E-04, tol = 5.000E
-04]
 --> testing FARMINGBOX using: growth and one fluid dust method
 ---------------------------------------------------------------
 checking Stokes number evaluation matches exact solution...OK     [max err = 1.044E-04, tol = 5.000E
-04]
 checking size evaluation matches exact solution..OK     [max err = 6.101E-05, tol = 5.000E-04]
```

```
 --> testing FARMINGBOX using: fragmentation and two fluid dust method                2
 ---------------------------------------------------------------------
Analytical solution no longer valid after t =   2.1 (size < 0)
 checking Stokes number interpolation matches exact solution.........OK     [max err = 1.187E-04, to
l = 5.000E-04]
 checking size evaluation matches exact solution..OK     [max err = 1.410E-05, tol = 5.000E-04]
 checking sound speed interpolation matches exact number....OK     [max err = 5.152E-12, tol = 5.000E
-04]
 checking rhogas interpolation matches exact number.........OK     [max err = 1.046E-04, tol = 5.000E
-04]
 --> testing FARMINGBOX using: fragmentation and one fluid dust method
 ---------------------------------------------------------------
Analytical solution no longer valid after t =  10.6 (size < 0)
 checking Stokes number evaluation matches exact solution...OK     [max err = 1.072E-04, tol = 5.000E
-04]
 checking size evaluation matches exact solution..OK     [max err = 2.566E-06, tol = 5.000E-04]

<-- DUSTGROWTH TEST COMPLETE

<-- testing complete
 total wall time =  2 min,   6.75 s (=  1.2675E+02s)
 total cpu time  = 15 min,  21.04 s (=  9.2104E+02s)

