



HAL
open science

Évolution de la porosité des grains : une solution aux problèmes de formation planétaire ?

Anthony Garcia

► **To cite this version:**

Anthony Garcia. Évolution de la porosité des grains : une solution aux problèmes de formation planétaire ?. Astrophysique [astro-ph]. Université de Lyon, 2018. Français. NNT : 2018LYSE1142 . tel-01977317

HAL Id: tel-01977317

<https://theses.hal.science/tel-01977317v1>

Submitted on 10 Jan 2019

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 : xxx

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 04/09/2018, par :
Anthony GARCIA

Evolution de la porosité des grains : une solution aux problèmes de formation planétaire ?

Devant le jury composé de :

Mme. Cathy QUANTIN-NATAF,

Présidente

Mr. Sébastien CHARNOZ,

Rapporteur

Mr. Olivier MOUSIS,

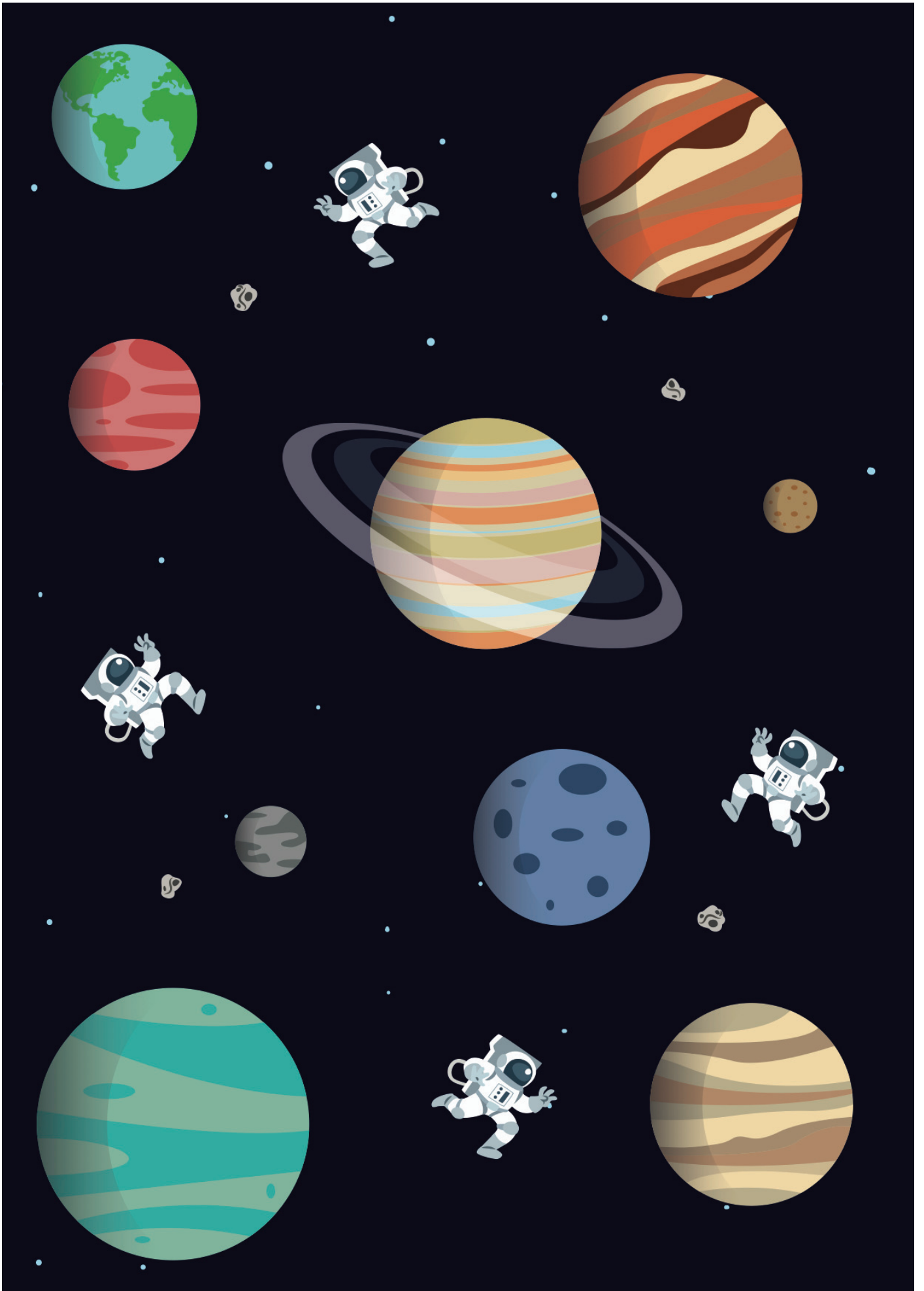
Rapporteur

Mme. Héloïse MEHEUT,

Examinatrice

Mr Jean-François GONZALEZ

Directeur de thèse



Résumé

Dans les disques protoplanétaires, les grains micrométriques croissent jusqu'à atteindre des tailles de planétésimaux avant de finalement former des planètes. Cependant, des études dynamiques ont montré qu'une fois que les grains atteignent une taille critique, ils dérivent rapidement vers l'étoile et y sont accrétés. Ce problème est connu comme la barrière de dérive radiale. De plus, des expériences en laboratoire ont montré que les grains peuvent fragmenter ou rebondir et ainsi arrêter la croissance avant les tailles kilométriques.

Afin de passer outre ces barrières, plusieurs méthodes ont été proposées comme les pièges à particules (dans les vortex ou les sillons planétaires) qui demandent des évolutions dynamiques à grande échelle. Dans ce travail, nous choisissons d'étudier les propriétés intrinsèques de la poussière pendant leur croissance et plus particulièrement leur porosité.

Nous développons un modèle d'évolution de la porosité pendant la croissance en fonction de la masse des grains pour plusieurs régimes d'expansion/compression (Kataoka et al. 2013, Okuzumi et al. 2012) et l'implémentons dans notre code SPH bifluide (Barrière-Fouchet et al. 2005).

Nous trouvons que la croissance des grains poreux est accélérée en comparaison aux grains compacts et leur taille peut atteindre plusieurs kilomètres. De surcroît, la dérive est légèrement ralentie pour les grains poreux qui peuvent croître jusqu'à de plus grandes tailles avant de commencer à dériver vers l'étoile. Nous constatons aussi que les grains des régions externes du disque grossissent plus que quand l'effet de la porosité est négligé. Ces deux mécanismes peuvent aider les grains à outrepasser la barrière de dérive radiale, notamment en passant dans le régime de traînée de Stokes, et ainsi former des planétésimaux.