SUMMARY OF ALL TESTS:
PASSED:   6 of   6 100.0%
FAILED:   0 of   6   0.0%

 ____  _   ____ ____
|  _ \ / \  / ___/ ___|
| |_) / _ \ \___ \___ \
|  __/ ___ \ ___) |__) |
|_| /_/   \_\____/____/

TEST SUITE PASSED
```

FIGURE 6.8 – Exemple de l'execution des tests associés au module de croissance/fragmentation.

6.4 Couplage avec le code de transfert radiatif MCFOST

PHANTOM a été interfacé avec le code MCFOST (Pinte et al., 2006) afin de pouvoir opérer des calculs de transfert radiatif directement sur un fichier de sortie SPH. Cette interface, particulièrement intéressante, n'était cependant pas adaptée à la possibilité de la croissance de la poussière pendant la simulation (la structure des fichiers de sortie étant légèrement différente). En février 2019, pendant mon 3ième voyage à Melbourne (sur un mois), j'ai pu travailler avec Daniel Price et Christophe Pinte pour rendre l'interface possible avec le module de croissance. J'ai notamment construit :

(*i*) Un utilitaire en fortran qui effectue la tâche principale de conversion (voir ci-après).

(*ii*) Un wrapper python simple d'utilisation, qui appelle l'utilitaire précédent, et qui s'attache à transformer un fichier de simulation brut en un fichier utilisable par MCFOST.

Dans cette section, je présente les points essentiels de l'interface développée. Pour plus de détails (notamment les pseudo-codes et un exemple concret), le lecteur est invité à consulter l'annexe B. Pour effectuer les calculs du transfert de rayonnement, MCFOST effectue un pavage de Voronoï dans l'espace afin d'attribuer un polyèdre par particule de gaz. Cette méthode de découpage a l'avantage de s'adapter à la distribution de particules, au contraire d'une grille cartésienne par exemple. Chaque cellule a besoin de connaitre la distribution de taille de la poussière, ce qui n'est a priori pas donné par le modèle de croissance mono-disperse présenté. Le but de l'interface est de reconstruire une distribution locale de taille à partir de la distribution globale donnée par la simulation.

Ceci se fait en 3 étapes :

(*i*) Créer N bins de tailles dans une simulation PHANTOM.

(*ii*) Effectuer l'itération $h-\rho$ (c.à.d calculer la structure en densité) pour chaque bin afin d'avoir une distribution de densité en fonction de la taille (voir annexe B).

(*iii*) Transmettre la distribution de densité de ces N bins de taille à MCFOST.

Cette approche est illustrée en figure 6.9. En partant d'un disque avec une distribution de taille (panneau **a**), on découpe ce dernier en 3 tranches (panneau **b**) sur lesquelles la densité de la poussière est re-calculée. À partir des distributions de ces 3 tranches, on peut re-construire la distribution locale de taille à différents endroits du disque de départ (par exemple carré, triangle, étoile sur le panneau **a**). Cette illustration est simple et donne l'impression que la découpe du disque n'est que spatiale, mais en pratique il est possible d'avoir différentes tailles à la même position (voir par exemple les figures de s en fonction de r des chapitres 4 et 5 à partir des simulations du code LYONSPH). Il est donc important de pouvoir avoir une représentation

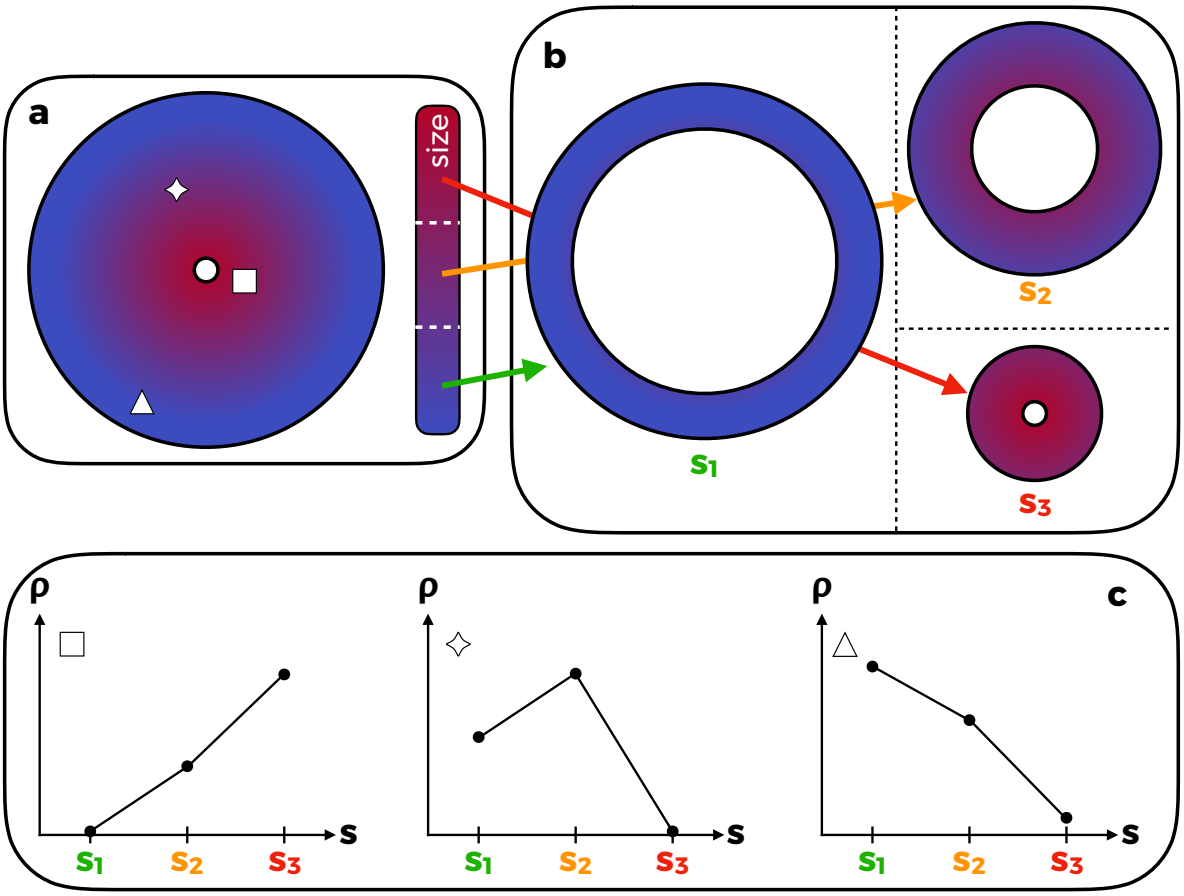


FIGURE 6.9 – **a** : Illustration d'un disque où le modèle de croissance/fragmentation a donné une distribution spatiale de taille donnée. On repère 3 points de l'espace avec différents symboles (étoile, carré, triangle). **b** : On découpe le disque en 3 tranches de taille, où l'on calcul à nouveau les densités sur chacune d'elles. **c** : En utilisant les 3 tranches de taille, on reconstruit les distributions de taille aux différents symboles du panneau **a**.

spatiale de toutes les populations de grains. L'efficacité de cette approche est codifiée par quelques impératifs :

(*i*) Nous désirons la plus grande résolution spatiale possible (c.à.d le plus grand nombre de particules) dans chaque tranche de taille afin d'évaluer précisément les densités. Ceci tend à baisser le nombre de tranches de tailles.

(*ii*) Nous désirons la plus grande résolution de taille possible afin de détailler au plus la structure du disque et par extension mieux représenter les observations à différentes longueurs d'ondes. Ceci tend à augmenter le nombre de tranches de tailles.

(*iii*) L'opération de conversion ne doit pas être trop coûteuse en terme de temps de calcul ou de mémoire. Ceci tend également à baisser le nombre de tranches de taille.

Afin de respecter les contraintes spécifiées, le meilleur compromis trouvé a été de régler le nombre de tranches à quelques-unes par ordre de grandeur de taille (typiquement 5). Pour une simulation classique, ceci revient à considérer $N \lesssim 20$ tranches [8]. Les détails de la découpe des tranches sont exposés en annexe B. Nous mettrons cette méthode en application pour former des images synthétiques à partir de simulation hydrodynamiques avec croissance et fragmentation.

8. L'exécution de l'outil de conversion prend typiquement ~ 2 minutes.

6.5 Simulations avec croissance pure

Nous procédons premièrement à des simulations avec croissance pure où la fragmentation n'est pas considérée (ce qui reviendrait à fixer $V_{\rm frag} = \infty$). Nous simulons plus particulièrement le modèle 'Standard' de disque (cf. table 2.1), qui a été utilisé notamment par Barrière-Fouchet et al. (2005); Laibe et al. (2008). Nous comparerons qualitativement nos résultats avec ceux de Laibe et al. (2008), qui ont effectué une étude similaire avec le code Lyonsph.

6.5.1 Setup numérique

Nous simulons toujours une étoile de masse solaire autour de laquelle orbite un disque de $0,01\ M_\odot$. Contrairement à Lyonsph, la poussière et le gaz sont injectés dès le début de la simulation sous la forme de 10^6 particules de gaz et 2×10^5 particules de poussière. De manière similaire au chapitre 5, l'utilisation d'un plus grand nombre de particule de gaz permet d'augmenter sa résolution. De plus, le rapport de 5 entre le nombre de particules de gaz et de poussière permet de limiter les problèmes de sur-résolution de la phase de poussière par rapport au gaz (cf. section 3.5.1), dont nous reparlerons en section 6.7.1. Le gaz est placé entre $r_{\rm in}$ (20 ua) et $r_{\rm out}$ (300 ua), tandis que la poussière ne s'étend que jusqu'à $\frac{5}{6} r_{\rm out}$. Nous avons trouvé qu'il était important d'avoir un disque de poussière initialement moins étendu que le disque de gaz afin d'éviter des artefacts numériques causés par la relaxation du gaz et qui forment des concentrations artificielles de poussière dans le disque externe.

Afin d'assister la relaxation du disque interne, la densité de surface du gaz est lissée telle qu'elle suit le profil de densité de surface suivant entre $r_{\rm in}$ et $r_{\rm out}$:

$$\Sigma_{\rm g}(r) = \Sigma_0 \left(1 - \sqrt{\frac{r_{\rm in}}{r}}\right) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-p}, \tag{6.38}$$

et où Σ_0 est déterminé à partir de la masse du disque. De manière similaire à Lyonsph, la densité de surface de la poussière suit initialement la densité de surface du gaz par l'intermédiaire d'un rapport poussière/gaz uniforme de 0,01. Les particules sont retirées de la simulation si elles croisent un rayon d'accrétion $r_{\rm acc}$ que l'on considère ici égal à $r_{\rm in}$ étant donné notre intérêt premier pour les régions à $r > r_{\rm in}$.

La température du gaz est toujours supposée localement isotherme :

$$T(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-q}, \tag{6.39}$$

où T_0 est fixé par le rapport d'aspect du disque à r_0. La viscosité artificielle suit le formalisme de Lodato and Price (2010) (cf. section 3.4) et représente un paramètre $\alpha = 5 \times 10^{-3}$ avec $\alpha^{\rm AV} \sim 0,2$ et $\beta^{\rm AV} = 2$. La poussière a une taille initiale uniforme s_0 au début de la simulation et grossit avec le modèle présenté. Au regard de la faible masse du disque, nous négligeons l'auto-gravité du disque.

6.5.2 Influence de la taille initiale

Nous mesurons en premier lieu les effets de la taille initiale des particules de poussière. Nous testons 3 cas de figures : 10, 30 et 50 μm. L'évolution de la taille de la poussière dans ces 3 cas de figure est montrée en figures 6.10 et 6.11.

Les grains dans les parties les plus internes atteignent des tailles similaires rapidement (10 kans) car la croissance y est très efficace et le temps caractéristique associé est petit. Cette croissance rapide permet aux grains d'oublier leur taille initiale puisqu'elle devient négligeable comparée à la taille gagnée au travers des collisions. À des temps plus évolués, la distance à l'étoile à laquelle les grains des différentes simulations convergent vers les mêmes tailles augmente. À 45 kans, nous constatons par exemple que les différentes simulations sont semblables jusqu'à $r \sim 100$ ua.

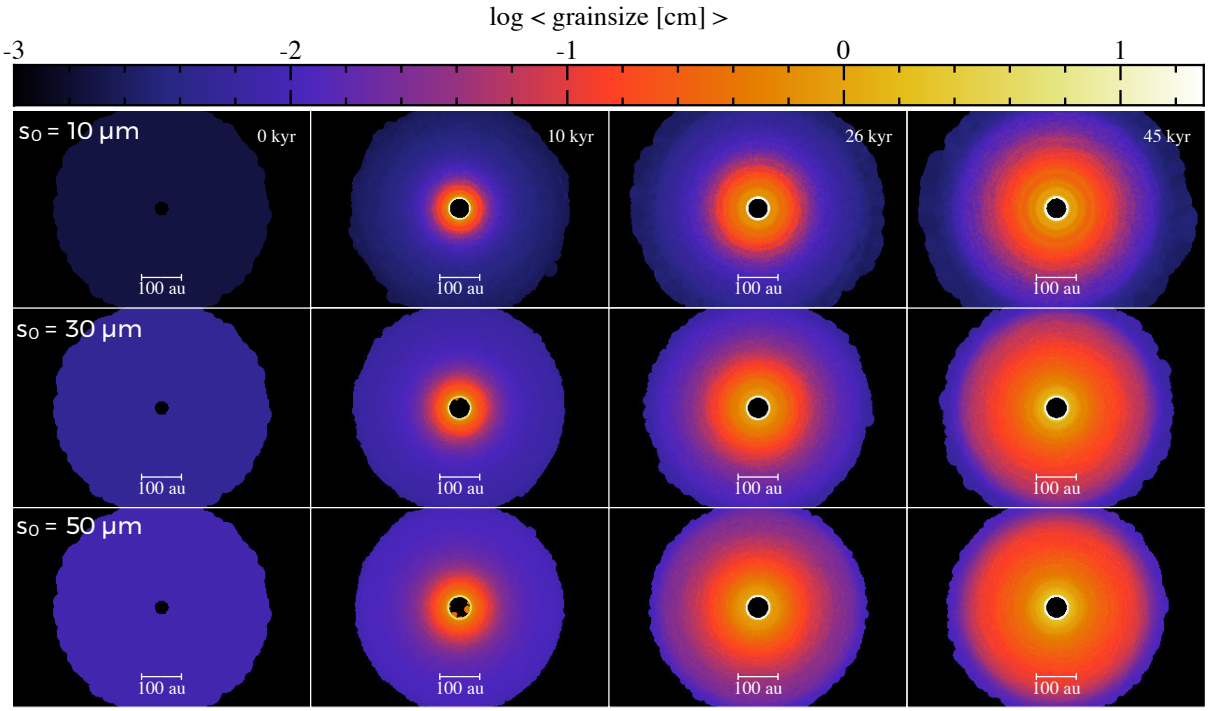


FIGURE 6.10 – Vue de dessus du champ de taille pour différentes tailles initiales (lignes) en fonction du temps (colonnes).

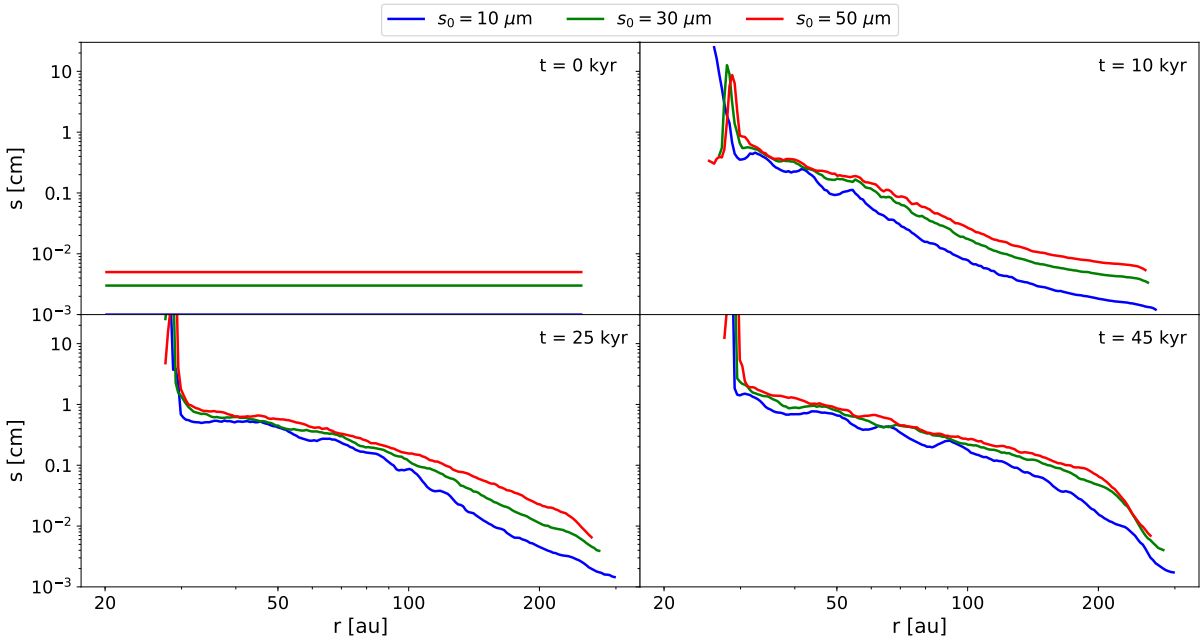


FIGURE 6.11 – Profils radiaux de la taille de la poussière pour $s_0 = 10, 30 et 50\ \mu m$ (bleu, vert, rouge) à $t = 0, 10, 25$ et 45 kans.

Cette convergence se retrouve également dans la sédimentation verticale du disque de poussière, que l'on peut observer en figure 6.12. La croissance pure est très efficace pour transformer un disque de poussière initialement évasé en une fine couche stratifiée autour du plan médian. Le rapport d'aspect du disque de poussière passe notamment de la valeur nominale du disque de gaz (~ 0.05) à $\sim 10^{-3}$ en quelques dizaines de milliers d'années.

Il parait clair que deux simulations à des tailles initiales différentes peuvent atteindre une convergence si assez de temps s'est écoulé pour que le disque ait pu 'oublier' sa taille initiale, c.à.d que

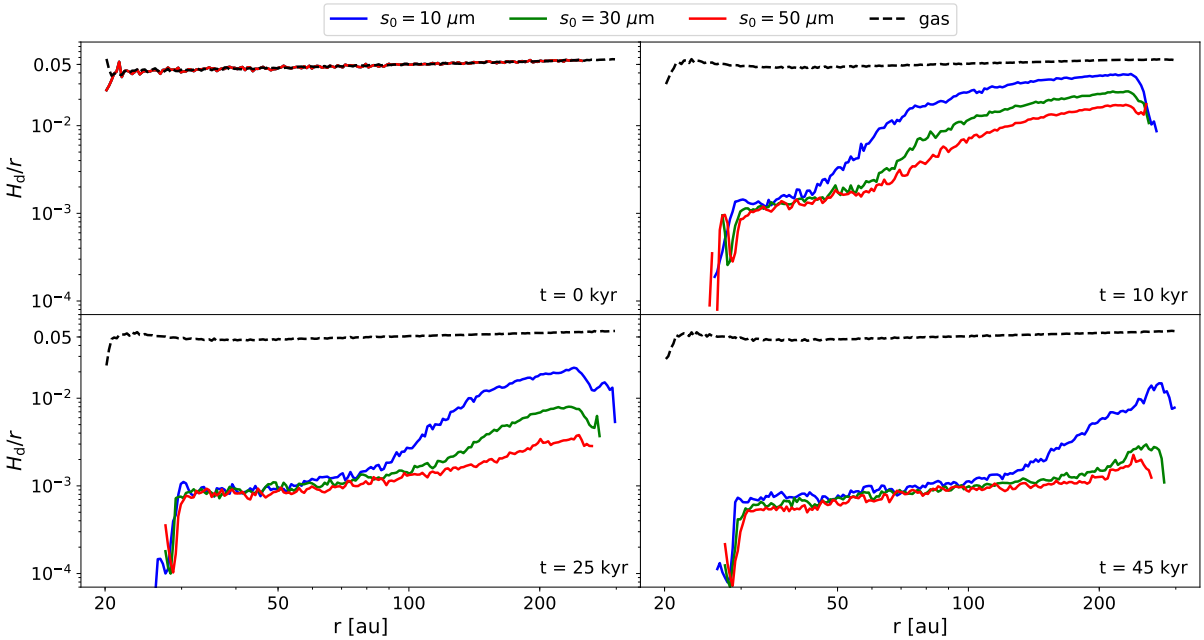


FIGURE 6.12 – Profils radiaux du rapport d'aspect du disque de poussière pour s_0 =10, 30 et 50 μm (bleu, vert, rouge) à t =0, 10, 25 et 45 kans. Le rapport d'aspect du disque de gaz est tracé sur chaque panneau en tirets noirs.

$\Delta s \gg s_0$. En pratique, le choix de la taille initiale est donc contraint vers le haut par cette condition, et vers le bas par le pas de temps numérique qui devient de plus en plus petit. En guise de compromis entre ces deux contraintes, nous utilisons le cas à $s_0 = 30\ \mu$m et l'étudions plus en détail.

6.5.3 Dérive radiale, croissance et trajectoires

L'évolution de la densité de surface du gaz et de la poussière est montrée sur le panneau de droite de la figure 6.13 pour la simulation à $s_0 = 30\ \mu$m. Le gradient de pression associé est montré sur le panneau de gauche.

La pression du gaz présente un maximum aux alentours de $28 - 29$ ua, ce qui coincide avec la concentration de poussière observée dans les régions internes du disque. Cette concentration se développe rapidement et permet d'atteindre un rapport poussière/gaz de l'ordre de l'unité en ~ 50 kans. On constate par ailleurs que la concentration formée est très peu étendue radialement, ce qui est le résultat du problème numérique de sur-résolution de la phase de poussière. En effet, lorsque la poussière se concentre, sa longueur de lissage diminue jusqu'à atteindre un stade ou elle est localement très inférieure à celle du gaz. Une des conséquences de ce processus est que la poussière peut ne plus 'ressentir' les forces de pression répulsives de la part du gaz, ce qui engendre une sous-estimation de l'espace que la poussière devrait occuper. Nous insistons cependant sur le fait que la concentration formée est d'origine physique, puisqu'elle correspond au maximum de pression du bord interne. Nous reparlerons de cette limitation numérique en section 6.7.1.

L'évolution de la densité de surface de la poussière montre par ailleurs un transfert de la poussière des régions externes aux régions internes. Ceci est également souligné par la diminution apparente de l'étendue radiale du disque de poussière. Pour mettre en évidence la dérive radiale des grains de cette simulation, nous décidons de suivre l'évolution de 6 particules initialement dans le plan médian du disque se trouvant à des distances différentes de l'étoile : 40, 60, 80, 100, 150 et 200 ua. Nous les choisissons dans le plan médian pour également effectuer une comparaison avec le code ENDGAME, qui ne considère pas la sédimentation verticale. Le même modèle de disque

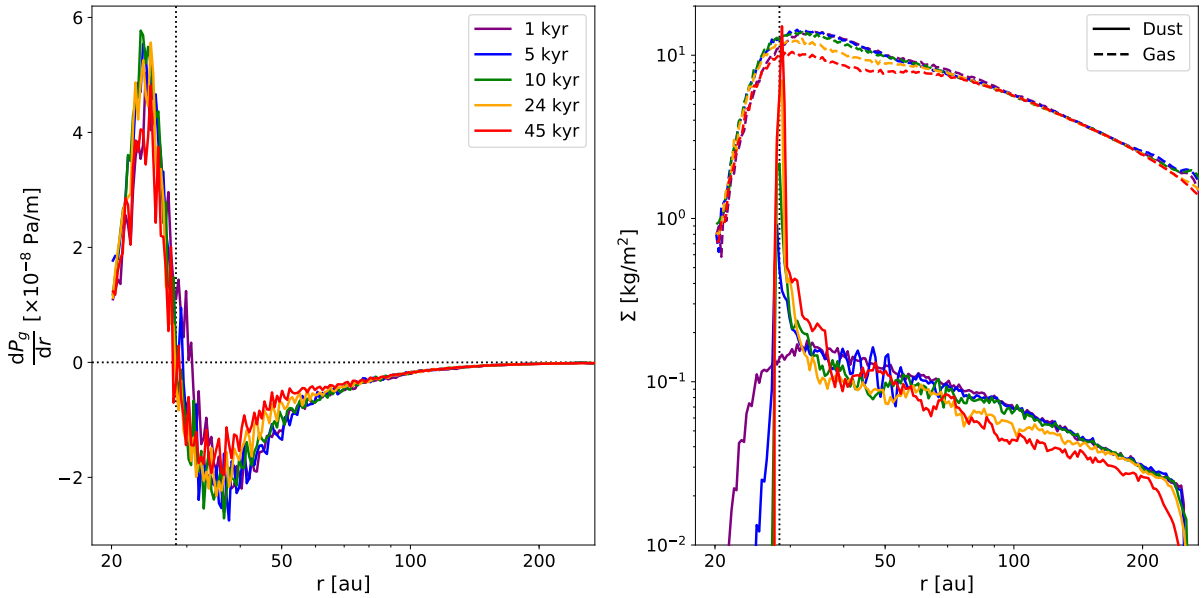


FIGURE 6.13 – **Gauche** : Profils radiaux du gradient de pression à différents temps pour la simulation à $s_0 = 30$ μm. Le maximum de pression est repéré par l'intersection des deux lignes en pointillés noirs. **Droite** : Profils radiaux des densités de surface du gaz et de la poussière pour la même simulation. Le maximum de pression est reporté par la ligne verticale en pointillés noirs.

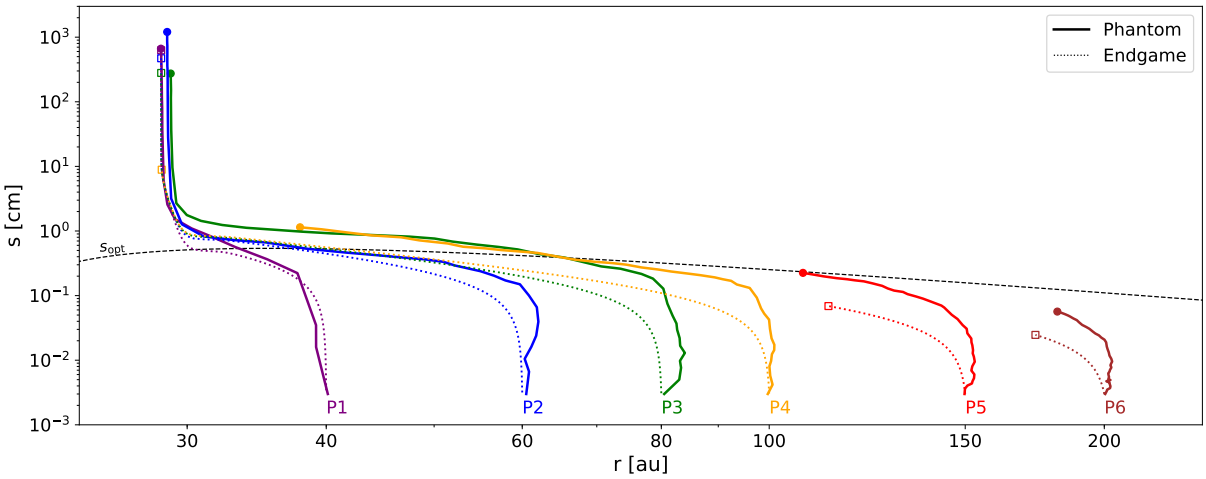


FIGURE 6.14 – Trajectoires dans le plan (r, s) de 6 particules dans les codes PHANTOM (courbes pleines) et ENDGAME (courbes pointillées) entre 0 et 50 kans. Une estimation de la taille optimale de dérive radiale $s_{\rm opt}$ est également tracée en tirets noirs.

'Standard' est simulé avec ENDGAME[9] en croissance pure, le tout avec un maximum de densité de surface du gaz à la position observée dans la figure 6.13. Les trajectoires des particules des codes PHANTOM et ENDGAME sont montrées en figure 6.14.

La dérive radiale des solides est la plus rapide lorsque St = 1. En écrivant le nombre de Stokes comme le rapport entre la taille des grains et une taille optimale de dérive $s_{\rm opt}$, on estime cette taille optimale comme étant :

$$s_{\rm opt} \simeq \sqrt{\frac{8}{\pi\gamma}} \frac{(1+\varepsilon)\rho_{\rm g,0}}{\rho_{\rm s}} H_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-p} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{\rm in}}{r}}\right), \tag{6.40}$$

en considérant que la poussière suit le gaz avec un rapport poussière/gaz uniforme. Ceci est

9. Le lissage de la densité de surface dans les parties internes du disque n'est cependant pas implémenté.

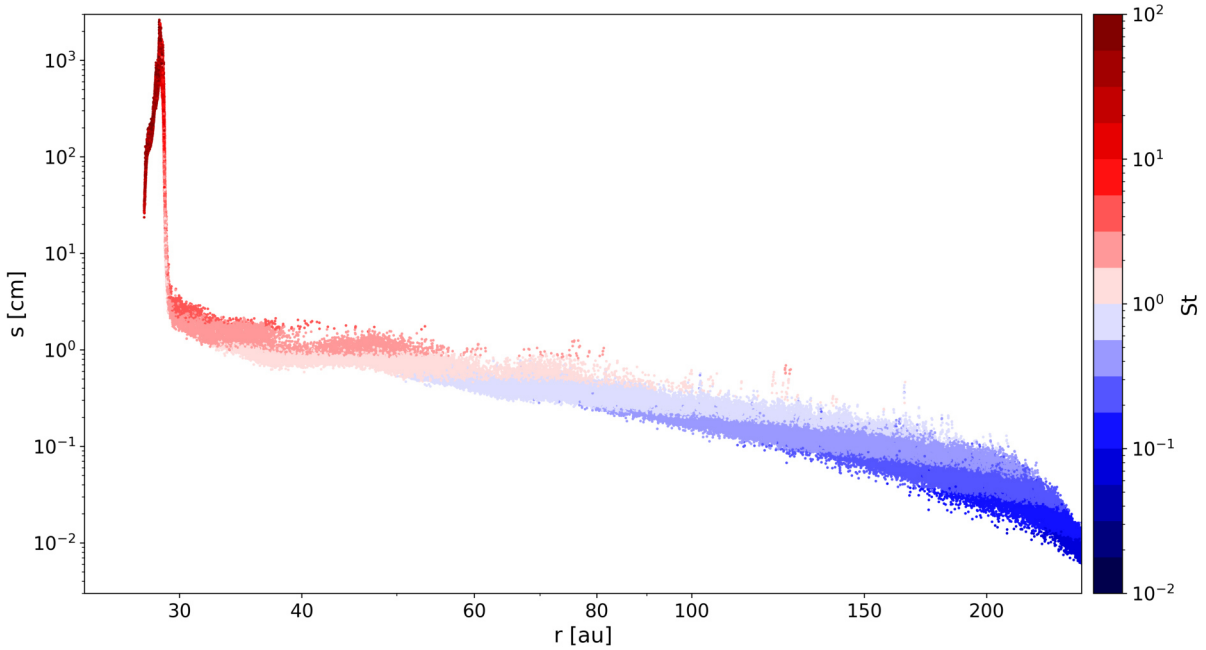


FIGURE 6.15 – Distribution des particules de poussière dans le plan (r, s) pour $s_0 = 30$ μm à 45 kans. La couleur représente le nombre de Stokes.

clairement limité au vu des figures précédentes, mais demeure tout de même une approximation valable pour les parties plus externes du disque ($r \gtrsim 40 - 50$ ua, voir figure 6.13). La taille optimale de dérive est tracée par dessus les trajectoires des particules P1 à P6. On constate tout d'abord que la dérive des grains est effectivement la plus rapide lorsque sa taille est proche de la taille optimale, ce qui est également retrouvé dans Laibe et al. (2008).

De manière plus générale, les grains les plus proches de l'étoile (P1, P2 et P3) suivent une trajectoire en 3 étapes décrivant la forme d'un 'S' :

(i) Une croissance quasiment sans dérive dans un premier temps : St $\ll 1$.

(ii) Une dérive maximale plus rapide que la croissance : St ~ 1.

(iii) Une croissance efficace sans dérive radiale finalement : St $\gg 1$.

Plus les particules sont éloignées de l'étoile, moins elles ont l'occasion d'entrer dans les phases (ii) et (iii). Si la simulation s'étendait sur une plus grande durée, ces particules lointaines décriraient le même genre de trajectoire que la particule P1 (mais sur une étendue radiale bien plus grande). Le comportement illustré ici est d'une part totalement en accord avec les résultats de Laibe et al. (2008) et d'autre part en accord avec les résultats du code simplifié ENDGAME. La trajectoire typique des particules dans le plan (r, s) se répercute sur la distribution globale de la poussière dans le disque (voir figure 6.15). On a notamment les différentes phases de l'évolution de la poussière qui se matérialisent ici en 3 zones.

(i) Les grains qui se trouvent à cette étape forment une 'queue' à $r \gtrsim 150$ ua.

(ii) Les grains qui se trouvent à cette étape forment une diagonale à $40 \lesssim r \lesssim 150$.

(iii) Les grains qui se trouvent à cette étape forment une concentration de poussière à $r \sim 28 - 29$ ua.

Nous remarquons par ailleurs que la diagonale tracée par la distribution des particules dans l'étape (ii) est plus pentue que la courbe qui représente St $= 1$. Ce résultat, encore une fois en accord avec Laibe et al. (2008), s'explique par le fait que les particules grossissent en dérivant, et donc se découplent progressivement du gaz.

Finalement, nous profitons du formalisme Lagrangien pour suivre la sédimentation verticale de quelques particules de poussière en figure 6.16. En accord avec la section 2.5 et les travaux de Laibe et al. (2014), la sédimentation verticale de la poussière se déroule sur des échelles de temps

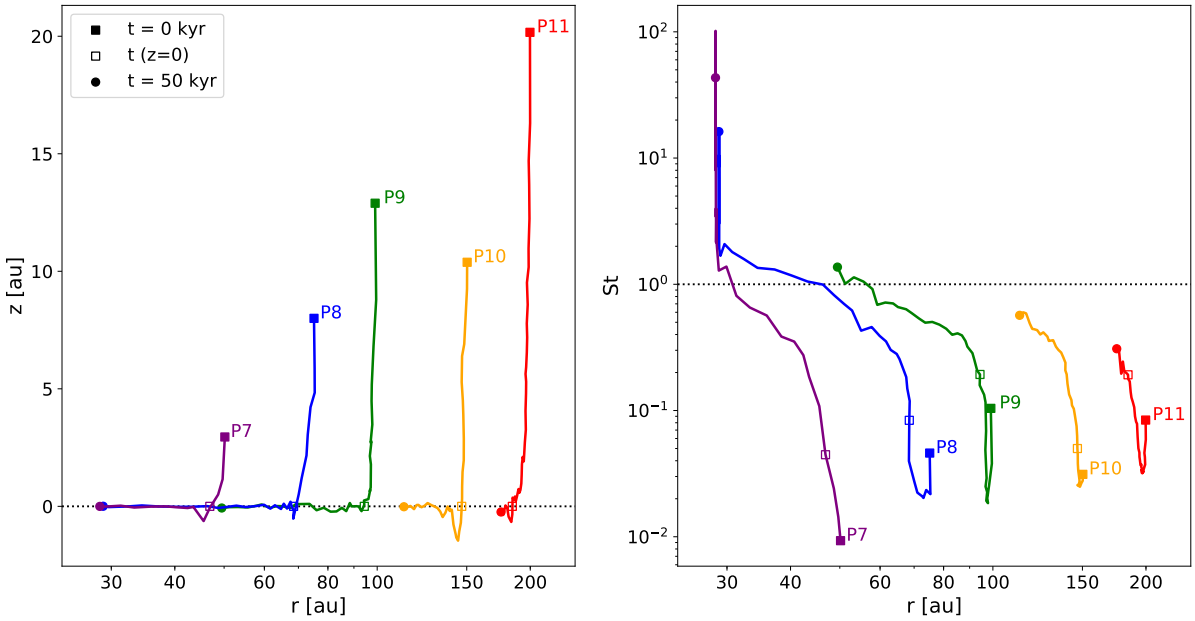


FIGURE 6.16 – **Gauche** : Trajectoires dans le plan (r, z) de 5 particules de la simulation $s_0 = 30$ μm entre 0 et 50 kans. Les carrés pleins, carrés vides et ronds pleins représentent les temps initial, de premier croisement avec le plan médian et final respectivement. **Droite** : De même pour le plan (r, St).

bien plus courtes que celles de la dérive radiale. Ceci se manifeste par les trajectoires des particules sur le panneau de gauche qui sont quasi verticales jusqu'au plan médian du disque, après quoi elles deviennent horizontales [10].

L'évolution du nombre de Stokes est particulièrement intéressante, car elle est régie, pendant la phase de sédimentation, par deux processus qui s'opposent.

(*i*) La sédimentation, qui transporte les grains des couches les moins denses aux couches les plus denses, ce qui a pour effet renforcer leur couplage avec le gaz ($\mathrm{St} \propto \rho^{-1} \searrow$).

(*ii*) La croissance de la poussière, qui tend à la découpler du gaz ($\mathrm{St} \propto s \nearrow$).

Le panneau de droite de la figure 6.16 montre le résultat de cette compétition. Pour P8 à P11, l'augmentation de la densité puis l'augmentation de la taille dominent à tour de rôle l'évolution du nombre de Stokes pendant la sédimentation. Pour P7, sa proximité à l'étoile et sa faible altitude font que la croissance est toujours dominante sur l'évolution de St.

Les simulations produites pour cette section ont montré une bonne adéquation avec les travaux de Laibe et al. (2008) par rapport à la croissance, la dérive et la sédimentation de la poussière.

6.6 Ajout de la fragmentation

Les simulations sans fragmentation, quoique très instructives sur le comportement de la poussière, sont néanmoins peu représentatives de la réalité des disques. En effet, et comme on l'a déjà vu aux chapitres 2 et 4, au fur et à mesure de la croissance des grains, leurs vitesses relatives augmentent et ils ne sont plus en mesure de se coller entre eux lors des collisions.

Nous considérons le même disque que précédemment, avec $s_0 = 30$ μm, dans lequel la fragmentation est cette fois permise avec le modèle 'dur' (cf. section 2.7.2). Le modèle de fragmentation 'doux' est également testé en section 6.6.3. La taille minimale de la poussière est également fixée

10. Les mouvements vertical et radial sont donc, en bonne approximation, découplés comme on l'a mentionné en section 2.5.

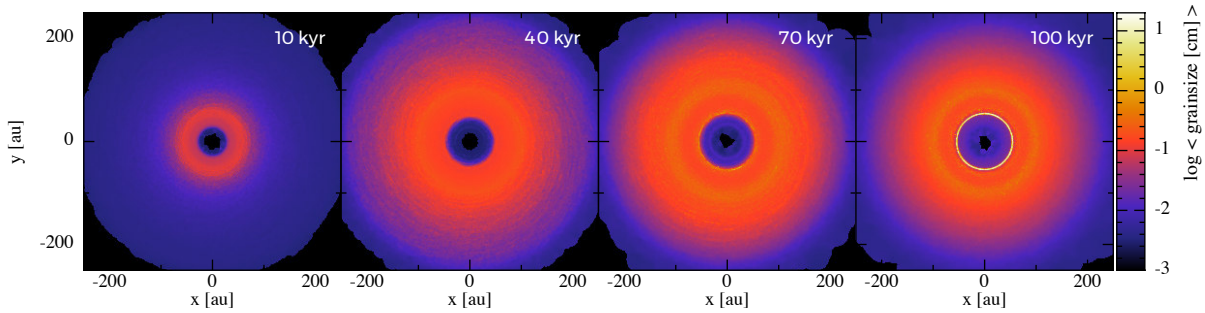


FIGURE 6.17 – Vue de dessus du champ de taille de la poussière à $t = 10$, 40, 70 et 100 kans.

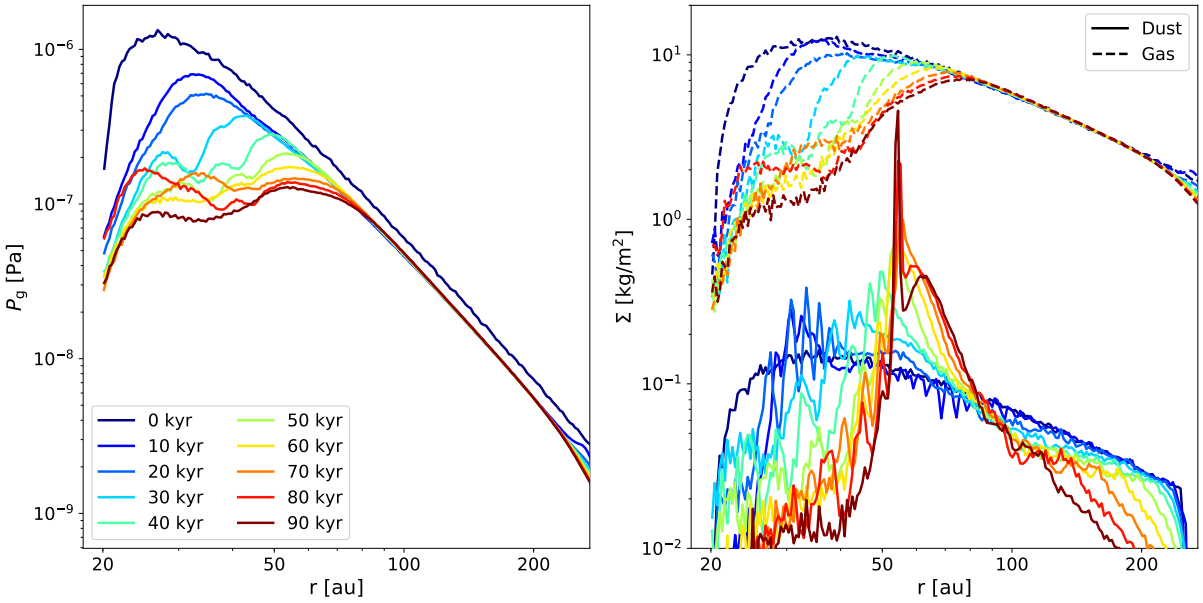


FIGURE 6.18 – **Gauche** : Profils radiaux de la pression du gaz entre 0 et 90 kans. **Droite** : De même pour la densité de surface de la poussière (courbes pleines) et du gaz (courbes en tirets).

à s_0.

6.6.1 Évolution générale

L'évolution de la taille des grains dans le disque est montrée en figure 6.17. Nous constatons de prime abord que la croissance des grains n'est désormais plus possible dans les parties les plus internes du disque. En effet, dans ces parties, la température est la plus élevée, ce qui produit des collisions à des vitesses supérieures à la vitesse de fragmentation. La poussière semble capable de grossir dans le disque jusqu'à une distance à l'étoile minimale de l'ordre de ~ 50 ua. Pour préciser l'évolution du disque, nous traçons en figure 6.18 les profils radiaux de la pression et des densités de surface.

Nous observons l'apparition d'un deuxième maximum de pression qui se décale vers l'extérieur du disque jusqu'à atteindre ~ 50 ua à 90 kans. À cet instant, le disque est composé du maximum de pression usuel au bord interne, accompagné d'un deuxième plus éloigné de l'étoile. Ce deuxième maximum de pression est également cohérent avec la concentration de poussière que l'on peut observer sur le panneau de droite. Cette concentration de poussière semble par ailleurs être liée à la dérive des grains initialement dans le disque externe (la densité de surface du disque externe décroît fortement avec le temps).

Pour comprendre cette concentration radiale de poussière, intéressons nous plus précisément à

l'évolution de la taille des grains. Dans le chapitre 4, nous avons estimé la taille correspondant à $V_{\rm rel} = V_{\rm frag}$, qui constitue la taille limite théorique que les grains peuvent atteindre avant de fragmenter : $s^{\pm}_{\rm frag}$. Plus précisément, l'expression de cette limite est donnée par Gonzalez et al. (2017a), où :

$$s^{\pm}_{\rm frag} = s_{\rm opt}\left(\frac{\tilde{\alpha}c_{\rm s}^2}{V_{\rm frag}^2} - 1 \pm \frac{\sqrt{\tilde{\alpha}}c_{\rm s}}{V_{\rm frag}}\sqrt{\frac{\tilde{\alpha}c_{\rm s}^2}{V_{\rm frag}^2} - 2}\right), \tag{6.41}$$

où '+' correspond au cas St > 1 et '-' au cas St < 1. On remarque que $s^{\pm}_{\rm frag}$ n'est pas toujours défini, notamment dans le cas où $\tilde{\alpha}c_{\rm s}^2 < 2V_{\rm frag}^2$. Ceci correspond au cas où la vitesse relative maximale est inférieure à la vitesse de fragmentation, c.à.d où la fragmentation n'est jamais atteinte. En développant l'inégalité, on peut finalement la traduire en un rayon $r_{\rm frag}$ au delà duquel la fragmentation n'est plus possible :

$$r_{\rm frag} = r_0\left(\frac{\tilde{\alpha}}{2}\frac{c_{\rm s,0}^2}{V_{\rm frag}^2}\right)^{\frac{1}{q}}, \tag{6.42}$$

ce qui dans le disque Standard et avec $V_{\rm frag} = 15$ m.s^{-1} donne $r_{\rm frag} \sim 105$ ua. En utilisant l'expression de $s_{\rm opt}$ estimée en section 6.5.3, on trouve finalement :

$$s^{\pm}_{\rm frag} \simeq \sqrt{\frac{8}{\pi\gamma}}\frac{(1+\varepsilon)\rho_{\rm g,0}}{\rho_{\rm s}}H_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-p}\left(1-\sqrt{\frac{r_{\rm in}}{r}}\right)\left(\frac{\tilde{\alpha}c_{\rm s}^2}{V_{\rm frag}^2} - 1 \pm \frac{\sqrt{\tilde{\alpha}}c_{\rm s}}{V_{\rm frag}}\sqrt{\frac{\tilde{\alpha}c_{\rm s}^2}{V_{\rm frag}^2} - 2}\right), \tag{6.43}$$

où l'on a estimé que le gaz et la poussière ont la même structure de densité à un rapport poussière/gaz uniforme près. Même si cela ne s'avère par réaliste dans des concentrations locales de poussière, cette limite théorique nous servira tout de même à mieux comprendre les résultats des simulations. Par exemple les distributions de taille des particules à différents moments de la simulation sont montrées en figure 6.19. Les tailles limites $s^{\pm}_{\rm frag}$ sont également superposées et estimées avec des rapports poussière/gaz croissants avec le temps, qui sont estimés avec les profils de densité de surface entre ~ 50 et ~ 100 ua (figure 6.18).

La poussière atteint les tailles limites décrites par $s^{-}_{\rm frag}$ relativement rapidement (~ 20 kans, 3ième panneau). L'estimation de $s^{\pm}_{\rm frag}$ montre que seuls les grains à $r \lesssim 100$ ua peuvent fragmenter, ce qui est exactement en accord avec les rapports $V_{\rm rel}/V_{\rm frag}$ rencontrés dans le disque externe (< 1) et avec le calcul de $r_{\rm frag}$. La poussière dans les parties les plus internes du disque est incapable de grossir, ce qui crée un fort gradient de taille à $r \sim 50$ ua. À la manière d'une ligne de gel, un fort contraste de taille a notamment pour effet de créer un fort contraste de vitesse de dérive radiale. En d'autres termes, la poussière va se concentrer radialement d'autant plus efficacement que le gradient de taille qu'elle rencontre est important. Une telle concentration se manifeste à partir de $\sim 30 - 40$ kans (cf. panneau de droite de la figure 6.18) à ~ 50 ua et ne fait qu'augmenter en intensité avec le temps. Un deuxième gradient de taille est observé aux alentours de 100 ua, qui correspond à l'entrée dans la zone de fragmentation. Ce gradient est toutefois beaucoup moins intense et n'a pas des effets aussi dramatiques que son homologue.

Au vu de la concordance entre les profils de pression et les distributions de taille, un deuxième maximum de pression se développe localement à cause de la concentration de poussière, ce qui s'apparente beaucoup au mécanisme des pièges à poussière auto-induits mis en évidence avec le code Lyonsph. Pour le prouver, nous examinons le flux radial de gaz dans le disque sur le panneau de gauche de la figure 6.20. Nous estimons également le paramètre d'efficacité de la rétroaction $x_{\rm br}$ sur le panneau de droite.

Au moment où la concentration de poussière se développe (~ 30 kans), le gaz commence à être tiré vers l'extérieur du disque ($r\Sigma v_r > 0$, courbe cyan). On observe également une tendance où le gaz semble être tiré de plus en plus loin de l'étoile à mesure du temps qui passe. Ceci est cohérent avec le développement de la concentration de poussière qui s'étend de plus en plus loin

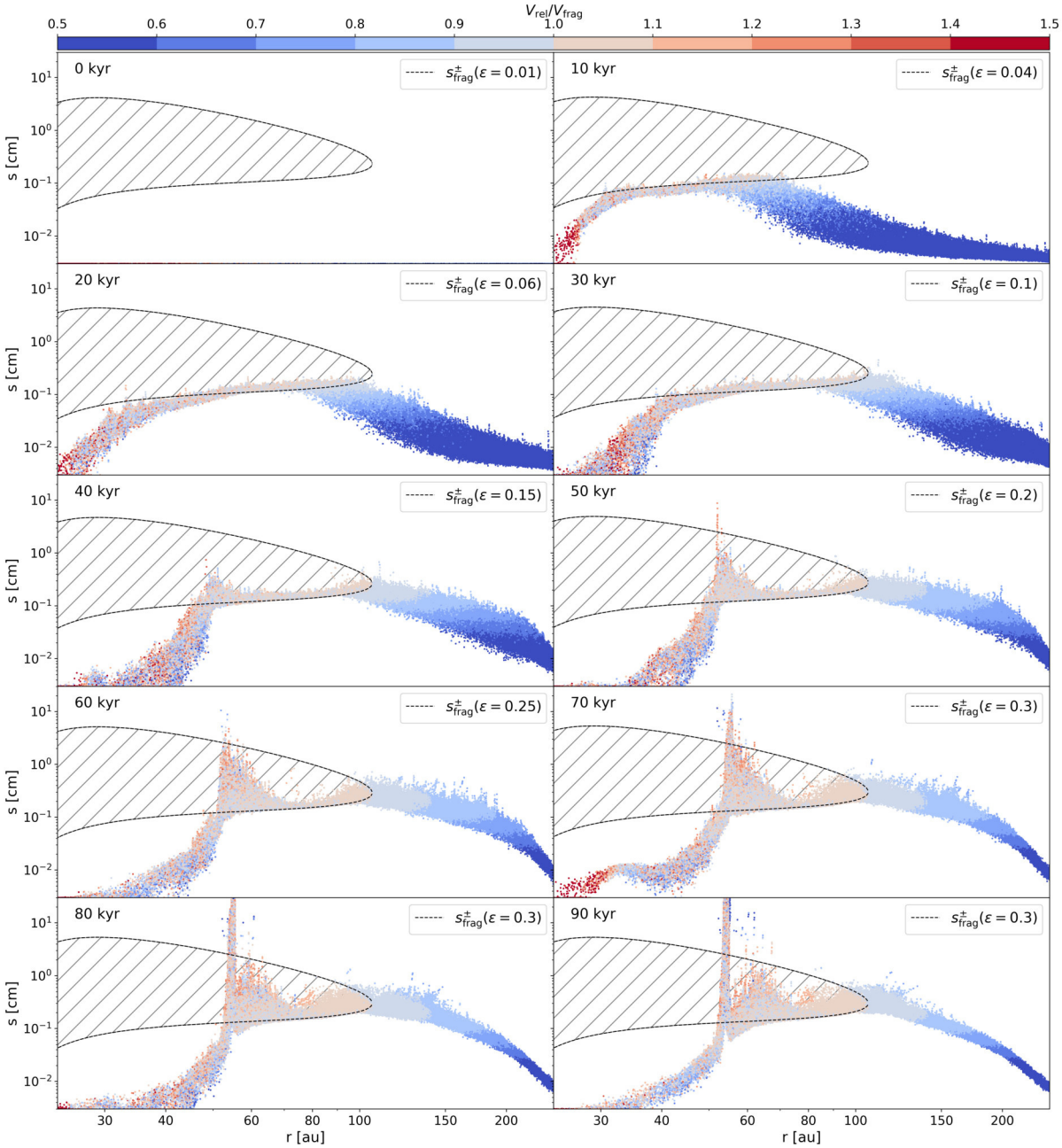


FIGURE 6.19 – Distribution radiale de la taille des particules de poussière entre 0 et 90 kans. Les particules sont colorées par leur rapport $V_{\rm rel}/V_{\rm frag}$. La zone hachurée représente la zone de fragmentation estimée et est délimitée par les tailles limites $s^{\pm}_{\rm frag}$. Ces tailles limites sont évaluées avec des rapports poussière/gaz croissants avec le temps (voir légende).

de l'étoile également. Ajoutons que le mouvement radial du gaz semble cohérent avec l'estimation de l'efficacité de la rétroaction ($x_{\rm br} \gtrsim 1$).

En guise de vérification, nous avons finalement simulé le même disque où cette fois la rétroaction a été désactivée. Une comparaison entre les profils radiaux de pression du gaz et de densité de surface de la poussière est montrée en figure 6.21. Sans rétroaction (pointillés), le maximum de pression du gaz se situe au bord interne et ne bouge pas. La structure du gaz est remarquablement statique étant donné qu'elle est uniquement régie par la viscosité du gaz. En ce qui concerne les grains, l'absence de la rétroaction ne permet pas de les concentrer à ~ 50 ua, et ils se retrouvent à la place au bord interne du disque (là où le maximum de pression se situe). Cette comparaison nous conforte dans le fait que **le mécanisme observé est un piège à poussière auto-induit** (Gonzalez et al., 2017a; Vericel and Gonzalez, 2020), qui est donc observé avec un autre code

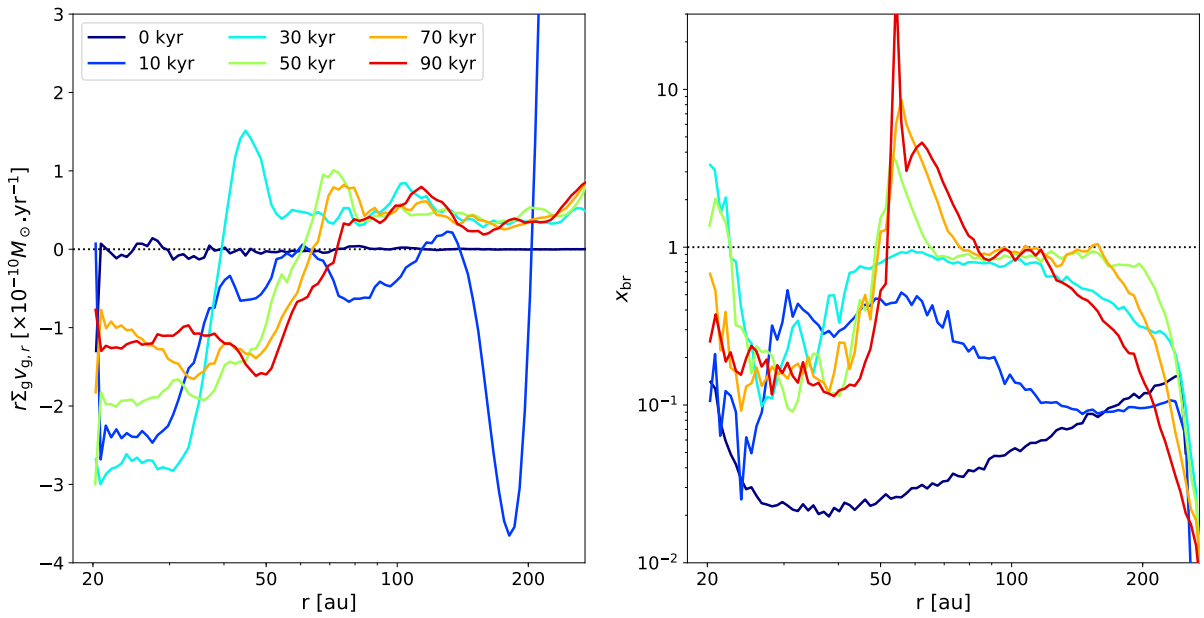


FIGURE 6.20 – **Gauche** : Profils radiaux du flux de masse de gaz à $t = 0$, 10, 30, 50, 70 et 90 kans. **Droite** : De même pour l'estimation du paramètre d'efficacité de la rétroaction $x_{\rm br}$. Le nombre de Stokes utilisé correspond à la poussière seule afin de coïncider avec le calcul de $x_{\rm br}$.

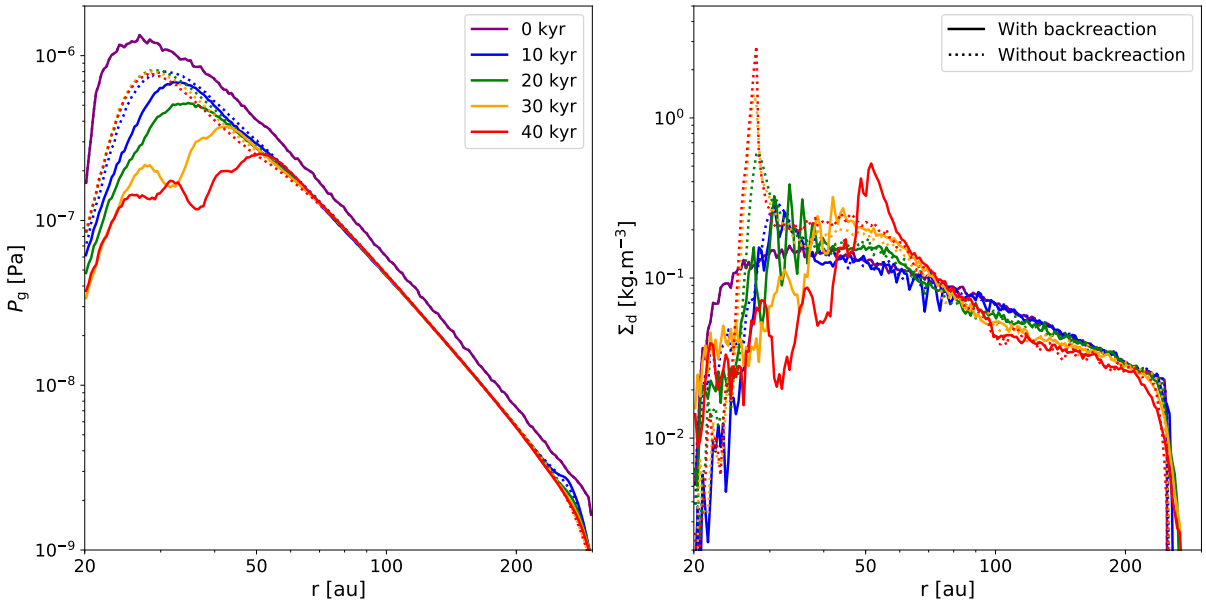


FIGURE 6.21 – **Gauche** : Profils radiaux de la pression du gaz à $t = 0$, 10, 20, 30 et 40 kans pour les simulations avec (traits pleins) et sans (pointillés) rétroaction. **Droite** : De même pour les profils radiaux de la taille des grains.

que LYONSPH.

6.6.2 Comparaison avec la croissance pure

Pour continuer de mettre en évidence les effets de la fragmentation de manière plus détaillée, nous comparons quelques résultats avec le cas en croissance pure (voir section 6.5). Les profils du rapport d'aspect des disques à $t = 50$ kans sont par exemple exposés en figure 6.22.

De manière similaire à la section précédente, la poussière du disque se distribue en 3 zones :

(i) Une zone externe ($r \gtrsim 100$ ua) où les grains ne peuvent pas fragmenter.

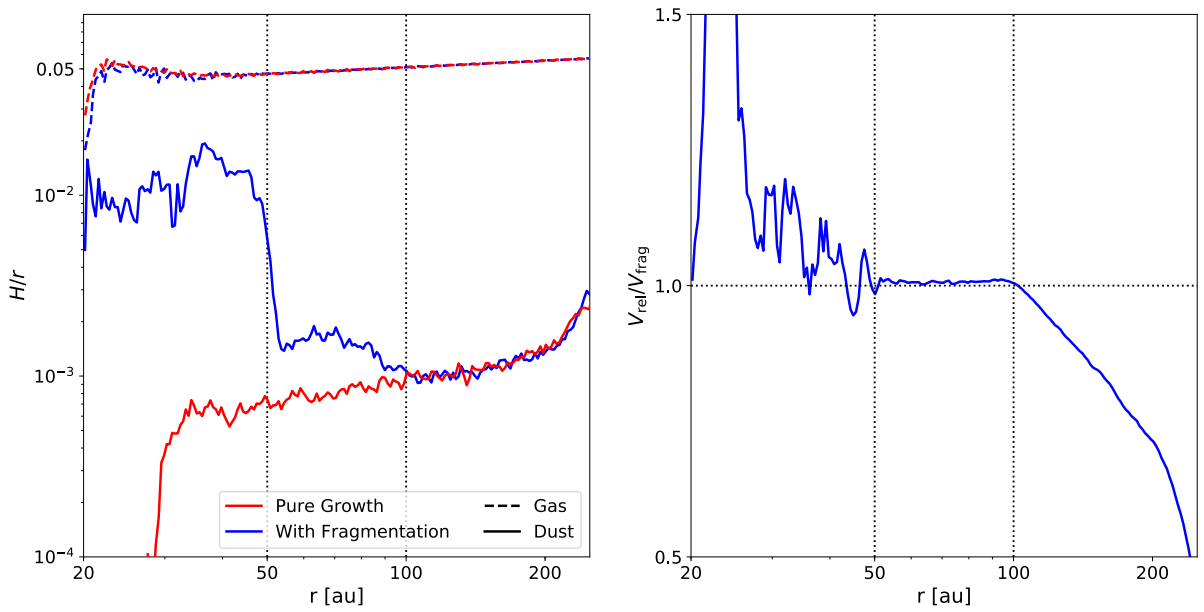


FIGURE 6.22 – **Gauche** : Profils radiaux du rapport d'aspect des disques de gaz (courbes en tirets) et de poussière (courbes pleines) avec et sans fragmentation (bleu et rouge respectivement) à $t = 50$ kans. **Droite** : Profil radial du rapport $V_{\rm rel}/V_{\rm frag}$ pour la simulation avec fragmentation à $t = 50$ kans. Les lignes verticales en pointillées délimitent l'étendue radiale où la vitesse relative de la poussière est en équilibre avec la vitesse de fragmentation.

(*ii*) Une zone intermédiaire ($50 \gtrsim r \gtrsim 100$ ua) où la taille des grains en en équilibre avec $s^-_{\rm frag}$.

(*iii*) Une zone interne ($r \lesssim 50$ ua) où les grains restent à de petites tailles et fragmentent sans cesse.

La zone (*i*) est commune aux deux simulations, indépendamment de la fragmentation. En conséquence, on constate que les disques atteignent le même état, correspondant à un disque fin avec un rapport d'aspect de l'ordre de 10^{-3}. La partie (*ii*) commence à différer légèrement, notamment car les particules atteignent une taille limite dans le cas de la fragmentation. En conséquence, la sédimentation est moins efficace que dans le cas de croissance pure. Ceci est notamment cohérent avec les travaux de Dubrulle et al. (1995); Fromang and Papaloizou (2006), où typiquement $H_{\rm d}/H_{\rm g} \sim \sqrt{\alpha/{\rm St}}$. Finalement, la partie (*iii*) présente des grains encore plus petits que la partie (*ii*), d'où un disque encore plus épais que dans le cas sans fragmentation.

Une comparaison des trajectoires de quelques particules initialement dans le plan médian du disque est également montrée en figure 6.23. Les différentes zones mises en évidence précédemment se manifestent à nouveau ici, puisque l'on constate que les grains suivent des trajectoires similaires dés lors qu'ils ne fragmentent pas. Dans le cas contraire (zone rouge), les particules suivent fidèlement la taille limite $s^-_{\rm frag}$. Notons tout de même que dans le cas des particules P4, P5 ou P6, elles entrent dans la zone de fragmentation tardivement et suivent des tailles $s^-_{\rm frag}$ correspondant à des rapports poussière/gaz plus importants (lignes en pointillés noirs). Cette figure nous confirme par ailleurs que les particules qui se concentrent proviennent effectivement des parties externes du disque.

Nous terminons cette comparaison par une superposition des distributions de taille à 50 kans (voir figure 6.24). Cette superposition montre encore une fois que les effets de la fragmentation se manifestent dans les parties 'internes' du disque. A l'opposé, les distributions sont quasi identiques en dehors de la zone de fragmentation.

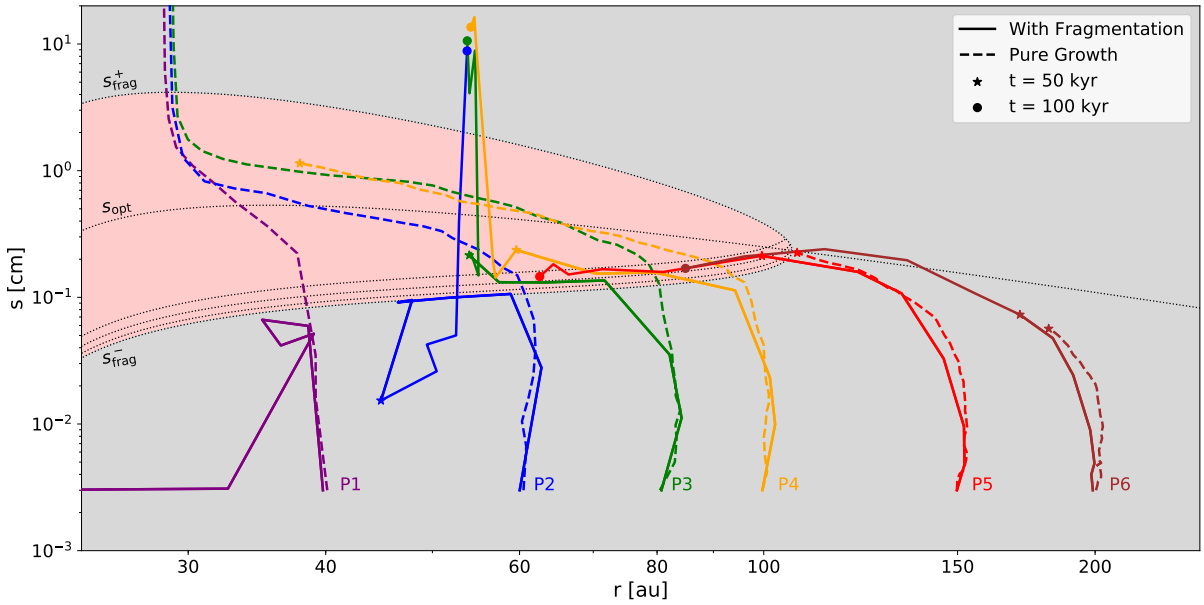


FIGURE 6.23 – Trajectoires dans le plan (r, s) de 6 particules se trouvant initialement dans le plan médian à r = 40, 60, 80, 100, 150 et 200 ua pour les simulations avec (courbes pleines) et sans (courbes en tirets) fragmentation. La zone de fragmentation (rose) est délimitée par les tailles limites de fragmentation théoriques $s^{\pm}_{\rm frag}$ (pointillés noirs) avec $\varepsilon = 0.01$ (valeur initiale). D'autres courbes de $s^{-}_{\rm frag}$ correspondant à ε =0.1, 0.25 et 0.5 sont également tracées (des plus petites tailles au plus grandes). La taille optimale de dérive (St = 1) est également tracée en pointillés noirs. La simulation avec fragmentation s'étend jusqu'à 100 kans, soit sur une durée deux fois supérieure à sa consœur qui a déjà atteint des très grandes tailles dans le disque interne après 50 kans. Pour les comparer efficacement, les étoiles représentent l'état des particules à 50 kans. Les ronds représentent l'état des particules à 100 kans.

6.6.3 Impact du modèle de fragmentation

Le modèle de fragmentation utilisé est similaire à Gonzalez et al. (2015, 2017a) et aux chapitres 4 et 5. Dans cette section, nous vérifions succinctement l'impact du modèle de fragmentation 'doux', qui est plus physique que son homologue, en introduisant une nouvelle simulation (toujours avec un setup identique). La figure 6.25 montre notamment l'évolution de la taille et de la densité de surface de la poussière pour ces deux modèles de fragmentation.

On constate ici que le modèle doux a tendance à former une concentration de poussière légèrement plus proche de l'étoile. En effet, ce modèle a pour effet de décaler le gradient de tailles vers l'intérieur du disque car la fragmentation de la poussière est moins forte (panneau de gauche). En conséquence, le maximum de pression qui se forme est localisé lui aussi un peu plus proche de l'étoile. Ces différences sont toute fois très légères, avec un déplacement radial de la concentration de poussière de quelques ua seulement.

6.6.4 Images synthétiques

Comme je l'ai mentionné dans l'introduction de ce chapitre, l'un des gros attraits de PHANTOM est son couplage avec MCFOST, permettant ainsi de traduire une simulation en image synthétique. En utilisant l'outil que j'ai développé à cet égard (voir section 6.4), j'ai transformé ces simulations pour qu'elles soient lisibles par MCFOST. Un exemple du processus est montré en annexe B sous la forme d'un Jupyter Notebook.

J'ai effectué des calculs de transfert radiatif avec MCFOST en calculant dans un premier temps la structure en température avec $\sim 10^6$ photons. Les images synthétiques ont ensuite été produites

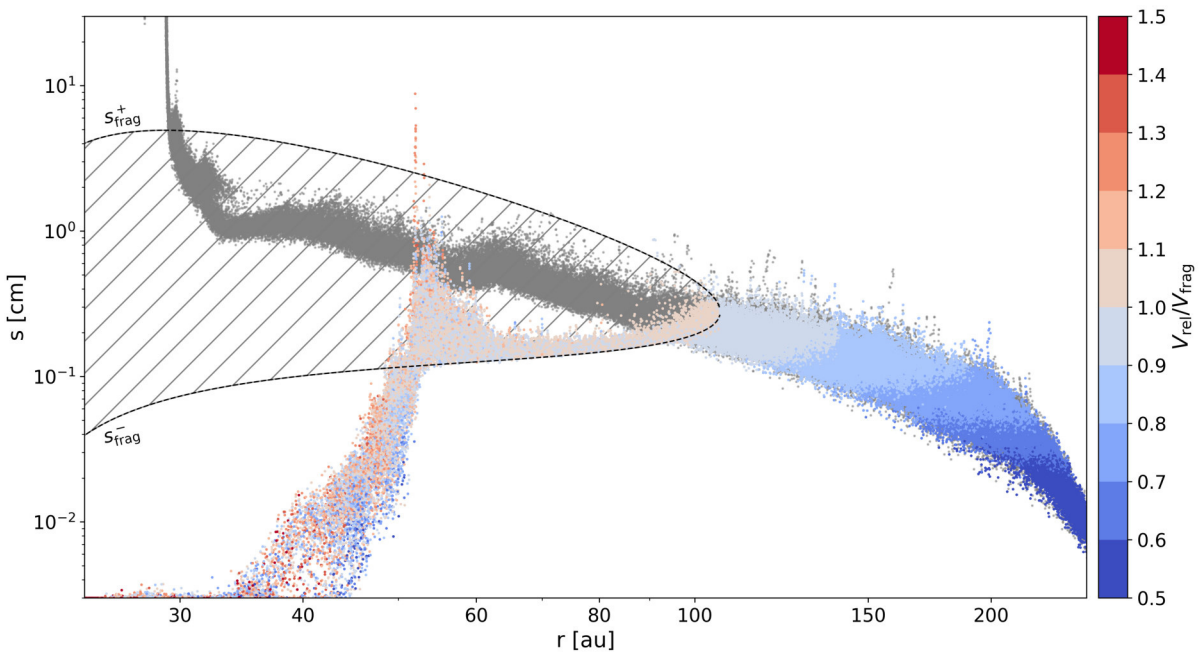


FIGURE 6.24 – Distribution radiale de taille des particules de poussière dans les simulations avec (points colorés par la barre de couleur) et sans (points gris) fragmentation à $t = 50$ kans. La couleur des particules représente leur rapport $V_{\rm rel}/V_{\rm frag}$. La zone hachurée indique la zone de fragmentation, estimée par les tailles de fragmentation $s^{\pm}_{\rm frag}$. Ces tailles sont calculées avec $\varepsilon = 0.2$ grâce aux profils de densité de surface (voir également la figure 6.19).

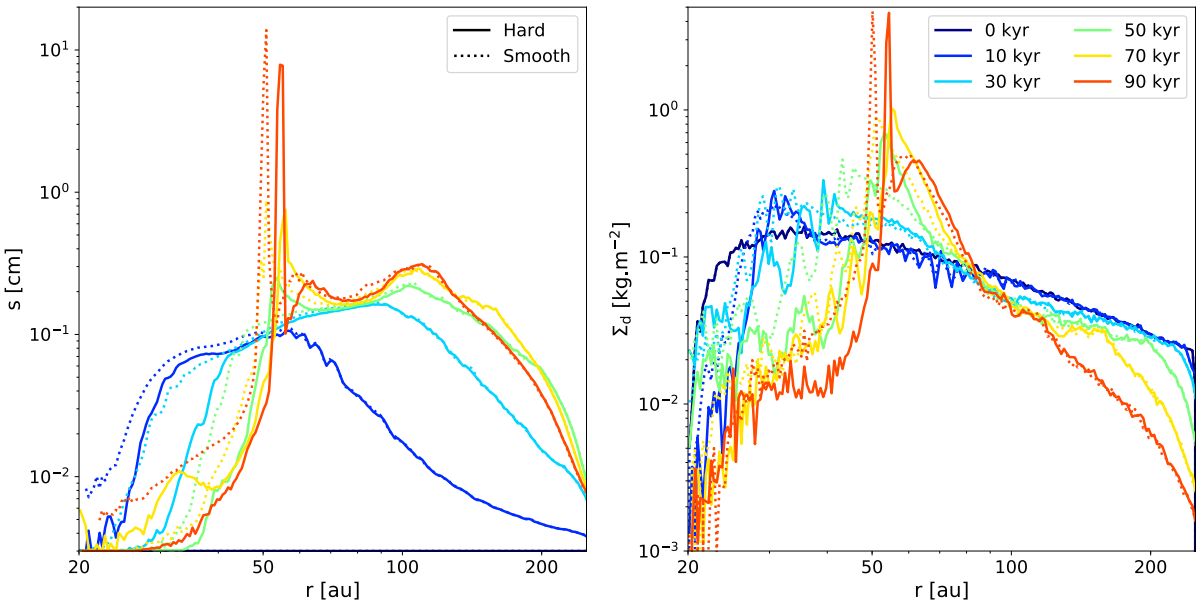


FIGURE 6.25 – **Gauche** : Profils radiaux de la taille de la poussière entre 0 et 90 kans pour les modèles de fragmentation 'dur' (courbes pleines) et 'doux' (courbes pointillées). **Droite** : De même pour la densité de surface de la poussière.

à différentes longueurs d'ondes $\lambda = 350$, 850, 1300 et 3000 μm en utilisant $\sim 10^7$ photons à chaque fois. Le système a été considéré à une distance $d = 140$ pc et sans inclinaison. Les images synthétiques produites pour les deux modèles de fragmentation sont montrées en figure 6.26. Les longueurs d'ondes sont notamment choisies car elles correspondent aux longueurs d'ondes typiques des différentes bandes de l'instrument ALMA.

La concentration de poussière à $r \sim 50$ ua se traduit par un anneau de poussière quasi axisymé-

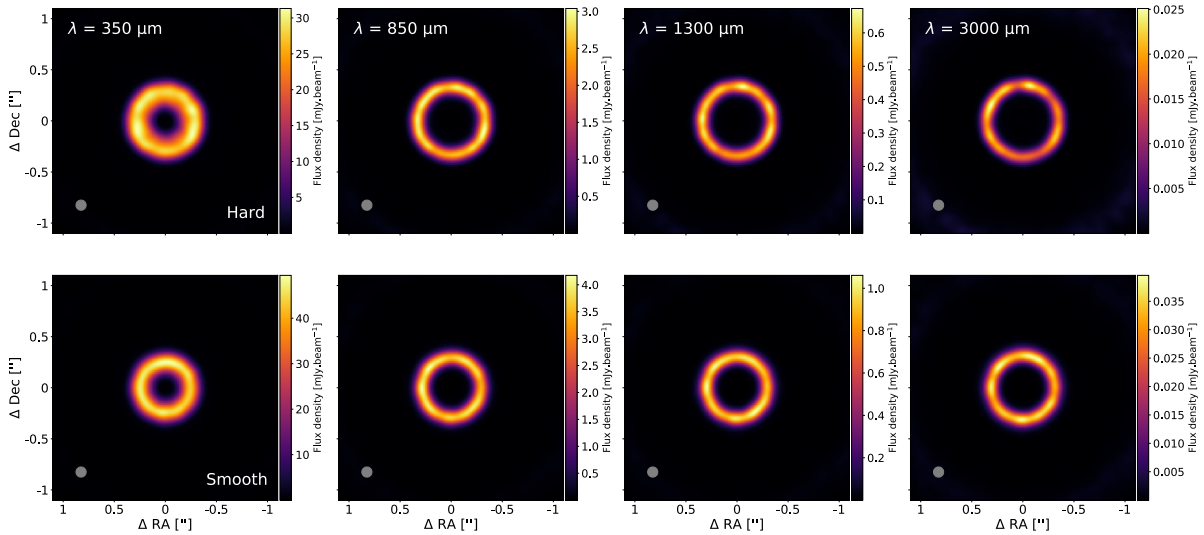


FIGURE 6.26 – Images synthétiques à $\lambda = 350$, 850, 1300 et 3000 μm (gauche à droite) des disques avec les modèles de fragmentation 'dur' (haut) et 'doux' (bas) à $t = 50$ kans. Les images sont convoluées par un faisceau de 0.1×0.1 arcsec (montré en bas à gauche). Le système est simulé à une distance $d = 140$ pc et est considéré perpendiculaire au plan du ciel ($i = 0$).

trique observé dans les longueurs d'ondes millimétriques. On observe également un amincissement de l'anneau observé aux plus grandes longueurs d'ondes, là où l'émission thermique de la poussière est caractéristique des plus grandes tailles ($\lambda \sim 2\pi s$). Ceci est qualitativement cohérent avec les distributions de taille qui sont plus piquées aux grandes valeurs (voir par exemple la figure 6.24).

Les deux modèles de fragmentation donnent des images cependant très similaires. La différence la plus notable se situe aux plus petites longueurs d'ondes, notamment à 350 μm, où le modèle 'dur' présente un anneau plus épais que son homologue. Ceci pourrait venir du fait que le modèle dur est plus efficace à 'garder' des petites tailles dans le disque. Au vu des images synthétiques produites et de l'anneau apparent, les concentrations de poussière formées devraient être observables par un instrument comme ALMA qui est sensible à l'émission thermique de la poussière dans le plan médian du disque.

6.7 Discussion et conclusion

6.7.1 Différences et limitations numériques

Les différentes simulations exposées dans ce chapitre ont mis en évidence une certaine propension à être affectées par les problèmes de sur-résolution de la phase de poussière par rapport au gaz. On peut par exemple constater ceci en figures 6.15 ($\sim$ 30 ua) ou encore 6.19 ($\sim$ 55 ua, dernier panneau), où la distribution de la poussière est piquée. Dans ces différents exemples, la concentration de la poussière atteint un palier tel que sa longueur de lissage devient beaucoup plus petite que celle du gaz, ce qui a tendance à rendre la poussière insensible à la pression du gaz (peu de particules de gaz sont trouvées autour de la poussière). Ce problème, qu'on a déjà mentionné en section 3.5.1, a pour effet de rendre les structures de poussière plus 'piquées' qu'elles ne devraient l'être.

Ce problème est moins rencontré dans le code LYONSPH [11], qui comme on l'a mentionné en section 3.9, présente quelques différences notoires avec PHANTOM. Avec deux codes si différents tant dans leur conception que dans leur idéologie, il est difficile d'identifier avec certitude la source de cette différence. Néanmoins, les suspects principaux sont les suivants :

11. Même s'il existe également (par exemple Garcia, 2018).

(*i*) L'évaluation itérative de $h - \rho$. Contrairement à PHANTOM, le code LYONSPH évalue la longueur de lissage et la densité 'l'un après l'autre' sur des pas de temps successifs, ce qui a pour effet de lisser h sur le disque. Au contraire, PHANTOM effectue plusieurs itérations par pas de temps, ce qui permet de résoudre plus finement la structure de densité du disque. L'avantage apporté par une évaluation itérative de $h - \rho$ pourrait donc être nullifié par les inconvénients rencontrés avec de fortes concentrations de poussière.

(*ii*) Le traitement de la viscosité. La gestion de la viscosité artificielle pour représenter une viscosité à la Shakura and Sunyaev (1973) diffère d'un code à l'autre. Plus particulièrement, le code LYONSPH semble plus 'visqueux' et dissipatif. On peut par exemple observer cette tendance sur le gaz, qui semble être accrété plus rapidement dans le code LYONSPH. Un taux de dissipation plus élevé dans LYONSPH reviendrait également à lisser les structures du disque, ce qui limiterait le développement de sur-résolutions locales de poussière.

Quoi qu'il en soit, il est possible de limiter les problèmes de sur-résolution de la poussière dans PHANTOM en baissant $h_{\rm g}$, c.à.d en augmentant le nombre de particules de gaz. En s'appuyant sur un critère à respecter du type $h_{\rm d} \gtrsim h_{\rm g}$, on trouve par ailleurs que le rapport poussière/gaz maximal $\varepsilon_{\rm max}$ qui peut être atteint de manière 'sure' est de l'ordre de :

$$\varepsilon_{\rm max} \sim \varepsilon_0 \frac{n_{\rm g}^{\rm SPH}}{n_{\rm d}^{\rm SPH}}, \tag{6.44}$$

où ε_0 est la rapport poussière/gaz initial lors de l'injection des particules. Simuler des concentrations de poussière de plus en plus importantes devient donc de plus en plus coûteux en termes de temps de calcul et d'emplacement mémoire.

6.7.2 Perspectives

La modularité de PHANTOM est un de ses plus grands atouts, ce qui le rend potentiellement capable d'étudier quasiment n'importe quelle configuration imaginable. Alors que les résultats présentés dans ce chapitre ont majoritairement servis de base comparative avec d'anciens travaux, la nouvelle implémentation de ce module de croissance/fragmentation peut également être appliquée à de nouveaux horizons.

Je pense particulièrement que les systèmes d'étoiles multiples sont d'un intérêt particulier. Différentes études statistiques d'amas d'étoile ont par exemple montré que la multiplicité stellaire pouvait aller de ~ 5 à typiquement 60% (Rubenstein and Bailyn, 1997; Bellazzini et al., 2002; Ji and Bregman, 2013; Guerrero et al., 2014), ce qui fait que ces systèmes sont certainement à considérer pour cerner la formation planétaire d'un point de vue global. Les binaires liées sont notamment sur le devant de la scène. Des études théoriques récentes ont par exemple montré que la poussière dans les disques autours de binaires pouvait se concentrer de manière asymétrique dans le disque (par exemple Ragusa et al., 2017; Calcino et al., 2019; Poblete et al., 2019). Il serait selon moi intéressant de comprendre : *i*. si ces concentrations de poussière peuvent être soutenues en considérant la croissance et la fragmentation. *ii*. si ces concentrations de poussière peuvent être favorables à la formation de planétésimaux.

Un aspect de la multiplicité auquel je me suis particulièrement intéressé est la possibilité qu'une étoile survole un disque et vienne le perturber [12]. Ce cas de figure se produit surtout lorsque les systèmes sont jeunes et que la zone de formation stellaire correspondante est dense (Pfalzner, 2003; Bate, 2018). Récemment, Nicolás Cuello a effectué une étude approfondie (avec PHANTOM) des effets de ces survols stellaires sur les structures de gaz et de poussière du disque ainsi que leurs répercussions observationnelles (Cuello et al., 2019, 2020). Nicolás et moi avons commencé une collaboration visant à incorporer la croissance/fragmentation des grains dans ces simulations (Cuello, Vericel et al, en préparation). Un exemple préliminaire d'une de nos simulations est exposé en figure 6.27. Ici, le perturbateur est de masse identique à l'étoile centrale et croise le plan du disque avec un angle de 45 degrés. Premièrement, on peut constater que le disque

12. On appelle cette rencontre un 'flyby'.

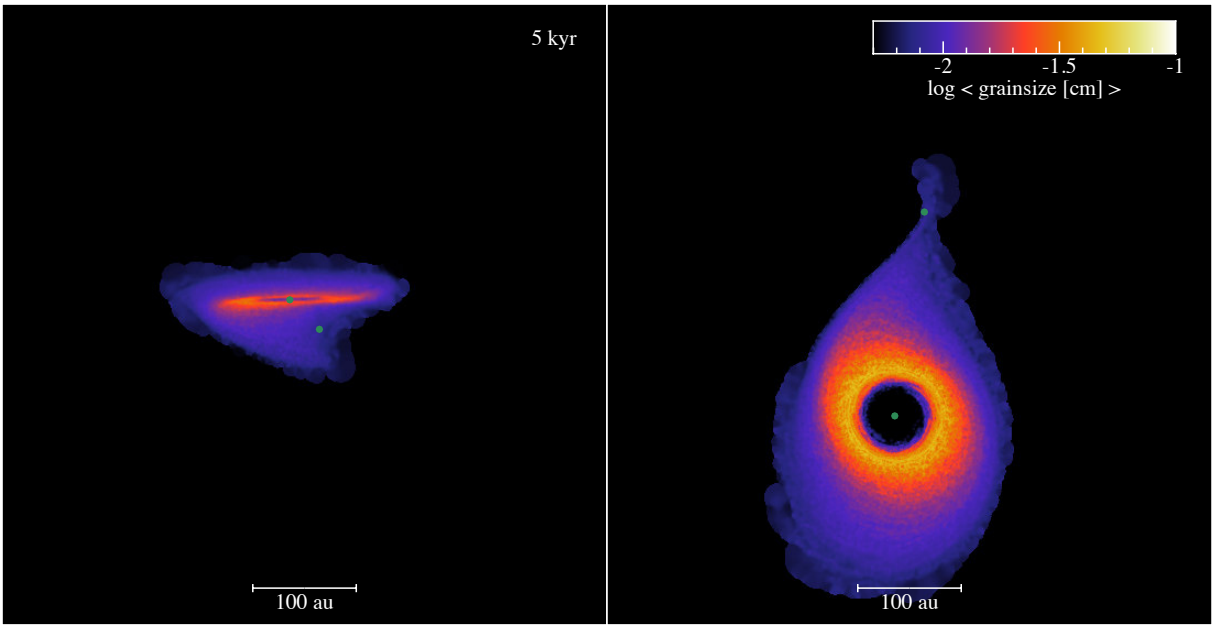


FIGURE 6.27 – **Gauche** : Champ de taille dans le plan (x, z) pour une simulation avec fragmentation où l'étoile perturbatrice croise le plan du disque avec un angle $\beta = \pi/4$. **Droite** : De même pour le plan (x, y). Pour les deux panneaux, les étoiles sont représentées par les ronds pleins verts. La simulation a été produite pour Cuello, Vericel et al., (en préparation).

se voile (panneau de gauche), ce qui incline les couches de poussière les plus découplées du gaz. Deuxièmement, les ondes de densité que le perturbateur transmet au disque brisent la symétrie azimutale de ce dernier, ce qui permet aux plus gros grains de former une structure elliptique (panneau de droite). Un de nos objectifs avec ce travail est de comprendre à quel point un survol stellaire perturbe les structures de poussière formées. On pourrait par exemple imaginer que le voilage du disque ainsi que le découplage de la poussière puisse former des structures ressemblant à des ceintures inclinées par rapport au plan du disque. Notre objectif est plus globalement de comprendre comment les survols stellaires perturbent la formation planétaire.

Un autre projet que nous avons débuté récemment se focalise sur la porosité des grains. Anthony Garcia, ancien doctorant de l'équipe, a développé un algorithme d'évolution de la porosité couplé à la croissance (Garcia, 2018; Garcia and Gonzalez, 2020). Nous avons, avec Stéphane Michoulier - stagiaire de Master 2 qui prendra ma place de doctorant en octobre - incorporé cet algorithme dans PHANTOM [13]. Son projet se focalisera sur les disques observés par la tranche (par exemple HH30, Louvet et al., 2018), dont leur finesse pourrait être expliquée par le fait que les grains ne soient pas compacts.

6.7.3 Résumé conclusif

J'ai développé et testé un algorithme de croissance et de fragmentation de la poussière dans le code public et modulaire PHANTOM. Les résultats exposés dans ce chapitre peuvent être résumés avec ces différents points :

(*i*) Les tests développés montrent que l'algorithme évalue les quantités d'intérêt avec une précision satisfaisante.

(*ii*) Les simulations sans fragmentation développent une concentration de poussière au bord interne du disque, résultat de la dérive et de la croissance des grains. La poussière ainsi concentrée est largement découplée du gaz. Les résultats trouvés sont en bonne adéquation avec les travaux de Laibe et al. (2008)

13. J'ai supervisé l'implémentation en lui communiquant le fonctionnement détaillé du code.

(*iii*) Les simulations avec fragmentation montrent la formation d'un piège à poussière auto-induit à $r \sim 50$ ua de l'étoile par le biais du même mécanisme que proposé par Gonzalez et al. (2017a). Ce mécanisme est donc observé dans deux codes différents que sont LYONSPH et PHANTOM.

(*iv*) Les simulations produites en considérant la croissance et/ou la fragmentation sont très facilement transformables en images synthétiques. Les simulations avec fragmentation, où un piège à poussière auto-induit apparait, indiquent qu'un anneau axisymétrique brillant devrait être observé aux longueurs d'ondes millimétriques.

CONCLUSION

"All the best memories are hers."
K - Blade Runner 2049

La formation des planètes est limitée par les barrières de dérive radiale, de fragmentation et de rebond lorsque la poussière atteint des tailles typiquement millimétriques. De nombreuses solutions à ces barrières ont été proposées, mais demandent souvent des conditions particulières pour se produire. Dans ma thèse, je me suis concentré sur les effets de la croissance et de la fragmentation de la poussière en considérant la rétroaction de cette dernière sur le gaz, ce qui a déjà amené à la découverte du mécanisme de 'pièges à poussière auto-induits' (Gonzalez et al., 2017a). Avec ce mécanisme, la poussière est capable de surpasser les barrières de formation planétaire grâce à son effet rétroactif sur le gaz, tout en ne demandant aucune condition particulière. J'ai commencé au chapitre 1 par préciser le contexte dans lequel ma thèse se place, à la suite de quoi j'ai présenté de manière extensive les modèles théoriques qui décrivent l'évolution des disques (chapitre 2). J'ai ensuite développé les méthodes numériques que j'ai utilisées (chapitre 3) avant de décrire les résultats de ma thèse. J'ai dans un premier temps pris en compte les effets des fronts de condensation dans les disques, qu'on appelle 'lignes de gel', sur la formation et l'évolution des pièges à poussière auto-induits (chapitre 4). J'ai par la suite exploré l'idée de la formation conjointe de ces pièges dans un disque hôte d'une planète (chapitre 5). Finalement, j'ai implémenté notre modèle de croissance et de fragmentation dans le code moderne et public Phantom, avec lequel j'ai effectué des comparaisons avec certains résultats précédemment publiés (chapitre 6). Sur l'ensemble de ma thèse, j'ai utilisé plusieurs méthodes numériques : le code SPH 3D Lyonsph (Barrière-Fouchet et al., 2005) pour les chapitres 4 et 5, le code SPH 3D Phantom (Price et al., 2018) pour le chapitre 6 et le code comparatif 1D Endgame (section 3.10), que j'ai développé pour l'occasion.

Dans le chapitre 4, j'ai d'abord mis en évidence l'impact d'une ligne de gel lorsque la sublimation correspondante fragilise les grains. J'ai trouvé que ce cas de figure amène la poussière à se concentrer autour de la ligne de gel du fait du gradient de vitesse de dérive radiale qu'elle engendre. Une étude plus précise de l'effet de la position de la ligne de gel dans le disque a également montré qu'une concentration autour de la ligne de gel ne se produit que si l'efficacité de la rétroaction à cet endroit est suffisante pour modifier la structure du gaz. Le piégeage de la poussière aux lignes de gel est donc plus difficile à mesure qu'on s'éloigne de l'étoile, jusqu'à ne plus être possible à une distance critique. La deuxième partie de ce chapitre s'est plus spécifiquement concentrée sur la ligne de gel physique de CO, qui a été observée à plusieurs reprises ces dernières années. Compte tenu de l'incertitude associée aux propriétés de collage du CO solide, j'ai testé plusieurs cas de figure. Si la condensation du CO à la surface des grains renforce ces derniers, j'ai montré qu'une concentration de poussière se forme à la ligne de gel. Au contraire, si le CO fragilise les grains, la ligne de gel associée devient le point de départ de la croissance des grains, qui dérivent et se découplent ensuite dans les parties internes du disque. Ces différents cas de figure, associés aux quelques observations de disques ne montrant pas de liens systématiques entre la poussière et la

ligne de gel de CO, pourrait suggérer que son effet est fortement dépendant du système considéré.

Dans le chapitre 5, j'ai étudié l'effet de planètes sur des orbites circulaires, de différentes masses et demi-grand axes, sur l'évolution de la poussière et du gaz. J'ai tout d'abord retrouvé que les planètes les plus massives piègent la poussière au bord externe du sillon qu'elles creusent, car ces dernières appliquent un couple sur le disque qui domine le couple visqueux et crée un maximum de pression important. Ce cas de figure amène à la formation d'un anneau de poussière dense extérieur à l'orbite de la planète. Le régime des planètes de faibles masses a également été exploré et a montré qu'à l'inverse, si le couple visqueux domine le mouvement du gaz, la poussière se découple de manière usuelle et est piégée dans les parties internes du disque de par les effets rétroactifs. De manière intéressante, j'ai découvert un régime intermédiaire qui correspond au cas où le couple déposé par le planète sur le disque domine, mais pas totalement, le couple visqueux. Dans ces conditions, j'ai montré qu'un maximum de pression se forme à l'extérieur de l'orbite de la planète, mais qu'il n'est pas assez efficace pour piéger toute la poussière venant du disque externe et qui le traverse. En conséquence, la poussière se distribue de part et d'autre de l'orbite de la planète. À l'extérieur, les grains sont piégés par le maximum de pression engendré par la planète tandis qu'à l'intérieur, ils sont piégés par leur découplage naturel et la rétroaction qui crée également un maximum de pression local. Ce régime intermédiaire s'est montré assez peu étendu, et correspond aux planètes de masses intermédiaires. Il amène à la formation d'un système de deux anneaux espacés de plusieurs dizaines d'unités astronomiques de part et d'autre de l'orbite d'une seul et unique planète. Cette configuration est par ailleurs très similaire à celle qui se trouve dans le disque autour de l'étoile HD 169142. En effectuant une analyse mathématique, j'ai suggéré qu'une planète d'une masse de l'ordre de celle de Saturne était capable d'engendrer les anneaux observés et d'expliquer les observations de ce système. Prochainement, des simulations dédiées à ce système nous permettrons de vérifier cette hypothèse.