Nous étudions aussi l'effet de la fragmentation et du rebond sur le comportement des grains. En considérant un seuil de fragmentation constant, nous observons que la croissance de grains poreux est retardée un temps par la fragmentation mais qu'elle se poursuit vers de grandes tailles et par conséquent, permet de passer outre les problèmes dus à la fragmentation et à la dérive radiale. Cependant, les grains très poreux sont plus fragiles et peuvent se fragmenter plus facilement entraînant une accrétion massive des poussières dans l'étoile. De plus, nous montrons que les effets du rebond peuvent être négligés devant ceux de la fragmentation.

Enfin, nous observons également que la taille des monomères et du paramètre de viscosité turbulente peut avoir une influence sur l'évolution de la porosité et donc de la poussière dans le disque.

La porosité permet donc de favoriser la croissance des grains et accélérer le découplage des grains. Les grains très poreux peuvent être plus sensibles à la fragmentation. Cependant, les effets collectifs de la poussière couplés à la porosité peuvent aider les grains à outrepasser les barrières de formation planétaire. La barrière de rebond peut être négligée dans le cas de grains poreux devant les autres barrières. Enfin, l'intensité de la turbulence altère la croissance et ainsi le devenir de la poussière. La taille des monomères modifie le facteur de remplissage sans toutefois impacter le découplage des grains dans les parties internes.

Abstract

In protoplanetary discs, micron-sized grains should grow up to planetesimal sizes in order to ultimately form planets. However, dynamical studies show that once they reach a critical size, they drift rapidly into the accreting star. This is known as the radial-drift barrier. Moreover, laboratory experiments have shown that grains can fragment or bounce, stopping the growth towards planetesimal sizes.

In order to overcome those barriers, several methods have been proposed such as particles traps (e.g. vortices or planet gaps) which all involve large-scale dynamics. In this work, we choose to investigate the intrinsic properties of the grains during their growth, in particular their porosity.

We thus consider the growth of grains with variable porosity as a function of their mass in several regimes of compression/expansion (Kataoka et al. 2013, Okuzumi et al. 2012) and implement it in our 3D SPH two-fluid code (Barrière-Fouchet et al. 2005).

We find that growth is accelerated for porous grains that can reach kilometer sizes. On the other hand, drift is slightly slowed down for porous grains that can grow up to larger sizes before drifting towards the star. As a result, grains in the outer regions of the disc reach larger sizes than when porosity is neglected. Those two mechanisms can help grains overcome the radial-drift barrier and form planetesimals. The Stokes drag regime appears to play a substantial part in maintaining grains in the disc.