Finalement, dans le chapitre 6 je me suis plus concentré sur le développement d'outils numériques. J'ai spécifié l'implémentation théorique et numérique du modèle de croissance et de fragmentation dans le code Phantom, puis présenté quelques tests, dont Farmingbox que j'ai créé. L'exécution de ces tests à permis de vérifier la précision et le bon fonctionnement de l'algorithme. Par la suite, j'ai effectué des simulations avec et sans fragmentation afin de les comparer avec quelques résultats connus. Dans le cas sans fragmentation, les résultats se sont montrés similaires aux travaux de Laibe et al. (2008) et ont mis en évidence la croissance, dérive radiale et découplage de la poussière ainsi que sa sédimentation verticale. En considérant la fragmentation, la rétroaction de la poussière s'est également montrée capable de changer la structure du gaz, ce qui a permis de retrouver le mécanisme de 'piège à poussière auto-induit' proposé par Gonzalez et al. (2017a). Ces simulations montrent par ailleurs que la poussière est piégée dans les parties internes du disque et est capable de surpasser les barrières de formation planétaire. J'ai également développé une interface simple d'utilisation et efficace pour permettre la production d'images synthétiques directement à partir de simulations hydrodynamiques avec le code Mcfost. Après présentation de l'interface, je l'ai utilisée pour produire des images des simulations avec fragmentation, ce qui a montré que l'anneau de poussière formé dans ces dernières était observable aux longueurs d'ondes millimétriques, avec l'instrument ALMA par exemple. La modularité de Phantom permet de coupler l'étude de la croissance des grains avec potentiellement n'importe quel système (par exemple étoile double, survol stellaire, disque tordu, planètes inclinées, etc.), rendant ainsi cette implémentation avantageuse pour les projets futurs.

Cette thèse a permis de mettre en évidence l'importance des processus de croissance et fragmentation de la poussière couplés à la friction aérodynamique qu'elle partage avec le gaz. Ces processus ont montré que la poussière pouvait se concentrer de manière très efficace localement dans le disque, ce qui pourrait déclencher l'instabilité de courant, permettre la formation de planétésimaux et réconcilier la théorie avec les observations multiples de planètes solaires et extrasolaires.

BIBLIOGRAPHIE

I. Adachi, C. Hayashi, and K. Nakazawa. The gas drag effect on the elliptical motion of a solid body in the primordial solar nebula. *Progress of Theoretical Physics*, 56 :1756–1771, December 1976. doi : 10.1143/PTP.56.1756.

Oscar Agertz, Ben Moore, Joachim Stadel, Doug Potter, Francesco Miniati, Justin Read, Lucio Mayer, Artur Gawryszczak, Andrey Kravtsov, Åke Nordlund, Frazer Pearce, Vicent Quilis, Douglas Rudd, Volker Springel, James Stone, Elizabeth Tasker, Romain Teyssier, James Wadsley, and Rolf Walder. Fundamental differences between SPH and grid methods. MNRAS, 380 (3) :963–978, September 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.12183.x.

ALMA Partnership, C. L. Brogan, L. M. Pérez, T. R. Hunter, W. R. F. Dent, A. S. Hales, R. E. Hills, S. Corder, E. B. Fomalont, C. Vlahakis, Y. Asaki, D. Barkats, A. Hirota, J. A. Hodge, C. M. V. Impellizzeri, R. Kneissl, E. Liuzzo, R. Lucas, N. Marcelino, S. Matsushita, K. Nakanishi, N. Phillips, A. M. S. Richards, I. Toledo, R. Aladro, D. Broguiere, J. R. Cortes, P. C. Cortes, D. Espada, F. Galarza, D. Garcia-Appadoo, L. Guzman-Ramirez, E. M. Humphreys, T. Jung, S. Kameno, R. A. Laing, S. Leon, G. Marconi, A. Mignano, B. Nikolic, L. A. Nyman, M. Radiszcz, A. Remijan, J. A. Rodón, T. Sawada, S. Takahashi, R. P. J. Tilanus, B. Vila Vilaro, L. C. Watson, T. Wiklind, E. Akiyama, E. Chapillon, I. de Gregorio-Monsalvo, J. Di Francesco, F. Gueth, A. Kawamura, C. F. Lee, Q. Nguyen Luong, J. Mangum, V. Pietu, P. Sanhueza, K. Saigo, S. Takakuwa, C. Ubach, T. van Kempen, A. Wootten, A. Castro-Carrizo, H. Francke, J. Gallardo, J. Garcia, S. Gonzalez, T. Hill, T. Kaminski, Y. Kurono, H. Y. Liu, C. Lopez, F. Morales, K. Plarre, G. Schieven, L. Testi, L. Videla, E. Villard, P. Andreani, J. E. Hibbard, and K. Tatematsu. The 2014 ALMA Long Baseline Campaign : First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region. ApJ, 808(1) : L3, July 2015. doi : 10.1088/2041-8205/808/1/L3.

Philippe Andre and Thierry Montmerle. From T Tauri Stars to Protostars : Circumstellar Material and Young Stellar Objects in the rho Ophiuchi Cloud. ApJ, 420 :837, January 1994. doi : 10.1086/173608.

S. M. Andrews, J. Huang, L. M. Pérez, A. Isella, C. P. Dullemond, N. T. Kurtovic, V. V. Guzmán, J. M. Carpenter, D. J. Wilner, S. Zhang, Z. Zhu, T. Birnstiel, X.-N. Bai, M. Benisty, A. M. Hughes, K. I. Öberg, and L. Ricci. The Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP). I. Motivation, Sample, Calibration, and Overview. ApJ, 869 :L41, December 2018. doi : 10.3847/2041-8213/aaf741.

Sean M. Andrews, David J. Wilner, Zhaohuan Zhu, Tilman Birnstiel, John M. Carpenter, Laura M. Pérez, Xue-Ning Bai, Karin I. Öberg, A. Meredith Hughes, Andrea Isella, and Luca Ricci. Ringed Substructure and a Gap at 1 au in the Nearest Protoplanetary Disk. ApJ, 820 (2) :L40, April 2016. doi : 10.3847/2041-8205/820/2/L40.

S. E. Arena and J. F. Gonzalez. Characterization of global flow and local fluctuations in 3D

SPH simulations of protoplanetary discs. MNRAS, 433(1) :98–116, July 2013. doi : 10.1093/mnras/stt706.

P. J. Armitage, J. A. Eisner, and J. B. Simon. Prompt Planetesimal Formation beyond the Snow Line. ApJ, 828 :L2, September 2016. doi : 10.3847/2041-8205/828/1/L2.

Philip J. Armitage. *Astrophysics of Planet Formation*. 2010.

Pawel Artymowicz. Disk-Satellite Interaction via Density Waves and the Eccentricity Evolution of Bodies Embedded in Disks. ApJ, 419 :166, December 1993. doi : 10.1086/173470.

J. Auffinger and G. Laibe. Linear growth of streaming instability in pressure bumps. MNRAS, 473 :796–805, January 2018. doi : 10.1093/mnras/stx2395.

Henning Avenhaus, Sascha P. Quanz, Antonio Garufi, Sebastian Perez, Simon Casassus, Christophe Pinte, Gesa H. M. Bertrang, Claudio Caceres, Myriam Benisty, and Carsten Dominik. Disks around T Tauri Stars with SPHERE (DARTTS-S). I. SPHERE/IRDIS Polarimetric Imaging of Eight Prominent T Tauri Disks. ApJ, 863(1) :44, August 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aab846.

B. A. Ayliffe, G. Laibe, D. J. Price, and M. R. Bate. On the accumulation of planetesimals near disc gaps created by protoplanets. MNRAS, 423 :1450–1462, June 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20967.x.

Xue-Ning Bai. Global Simulations of the Inner Regions of Protoplanetary Disks with Comprehensive Disk Microphysics. ApJ, 845(1) :75, August 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa7dda.

M. J. Baines, I. P. Williams, and A. S. Asebiomo. Resistance to the motion of a small sphere moving through a gas. MNRAS, 130 :63, January 1965. doi : 10.1093/mnras/130.1.63.

Steven A. Balbus and John F. Hawley. A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis. ApJ, 376 :214, July 1991. doi : 10.1086/170270.

G. Ballabio, G. Dipierro, B. Veronesi, G. Lodato, M. Hutchison, G. Laibe, and D. J. Price. Enforcing dust mass conservation in 3D simulations of tightly coupled grains with the PHANTOM SPH code. MNRAS, 477(2) :2766–2771, June 2018. doi : 10.1093/mnras/sty642.

A. Banzatti, P. Pinilla, L. Ricci, K. M. Pontoppidan, T. Birnstiel, and F. Ciesla. Direct Imaging of the Water Snow Line at the Time of Planet Formation using Two ALMA Continuum Bands. ApJ, 815(1) :L15, December 2015. doi : 10.1088/2041-8205/815/1/L15.

P. Barge and J. Sommeria. Did planet formation begin inside persistent gaseous vortices ? A&A, 295 :L1–L4, March 1995.

L. Barrière-Fouchet, J.-F. Gonzalez, J. R. Murray, R. J. Humble, and S. T. Maddison. Dust distribution in protoplanetary disks. Vertical settling and radial migration. A&A, 443 :185–194, November 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042249.

C. Baruteau and F. Masset. On the Corotation Torque in a Radiatively Inefficient Disk. ApJ, 672(2) :1054–1067, January 2008. doi : 10.1086/523667.

C. Baruteau, S. Fromang, R. P. Nelson, and F. Masset. Corotation torques experienced by planets embedded in weakly magnetized turbulent discs. A&A, 533 :A84, September 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201117227.

C. Baruteau, A. Crida, S. J. Paardekooper, F. Masset, J. Guilet, B. Bitsch, R. Nelson, W. Kley, and J. Papaloizou. Planet-Disk Interactions and Early Evolution of Planetary Systems. In Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, and Thomas Henning, editors, *Protostars and Planets VI*, page 667, January 2014. doi : 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch029.

Clement Baruteau and John C. B. Papaloizou. Disk-Planets Interactions and the Diversity of Period Ratios in Kepler's Multi-planetary Systems. ApJ, 778(1) :7, November 2013. doi : 10.1088/0004-637X/778/1/7.

Clément Baruteau and Zhaohuan Zhu. Gas and dust hydrodynamical simulations of massive lopsided transition discs - II. Dust concentration. MNRAS, 458(4) :3927–3941, June 2016. doi : 10.1093/mnras/stv2527.

M. R. Bate, S. H. Lubow, G. I. Ogilvie, and K. A. Miller. Three-dimensional calculations of high- and low-mass planets embedded in protoplanetary discs. MNRAS, 341(1) :213–229, May 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06406.x.

Matthew R. Bate. On the diversity and statistical properties of protostellar discs. MNRAS, 475 : 5618–5658, Apr 2018. doi : 10.1093/mnras/sty169.

K. R. Bell and D. N. C. Lin. Using FU Orionis Outbursts to Constrain Self-regulated Protostellar Disk Models. ApJ, 427 :987, June 1994. doi : 10.1086/174206.

K. R. Bell, P. M. Cassen, H. H. Klahr, and Th. Henning. The Structure and Appearance of Protostellar Accretion Disks : Limits on Disk Flaring. ApJ, 486(1) :372–387, September 1997. doi : 10.1086/304514.

Michele Bellazzini, Flavio Fusi Pecci, Maria Messineo, Lorenzo Monaco, and Robert T. Rood. Deep Hubble Space Telescope WFPC2 Photometry of NGC 288. I. Binary Systems and Blue Stragglers. AJ, 123(3) :1509–1527, March 2002. doi : 10.1086/339222.

W. Benz. Smooth Particle Hydrodynamics - a Review. In J. Robert Buchler, editor, *Numerical Modelling of Nonlinear Stellar Pulsations Problems and Prospects*, page 269, January 1990.

G. H. M. Bertrang, H. Avenhaus, S. Casassus, M. Montesinos, F. Kirchschlager, S. Perez, L. Cieza, and S. Wolf. HD 169142 in the eyes of ZIMPOL/SPHERE. MNRAS, 474(4) :5105–5113, March 2018. doi : 10.1093/mnras/stx3052.

William Béthune, Geoffroy Lesur, and Jonathan Ferreira. Global simulations of protoplanetary disks with net magnetic flux. I. Non-ideal MHD case. A&A, 600 :A75, April 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201630056.

T. Birnstiel, C. P. Dullemond, and F. Brauer. Gas- and dust evolution in protoplanetary disks. A&A, 513 :A79, Apr 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913731.

T. Birnstiel, H. Klahr, and B. Ercolano. A simple model for the evolution of the dust population in protoplanetary disks. A&A, 539 :A148, Mar 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118136.

Rainer Bleck. A fast, approximative method for integrating the stochastic coalescence equation. *Journal of Geophysical Research*, 75(27) :5165–5171, 1970.

J. Blum and G. Wurm. The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. ARA&A, 46 :21–56, September 2008. doi : 10.1146/annurev.astro.46.060407.145152.

Jürgen Blum and Rainer Schräpler. Structure and Mechanical Properties of High-Porosity Macroscopic Agglomerates Formed by Random Ballistic Deposition. Phys. Rev. Lett., 93(11) : 115503, September 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.93.115503.

Jürgen Blum and Gerhard Wurm. Experiments on Sticking, Restructuring, and Fragmentation of Preplanetary Dust Aggregates. Icarus, 143(1) :138–146, January 2000. doi : 10.1006/icar.1999.6234.

F. Brauer, C. P. Dullemond, and Th. Henning. Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. A&A, 480(3) :859–877, March 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20077759.

L. Brookshaw. Solving the Heat Diffusion Equation in SPH (Invited paper). Mem. Soc. Astron. Italiana, 65 :1033, January 1994.

Josh Calcino, Daniel J. Price, Christophe Pinte, Nienke van der Marel, Enrico Ragusa, Giovanni Dipierro, Nicolás Cuello, and Valentin Christiaens. Signatures of an eccentric disc cavity : Dust and gas in IRS 48. MNRAS, 490(2) :2579–2587, December 2019. doi : 10.1093/mnras/stz2770.

A. Cassan, D. Kubas, J. P. Beaulieu, M. Dominik, K. Horne, J. Greenhill, J. Wambsganss, J. Menzies, A. Williams, U. G. Jørgensen, A. Udalski, D. P. Bennett, M. D. Albrow, V. Batista, S. Brillant, J. A. R. Caldwell, A. Cole, Ch. Coutures, K. H. Cook, S. Dieters, D. Dominis Prester, J. Donatowicz, P. Fouqué, K. Hill, N. Kains, S. Kane, J. B. Marquette, R. Martin, K. R. Pollard, K. C. Sahu, C. Vinter, D. Warren, B. Watson, M. Zub, T. Sumi, M. K. Szymański, M. Kubiak, R. Poleski, I. Soszynski, K. Ulaczyk, G. Pietrzyński, and Ł. Wyrzykowski. One or more bound planets per Milky Way star from microlensing observations. Nature, 481(7380) : 167–169, Jan 2012. doi : 10.1038/nature10684.

J. E. Chambers. Making More Terrestrial Planets. Icarus, 152(2) :205–224, August 2001. doi : 10.1006/icar.2001.6639.

E. Chiang, Y. Lithwick, R. Murray-Clay, M. Buie, W. Grundy, and M. Holman. A Brief History of Transneptunian Space. In Bo Reipurth, David Jewitt, and Klaus Keil, editors, *Protostars and Planets V*, page 895, January 2007.

E. I. Chiang and P. Goldreich. Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. ApJ, 490(1) :368–376, Nov 1997a. doi : 10.1086/304869.

E. I. Chiang and P. Goldreich. Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. ApJ, 490(1) :368–376, November 1997b. doi : 10.1086/304869.

Arati Chokshi, A. G. G. M. Tielens, and D. Hollenbach. Dust Coagulation. ApJ, 407 :806, April 1993a. doi : 10.1086/172562.

Arati Chokshi, A. G. G. M. Tielens, and D. Hollenbach. Dust Coagulation. ApJ, 407 :806, April 1993b. doi : 10.1086/172562.

V. Christiaens, S. Casassus, O. Absil, F. Cantalloube, C. Gomez Gonzalez, J. Girard, R. Ramírez, B. Pairet, V. Salinas, D. J. Price, C. Pinte, S. P. Quanz, A. Jordán, D. Mawet, and Z. Wahhaj. Separating extended disc features from the protoplanet in PDS 70 using VLT/SINFONI. MNRAS, 486(4) :5819–5837, July 2019. doi : 10.1093/mnras/stz1232.

F. J. Ciesla and J. N. Cuzzi. The evolution of the water distribution in a viscous protoplanetary disk. Icarus, 181 :178–204, March 2006. doi : 10.1016/j.icarus.2005.11.009.

Lucas A. Cieza, Simon Casassus, John Tobin, Steven P. Bos, Jonathan P. Williams, Sebastian Perez, Zhaohuan Zhu, Claudio Caceres, Hector Canovas, Michael M. Dunham, Antonio Hales, Jose L. Prieto, David A. Principe, Matthias R. Schreiber, Dary Ruiz-Rodriguez, and Alice Zurlo. Imaging the water snow-line during a protostellar outburst. Nature, 535(7611) :258–261, July 2016. doi : 10.1038/nature18612.

L. I. Cleeves. Multiple Carbon Monoxide Snow Lines in Disks Sculpted by Radial Drift. ApJ, 816 :L21, January 2016. doi : 10.3847/2041-8205/816/2/L21.

B. Commerçon, P. Hennebelle, E. Audit, G. Chabrier, and R. Teyssier. Protostellar collapse : a comparison between smoothed particle hydrodynamics and adaptative mesh refinement calculations. A&A, 482(1) :371–385, April 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078591.

R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy. Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100 :32–74, Jan 1928. doi : 10.1007/BF01448839.

A. Crida, A. Morbidelli, and F. Masset. On the width and shape of gaps in protoplanetary disks. Icarus, 181(2) :587–604, April 2006a. doi : 10.1016/j.icarus.2005.10.007.

A. Crida, W. Kley, and Z. Sandor. Damping eccentricity of resonant exoplanets. In J. Bouvier, A. Chalabaev, and C. Charbonnel, editors, *SF2A-2007 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, page 398, July 2007.

Aurelien Crida, A. Morbidelli, and F. Masset. Type II Migration and Cavity Opening in Protoplanetary Disks. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #38*, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, page 63.05, September 2006b.

N. Cuello, J. F. Gonzalez, and F. C. Pignatale. Effects of photophoresis on the dust distribution in a 3D protoplanetary disc. MNRAS, 458(2) :2140–2149, May 2016. doi : 10.1093/mnras/stw396.

Nicolás Cuello, Giovanni Dipierro, Daniel Mentiplay, Daniel J. Price, Christophe Pinte, Jorge Cuadra, Guillaume Laibe, François Ménard, Pedro P. Poblete, and Matías Montesinos. Flybys in protoplanetary discs : I. Gas and dust dynamics. MNRAS, 483 :4114–4139, March 2019. doi : 10.1093/mnras/sty3325.

Nicolás Cuello, Fabien Louvet, Daniel Mentiplay, Christophe Pinte, Daniel J. Price, Andrew J. Winter, Rebecca Nealon, François Ménard, Giuseppe Lodato, Giovanni Dipierro, Valentin Christiaens, Matías Montesinos, Jorge Cuadra, Guillaume Laibe, Lucas Cieza, Ruobing Dong, and Richard Alexander. Flybys in protoplanetary discs - II. Observational signatures. MNRAS, 491(1) :504–514, January 2020. doi : 10.1093/mnras/stz2938.

Jeffrey N. Cuzzi and Kevin J. Zahnle. Material Enhancement in Protoplanetary Nebulae by Particle Drift through Evaporation Fronts. ApJ, 614(1) :490–496, October 2004. doi : 10.1086/423611.

Jeffrey N. Cuzzi, Anthony R. Dobrovolskis, and Joelle M. Champney. Particle-Gas Dynamics in the Midplane of a Protoplanetary Nebula. Icarus, 106(1) :102–134, November 1993. doi : 10.1006/icar.1993.1161.

Paola D'Alessio, Jorge Cantö, Nuria Calvet, and Susana Lizano. Accretion Disks around Young Objects. I. The Detailed Vertical Structure. ApJ, 500(1) :411–427, Jun 1998. doi : 10.1086/305702.

Caroline de Beule, Thorben Kelling, Gerhard Wurm, Jens Teiser, and Tim Jankowski. From Planetesimals to Dust : Low-gravity Experiments on Recycling Solids at the Inner Edges of Protoplanetary Disks. ApJ, 763(1) :11, January 2013. doi : 10.1088/0004-637X/763/1/11.

M. de Val-Borro, R. G. Edgar, P. Artymowicz, P. Ciecielag, P. Cresswell, G. D'Angelo, E. J. Delgado-Donate, G. Dirksen, S. Fromang, A. Gawryszczak, H. Klahr, W. Kley, W. Lyra, F. Masset, G. Mellema, R. P. Nelson, S. J. Paardekooper, A. Peplinski, A. Pierens, T. Plewa, K. Rice, C. Schäfer, and R. Speith. A comparative study of disc-planet interaction. MNRAS, 370(2) :529–558, August 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10488.x.

R. L. Dickman, W. B. Somerville, D. C. B. Whittet, D. McNally, and J. C. Blades. Abundances of carbon-bearing diatomic molecules in diffuse interstellar clouds. ApJS, 53 :55–72, September 1983. doi : 10.1086/190883.

G. Dipierro and G. Laibe. An opening criterion for dust gaps in protoplanetary discs. MNRAS, 469 :1932–1948, August 2017. doi : 10.1093/mnras/stx977.

Giovanni Dipierro, Daniel Price, Guillaume Laibe, Kieran Hirsh, Alice Cerioli, and Giuseppe Lodato. On planet formation in HL Tau. MNRAS, 453(1) :L73–L77, October 2015. doi : 10.1093/mnrasl/slv105.

Giovanni Dipierro, Guillaume Laibe, Richard Alexander, and Mark Hutchison. Gas and multispecies dust dynamics in viscous protoplanetary discs : the importance of the dust back-reaction. MNRAS, 479(3) :4187–4206, Sep 2018. doi : 10.1093/mnras/sty1701.

C. Dominik and A. G. G. M. Tielens. The Physics of Dust Coagulation and the Structure of Dust Aggregates in Space. ApJ, 480 :647–673, May 1997. doi : 10.1086/303996.

Ruobing Dong, Shengtai Li, Eugene Chiang, and Hui Li. Multiple disk gaps and rings generated by a single super-earth. *The Astrophysical Journal*, 843(2) :127, jul 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa72f2. URL https://doi.org/10.3847%2F1538-4357%2Faa72f2.

Ruobing Dong, Shengtai Li, Eugene Chiang, and Hui Li. Multiple Disk Gaps and Rings Generated by a Single Super-Earth. II. Spacings, Depths, and Number of Gaps, with Application to Real Systems. ApJ, 866(2) :110, October 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aadadd.

J. Drążkowska and Y. Alibert. Planetesimal formation starts at the snow line. A&A, 608 :A92, December 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731491.

J. Drążkowska, Y. Alibert, and B. Moore. Close-in planetesimal formation by pile-up of drifting pebbles. A&A, 594 :A105, October 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201628983.

B. Dubrulle, G. Morfill, and M. Sterzik. The dust subdisk in the protoplanetary nebula. Icarus, 114(2) :237–246, April 1995. doi : 10.1006/icar.1995.1058.

C. P. Dullemond and C. Dominik. Dust coagulation in protoplanetary disks : A rapid depletion of small grains. A&A, 434 :971–986, May 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042080.

C. P. Dullemond, C. Dominik, and A. Natta. Passive Irradiated Circumstellar Disks with an Inner Hole. ApJ, 560(2) :957–969, Oct 2001. doi : 10.1086/323057.

C. Dürmann and W. Kley. Migration of massive planets in accreting disks. A&A, 574 :A52, February 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424837.

Paul S. Epstein. On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases. *Physical Review*, 23(6) :710–733, Jun 1924. doi : 10.1103/PhysRev.23.710.

D. Fedele, M. Carney, M. R. Hogerheijde, C. Walsh, A. Miotello, P. Klaassen, S. Bruderer, Th. Henning, and E. F. van Dishoeck. ALMA unveils rings and gaps in the protoplanetary system <ASTROBJ>HD 169142</ASTROBJ> : signatures of two giant protoplanets. A&A, 600 : A72, April 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629860.

Rachel B. Fernandes, Gijs D. Mulders, Ilaria Pascucci, Christoph Mordasini, and Alexandre Emsenhuber. Hints for a Turnover at the Snow Line in the Giant Planet Occurrence Rate. ApJ, 874(1) :81, Mar 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab0300.

Richard Fitzpatrick. *An Introduction to Celestial Mechanics*. 2012.

L. Fouchet, S. T. Maddison, J. F. Gonzalez, and J. R. Murray. The effect of a planet on the dust distribution in a 3D protoplanetary disk. A&A, 474(3) :1037–1047, November 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20077586.

L. Fouchet, J. F. Gonzalez, and S. T. Maddison. Planet gaps in the dust layer of 3D protoplanetary disks. I. Hydrodynamical simulations of T Tauri disks. A&A, 518 :A16, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913778.

S. Fromang and J. Papaloizou. Dust settling in local simulations of turbulent protoplanetary disks. A&A, 452(3) :751–762, June 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054612.

David A. Fulk and Dennis W. Quinn. An Analysis of 1-D Smoothed Particle Hydrodynamics Kernels. *Journal of Computational Physics*, 126(1) :165–180, June 1996. doi : 10.1006/jcph.1996.0128.

Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, C. Babusiaux, C. A. L. Bailer-Jones, M. Biermann, D. W. Evans, L. Eyer, F. Jansen, C. Jordi, S. A. Klioner, U. Lammers, L. Lindegren, X. Luri, F. Mignard, C. Panem, D. Pourbaix, S. Randich, P. Sartoretti, H. I. Siddiqui, C. Soubiran, F. van Leeuwen, N. A. Walton, F. Arenou, U. Bastian, M. Cropper, R. Drimmel, D. Katz, M. G. Lattanzi, J. Bakker, C. Cacciari, J. Castañeda, L. Chaoul, N. Cheek, F. De Angeli, C. Fabricius, R. Guerra, B. Holl, E. Masana, R. Messineo, N. Mowlavi, K. Nienartowicz, P. Panuzzo, J. Portell, M. Riello, G. M. Seabroke, P. Tanga, F. Thévenin, G. Gracia-Abril, G. Comoretto, M. Garcia-Reinaldos, D. Teyssier, M. Altmann, R. Andrae, M. Audard, I. Bellas-Velidis, K. Benson, J. Berthier, R. Blomme, P. Burgess, G. Busso, B. Carry, A. Cellino, G. Clementini, M. Clotet, O. Creevey, M. Davidson, J. De Ridder, L. Delchambre, A. Dell'Oro, C. Ducourant, J. Fernández-Hernández, M. Fouesneau, Y. Frémat, L. Galluccio, M. García-Torres, J. González-Núñez, J. J. González-Vidal, E. Gosset, L. P. Guy, J. L. Halbwachs, N. C. Hambly, D. L. Harrison, J. Hernández, D. Hestroffer, S. T. Hodgkin, A. Hutton, G. Jasniewicz, A. Jean-Antoine-Piccolo, S. Jordan, A. J. Korn,

A. Krone-Martins, A. C. Lanzafame, T. Lebzelter, W. Löffler, M. Manteiga, P. M. Marrese, J. M. Martín-Fleitas, A. Moitinho, A. Mora, K. Muinonen, J. Osinde, E. Pancino, T. Pauwels, J. M. Petit, A. Recio-Blanco, P. J. Richards, L. Rimoldini, A. C. Robin, L. M. Sarro, C. Siopis, M. Smith, A. Sozzetti, M. Süveges, J. Torra, W. van Reeven, U. Abbas, A. Abreu Aramburu, S. Accart, C. Aerts, G. Altavilla, M. A. Álvarez, R. Alvarez, J. Alves, R. I. Anderson, A. H. Andrei, E. Anglada Varela, E. Antiche, T. Antoja, B. Arcay, T. L. Astraatmadja, N. Bach, S. G. Baker, L. Balaguer-Núñez, P. Balm, C. Barache, C. Barata, D. Barbato, F. Barblan, P. S. Barklem, D. Barrado, M. Barros, M. A. Barstow, S. Bartholomé Muñoz, J. L. Bassilana, U. Becciani, M. Bellazzini, A. Berihuete, S. Bertone, L. Bianchi, O. Bienaymé, S. Blanco-Cuaresma, T. Boch, C. Boeche, A. Bombrun, R. Borrachero, D. Bossini, S. Bouquillon, G. Bourda, A. Bragaglia, L. Bramante, M. A. Breddels, A. Bressan, N. Brouillet, T. Brüsemeister, E. Brugaletta, B. Bucciarelli, A. Burlacu, D. Busonero, A. G. Butkevich, R. Buzzi, E. Caffau, R. Cancelliere, G. Cannizzaro, T. Cantat-Gaudin, R. Carballo, T. Carlucci, J. M. Carrasco, L. Casamiquela, M. Castellani, A. Castro-Ginard, P. Charlot, L. Chemin, A. Chiavassa, G. Cocozza, G. Costigan, S. Cowell, F. Crifo, M. Crosta, C. Crowley, J. Cuypers, C. Dafonte, Y. Damerdji, A. Dapergolas, P. David, M. David, P. de Laverny, F. De Luise, R. De March, D. de Martino, R. de Souza, A. de Torres, J. Debosscher, E. del Pozo, M. Delbo, A. Delgado, H. E. Delgado, P. Di Matteo, S. Diakite, C. Diener, E. Distefano, C. Dolding, P. Drazinos, J. Durán, B. Edvardsson, H. Enke, K. Eriksson, P. Esquej, G. Eynard Bontemps, C. Fabre, M. Fabrizio, S. Faigler, A. J. Falcão, M. Farràs Casas, L. Federici, G. Fedorets, P. Fernique, F. Figueras, F. Filippi, K. Findeisen, A. Fonti, E. Fraile, M. Fraser, B. Frézouls, M. Gai, S. Galleti, D. Garabato, F. García-Sedano, A. Garofalo, N. Garralda, A. Gavel, P. Gavras, J. Gerssen, R. Geyer, P. Giacobbe, G. Gilmore, S. Girona, G. Giuffrida, F. Glass, M. Gomes, M. Granvik, A. Gueguen, A. Guerrier, J. Guiraud, R. Gutiérrez-Sánchez, R. Haigron, D. Hatzidimitriou, M. Hauser, M. Haywood, U. Heiter, A. Helmi, J. Heu, T. Hilger, D. Hobbs, W. Hofmann, G. Holland, H. E. Huckle, A. Hypki, V. Icardi, K. Janßen, G. Jevardat de Fombelle, P. G. Jonker, Á. L. Juhász, F. Julbe, A. Karampelas, A. Kewley, J. Klar, A. Kochoska, R. Kohley, K. Kolenberg, M. Kontizas, E. Kontizas, S. E. Koposov, G. Kordopatis, Z. Kostrzewa-Rutkowska, P. Koubsky, S. Lambert, A. F. Lanza, Y. Lasne, J. B. Lavigne, Y. Le Fustec, C. Le Poncin-Lafitte, Y. Lebreton, S. Leccia, N. Leclerc, I. Lecoeur-Taibi, H. Lenhardt, F. Leroux, S. Liao, E. Licata, H. E. P. Lindstrøm, T. A. Lister, E. Livanou, A. Lobel, M. López, S. Managau, R. G. Mann, G. Mantelet, O. Marchal, J. M. Marchant, M. Marconi, S. Marinoni, G. Marschalkó, D. J. Marshall, M. Martino, G. Marton, N. Mary, D. Massari, G. Matijevič, T. Mazeh, P. J. McMillan, S. Messina, D. Michalik, N. R. Millar, D. Molina, R. Molinaro, L. Molnár, P. Montegriffo, R. Mor, R. Morbidelli, T. Morel, D. Morris, A. F. Mulone, T. Muraveva, I. Musella, G. Nelemans, L. Nicastro, L. Noval, W. O'Mullane, C. Ordénovic, D. Ordóñez-Blanco, P. Osborne, C. Pagani, I. Pagano, F. Pailler, H. Palacin, L. Palaversa, A. Panahi, M. Pawlak, A. M. Piersimoni, F. X. Pineau, E. Plachy, G. Plum, E. Poggio, E. Poujoulet, A. Prša, L. Pulone, E. Racero, S. Ragaini, N. Rambaux, M. Ramos-Lerate, S. Regibo, C. Reylé, F. Riclet, V. Ripepi, A. Riva, A. Rivard, G. Rixon, T. Roegiers, M. Roelens, M. Romero-Gómez, N. Rowell, F. Royer, L. Ruiz-Dern, G. Sadowski, T. Sagristà Sellés, J. Sahlmann, J. Salgado, E. Salguero, N. Sanna, T. Santana-Ros, M. Sarasso, H. Savietto, M. Schultheis, E. Sciacca, M. Segol, J. C. Segovia, D. Ségransan, I. C. Shih, L. Siltala, A. F. Silva, R. L. Smart, K. W. Smith, E. Solano, F. Solitro, R. Sordo, S. Soria Nieto, J. Souchay, A. Spagna, F. Spoto, U. Stampa, I. A. Steele, H. Steidelmüller, C. A. Stephenson, H. Stoev, F. F. Suess, J. Surdej, L. Szabados, E. Szegedi-Elek, D. Tapiador, F. Taris, G. Tauran, M. B. Taylor, R. Teixeira, D. Terrett, P. Teyssand ier, W. Thuillot, A. Titarenko, F. Torra Clotet, C. Turon, A. Ulla, E. Utrilla, S. Uzzi, M. Vaillant, G. Valentini, V. Valette, A. van Elteren, E. Van Hemelryck, M. van Leeuwen, M. Vaschetto, A. Vecchiato, J. Veljanoski, Y. Viala, D. Vicente, S. Vogt, C. von Essen, H. Voss, V. Votruba, S. Voutsinas, G. Walmsley, M. Weiler, O. Wertz, T. Wevers, Ł. Wyrzykowski, A. Yoldas, M. Žerjal, H. Ziaeepour, J. Zorec, S. Zschocke, S. Zucker, C. Zurbach, and T. Zwitter. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties. A&A, 616 :A1, August 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201833051.

Charles F. Gammie. Layered Accretion in T Tauri Disks. ApJ, 457 :355, January 1996. doi : 10.1086/176735.

Matías Gárate, Til Birnstiel, Joanna Drazkowska, and Sebastian Markus Stammler. Gas accretion damped by dust back-reaction at the snowline. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1906.07708, Jun 2019.

P. Garaud, L. Barrière-Fouchet, and D. N. C. Lin. Individual and Average Behavior of Particles in a Protoplanetary Nebula. ApJ, 603(1) :292–306, March 2004. doi : 10.1086/381385.

Anthony Garcia. *Evolution of grain porosity during growth : a solution to planetary formation barriers ?* Phd thesis, Université de Lyon, September 2018. URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01977317.

Anthony J. L. Garcia and Jean-François Gonzalez. Evolution of porous dust grains in protoplanetary discs - I. Growing grains. MNRAS, 493(2) :1788–1800, April 2020. doi : 10.1093/mnras/staa382.

R. T. Garrod and T. Pauly. On the Formation of CO_2 and Other Interstellar Ices. ApJ, 735 : 15, July 2011. doi : 10.1088/0004-637X/735/1/15.

R. A. Gingold and J. J. Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics : theory and application to non-spherical stars. MNRAS, 181 :375–389, November 1977. doi : 10.1093/mnras/181.3.375.

R. A. Gingold and J. J. Monaghan. Kernel estimates as a basis for general particle methods in hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 46 :429–453, June 1982. doi : 10.1016/0021-9991(82)90025-0.

P. Goldreich and S. Tremaine. The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential. ApJ, 233 :857–871, November 1979. doi : 10.1086/157448.

P. Goldreich and S. Tremaine. Disk-satellite interactions. ApJ, 241 :425–441, October 1980. doi : 10.1086/158356.

P. Goldreich and W. R. Ward. The Formation of Planetesimals. ApJ, 183 :1051–1062, August 1973. doi : 10.1086/152291.

R. Gomes, H. F. Levison, K. Tsiganis, and A. Morbidelli. Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets. Nature, 435(7041) :466–469, May 2005. doi : 10.1038/nature03676.

J.-F. Gonzalez, G. Laibe, S. T. Maddison, C. Pinte, and F. Ménard. The accumulation and trapping of grains at planet gaps : Effects of grain growth and fragmentation. Planet. Space Sci., 116 :48–56, October 2015. doi : 10.1016/j.pss.2015.05.018.

J.-F. Gonzalez, G. Laibe, and S. T. Maddison. Self-induced dust traps : overcoming planet formation barriers. MNRAS, 467 :1984–1996, May 2017a. doi : 10.1093/mnras/stx016.

J. F. Gonzalez, G. Laibe, and S. T. Maddison. Erratum : Self-induced dust traps : overcoming planet formation barriers. MNRAS, 472(1) :1162–1162, November 2017b. doi : 10.1093/mnras/stx2024.

C. A. Grady, G. Schneider, K. Hamaguchi, M. L. Sitko, W. J. Carpenter, D. Hines, K. A. Collins, G. M. Williger, B. E. Woodgate, Th. Henning, F. Ménard, D. Wilner, R. Petre, P. Palunas, A. Quirrenbach, III Nuth, J. A., M. D. Silverstone, and J. S. Kim. The Disk and Environment of a Young Vega Analog : HD 169142. ApJ, 665(2) :1391–1406, August 2007. doi : 10.1086/519757.

Oliver Gressel, Neal J. Turner, Richard P. Nelson, and Colin P. McNally. Global Simulations of Protoplanetary Disks With Ohmic Resistivity and Ambipolar Diffusion. ApJ, 801(2) :84, March 2015. doi : 10.1088/0004-637X/801/2/84.

C. A. Guerrero, V. G. Orlov, M. A. Monroy-Rodríguez, and V. V. Voitsekhovich. Stellar Multiplicity of the Open Cluster ASCC 113. AJ, 147(2) :28, February 2014. doi : 10.1088/0004-6256/147/2/28.

G. Guidi, M. Tazzari, L. Testi, I. de Gregorio-Monsalvo, C. J. Chandler, L. Pérez, A. Isella, A. Natta, S. Ortolani, T. Henning, S. Corder, H. Linz, S. Andrews, D. Wilner, L. Ricci, J. Carpenter, A. Sargent, L. Mundy, S. Storm, N. Calvet, C. Dullemond, J. Greaves, J. Lazio, A. Deller, and W. Kwon. Dust properties across the CO snowline in the HD 163296 disk from ALMA and VLA observations. A&A, 588 :A112, April 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527516.

Erik Gullbring, Lee Hartmann, Cesar Briceño, and Nuria Calvet. Disk Accretion Rates for T Tauri Stars. ApJ, 492(1) :323–341, January 1998. doi : 10.1086/305032.

B. Gundlach, S. Kilias, E. Beitz, and J. Blum. Micrometer-sized ice particles for planetary-science experiments - I. Preparation, critical rolling friction force, and specific surface energy. Icarus, 214(2) :717–723, August 2011. doi : 10.1016/j.icarus.2011.05.005.

C. Güttler, J. Blum, A. Zsom, C. W. Ormel, and C. P. Dullemond. The outcome of protoplanetary dust growth : pebbles, boulders, or planetesimals ?. I. Mapping the zoo of laboratory collision experiments. A&A, 513 :A56, April 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200912852.

N. Haghighipour. Growth and sedimentation of dust particles in the vicinity of local pressure enhancements in a solar nebula. MNRAS, 362 :1015–1024, September 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09362.x.

Francis H. Harlow and J. Eddie Welch. Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface. *Physics of Fluids*, 8(12) :2182–2189, December 1965. doi : 10.1063/1.1761178.

C. Hayashi. Formation of the planets. In D. Sugimoto, D. Q. Lamb, and D. N. Schramm, editors, *Fundamental Problems in the Theory of Stellar Evolution*, volume 93 of *IAU Symposium*, pages 113–126, Jan 1981.

C. Hayashi and Y. Nakagawa. Size Distribution of Grains Growing by Thermal Grain-Grain Collision. *Progress of Theoretical Physics*, 54(1) :93–103, July 1975. doi : 10.1143/PTP.54.93.

Jesús Hernández, Lee Hartmann, Nuria Calvet, R. D. Jeffries, R. Gutermuth, J. Muzerolle, and J. Stauffer. A Spitzer View of Protoplanetary Disks in the γ Velorum Cluster. ApJ, 686(2) : 1195–1208, October 2008. doi : 10.1086/591224.

R. W. Hockney and J. W. Eastwood. *Computer Simulation Using Particles*. 1981.

David Hollenbach, Michael J. Kaufman, Edwin A. Bergin, and Gary J. Melnick. Water, O_2, and Ice in Molecular Clouds. ApJ, 690(2) :1497–1521, January 2009. doi : 10.1088/0004-637X/690/2/1497.

Kazuaki Homma, Satoshi Okuzumi, Taishi Nakamoto, and Yuta Ueda. Rocky Planetesimal Formation Aided by Organics. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1905.03029, May 2019.

M. Honda, Koen Maaskant, Y. K. Okamoto, H. Kataza, M. Fukagawa, L. B. F. M. Waters, C. Dominik, A. G. G. M. Tielens, G. D. Mulders, M. Min, T. Yamashita, T. Fujiyoshi, T. Miyata, S. Sako, I. Sakon, H. Fujiwara, and T. Onaka. Mid-infrared Imaging of the Transitional Disk of HD 169142 : Measuring the Size of the Gap. ApJ, 752(2) :143, June 2012. doi : 10.1088/0004-637X/752/2/143.

Jane Huang, Sean M. Andrews, Cornelis P. Dullemond, Andrea Isella, Laura M. Pérez, Viviana V. Guzmán, Karin I. Öberg, Zhaohuan Zhu, Shangjia Zhang, and Xue-Ning Bai. The Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP). II. Characteristics of Annular Substructures. ApJ, 869(2) :L42, Dec 2018. doi : 10.3847/2041-8213/aaf740.

Mark Hutchison, Daniel J. Price, and Guillaume Laibe. MULTIGRAIN : a smoothed particle hydrodynamic algorithm for multiple small dust grains and gas. MNRAS, 476(2) :2186–2198, May 2018. doi : 10.1093/mnras/sty367.

Mark A. Hutchison, Daniel J. Price, Guillaume Laibe, and Sarah T. Maddison. On dust entrainment in photoevaporative winds. MNRAS, 461(1) :742–759, September 2016. doi : 10.1093/mnras/stw1126.

Ryuki Hyodo, Shigeru Ida, and Sébastien Charnoz. Formation of rocky and icy planetesimals inside and outside the snow line : effects of diffusion, sublimation, and back-reaction. A&A, 629 :A90, September 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201935935.

S. Ida and T. Guillot. Formation of dust-rich planetesimals from sublimated pebbles inside of the snow line. A&A, 596 :L3, November 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201629680.

Masahiro Ikoma, Kiyoshi Nakazawa, and Hiroyuki Emori. Formation of Giant Planets : Dependences on Core Accretion Rate and Grain Opacity. ApJ, 537(2) :1013–1025, July 2000. doi : 10.1086/309050.

M. Ilgner and R. P. Nelson. On the ionisation fraction in protoplanetary disks. I. Comparing different reaction networks. A&A, 445(1) :205–222, January 2006. doi : 10.1051/0004-6361: 20053678.

Andrew P. Ingersoll. Atmospheric Dynamics of the Outer Planets. *Science*, 248(4953) :308–315, April 1990. doi : 10.1126/science.248.4953.308.

Shu-Ichiro Inutsuka. Reformulation of Smoothed Particle Hydrodynamics with Riemann Solver. *Journal of Computational Physics*, 179(1) :238–267, June 2002. doi : 10.1006/jcph.2002.7053.

Emmanuel Jacquet, Steven Balbus, and Henrik Latter. On linear dust-gas streaming instabilities in protoplanetary discs. MNRAS, 415(4) :3591–3598, August 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966. 2011.18971.x.

Etienne Jaupart and Guillaume Laibe. Channels for streaming instability in dusty discs. MNRAS, 492(4) :4591–4598, March 2020. doi : 10.1093/mnras/staa057.

J. H. Jeans. The Stability of a Spherical Nebula. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 199 :1–53, January 1902. doi : 10.1098/rsta.1902.0012.

Jun Ji and Joel N. Bregman. Binary Frequencies in a Sample of Globular Clusters. I. Methodology and Initial Results. ApJ, 768(2) :158, May 2013. doi : 10.1088/0004-637X/768/2/158.

A. Johansen and A. Youdin. Protoplanetary Disk Turbulence Driven by the Streaming Instability : Nonlinear Saturation and Particle Concentration. ApJ, 662(1) :627–641, June 2007. doi : 10.1086/516730.

A. Johansen, J. Blum, H. Tanaka, C. Ormel, M. Bizzarro, and H. Rickman. The Multifaceted Planetesimal Formation Process. In Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, and Thomas Henning, editors, *Protostars and Planets VI*, page 547, January 2014. doi : 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch024.

Kazuhiro D. Kanagawa, Takahiro Ueda, Takayuki Muto, and Satoshi Okuzumi. Effect of Dust Radial Drift on Viscous Evolution of Gaseous Disk. ApJ, 844(2) :142, Aug 2017. doi : 10. 3847/1538-4357/aa7ca1.

A. Kataoka, H. Tanaka, S. Okuzumi, and K. Wada. Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression. A&A, 557 :L4, September 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201322151.

S. J. Kenyon and L. Hartmann. Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars : Disk Flaring and Limits on Accretion. ApJ, 323 :714, December 1987. doi : 10.1086/165866.

M. Keppler, M. Benisty, A. Müller, Th. Henning, R. van Boekel, F. Cantalloube, C. Ginski, R. G. van Holstein, A. L. Maire, A. Pohl, M. Samland , H. Avenhaus, J. L. Baudino, A. Boccaletti, J. de Boer, M. Bonnefoy, G. Chauvin, S. Desidera, M. Langlois, C. Lazzoni, G. D. Marleau, C. Mordasini, N. Pawellek, T. Stolker, A. Vigan, A. Zurlo, T. Birnstiel, W. Brandner, M. Feldt, M. Flock, J. Girard, R. Gratton, J. Hagelberg, A. Isella, M. Janson, A. Juhasz, J. Kemmer,

Q. Kral, A. M. Lagrange, R. Launhardt, A. Matter, F. Ménard, J. Milli, P. Mollière, J. Olofsson, L. Pérez, P. Pinilla, C. Pinte, S. P. Quanz, T. Schmidt, S. Udry, Z. Wahhaj, J. P. Williams, E. Buenzli, M. Cudel, C. Dominik, R. Galicher, M. Kasper, J. Lannier, D. Mesa, D. Mouillet, S. Peretti, C. Perrot, G. Salter, E. Sissa, F. Wildi, L. Abe, J. Antichi, J. C. Augereau, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Bazzon, J. L. Beuzit, P. Blanchard, S. S. Brems, T. Buey, V. De Caprio, M. Carbillet, M. Carle, E. Cascone, A. Cheetham, R. Claudi, A. Costille, A. Delboulbé, K. Dohlen, D. Fantinel, P. Feautrier, T. Fusco, E. Giro, L. Gluck, C. Gry, N. Hubin, E. Hugot, M. Jaquet, D. Le Mignant, M. Llored, F. Madec, Y. Magnard, P. Martinez, D. Maurel, M. Meyer, O. Möller-Nilsson, T. Moulin, L. Mugnier, A. Origné, A. Pavlov, D. Perret, C. Petit, J. Pragt, P. Puget, P. Rabou, J. Ramos, F. Rigal, S. Rochat, R. Roelfsema, G. Rousset, A. Roux, B. Salasnich, J. F. Sauvage, A. Sevin, C. Soenke, E. Stadler, M. Suarez, M. Turatto, and L. Weber. Discovery of a planetary-mass companion within the gap of the transition disk around PDS 70. A&A, 617 :A44, September 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201832957.

H. H. Klahr and P. Bodenheimer. Turbulence in Accretion Disks : Vorticity Generation and Angular Momentum Transport via the Global Baroclinic Instability. ApJ, 582(2) :869–892, January 2003. doi : 10.1086/344743.

Hiroshi Kobayashi and Hidekazu Tanaka. Fragmentation model dependence of collision cascades. Icarus, 206(2) :735–746, April 2010. doi : 10.1016/j.icarus.2009.10.004.

A. Kovetz and B. Olund. The effect of coalescence and condensation on rain formation in a cloud of finite vertical extent. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 26(5) :1060–1065, 1969. doi : 10.1175/1520-0469(1969)026<1060:TEOCAC>2.0.CO;2. URL https://doi.org/10.1175/1520-0469(1969)026<1060:TEOCAC>2.0.CO;2.

Leonardo Krapp, Pablo Benítez-Llambay, Oliver Gressel, and Martin E. Pessah. Streaming Instability for Particle-Size Distributions. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1905.13139, May 2019.

G. A. Krasinsky, E. V. Pitjeva, M. V. Vasilyev, and E. I. Yagudina. Hidden Mass in the Asteroid Belt. Icarus, 158(1) :98–105, July 2002. doi : 10.1006/icar.2002.6837.

S. Krijt, C. W. Ormel, C. Dominik, and A. G. G. M. Tielens. A panoptic model for planetesimal formation and pebble delivery. A&A, 586 :A20, Feb 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527533.

Sebastiaan Krijt and Fred J. Ciesla. Dust Diffusion and Settling in the Presence of Collisions : Trapping (sub)micron Grains in the Midplane. ApJ, 822(2) :111, May 2016. doi : 10.3847/0004-637X/822/2/111.

S. Kwok. Radiation pressure on grains as a mechanism for mass loss in red giants. ApJ, 198 : 583–591, Jun 1975. doi : 10.1086/153637.

C. J. Lada and B. A. Wilking. The nature of the embedded population in the rho Ophiuchi dark cloud : mid-infrared observations. ApJ, 287 :610–621, December 1984. doi : 10.1086/162719.

G. Laibe and D. J. Price. Dusty gas with smoothed particle hydrodynamics - I. Algorithm and test suite. *MNRAS*, 420 :2345–2364, March 2012a. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20202.x.

G. Laibe, J.-F. Gonzalez, L. Fouchet, and S. T. Maddison. SPH simulations of grain growth in protoplanetary disks. A&A, 487 :265–270, August 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809522.

G. Laibe, J.-F. Gonzalez, and S. T. Maddison. Revisiting the "radial-drift barrier" of planet formation and its relevance in observed protoplanetary discs. A&A, 537 :A61, January 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201015349.

Guillaume Laibe and Daniel J. Price. Dusty gas with smoothed particle hydrodynamics - II. Implicit timestepping and astrophysical drag regimes. MNRAS, 420(3) :2365–2376, March 2012b. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20201.x.

Guillaume Laibe and Daniel J. Price. Dusty gas with one fluid. MNRAS, 440(3) :2136–2146, May 2014a. doi : 10.1093/mnras/stu355.

Guillaume Laibe and Daniel J. Price. Dusty gas with one fluid in smoothed particle hydrodynamics. MNRAS, 440(3) :2147–2163, May 2014b. doi : 10.1093/mnras/stu359.

Guillaume Laibe, Jean-François Gonzalez, Sarah T. Maddison, and Elisabeth Crespe. Growing dust grains in protoplanetary discs - III. Vertical settling. MNRAS, 437(4) :3055–3062, February 2014. doi : 10.1093/mnras/stt1929.

R. B. Larson. Turbulence and star formation in molecular clouds. MNRAS, 194 :809–826, March 1981. doi : 10.1093/mnras/194.4.809.

J. C. Lattanzio, J. J. Monaghan, H. Pongracic, and M. P. Schwarz. Interstellar Cloud Collisions. MNRAS, 215 :125, July 1985. doi : 10.1093/mnras/215.2.125.

M. Lecar, M. Podolak, D. Sasselov, and E. Chiang. On the Location of the Snow Line in a Protoplanetary Disk. ApJ, 640 :1115–1118, April 2006. doi : 10.1086/500287.

D. N. C. Lin and J. Papaloizou. Tidal torques on accretion discs in binary systems with extreme mass ratios. MNRAS, 186 :799–812, March 1979. doi : 10.1093/mnras/186.4.799.

J. J. Lissauer and G. R. Stewart. Growth of planets from planetesimals. In E. H. Levy and J. I. Lunine, editors, *Protostars and Planets III*, pages 1061–1088, 1993.

Giuseppe Lodato and Daniel J. Price. On the diffusive propagation of warps in thin accretion discs. MNRAS, 405(2) :1212–1226, June 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16526.x.

Katharina Lodders. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. ApJ, 591(2) :1220–1247, July 2003. doi : 10.1086/375492.

Pablo Lorén-Aguilar and Matthew R. Bate. Toroidal vortices and the conglomeration of dust into rings in protoplanetary discs. MNRAS, 453(1) :L78–L82, October 2015. doi : 10.1093/mnrasl/slv109.

Pablo Lorén-Aguilar and Matthew R. Bate. Toroidal vortices as a solution to the dust migration problem. MNRAS, 457(1) :L54–L58, March 2016. doi : 10.1093/mnrasl/slv206.

F. Louvet, C. Dougados, S. Cabrit, D. Mardones, F. Ménard, B. Tabone, C. Pinte, and W. R. F. Dent. The HH30 edge-on T Tauri star. A rotating and precessing monopolar outflow scrutinized by ALMA. A&A, 618 :A120, October 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201731733.

L. B. Lucy. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. AJ, 82 :1013–1024, December 1977. doi : 10.1086/112164.

Rodrigo Luger, Marko Sestovic, Ethan Kruse, Simon L. Grimm, Brice-Olivier Demory, Eric Agol, Emeline Bolmont, Daniel Fabrycky, Catarina S. Fernandes, Valérie Van Grootel, Adam Burgasser, Michaël Gillon, James G. Ingalls, Emmanuël Jehin, Sean N. Raymond, Franck Selsis, Amaury H. M. J. Triaud, Thomas Barclay, Geert Barentsen, Steve B. Howell, Laetitia Delrez, Julien de Wit, Daniel Foreman-Mackey, Daniel L. Holdsworth, Jérémy Leconte, Susan Lederer, Martin Turbet, Yaseen Almleaky, Zouhair Benkhaldoun, Pierre Magain, Brett M. Morris, Kevin Heng, and Didier Queloz. A seven-planet resonant chain in TRAPPIST-1. *Nature Astronomy*, 1 :0129, June 2017. doi : 10.1038/s41550-017-0129.

D. Lynden-Bell and J. E. Pringle. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. MNRAS, 168 :603–637, September 1974. doi : 10.1093/mnras/168.3.603.

W. Lyra and H. Klahr. The baroclinic instability in the context of layered accretion. Self-sustained vortices and their magnetic stability in local compressible unstratified models of protoplanetary disks. A&A, 527 :A138, March 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015568.

E. Macías, G. Anglada, M. Osorio, J. M. Torrelles, C. Carrasco-González, J. F. Gómez, L. F. Rodríguez, and A. Sierra. Imaging a Central Ionized Component, a Narrow Ring, and the CO Snowline in the Multigapped Disk of HD 169142. ApJ, 838 :97, April 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa6620.

Enrique Macías, Catherine C. Espaillat, Mayra Osorio, Guillem Anglada, José M. Torrelles, Carlos Carrasco-González, Mario Flock, Hendrik Linz, Gesa H. M. Bertrang, Thomas Henning, José F. Gómez, Nuria Calvet, and William R. F. Dent. Characterization of Ring Substructures in the Protoplanetary Disk of HD 169142 from Multiwavelength Atacama Large Millimeter/submillimeter Array Observations. ApJ, 881(2) :159, Aug 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab31a2.

Sarah Maddison. *Gravitational Instabilities in Protostellar Disks.* Phd thesis, Monash University, 1998.

R. G. Martin and M. Livio. On the Evolution of the CO Snow Line in Protoplanetary Disks. ApJ, 783 :L28, March 2014. doi : 10.1088/2041-8205/783/2/L28.

F. Masset and M. Snellgrove. Reversing type II migration : resonance trapping of a lighter giant protoplanet. MNRAS, 320(4) :L55–L59, February 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04159.x.

F. S. Masset. The co-orbital corotation torque in a viscous disk : Numerical simulations. A&A, 387 :605–623, May 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020240.

F. S. Masset and P. Benítez-Llambay. Horseshoe Drag in Three-dimensional Globally Isothermal Disks. ApJ, 817(1) :19, January 2016. doi : 10.3847/0004-637X/817/1/19.

F. S. Masset and J. C. B. Papaloizou. Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters. ApJ, 588(1) :494–508, May 2003. doi : 10.1086/373892.

G. S. Mathews, P. D. Klaassen, A. Juhász, D. Harsono, E. Chapillon, E. F. van Dishoeck, D. Espada, I. de Gregorio-Monsalvo, A. Hales, M. R. Hogerheijde, J. C. Mottram, M. G. Rawlings, S. Takahashi, and L. Testi. ALMA imaging of the CO snowline of the HD 163296 disk with DCO^+. A&A, 557 :A132, September 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321600.

B. Matthews. Astrophysics : Variable snow lines affect planet formation. Nature, 535 :237–238, July 2016. doi : 10.1038/535237a.

Michel Mayor and Didier Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. Nature, 378 (6555) :355–359, November 1995. doi : 10.1038/378355a0.

Z. Meglicki, D. Wickramasinghe, and G. V. Bicknell. Three-Dimensional Structure of Truncated Accretion Discs in Close Binaries. MNRAS, 264 :691, October 1993. doi : 10.1093/mnras/264.3.691.

H. Meheut, F. Casse, P. Varniere, and M. Tagger. Rossby wave instability and three-dimensional vortices in accretion disks. A&A, 516 :A31, June 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014000.

H. Meheut, Z. Meliani, P. Varniere, and W. Benz. Dust-trapping Rossby vortices in protoplanetary disks. A&A, 545 :A134, September 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219794.

William Misener, Sebastiaan Krijt, and Fred J. Ciesla. Tracking Dust Grains during Transport and Growth in Protoplanetary Disks. ApJ, 885(2) :118, Nov 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab4a13.

J. J. Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics. ARA&A, 30 :543–574, January 1992. doi : 10.1146/annurev.aa.30.090192.002551.

J. J. Monaghan. Implicit SPH Drag and Dusty Gas Dynamics. *Journal of Computational Physics*, 138 :801–820, December 1997. doi : 10.1006/jcph.1997.5846.

J. J. Monaghan. SPH compressible turbulence. MNRAS, 335(3) :843–852, September 2002. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05678.x.

J. J. Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics. *Reports on Progress in Physics*, 68(8) : 1703–1759, August 2005. doi : 10.1088/0034-4885/68/8/R01.

J. J. Monaghan and J. C. Lattanzio. A refined particle method for astrophysical problems. A&A, 149(1) :135–143, August 1985.

J. J. Monaghan and D. J. Price. Toy Stars in two dimensions. MNRAS, 365(3) :991–1006, January 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09783.x.

J.J. Monaghan and A. Kocharyan. Sph simulation of multi-phase flow. *Computer Physics Communications*, 87(1) :225 – 235, 1995. ISSN 0010-4655. doi : https://doi.org/10.1016/0010-4655(94)00174-Z. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/001046559400174Z. Particle Simulation Methods.

A. Morbidelli, H. F. Levison, K. Tsiganis, and R. Gomes. Chaotic capture of Jupiter's Trojan asteroids in the early Solar System. Nature, 435(7041) :462–465, May 2005. doi : 10.1038/nature03540.

Ryuji Morishima, Max W. Schmidt, Joachim Stadel, and Ben Moore. Formation and Accretion History of Terrestrial Planets from Runaway Growth through to Late Time : Implications for Orbital Eccentricity. ApJ, 685(2) :1247–1261, October 2008. doi : 10.1086/590948.

J. R. Murray. SPH simulations of tidally unstable accretion discs in cataclysmic variables. MNRAS, 279 :402–414, March 1996. doi : 10.1093/mnras/279.2.402.

G. Musiolik, J. Teiser, T. Jankowski, and G. Wurm. Ice Grain Collisions in Comparison : CO2, H2O, and Their Mixtures. ApJ, 827 :63, August 2016. doi : 10.3847/0004-637X/827/1/63.

Grzegorz Musiolik and Gerhard Wurm. Contacts of Water Ice in Protoplanetary Disks—Laboratory Experiments. ApJ, 873(1) :58, Mar 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab0428.