Considering a constant fragmentation threshold, we also find out that growth is delayed because of fragmentation but reaching large sizes and thus overcoming problems due to fragmentation and radial drift is still possible. However, very fluffy grains are fragile and can be easily disrupted leading to a massive accretion of dust into the star. Moreover, we show that the effects due to dust bouncing can be neglected compared to fragmentation.

Finally, we investigate the influence of the size of monomers and β -parameter on the evolution of porosity and then dust in the disc.

Dust growth is accelerated by porosity and thus promotes grains decoupling. Very fluffy grains are more affected by fragmentation. However, dust collective effects and porosity can help grains to overcome planet formation barriers. Besides, the bouncing barrier can be neglected in the case of porous dust compared to other barriers. Finally, the intensity of turbulence can alter the growth and so the outcome of dust. The size of monomers modifies the grain filling factor without impacting dust decoupling in the inner parts of the disc.

Constantes physiques et liste des symboles

Constantes physiques

Constante gravitationnelle $\mathcal{G} = 6,67.10^{-11} \text{ N.m}^2.\text{kg}^{-2}$

Constante de Boltzmann $k_B = 1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

Masse solaire $M_{\odot} = 1,998.10^{30} \text{ kg}$

Masse d'un atome d'Hydrogène $m_H = 1,66.10^{-27} \text{ kg}$

Unité astronomique 1 UA = $1,49597871.10^{11} \text{ m}$

Liste des principales grandeurs utilisées et symboles associés

Symbole	Grandeur associée au gaz	Symbole	Grandeur associée aux grains
α	paramètre de viscosité turbulente	γ	énergie de surface
ϵ	rapport poussière/gaz	\mathcal{E}	module de Young
η	paramètre subképlérien	ρ_d	densité interne des grains
μ	viscosité dynamique	$\hat{\rho}_d$	densité numérique de la poussière
ν	viscosité du gaz	ρ_s	densité intrinsèque
ν_{mol}	viscosité cinématique	τ	temps d'arrêt
ν_t	viscosité turbulente	ϕ	facteur de remplissage
ρ_g	densité du gaz	$\phi_{\text{h\&s}}$	ϕ pour le régime <i>hit & stick</i>
Σ_g	densité surfacique	ϕ_{col}	ϕ pendant la collision
λ	libre parcours moyen	ϕ_{gas}	ϕ pour la compression par la traînée du gaz
c_g	vitesse du son	ϕ_{grav}	ϕ pour la compression par l'autogravité
H_g	échelle de hauteur	$\phi_{\text{f,bounce}}$	ϕ après le rebond
p	exposant du profil de densité de surface	$\phi_{\text{f,fr}}$	ϕ après la fragmentation
P_g	pression du gaz	$\phi_{\text{f,gr}}$	ϕ après la croissance
q	exposant du profil de densité de température	ϕ_i	ϕ avant la collision
T_g	température du gaz	ϕ_f	ϕ après la collision
Δv	différence de vitesse entre les deux phases	ϕ_{fr}	ϕ limite (eq. (2.118))
v_g	vitesse du gaz	ϕ_{lim}	ϕ limite pour le rebond
		a_0	taille du monomère
		e	coefficient de restitution
		E_{roll}	énergie de roulement
		E_{cin}	énergie cinétique de collision
		k	$t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}}$ limite pour survivre à la RDB ¹
Symbole	Grandeur associée	m	masse du grain
		p	porosité
		\mathcal{P}	probabilité de collage
Ω_K	période képlérienne orbitale	Re	nombre de Reynolds
M_*	masse de l'étoile	s	taille du grain
M_{disc}	masse du disque	St	nombre de Stokes
R_0	rayon de référence	t_{growth}	temps caractéristique de croissance
R_{in}	bord interne du disque	t_{drift}	temps caractéristique de dérive
R_{out}	limite externe du disque	v_d	vitesse de la poussière
R	distance à l'étoile	v_{rel}	vitesse relative des grains
t_K	temps képlérien orbital	v_{stick}	vitesse de collage
v_K	vitesse képlérienne	v_{yield}	vitesse de rebond inélastique
		v_{frag}	seuil de fragmentation
		v_{end}	vitesse de rebond total

TABLE 1: Principales grandeurs utilisées dans cette thèse.

Remerciements

Il est d'usage de débiter les remerciements par son directeur de thèse. Cependant, je ne le fais par coutume mais réellement parce que c'est la personne qui m'aura le plus soutenu et encouragé pendant ces trois ans. Je remercie donc Jean-François pour sa confiance, son soutien et, il faut le reconnaître, son exigence surtout sur la fin. Il aura su me porter et trouver les mots pour que ma thèse se déroule du mieux possible et que ma confiance en soi ne coule pas trop. Je tiens également à remercier mes collègues devenus amis : Francesco, Arnaud et Esther, liste que l'on peut élargir en rajoutant Guillaume, Maxime, Nicolás et l'ANR PFD.