Y. Nakagawa, M. Sekiya, and C. Hayashi. Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula. Icarus, 67 :375–390, September 1986. doi : 10.1016/0019-1035(86)90121-1.

Rebecca Nealon, Giovanni Dipierro, Richard Alexander, Rebecca G. Martin, and Chris Nixon. Warping a protoplanetary disc with a planet on an inclined orbit. MNRAS, 481(1) :20–35, November 2018. doi : 10.1093/mnras/sty2267.

Richard P. Nelson, Oliver Gressel, and Orkan M. Umurhan. Linear and non-linear evolution of the vertical shear instability in accretion discs. MNRAS, 435(3) :2610–2632, November 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1475.

Hideko Nomura, Takashi Tsukagoshi, Ryohei Kawabe, Daiki Ishimoto, Satoshi Okuzumi, Takayuki Muto, Kazuhiro D. Kanagawa, Shigeru Ida, Catherine Walsh, T. J. Millar, and Xue-Ning Bai. ALMA Observations of a Gap and a Ring in the Protoplanetary Disk around TW Hya. ApJ, 819(1) :L7, March 2016. doi : 10.3847/2041-8205/819/1/L7.

Karin I. Öberg, Kenji Furuya, Ryan Loomis, Yuri Aikawa, Sean M. Andrews, Chunhua Qi, Ewine F. van Dishoeck, and David J. Wilner. Double DCO^+ Rings Reveal CO Ice Desorption in the Outer Disk Around IM Lup. ApJ, 810(2) :112, September 2015. doi : 10.1088/0004-637X/810/2/112.

S. Okuzumi, H. Tanaka, H. Kobayashi, and K. Wada. Rapid Coagulation of Porous Dust Aggregates outside the Snow Line : A Pathway to Successful Icy Planetesimal Formation. ApJ, 752 :106, June 2012. doi : 10.1088/0004-637X/752/2/106.

Satoshi Okuzumi, Munetake Momose, Sin-iti Sirono, Hiroshi Kobayashi, and Hidekazu Tanaka. Sintering-induced Dust Ring Formation in Protoplanetary Disks : Application to the HL Tau Disk. ApJ, 821(2) :82, April 2016. doi : 10.3847/0004-637X/821/2/82.

C. W. Ormel and M. Spaans. Monte Carlo Simulation of Particle Interactions at High Dynamic Range : Advancing beyond the Googol. ApJ, 684(2) :1291–1309, September 2008. doi : 10.1086/590052.

C. W. Ormel, M. Spaans, and A. G. G. M. Tielens. Dust coagulation in protoplanetary disks : porosity matters. A&A, 461(1) :215–232, January 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20065949.

Brian W. O'Shea, Kentaro Nagamine, Volker Springel, Lars Hernquist, and Michael L. Norman. Comparing AMR and SPH Cosmological Simulations. I. Dark Matter and Adiabatic Simulations. ApJS, 160(1) :1–27, September 2005. doi : 10.1086/432645.

Mayra Osorio, Guillem Anglada, Carlos Carrasco-González, José M. Torrelles, Enrique Macías, Luis F. Rodríguez, José F. Gómez, Paola D'Alessio, Nuria Calvet, Erick Nagel, William R. F. Dent, Sascha P. Quanz, Maddalena Reggiani, and Juan M. Mayen-Gijon. Imaging the Inner and Outer Gaps of the Pre-transitional Disk of HD 169142 at 7 mm. ApJ, 791(2) :L36, August 2014. doi : 10.1088/2041-8205/791/2/L36.

S.-J. Paardekooper and G. Mellema. Planets opening dust gaps in gas disks. A&A, 425 :L9–L12, October 2004. doi : 10.1051/0004-6361:200400053.

L. Pagani, A. Bourgoin, and F. Lique. A method to measure CO and N_2 depletion profiles inside prestellar cores. A&A, 548 :L4, December 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201220137.

D. Paszun and C. Dominik. Numerical determination of the material properties of porous dust cakes. A&A, 484(3) :859–868, June 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20079262.

Tim D. Pearce and Mark C. Wyatt. Dynamical evolution of an eccentric planet and a less massive debris disc. MNRAS, 443(3) :2541–2560, September 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1302.

Sebastián Pérez, Simon Casassus, Clément Baruteau, Ruobing Dong, Antonio Hales, and Lucas Cieza. Dust Unveils the Formation of a Mini-Neptune Planet in a Protoplanetary Ring. AJ, 158(1) :15, July 2019. doi : 10.3847/1538-3881/ab1f88.

S. Pfalzner. Spiral Arms in Accretion Disk Encounters. ApJ, 592 :986–1001, Aug 2003. doi : 10.1086/375808.

A. Pierens and S. N. Raymond. Two phase, inward-then-outward migration of Jupiter and Saturn in the gaseous solar nebula. A&A, 533 :A131, September 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201117451.

F. C. Pignatale, J. F. Gonzalez, Nicolas Cuello, Bernard Bourdon, and Caroline Fitoussi. Size and density sorting of dust grains in SPH simulations of protoplanetary discs. MNRAS, 469 (1) :237–254, July 2017. doi : 10.1093/mnras/stx801.

F. C. Pignatale, J. F. Gonzalez, Bernard Bourdon, and Caroline Fitoussi. Size and density sorting of dust grains in SPH simulations of protoplanetary discs - II. Fragmentation. MNRAS, 490 (3) :4428–4446, Dec 2019. doi : 10.1093/mnras/stz2883.

P. Pinilla, M. Benisty, and T. Birnstiel. Ring shaped dust accumulation in transition disks. A&A, 545 :A81, September 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219315.

P. Pinilla, A. Pohl, S. M. Stammler, and T. Birnstiel. Dust Density Distribution and Imaging Analysis of Different Ice Lines in Protoplanetary Disks. ApJ, 845 :68, August 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa7edb.

C. Pinte, F. Ménard, G. Duchêne, and P. Bastien. Monte Carlo radiative transfer in protoplanetary disks. A&A, 459 :797–804, December 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053275.

C. Pinte, F. Ménard, G. Duchêne, T. Hill, W. R. F. Dent, P. Woitke, S. Maret, G. van der Plas, A. Hales, I. Kamp, W. F. Thi, I. de Gregorio-Monsalvo, C. Rab, S. P. Quanz, H. Avenhaus, A. Carmona, and S. Casassus. Direct mapping of the temperature and velocity gradients in discs. Imaging the vertical CO snow line around IM Lupi. A&A, 609 :A47, January 2018a. doi : 10.1051/0004-6361/201731377.

C. Pinte, D. J. Price, F. Ménard, G. Duchêne, W. R. F. Dent, T. Hill, I. de Gregorio-Monsalvo, A. Hales, and D. Mentiplay. Kinematic Evidence for an Embedded Protoplanet in a Circumstellar Disk. ApJ, 860 :L13, June 2018b. doi : 10.3847/2041-8213/aac6dc.

C. Pinte, G. van der Plas, F. Ménard, D. J. Price, V. Christiaens, T. Hill, D. Mentiplay, C. Ginski, E. Choquet, Y. Boehler, G. Duchêne, S. Perez, and S. Casassus. Kinematic detection of a planet carving a gap in a protoplanetary disk. *Nature Astronomy*, page 419, Aug 2019. doi : 10.1038/s41550-019-0852-6.

Pedro P. Poblete, Nicolás Cuello, and Jorge Cuadra. Dusty clumps in circumbinary discs. MNRAS, 489(2) :2204–2215, October 2019. doi : 10.1093/mnras/stz2297.

M. Podolak and S. Zucker. A note on the snow line in protostellar accretion disks. *Meteoritics and Planetary Science*, 39 :1859–1868, November 2004. doi : 10.1111/j.1945-5100.2004.tb00081.x.

A. Pohl, M. Benisty, P. Pinilla, C. Ginski, J. de Boer, H. Avenhaus, Th. Henning, A. Zurlo, A. Boccaletti, J. C. Augereau, T. Birnstiel, C. Dominik, S. Facchini, D. Fedele, M. Janson, M. Keppler, Q. Kral, M. Langlois, R. Ligi, A. L. Maire, F. Ménard, M. Meyer, C. Pinte, S. P. Quanz, J. F. Sauvage, É. Sezestre, T. Stolker, J. Szulágyi, R. van Boekel, G. van der Plas, M. Villenave, A. Baruffolo, P. Baudoz, D. Le Mignant, D. Maurel, J. Ramos, and L. Weber. The Circumstellar Disk HD 169142 : Gas, Dust, and Planets Acting in Concert ? ApJ, 850 (1) :52, November 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa94c2.

D. J. Price and J. J. Monaghan. Smoothed Particle Magnetohydrodynamics. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 4 :93, January 2004.

Daniel J. Price. Modelling discontinuities and Kelvin Helmholtz instabilities in SPH. *Journal of Computational Physics*, 227(24) :10040–10057, December 2008. doi : 10.1016/j.jcp.2008.08.011.

Daniel J. Price. Smoothed particle hydrodynamics and magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 231(3) :759–794, February 2012. doi : 10.1016/j.jcp.2010.12.011.

Daniel J. Price and Christoph Federrath. A comparison between grid and particle methods on the statistics of driven, supersonic, isothermal turbulence. MNRAS, 406(3) :1659–1674, August 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16810.x.

Daniel J. Price and Guillaume Laibe. Two phase mixtures in SPH - A new approach. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1505.00973, May 2015a.

Daniel J. Price and Guillaume Laibe. A fast and explicit algorithm for simulating the dynamics of small dust grains with smoothed particle hydrodynamics. MNRAS, 451(1) :813–826, July 2015b. doi : 10.1093/mnras/stv996.

Daniel J. Price, James Wurster, Terrence S. Tricco, Chris Nixon, Stéven Toupin, Alex Pettitt, Conrad Chan, Daniel Mentiplay, Guillaume Laibe, Simon Glover, Clare Dobbs, Rebecca Nealon, David Liptai, Hauke Worpel, Clément Bonnerot, Giovanni Dipierro, Giulia Ballabio, Enrico Ragusa, Christoph Federrath, Roberto Iaconi, Thomas Reichardt, Duncan Forgan, Mark Hutchison, Thomas Constantino, Ben Ayliffe, Kieran Hirsh, and Giuseppe Lodato. Phantom : A Smoothed Particle Hydrodynamics and Magnetohydrodynamics Code for Astrophysics. PASA, 35 :e031, Sep 2018. doi : 10.1017/pasa.2018.25.

J. E. Pringle. Accretion discs in astrophysics. ARA&A, 19 :137–162, January 1981. doi : 10.1146/annurev.aa.19.090181.001033.

C. Qi, K. I. Öberg, S. M. Andrews, D. J. Wilner, E. A. Bergin, A. M. Hughes, M. Hogherheijde, and P. D'Alessio. Chemical Imaging of the CO Snow Line in the HD 163296 Disk. ApJ, 813 : 128, November 2015. doi : 10.1088/0004-637X/813/2/128.

Chunhua Qi, Karin I. Öberg, David J. Wilner, Paola D'Alessio, Edwin Bergin, Sean M. Andrews, Geoffrey A. Blake, Michiel R. Hogerheijde, and Ewine F. van Dishoeck. Imaging of the CO Snow Line in a Solar Nebula Analog. *Science*, 341(6146) :630–632, August 2013. doi : 10.1126/science.1239560.

Chunhua Qi, Karin I. Öberg, Catherine C. Espaillat, Connor E. Robinson, Sean M. Andrews, David J. Wilner, Geoffrey A. Blake, Edwin A. Bergin, and L. Ilsedore Cleeves. Probing CO and N_2 Snow Surfaces in Protoplanetary Disks with N_2H^+ Emission. ApJ, 882(2) :160, September 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab35d3.

R. R. Rafikov. Planet Migration and Gap Formation by Tidally Induced Shocks. ApJ, 572(1) : 566–579, June 2002. doi : 10.1086/340228.

Roman R. Rafikov and Cristobal Petrovich. The Origin of the Negative Torque Density in Disk-Satellite Interaction. ApJ, 747(1) :24, March 2012. doi : 10.1088/0004-637X/747/1/24.

Enrico Ragusa, Giovanni Dipierro, Giuseppe Lodato, Guillaume Laibe, and Daniel J. Price. On the origin of horseshoes in transitional discs. MNRAS, 464(2) :1449–1455, January 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2456.

Sean N. Raymond, Thomas Quinn, and Jonathan I. Lunine. High-resolution simulations of the final assembly of Earth-like planets I. Terrestrial accretion and dynamics. Icarus, 183(2) : 265–282, August 2006. doi : 10.1016/j.icarus.2006.03.011.

Sean N. Raymond, David P. O'Brien, Alessandro Morbidelli, and Nathan A. Kaib. Building the terrestrial planets : Constrained accretion in the inner Solar System. Icarus, 203(2) :644–662, October 2009. doi : 10.1016/j.icarus.2009.05.016.

Zs. Regály, A. Juhász, Zs. Sándor, and C. P. Dullemond. Possible planet-forming regions on submillimetre images. MNRAS, 419(2) :1701–1712, January 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19834.x.

I. Ribas, M. Tuomi, A. Reiners, R. P. Butler, J. C. Morales, M. Perger, S. Dreizler, C. Rodríguez-López, J. I. González Hernández, A. Rosich, F. Feng, T. Trifonov, S. S. Vogt, J. A. Caballero, A. Hatzes, E. Herrero, S. V. Jeffers, M. Lafarga, F. Murgas, R. P. Nelson, E. Rodríguez, J. B. P. Strachan, L. Tal-Or, J. Teske, B. Toledo-Padrón, M. Zechmeister, A. Quirrenbach, P. J. Amado, M. Azzaro, V. J. S. Béjar, J. R. Barnes, Z. M. Berdiñas, J. Burt, G. Coleman, M. Cortés-Contreras, J. Crane, S. G. Engle, E. F. Guinan, C. A. Haswell, T. Henning, B. Holden, J. Jenkins, H. R. A. Jones, A. Kaminski, M. Kiraga, M. Kürster, M. H. Lee, M. J. López-González, D. Montes, J. Morin, A. Ofir, E. Pallé, R. Rebolo, S. Reffert, A. Schweitzer, W. Seifert, S. A. Shectman, D. Staab, R. A. Street, A. Suárez Mascareño, Y. Tsapras, S. X. Wang, and G. Anglada-Escudé. A candidate super-Earth planet orbiting near the snow line of Barnard's star. Nature, 563 :365–368, November 2018. doi : 10.1038/s41586-018-0677-y.

W. K. M. Rice, Philip J. Armitage, Kenneth Wood, and G. Lodato. Dust filtration at gap edges : implications for the spectral energy distributions of discs with embedded planets. MNRAS, 373(4) :1619–1626, December 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.11113.x.

A. Riols and G. Lesur. Spontaneous ring formation in wind-emitting accretion discs. A&A, 625 : A108, May 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201834813.

Katrin Ros, Anders Johansen, Ilona Riipinen, and Daniel Schlesinger. Effect of nucleation on icy pebble growth in protoplanetary discs. A&A, 629 :A65, September 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201834331.

Giovanni P. Rosotti, Attila Juhasz, Richard A. Booth, and Cathie J. Clarke. The minimum mass of detectable planets in protoplanetary discs and the derivation of planetary masses from high-resolution observations. MNRAS, 459(3) :2790–2805, July 2016. doi : 10.1093/mnras/stw691.

Giovanni P. Rosotti, Marco Tazzari, Richard A. Booth, Leonardo Testi, Giuseppe Lodato, and Cathie Clarke. The time evolution of dusty protoplanetary disc radii : observed and physical radii differ. MNRAS, 486(4) :4829–4844, July 2019. doi : 10.1093/mnras/stz1190.

Stephan Rosswog. Astrophysical smooth particle hydrodynamics. New A Rev., 53(4-6) :78–104, April 2009. doi : 10.1016/j.newar.2009.08.007.

Eric P. Rubenstein and Charles D. Bailyn. Hubble Space Telescope Observations of the Post-Core-Collapse Globular Cluster NGC 6752. II. A Large Main-Sequence Binary Population. ApJ, 474(2) :701–709, January 1997. doi : 10.1086/303498.

V. S. Safronov. *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets.* 1972.

Viktor Sergeevich Safronov. *Evoliutsiia doplanetnogo oblaka.* 1969.

Etsuko Saito and Sin-iti Sirono. Planetesimal Formation by Sublimation. ApJ, 728(1) :20, February 2011. doi : 10.1088/0004-637X/728/1/20.

Takayuki R. Saitoh and Junichiro Makino. FAST : A Fully Asynchronous Split Time-Integrator for a Self-Gravitating Fluid. PASJ, 62 :301, April 2010. doi : 10.1093/pasj/62.2.301.

V. N. Salinas, M. R. Hogerheijde, N. M. Murillo, G. S. Mathews, C. Qi, J. P. Williams, and D. J. Wilner. Exploring DCO^+ as a tracer of thermal inversion in the disk around the Herbig Ae star HD 163296. A&A, 616 :A45, August 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201731745.

D. Schoonenberg and C. W. Ormel. Planetesimal formation near the snowline : in or out ? A&A, 602 :A21, June 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201630013.

Djoeke Schoonenberg, Chris W. Ormel, and Sebastiaan Krijt. A Lagrangian model for dust evolution in protoplanetary disks : formation of wet and dry planetesimals at different stellar masses. A&A, 620 :A134, Dec 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201834047.

A. Seizinger, R. Speith, and W. Kley. Compression behavior of porous dust agglomerates. A&A, 541 :A59, May 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201218855.

A. Seizinger, S. Krijt, and W. Kley. Erosion of dust aggregates. A&A, 560 :A45, December 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201322773.

N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. A&A, 24 :337–355, 1973.

A. Sicilia-Aguilar, A. Banzatti, A. Carmona, T. Stolker, M. Kama, I. Mendigutía, A. Garufi, K. Flaherty, N. van der Marel, and J. Greaves. A 'Rosetta Stone' for Protoplanetary Disks : The Synergy of Multi-Wavelength Observations. PASA, 33 :e059, December 2016. doi : 10.1017/pasa.2016.56.

Aurora Sicilia-Aguilar, Lee W. Hartmann, Gábor Fürész, Thomas Henning, Cornelis Dullemond, and Wolfgang Brandner. High-Resolution Spectroscopy in Tr 37 : Gas Accretion Evolution in Evolved Dusty Disks. AJ, 132(5) :2135–2155, November 2006. doi : 10.1086/508058.

Jacob B. Simon, Philip J. Armitage, Rixin Li, and Andrew N. Youdin. The Mass and Size Distribution of Planetesimals Formed by the Streaming Instability. I. The Role of Self-gravity. ApJ, 822(1) :55, May 2016. doi : 10.3847/0004-637X/822/1/55.

Sin-iti Sirono. Conditions for collisional growth of a grain aggregate. Icarus, 167(2) :431–452, February 2004. doi : 10.1016/j.icarus.2003.09.018.

M. V. Smoluchowski. Drei Vortrage uber Diffusion, Brownsche Bewegung und Koagulation von Kolloidteilchen. *Zeitschrift fur Physik*, 17 :557–585, 1916.

Volker Springel and Lars Hernquist. Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations : the entropy equation. MNRAS, 333(3) :649–664, July 2002. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05445.x.

Jonathan Squire and Philip F. Hopkins. Physical models of streaming instabilities in protoplanetary disks. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2003.01738, March 2020.

Sebastian Markus Stammler, Tilman Birnstiel, Olja Panić, Cornelis Petrus Dullemond, and Carsten Dominik. Redistribution of CO at the location of the CO ice line in evolving gas and dust disks. A&A, 600 :A140, Apr 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629041.

Tobias Steinpilz, Jens Teiser, and Gerhard Wurm. Sticking Properties of Silicates in Planetesimal Formation Revisited. ApJ, 874(1) :60, Mar 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab07bb.

T. F. Stepinski and P. Valageas. Global evolution of solid matter in turbulent protoplanetary disks. I. Aerodynamics of solid particles. A&A, 309 :301–312, May 1996.

Torn Suyama, Koji Wada, and Hidekazu Tanaka. Numerical Simulation of Structure Evolution of Dust Aggregates Growing in Protoplanetary Disks. In Tomonori Usuda, Motohide Tamura, and Miki Ishii, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1158 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 159–160, August 2009. doi : 10.1063/1.3215831.

Hidekazu Tanaka, Taku Takeuchi, and William R. Ward. Three-Dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. I. Corotation and Lindblad Torques and Planet Migration. ApJ, 565(2) :1257–1274, February 2002. doi : 10.1086/324713.

Hidekazu Tanaka, Youhei Himeno, and Shigeru Ida. Dust Growth and Settling in Protoplanetary Disks and Disk Spectral Energy Distributions. I. Laminar Disks. ApJ, 625(1) :414–426, May 2005. doi : 10.1086/429658.

P. Tanga, A. Babiano, B. Dubrulle, and A. Provenzale. Forming Planetesimals in Vortices. Icarus, 121(1) :158–170, May 1996. doi : 10.1006/icar.1996.0076.

J. Teyssandier and G. Ogilvie. Growth of eccentricity in planet-disc interactions. In *EAS Publications Series*, volume 82 of *EAS Publications Series*, pages 415–422, June 2019. doi : 10.1051/eas/1982036.

Claudia Toci, Giuseppe Lodato, Davide Fedele, Leonardo Testi, and Christophe Pinte. Long-lived Dust Rings around HD 169142. ApJ, 888(1) :L4, January 2020. doi : 10.3847/2041-8213/ab5c87.

A. Toomre. On the gravitational stability of a disk of stars. ApJ, 139 :1217–1238, May 1964. doi : 10.1086/147861.

Thomas Trautmann and Christine Wanner. A fast and efficient modified sectional method for simulating multicomponent collisional kinetics. *Atmospheric Environment*, 33(10) :1631–1640, 1999.

Terrence S. Tricco. The Kelvin-Helmholtz instability and smoothed particle hydrodynamics. MNRAS, 488(4) :5210–5224, October 2019. doi : 10.1093/mnras/stz2042.

K. Tsiganis, R. Gomes, A. Morbidelli, and H. F. Levison. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. Nature, 435(7041) :459–461, May 2005. doi : 10.1038/nature03539.

V. Urpin and A. Brandenburg. Magnetic and vertical shear instabilities in accretion discs. MNRAS, 294(3) :399–406, March 1998. doi : 10.1046/j.1365-8711.1998.01118.x.

M. L. R. van 't Hoff, C. Walsh, M. Kama, S. Facchini, and E. F. van Dishoeck. Robustness of N_2H^+ as tracer of the CO snowline. A&A, 599 :A101, March 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629452.

Merel L. R. van 't Hoff. Imaging the water snowline in protostellar envelopes. In Maria Cunningham, Tom Millar, and Yuri Aikawa, editors, *Astrochemistry VII : Through the Cosmos from Galaxies to Planets*, volume 332 of *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium*, pages 88–94, September 2018. doi : 10.1017/S1743921317006986.

Arnaud Vericel and Jean-François Gonzalez. Self-induced dust traps around snow lines in protoplanetary discs. MNRAS, 492(1) :210–222, February 2020. doi : 10.1093/mnras/stz3444.

Loup Verlet. Computer "experiments" on classical fluids. i. thermodynamical properties of lennard-jones molecules. *Phys. Rev.*, 159 :98–103, Jul 1967. doi : 10.1103/PhysRev.159.98. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.159.98.

Benedetta Veronesi, Enrico Ragusa, Giuseppe Lodato, Hossam Aly, Christophe Pinte, Daniel J. Price, Feng Long, Gregory J. Herczeg, and Valentin Christiaens. Is the gap in the DS Tau disc hiding a planet ? MNRAS, 495(2) :1913–1926, May 2020. doi : 10.1093/mnras/staa1278.

J. Von Neumann and R. D. Richtmyer. A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks. *Journal of Applied Physics*, 21(3) :232–237, March 1950. doi : 10.1063/1.1699639.

K. Wada, H. Tanaka, T. Suyama, H. Kimura, and T. Yamamoto. Growth and Disruption of Dust Aggregates by Collisions. In T. Henning, E. Grün, and J. Steinacker, editors, *Cosmic Dust - Near and Far*, volume 414 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 347, December 2009.

Koji Wada, Hidekazu Tanaka, Toru Suyama, Hiroshi Kimura, and Tetsuo Yamamoto. Numerical Simulation of Dust Aggregate Collisions. I. Compression and Disruption of Two-Dimensional Aggregates. ApJ, 661(1) :320–333, May 2007. doi : 10.1086/514332.

Koji Wada, Hidekazu Tanaka, Toru Suyama, Hiroshi Kimura, and Tetsuo Yamamoto. Numerical Simulation of Dust Aggregate Collisions. II. Compression and Disruption of Three-Dimensional Aggregates in Head-on Collisions. ApJ, 677(2) :1296–1308, April 2008. doi : 10.1086/529511.

Gaylor Wafflard-Fernandez and Clément Baruteau. Intermittent planet migration and the formation of multiple dust rings and gaps in protoplanetary discs. MNRAS, 493(4) :5892–5912, February 2020. doi : 10.1093/mnras/staa379.

Kevin J. Walsh, Alessandro Morbidelli, Sean N. Raymond, David P. O'Brien, and Avi M. Mandell. A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration. Nature, 475(7355) :206–209, July 2011. doi : 10.1038/nature10201.

Kevin J. Walsh, A. Morbidelli, S. N. Raymond, D. P. O'Brien, and A. M. Mandell. Populating the asteroid belt from two parent source regions due to the migration of giant planets—"The Grand Tack". *Meteoritics and Planetary Science*, 47(12) :1941–1947, December 2012. doi : 10.1111/j.1945-5100.2012.01418.x.

S. J. Weidenschilling. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. MNRAS, 180 :57–70, July 1977. doi : 10.1093/mnras/180.1.57.

S. J. Weidenschilling. The Origin of Comets in the Solar Nebula : A Unified Model. Icarus, 127 (2) :290–306, June 1997. doi : 10.1006/icar.1997.5712.

S. J. Weidenschilling and Jeffrey N. Cuzzi. Formation of Planetesimals in the Solar Nebula. In Eugene H. Levy and Jonathan I. Lunine, editors, *Protostars and Planets III*, page 1031, Jan 1993.

George W. Wetherill. Occurrence of Earth-Like Bodies in Planetary Systems. *Science*, 253 (5019) :535–538, August 1991. doi : 10.1126/science.253.5019.535.

F. L. Whipple. On certain aerodynamic processes for asteroids and comets. In Aina Elvius, editor, *From Plasma to Planet*, page 211, January 1972.

Jonathan P. Williams and William M. J. Best. A Parametric Modeling Approach to Measuring the Gas Masses of Circumstellar Disks. ApJ, 788(1) :59, Jun 2014. doi : 10.1088/0004-637X/788/1/59.

F. Windmark, T. Birnstiel, C. Güttler, J. Blum, C. P. Dullemond, and Th. Henning. Planetesimal formation by sweep-up : how the bouncing barrier can be beneficial to growth. A&A, 540 : A73, Apr 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118475.

T. Yamamoto, T. Kadono, and K. Wada. An Examination of Collisional Growth of Silicate Dust in Protoplanetary Disks. ApJ, 783 :L36, March 2014. doi : 10.1088/2041-8205/783/2/L36.

C. C. Yang, A. Johansen, and D. Carrera. Concentrating small particles in protoplanetary disks through the streaming instability. A&A, 606 :A80, October 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201630106.

Andrew N. Youdin and Jeremy Goodman. Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. ApJ, 620(1) :459–469, February 2005. doi : 10.1086/426895.

Andrew N. Youdin and Yoram Lithwick. Particle stirring in turbulent gas disks : Including orbital oscillations. Icarus, 192(2) :588–604, December 2007. doi : 10.1016/j.icarus.2007.07.012.

Nicolle E. B. Zellner. Cataclysm No More : New Views on the Timing and Delivery of Lunar Impactors. *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, 47(3) :261–280, September 2017. doi : 10.1007/s11084-017-9536-3.

Zhaohuan Zhu, James M. Stone, and Roman R. Rafikov. Planet-Disk Interaction in Three Dimensions : The Importance of Buoyancy Waves. ApJ, 758(2) :L42, October 2012. doi : 10.1088/2041-8205/758/2/L42.

A. Zsom, C. W. Ormel, C. Güttler, J. Blum, and C. P. Dullemond. The outcome of protoplanetary dust growth : pebbles, boulders, or planetesimals ? II. Introducing the bouncing barrier. A&A, 513 :A57, April 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200912976.

Annexes

ANNEXE A

LE CODE UNIDIMENSIONNEL ENDGAME

"We are in the endgame now."
Dr. Strange - Avengers Inifinity War

A.1 Liste des variables d'entrée

Le code Endgame s'initialise en lisant deux fichiers d'entrées : `disc.in` qui spécifie le modèle de disque ainsi que la physique considérée et `dust.in` qui est une liste des positions, tailles et densités intrinsèques initiales des particules que l'on souhaite suivre. L'ensemble des paramètres personnalisables dans le fichier `disc.in` est montré en table A.1.

A.2 Programme principal

Le fonctionnement simplifié du programme principal est donné ci-après.

```
1
2  !- initialisation
3  call init()
4
5  !- open output files
6  call open_outfiles(ndust)
7
8  !- main loop
9  do while(t.le.tmax)
10     do k=1,ndust
11        if (skip(k)==1) cycle
12        call evol(r(k), s(k), dsdt(k), vd(k), vdri(k), vvi(k), St(k), vrelonvfrag
      (k), rho(k), iam(k), iwas(k))
13        if (r(k)<racc) skip(k) = 1
14     enddo
15     t = t + dt
16     step = step + 1
17     do k=1,ndust
18        if (mod(step, nsteps*nmax/ndumps) == 0) call write_output(k)
19     enddo
20     call display_loading_bar(step)
21 enddo
22
23 !- close files
```

```
call close_outfiles(ndust)

!- sort in directory
if (isort==1) call sort_files()
```

Listing A.1 – Code simplifié du programme principal ENDGAME (Fortran 90).

A.3 Subroutine d'évolution

L'évolution des quantités dans la subroutine `evol` est spécifiée avec le code suivant.

```

!- calcul de St
ts = rho*s / (rho_g(r)*cs(r))
St = ts * omega_k(r)

!- croissance & fragmentation
if (igrow==1) then
   vrel = sqrt(2**(3./2.)*alpha*Ro) * cs(r) * sqrt(St)/(1+St)
   dsdt = epsi(r)*rho_g(r)/rho*vrel
   if (ifrag==0) vrelonvfrag = vrel
   select case(isnow)
   case(0)
      vrelonvfrag = vrel / vfrag
   case(1)
      if (r<=rsnow) then
         vrelonvfrag = vrel / vfragin
         iam = 1
      else
         vrelonvfrag = vrel / vfragout
         iam = 2
       endif
    case(2)
       if (Temp(r)>=Tsnow) then
          vrelonvfrag = vrel / vfragin
          iam = 1
       else
          vrelonvfrag = vrel / vfragout
          iam = 2
       endif
   end select
   if (vrelonvfrag<1. .or. ifrag==0) s = s + dsdt*dt
   if (vrelonvfrag>=1. .and. ifrag>0) s = s - dsdt*dt
   if (s<smin) s = smin
else
   vrelonvfrag = 0.
   dsdt = 0.
endif

!- condensation ou sublimation
if (istate==1) then
   if (iam-iwas==-1) call sublimate(s, rho)
   if (iam-iwas==1) call condense(s, rho, r)
   iwas = iam
endif

!- integration de la vitesse
vdri = vdrift(St, r)
vvi = vvisc(St, r)
vd = vri + vvi
if (r > racc) r = r + vd*dt
```

Listing A.2 – Code simplifié de la subroutine d'évolution (Fortran 90).

Paramètre	Description	Référence
`igrow`	Option de contrôle sur la croissance	
`ifrag`	Option de contrôle sur la fragmentation	
`isnow`	Option de contrôle sur la présence d'une ligne de gel	
`ibump`	Option de contrôle sur la présence de maximums de Σ_g et ε	
`istate`	Option de contrôle sur les effets de la sublimation et de la condensation des grains	
`ibackreaction`	Option de contrôle sur la prise en compte de la rétro-action pour la vitesse radiale de la poussière	
`isort`	Option de contrôle sur le rangement des fichiers de sorties à la fin d'une simulation	
`p`	Index de loi de puissance pour Σ_g	Eq. 2.71
`q`	Index de loi de puissance pour T	Eq. 2.72
`mdisc`	Masse du disque ($M_\odot$)	
`mstar`	Masse de l'étoile ($M_\odot$)	Eq. 3.92
`racc`	Distance radiale minimale avant accrétion (ua)	
`rin`	Rayon interne du disque (ua)	Eq. 3.93
`rout`	Rayon externe du disque (ua)	Eq. 3.93
`r0`	Distance de référence (ua)	Eq. 2.71
`T0`	Température à r_0 (K)	Eq. 2.72
`mu`	Masse moléculaire moyenne (m_p)	Eq. 2.32
`alpha`	Paramètre de viscosité de Shakura and Sunyaev (1973)	Eq. 2.84
`phi`	Hauteur du maximum de Σ_g si `ibump`=1 (Σ_0)	Eq. 3.90
`w`	Demie-largeur à mi-hauteur des maximums de Σ_g et ε si `ibump`=1 (ua)	Eq. 3.90
`epsilon`	Rapport poussière/gaz	Sec. 2.6.1
`rho1`	Densité intrinsèque de l'espèce 1 si `istate`=1 (g.cm^{-3})	Sec. 2.8.1
`rho2`	Densité intrinsèque de l'espèce 2 si `istate`=1 (g.cm^{-3})	Sec. 2.8.1
`smin`	Taille minimale autorisée pour la poussière (m)	
`epsimax`	Rapport poussière/gaz maximal si `ibump`=1	Eq. 3.95
`vfrag`	Vitesse de fragmentation uniforme si `isnow`=0 (m.s^{-1})	Eq. 2.167
`vfragin`	Vitesse de fragmentation interne si `isnow`>0 (m.s^{-1})	Sec. 2.8.2
`vfragout`	Vitesse de fragmentation externe si `isnow`>0 (m.s^{-1})	Sec. 2.8.2
`rsnow`	Distance radiale de la ligne de gel si `isnow`=1 (ua)	Eq. 2.206
`rbump`	Distance radiale des maximums de Σ_g et ε si `ibump`=1 (ua)	Eq. 3.90
`Tsnow`	Température de sublimation de la ligne de gel si `isnow`=2 (K)	Sec. 2.8.2
`epsilonj`	Rapport entre la densité spatiale de gaz de l'espèce 2 et celle du gaz si `istate`=1	Sec. 4.2
`mfrac`	Fraction de masse de l'espèce 2 à la surface des grains si `istate`=1	Eq. 2.192
`dt`	Nombre de pas de temps par orbite à r_0	
`tmax`	Nombre total d'orbites à r_0	
`ntot`	Nombre de lignes écrites dans le fichier de chaque particule	
`dirname`	Nom du dossier dans lequel les fichiers doivent être rangés si `isort`=1	

TABLE A.1 – Ensemble des paramètres d'entrée du code ENDGAME. La table est découpée en 4 groupes : options de contrôle, paramètres du disque, paramètres de la poussière et paramètres liés au pas de temps et aux fichiers de sortie.

ANNEXE B

UTILITAIRES LIÉS À PHANTOM

"I compared it to Avatar !"
Ben Wyatt - Parks and Recreation

J'expose dans cette annexe quelques outils que j'ai développés, relatifs à l'utilisation de Phantom et de Mcfost.

B.1 Conversion de mono à bi-fluide

Dans la mesure où le formalisme mono-fluide est utilisé avec la croissance de la poussière, l'utilisateur doit être prudent car le régime de validité de cette méthode est limité aux plus petites tailles. Pour passer au formalisme bi-fluide après qu'un tel régime ne soit plus valable, j'ai développé un outil simple de conversion qui suit 4 étapes générales :

(*i*) Lire le fichier d'entrée contenant les informations de toutes les particules.

(*ii*) Créer des particules de poussière toutes les n-particules de mixture (l'utilisateur spécifie ce rapport n).

(*iii*) Sortir le gaz et la poussière du repère barycentrique.

(*iv*) Désactiver le mode mono-fluide et écrire un nouveau fichier contenant les nouvelles particules.

Le point (*iii*) en particulier s'effectue en appliquant les changements de variables suivants (on rappelle que i désigne une particule de poussière et a une particule de gaz) :

$$\begin{cases} \rho_i = \rho\epsilon, \\ v_{x,i} = v_x(1-\epsilon)\Delta v_x, \\ v_{y,i} = v_x(1-\epsilon)\Delta v_x, \\ v_{z,i} = v_x(1-\epsilon)\Delta v_x, \end{cases} \tag{B.1}$$

et

$$\begin{cases} \rho_a = \rho(1-\epsilon), \\ v_{x,a} = v_x - \epsilon\Delta v_x, \\ v_{y,a} = v_x - \epsilon\Delta v_x, \\ v_{z,a} = v_x - \epsilon\Delta v_x, \end{cases} \tag{B.2}$$

où $\epsilon = \rho_{\rm d}/\rho$ désigne la fraction de poussière.

Au contraire des vitesses, il n'est pas strictement nécessaire de modifier les longueurs de lissage h_i et h_a étant donné qu'elles sont calculées à chaque pas de temps. Cependant, pour limiter le

nombre d'itérations nécessaires lors du redémarrage de la simulation, on calcule leur estimation. Plus précisément, pour la poussière on a :

$$h_i = \left(\frac{m_i}{\rho_i}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{B.3}$$

$$= \left(\frac{m_i}{\epsilon\rho}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{B.4}$$

Si la poussière et le gaz sont répartis sur n_d et n_g particules de masses m_i et m_a avec un rapport poussière/gaz ε, on a alors la relation suivante :

$$\frac{n_\mathrm{d} m_i}{n_\mathrm{g} m_a} = \varepsilon, \tag{B.5}$$

$$m_i = \frac{n_\mathrm{g}}{n_\mathrm{d}} m_a \varepsilon, \tag{B.6}$$

d'où :

$$h_i = \left(\frac{n_\mathrm{g}}{n_\mathrm{d}} \frac{m_a}{\rho} \frac{\varepsilon}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{B.7}$$

$$\simeq h \left(\frac{n_\mathrm{g}}{n_\mathrm{d}} \frac{\varepsilon}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{B.8}$$

Pour le gaz, l'estimation est un peu plus directe en considérant :

$$h_a = \left(\frac{m_a}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{B.9}$$

$$= \left(\frac{m_a}{(1-\epsilon)\rho}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{B.10}$$

$$\simeq h\,(1-\epsilon)^{-\frac{1}{3}}. \tag{B.11}$$

Le pseudo code de la conversion en bi-fluide est montré sur le listing suivant, où `xyzh` contient les positions et longueurs de lissage des particules, `vxyzu` leur vitesse et `dustprop` les propriétés relatives à la poussière ($s, \rho_\mathrm{s}, \mathrm{St}$, etc).

```
1
2  np_gas = npart
3  np_dust = np_gas/np_ratio
4  npart = np_gas + np_dust
5
6  call update_memory_alloc(npart) !- update memory allocation
7
8  !- get dust out of barycentric frame
9  do i = 1,np_dust
10    ipart = np_gas + i
11    iloc   = np_ratio*i
12    xyzh(1:3,ipart) = xyzh(1:3,iloc)
13    xyzh(4,ipart) = xyzh(4,iloc) * (np_ratio*dust_to_gas/dustfrac(iloc))
     **(1./3.)
14    vxyzu(1:3,ipart) = vxyzu(1:3,iloc) + (1 - dustfrac(iloc)) * deltav(:,iloc)
15    dustprop(:,ipart) = dustprop(:,iloc) !- dust properties
16    call set_particle_type(ipart, idust)
17 enddo
18
19 !- same for gas
20 do i = 1,npart
```

```
21      iam = type(i)
22      if (iam == igas) then
23         xyzh(4,i)  = xyzh(4,i) * (1 - dustfrac(i))**(-1./3.)
24         vxyzu(:,i) = vxyzu(:,i) - dustfrac(i) * deltav(:,i)
25      endif
26   enddo
27
28   one_fluid = .false.
29   npartoftype(idust) = np_dust
```

Listing B.1 – Pseudo code de la subroutine de conversion de mono à bi-fluide (Fortran 90).

B.2 Utilitaires liés à l'utilisation de McFost

J'ai développé et présenté dans le chapitre 6 la méthode générale de l'interface entre le modèle de croissance et l'utilisation du code de transfert radiatif McFost. Cette méthode s'attache à répartir les particules de la simulation en différents bins de taille afin de reconstruire des distributions de taille à l'échelle locale. Pour cela, on suit les étapes suivantes :

(*i*) Lecture du fichier d'entrée contenant les positions et caractéristiques des particules.

(*ii*) Répartition adaptative des particules dans N bins de taille.

(*iii*) Calcul des densités dans chaque bin de manière indépendante des autres.

(*iv*) Écriture d'un nouveau fichier de sortie qui contient les informations de tous les bins.

B.2.1 Binning adaptatif

La répartition des particules dans les bins de taille est clairement la chose la plus importante à contrôler, étant donné que les distributions de taille peuvent être très variées d'une simulation à l'autre. Nous appliquons donc un binning dit 'adaptatif', c'est à dire qui auto-régule le découpage des tailles en fonction du nombre de particules dans chaque portion. Ceci est particulièrement important car un bin composé d'un nombre insuffisant de particules amènera d'une part possiblement une erreur fatale, et d'autre part une estimation de la densité faussée et par extension des images synthétiques de mauvaises qualités.

L'algorithme général pour effectuer le binning est présenté ci-après.

```
1
2   !- find min and max sizes, force smax if user requested it
3   call find_smax_smin(npart)
4   if (force_smax) smax = smax_user
5
6   !- compute number of bins using bins_per_dex bins per order of magnitude
7   nbins = int((log10(smax) - log10(smin))*bins_per_dex + 1)
8   ndusttypes = min(nbins, nbinmax) !- nbinmax is set by memory allocation (~25)
9
10  !- construct grid, compute representative sizes
11  call make_size_grid(ndusttypes, grid)
12  do i=1,ndusttypes
13     binsize(i) = sqrt(grid(i)*grid(i+1)) !- aligned to the left
14  enddo
15
16  !- sort dust particles in bins
17  do i=1,npart
18     itype = iamtype(i)
19     if (itype == idust) then
20        do j=1,ndusttypes
21           if (dustsize(i) in bin(j)) then
22              if j > 1  then
23                 npartoftype(idust+j-1) += 1
24                 npatoftype(idust) -= 1
25                 call set_particle_type(i, idust+j-1)
26              endif
```

```
27          endif
28          if (force_smax .and. dustsize(i) > grid(ndusttypes+1)) then
29             npartoftype(idust+ndusttypes-1) += 1
30             npatoftype(idust) -= 1
31             call set_particle_type(i, idust+ndusttypes-1)
32          endif
33       enddo
34    endif
35 enddo
36
37 !- merge bins if too few particles in some of them
38 do while (any(npartoftype(idust:idust+ndusttypes-1) < npartmin))
39    call merge_bins(npart, grid, npartmin)
40    imerge += 1
41    if (imerge > iter_max) call fatal("merging: max number of iterations
   exceeded")
42 enddo
43
44 !- check conservation of quantities such as mass, number of particles
45 call sanity_check()
46
47 !- print summary of binning process
48 call print_info()
```

Listing B.2 – Pseudo code de l'algorithme de répartition de la poussière dans des bins de taille (Fortran 90).

La partie adaptative de l'algorithme, c.à.d la subroutine `merge_bins` est présentée ci-après. Elle permet de trouver le bin problématique et de le fusionner à un autre soit vers la gauche (backward), soit vers la droite (forward) en fonction de sa position dans la grille établie. Il est important de noter que pendant la fusion de deux bins, j'ai choisi de déterminer la taille représentative finale en faisant une moyenne pondérée des tailles représentatives des deux bins mères.

```
1
2  !- scan bins from right to left, find culprit and merging direction
3  do i=ndusttypes+idust-1,idust,-1
4     if (npartoftype(i) < npartmin) then
5        iculprit = i
6        idusttype = iculprit - idust + 1
7        nculprit = npartoftype(iculprit)
8        if (iculprit == idust) then
9           iother = iculprit + 1
10          write(*,*) "Merging bin number ", idusttype, "forward"
11          backward = .false.
12       else
13          iother = iculprit - 1
14          write(*,*) "Merging bin number", idusttype, "backward"
15       endif
16       nother = npartoftype(iother)
17    endif
18 enddo
19
20 !- transfer particles from culprit bin forward or backward
21 do i=1,npart
22    itype = iamtype(i)
23    if (backward) then
24       if (itype == iculprit) then
25          npartoftype(iculprit) = npartoftype(iculprit) - 1
26          npartoftype(iother) = npartoftype(iother) + 1
27          call set_particle_type(i,iother)
28       endif
29    else !- transfer every bin to the left, except culprit
30       if (itype /= iculprit) then
31          npartoftype(itype) = npartoftype(itype) - 1
32          npartoftype(itype-1) = npartoftype(itype-1) + 1
33          call set_particle_type(i,itype-1)
```

```
34          endif
35       endif
36    enddo
37
38    !- fuse grid cells, find new representative sizes
39    if (backward) then
40       binsize(idusttype-1) = (binsize(idusttype-1)*nother + binsize(idusttype)*
         nculprit) / (nother + nculprit)
41       grid(idusttype) = grid(idusttype+1)
42    else
43       do i=1,ndusttypes
44          if (i==1) then
45             binsize(i) = (binsize(i)*npartoftype(i+idust-1) + binsize(i+1)*
         npartoftype(i+idust)) &
46                          / (npartoftype(i+idust-1)+npartoftype(i+idust))
47          else
48             binsize(i) = size(i+1)
49             grid(i) = grid(i+1)
50          endif
51    endif
52
53    !- delete 1 bin
54    ndusttypes = ndusttypes - 1
```

Listing B.3 – Pseudo code de la subroutine qui fusionne les bins (Fortran 90).

En figure B.1 est montré un sommaire du processus de binning appliqué à la simulation présentée dans la section 6.6, où l'on peut constater que l'algorithme a procédé à 5 fusions successives des bins les plus à droite car ils ne contenaient pas assez de particules.

```
Binning sizes between       30.0 (µm) and    88100.1 (µm) in  21 bins
 Merging bin number           21  backward
 Merging bin number           20  backward
 Merging bin number           19  backward
 Merging bin number           18  backward
 Merging bin number           17  backward
Bin|      s_min|          s|      s_max |==> npart
  1|       30.0|       36.3|       43.9 |==>  2216
  2|       43.9|       53.1|       64.2 |==>  1383
  3|       64.2|       77.6|       93.9 |==>  2016
  4|       93.9|      113.5|      137.3 |==>  2905
  5|      137.3|      166.0|      200.8 |==>  4239
  6|      200.8|      242.9|      293.7 |==>  6111
  7|      293.7|      355.2|      429.6 |==>  8916
  8|      429.6|      519.6|      628.4 |==> 15644
  9|      628.4|      759.9|      919.1 |==> 19921
 10|      919.1|     1111.5|     1344.3 |==> 20855
 11|     1344.3|     1625.7|     1966.2 |==> 76345
 12|     1966.2|     2377.9|     2875.8 |==> 18402
 13|     2875.8|     3477.9|     4206.2 |==>  2506
 14|     4206.2|     5086.9|     6152.1 |==>   581
 15|     6152.1|     7440.3|     8998.3 |==>   181
 16|     8998.3|    21345.2|    88100.1 |==>    65
 Centre of mass is at (x,y,z) = ( 3.099E-05, -3.723E-05,  4.038E-04)
 Particle setup OK
```

FIGURE B.1 – Exemple de sommaire de la répartition des particules de poussière dans des bins de taille.

L'utilisation de cet utilitaire est cependant indirecte, car il est nécessaire de compiler le code avec différentes options de compilation, ce qui ne le rend pas très 'user friendly'. Pour rendre cet outil simple d'utilisation, j'ai également écrit une unique fonction python, que j'ai appelé `pimp_my_sim`, et qui s'attache à faire toutes les compilations nécessaires, à exécuter le code et à afficher les informations relatives au binning. En ce faisant, l'utilisateur peut donc, en un appel de fonction, avoir un fichier prêt à être lu par MCFOST, notamment avec l'outil dédiée PYMCFOST (développé par Christphe Pinte). Une démonstration de cet outil est donnée dans la prochaine section sous la forme d'un Jupyter Notebook.

B.2.2 Exemple d'utilisation

```
In [1]: import os
        import pymcfost as pmcf
        import numpy as np
        import matplotlib.pyplot as plt
```

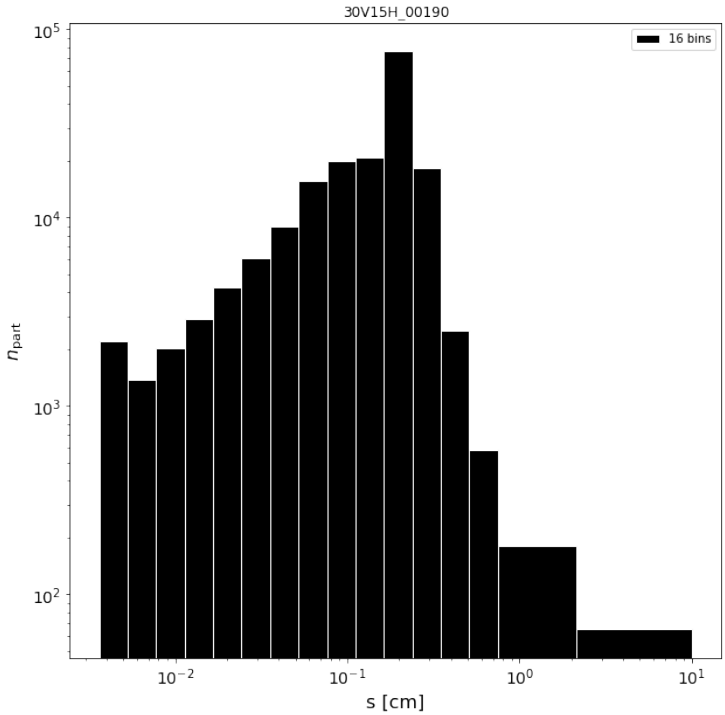
```
In [2]: # control parameters
        runtemp   = True
        runimages = True
        rungtmcf  = True
        paramfile = "paramfile.para"
        path_to_phantom = "~/Documents/Codes.nosync/phantom"

        # cp growthtomcfost.py script to current directory and import module
        os.system(f"cp {path_to_phantom}/scripts/growthtomcfost.py .")
        import growthtomcfost as gtmcf
```

Call python wrapper - converts dump to make it readable by mcfost

```
In [3]: if rungtmcf:
            gtmcf.pimp_my_sim(gdump_name = "30V15H_00190",
                              outdump_name = "out",
                              path_to_phantom = path_to_phantom,
                              bins_per_dex=6,
                              force_smax=False,
                              smax_user=5,
                              maxdustlarge=25,
                              compil_logfile="compil.log",
                              logfile_moddump="moddump.log",
                              logfile_phantom="phantom.log",
                              save_plot=False,
                              scale="log",
                              color="black")
```

```
--> Compiling Phantommoddump using growthtomulti setup...
--> Compilation Successful.
--> Running Phantommoddump on input file 30V15H_00190...
--> Operation Successful.
--> Please check dust size binning
```




```
--> Compiling Phantom using dustydisc setup...
--> Compilation Successful.
--> Running Phantom with input file out.in...
--> Operation Successful.
    Thank you for using pimp_my_sim!
   --> You can now run mcfost using: mcfost <paramfile> -phantom -<options>
```

Run mcfost to compute temperature structure

```
In [4]: if runtemp:
            pmcf.run(paramfile, options="-phantom out_00000")
```

```
pymcfost: Running mcfost ...
pymcfost: Done
```

Run mcfost to compute images at different wavelengths

```
In [5]: wlgs = [350, 850, 1300, 3000] # μm
```

```
In [6]: if runimages:
            for w in wlgs:
                pmcf.run(paramfile, options=f"-phantom out_00000 -img {w}")
```

```
pymcfost: Running mcfost ...
pymcfost: Done
pymcfost: Running mcfost ...
pymcfost: Done
pymcfost: Running mcfost ...
pymcfost: Done
pymcfost: Running mcfost ...
pymcfost: Done
```

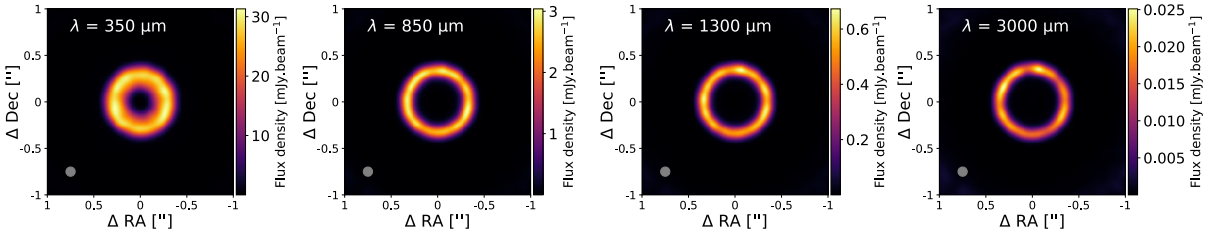
Visualizing synthetic images

```
In [7]: # create empty pymcfost images structure
        im = np.empty(len(wlgs), dtype=pmcf.Image)
        # read previous mcfost runs
        for i in range(len(wlgs)):
            im[i] = pmcf.Image(f"./data_{wlgs[i]}/")

        fig, ax = plt.subplots(1, len(wlgs), sharex=True, sharey=False, figsize=(24, 8))
        fig.subplots_adjust(wspace=0.5)

        # plot wavelenghts with beam of 0.1 x 0.1 "
        for i in range(len(wlgs)):
            im[i].plot(0,
                       ax=ax[i],
                       scale="lin",
                       bpa=20,
                       bmaj=0.1,
                       bmin=0.1,
                       mJy=True,
                       no_ylabel=False,
                       no_yticks=False,
                       per_beam=True,
                       limits=[1,-1,-1,1])

            ax[i].annotate(r"$\lambda$ = " + str(wlgs[i]) + " μm",
                           xy=(0.75,0.75),
                           color="white",
                           size=20)
            ax[i].tick_params(axis='both', which='major', labelsize=14)
            ax[i].set_xlabel(r"$\Delta$ RA ['']", fontsize=20)
            ax[i].set_ylabel(r"$\Delta$ Dec ['']", fontsize=20, labelpad=-3)
            ax[i].set_xticks(np.arange(-1, 1.1, 0.5))
            ax[i].set_yticks(np.arange(-1, 1.1, 0.5))
            ax[i].set_xticklabels(("-1", "-0.5", "0", "0.5", "1"))
            ax[i].set_yticklabels(("-1", "-0.5", "0", "0.5", "1"))
        #plt.savefig("test.pdf", bbox_to_inches="tight")
```


λ = 350 μm
λ = 850 μm
λ = 1300 μm
λ = 3000 μm
Δ Dec ['']
Δ RA ['']
Flux density [mJy.beam^{-1}]

ANNEXE C

MA THÈSE EN QUELQUES CHIFFRES

"Ce n'est point dans l'objet que réside le sens des choses, mais dans la démarche."
ANTOINE DE SAINT-EXUPÉRY

Pour finir le manuscrit (et pour les intéressés surtout), je présente ici brièvement quelques statistiques relatives au manuscrit et au déroulement de ma thèse [1].

Liste des conférences, workshops et écoles

J'ai par exemple participé aux conférences, workshops et écoles suivants :

- Planet Formation and Evolution, Jena (Allemagne), Septembre 2017
- Phantom Users Workshop #1, Melbourne (Australie), Février 2018
- Phantom Users Workshop #2, Milan (Italie), Juin 2018
- SF2A, Bordeaux (France), Juillet 2018
- Dustbusters Kick-off meeting, Milan (Italie), Février 2019
- Planet Formation and Evolution, Rostock (Allemagne), Mars 2019
- SF2A, Nice (France), Mai 2019
- EWASS, Lyon (France), Juillet 2019
- Disc-ussion Workshop, Melbourne (Australie), Juillet 2019
- Great Barriers in Planet Formation, Palm Cove (Australie), Juillet 2019
- École Evry Schatzman du PNPS, Aussois (France), Septembre 2019
- Phantom Users Workshop #3, Melbourne (Australie), Février 2020

Références

La bibliographie du manuscrit est triée, avec le nombre de citations par année et par la première lettre du nom du premier auteur en figure C.1. Un amoureux des statistiques triviales remarquera par exemple que la plus vieille référence date de 1902 (Jeans, en excluant Kant et Laplace), tandis que le nombre maximum de citation est atteint en 2018. De plus, les lettres les plus fréquemment rencontrées sont les 'B', 'G', 'M' ou encore 'P', ce qui est peu surprenant étant donné la répartition des noms de famille.

1. Parce que tout est mieux avec des statistiques, non ?

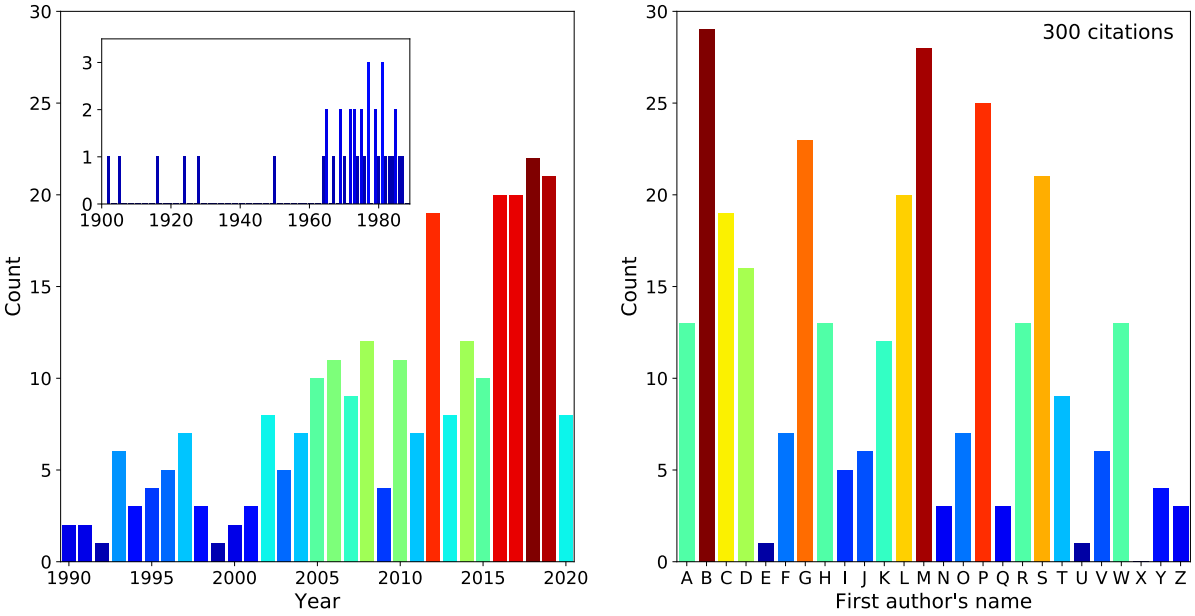


FIGURE C.1 – **Gauche** : Nombre de citations par année de publication. **Droite** : Nombre de citations par la première lettre du nom du premier auteur.

Écriture du manuscrit

Enfin, étant donné mon goût prononcé pour l'analyse de données, j'ai gardé une trace de l'avancement de l'écriture du manuscrit. En figure C.2 est par exemple affiché le progrès général du nombre de page du document. La période de confinement est ajoutée dans le fond, même si je ne pense pas qu'elle ait eu un impact particulièrement négatif sur mon avancement (au contraire !). Je dirais que l'avancement s'est déroulé en 3 étapes relativement communes avec d'autres doctorants, selon la méthode GAP© :

(*i*) **G**rosse motivation, chapitres relativement simples à écrire (modèles, méthodes numériques, résultats majoritairement publiés) : Mars à Mai.

(*ii*) **A**ccumulation de la fatigue et écriture de chapitres plus difficiles (résultats directs en cours de développement) : Mai à Juin.

(*iii*) **P**anique à l'idée de ne pas finir dans les temps et écriture de la thèse sans répits : Juin jusqu'au dépôt.

Finalement, je présente mon avancement moyen journalier en fonction du jour de la semaine et du chapitre traité en figure C.3. De manière surprenante, mon efficacité ne diminue pas de manière monotone jusqu'au dimanche. Au contraire, les jeudis sont associés à des gains de productivité, tandis que les samedis semblent être des jours de moindre activité. En ce qui concerne les statistiques par chapitre, les différents stades de mon écriture se retrouvent ici. La perte d'efficacité au chapitre 5 coincide avec la fin du mois d'Avril et est expliquée par le fait que j'ai développé et analysé les résultats de ce chapitre en même temps que son écriture. De manière générale, j'ai trouvé que l'ordre d'écriture que j'ai adopté (à savoir garder le contexte pour la fin) était avantageux pour garder une bonne dynamique d'écriture et avoir une vision globale du manuscrit lors de l'écriture du contexte. Je recommande donc.

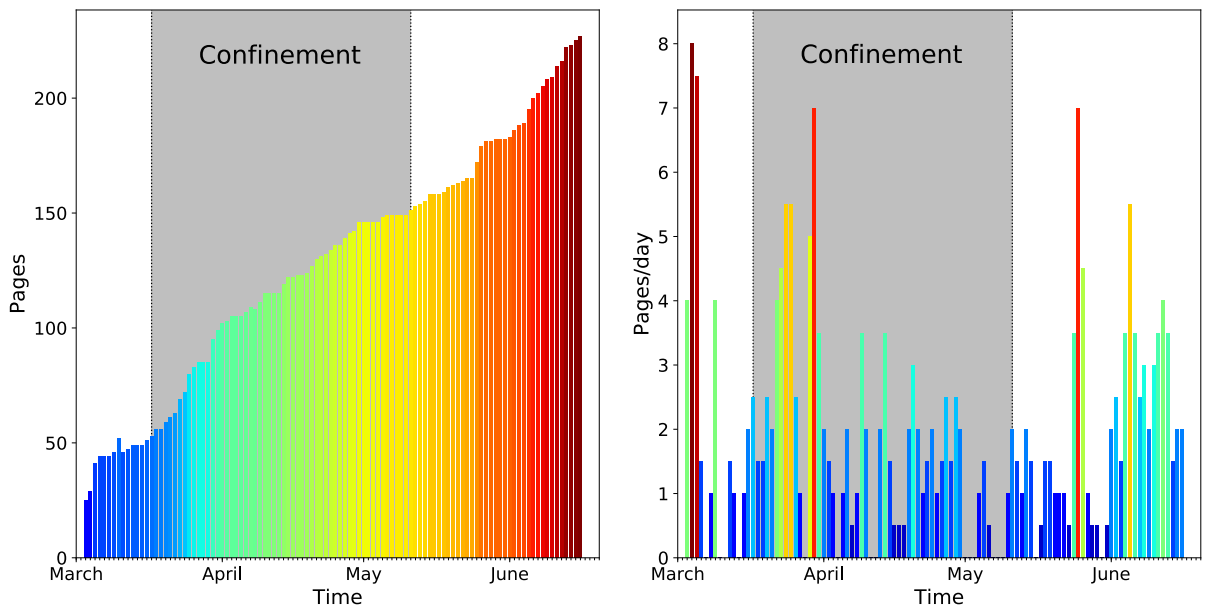


FIGURE C.2 – **Gauche** : Nombre cumulatif de pages en fonction du temps. **Droite** : Nombre de pages écrites par jour en fonction du temps.

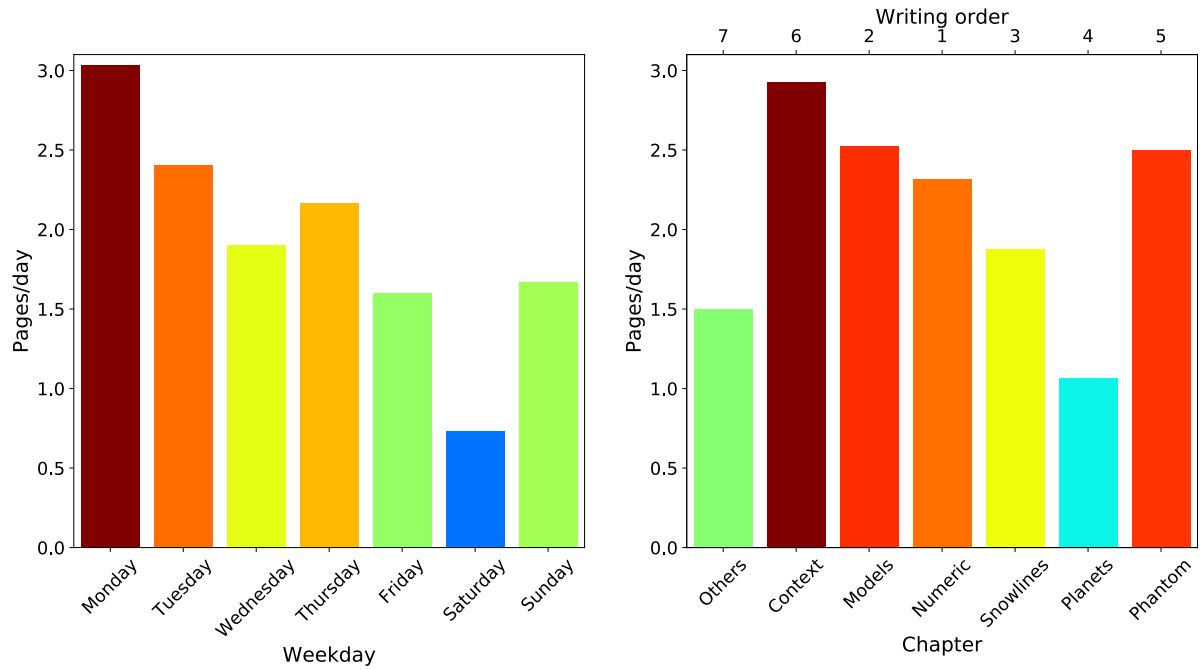
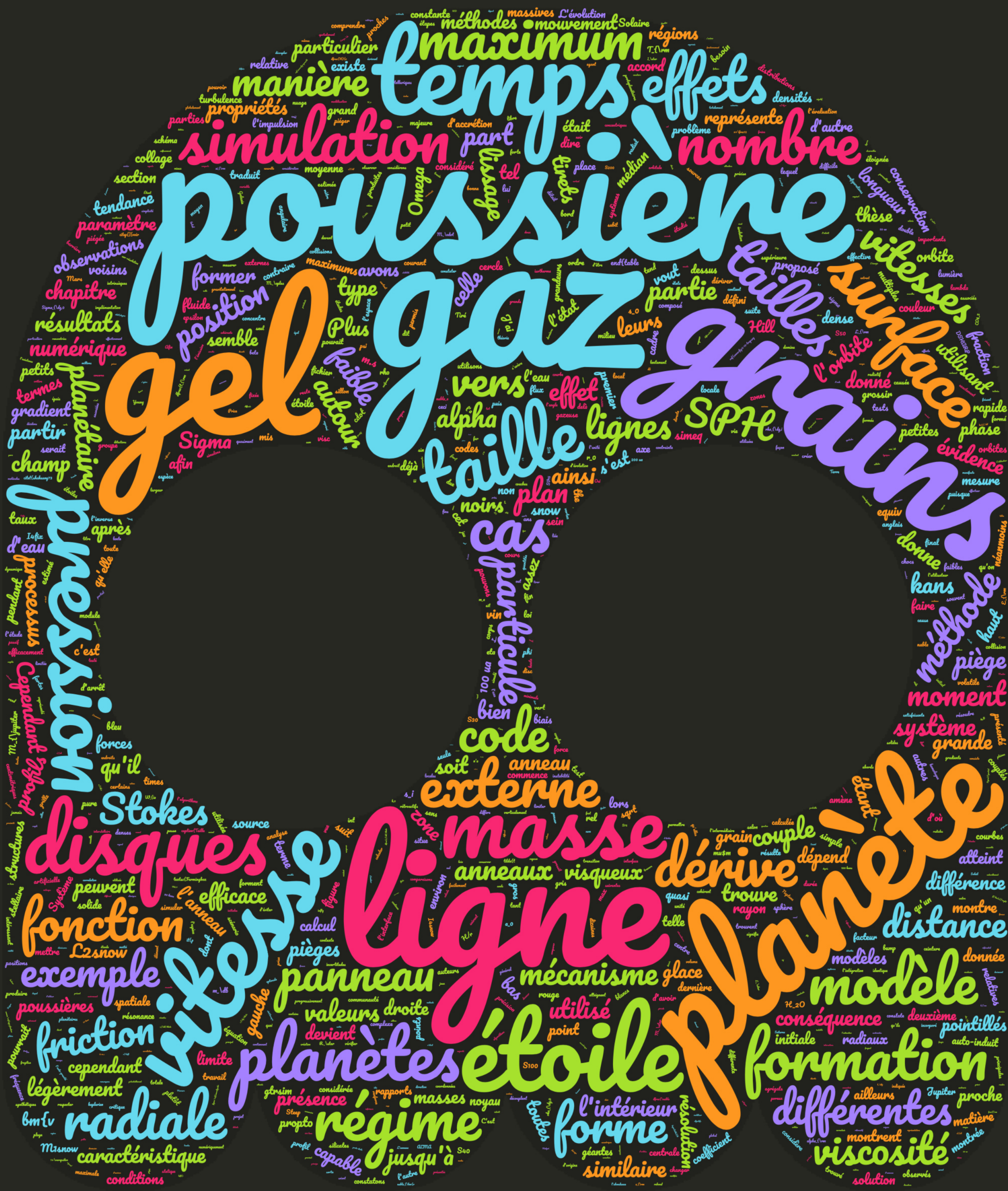


FIGURE C.3 – **Gauche** : Nombre de pages moyen journalier par jour de la semaine. **Droite** : Nombre de pages moyen journalier par chapitre.

Word Cloud


poussière
gaz
grains
gel
ligne
planète
temps
maximum
simulation
nombre
effets
pression
vitesse
étoile
masse
disques
planètes
taille
surface
tailles
vitesses
formation
modèle
fonction
radiale
régime
forme
viscosité
différentes
exemple
friction
dérive
panneau
externe
code
particule
cas
lignes
SPH
Stokes
distance
mécanisme
méthode
manière
planétaire
moment
système
vers
position
former
résultats
chapitre
numérique
champ
partir
effet
alpha
plan
noirs
anneaux
visqueux
couple
grande
piège
partie
type
autour
faible
proposé
orbite
similaire
caractéristique
valeurs
pièges
cependant
légèrement
poussières
conséquence
formation
l'intérieur
jusqu'à
résolution