Dans un deuxième temps, je tiens à remercier ma famille qui a toujours su me soutenir dans mes projets en me laissant une liberté tant appréciée à commencer par mes parents Stéphane et Marielle, mon frère Enzo et ma soeur Lisa, mes grands parents Valentine, Roselyne, Jean-Claude et Jean-Marie, mes tantes Séverine, Fabienne, Nathalie et oncles Frédéric, Jean-Philippe, Hervé, mes cousins Mathieu, Flavien, Yann et ma cousine Ness, mon parrain Lionel, mes grands tantes et grands oncles et j'en passe. On ne se dit jamais assez qu'on s'aime mais on le sait. Ils auront su tout au long de ces 25 ans faire de moi la personne que je suis aujourd'hui. Je peux aussi y rajouter les amis de la famille qui en font partie en quelque sorte.

Comme le monde serait bien triste sans amis, je veux les remercier d'avoir été là pendant les hauts et les bas qui accompagnent la thèse en dépit de mon caractère difficile par moment :

- la clique vaclusienne entre le Petit Nice, Saint Gabriel, Lucie Aubrac et l'Université d'Avignon : Margot, Morgane, Maximilien, Mélanie, Loïc, Olivier, Crystel, Audrey, Charline, Alice, Elfi, Marine, Aurélie, Yvan, Marie, Cindy et d'autres noms que j'oublierai sûrement.
- mes amis du master de Lyon : Emeline², Lily, Killian, Margot, Guillaume, Ségolène...
- mes amis internationaux : la Roumanie avec Carla, Elena, Alexandra, Sophie, Ioana, Andreea et leurs familles et amis qui m'auront accueilli pour un mois mémorable, l'Australie avec Greg, l'Autriche avec Mari...
- ma famille théâtrale sous la direction d'Hervé et d'Albane pour le coup, c'est sûr que je vais oublier des gens : Elise, Carla, Sandrine, Sylvain, Sarah-Laure, Vincent, Léa×2, Amanda, Péju, Oussama, Tifenn, Mathilde... avec qui j'aurai partagé des week ends de travail endiablés. Sans oublier les supers régisseurs du théâtre Astrée.
- les Philosophes de Comptoir³ : Patricia, Geoffrey, David, Martin, Céline, Marianne.
- L'UkeDunum, qui m'aura initié aux subtilités du ukulele et du D7 hawaïen : Renaud, Mathieu, Damien, Sandrine, Daniel, Thomas, Louis, Guillaume, Cécile...
- les quiz du lundi et du dimanche qui auront été un phare dans ma thèse : Ian « From a jack to a king » Wilkinson, Fabrice, les Blunt Bitches, Delphine,

2. la meilleure binôme de l'Univers observable.

3. ou Pizz'art pour les intimes.

- Laura, Blanche, Hugo, les serveurs du Flanigan's et du Wallace et surtout mes compagnons de route, David « Wiki D », et l'AstroGang Benjamin et David.
- l'autre AstroGang : Peter, David, Laurence et Matthieu.
 - le SDS, ma deuxième équipe qui m'aura initié aux joies de la diffusion scientifique et des soirées d'observation tout en étant une oreille attentive : Caroline, Joanne, Clémence, Léa et Antoine, Emmanuel, Johan, Benjamin, Johany...
 - l'Observatoire de Lyon en général qui m'aura fait me sentir en famille plus qu'au boulot entre stagiaires, doctorants, post docs, permanents et UMS.
 - Corinne et Jean-Michel qui m'auront fait confiance pour enseigner à leur côté.

Table des matières

Résumé	3
Abstract	5
Constantes physiques et liste des symboles	7
Remerciements	9
Introduction	15
1 Contexte astrophysique	17
1.1 Formation et observation des disques	17
1.1.1 Mécanismes de formation des disques	17
1.1.2 Observation des disques	19
1.2 Formation planétaire	22
1.2.1 De la poussière interstellaire aux planétésimaux	22
1.2.2 Formation des planètes	23
1.2.3 Formation planétaire en action et exoplanètes	23
1.3 Système solaire	27
1.3.1 Composition et structure	27
1.3.2 Scénario de formation du Système Solaire	29
1.4 Barrières de formation planétaire	29
1.4.1 Interaction gaz-poussière : barrière de dérive radiale	30
1.4.2 Lors des collisions : barrières de fragmentation et de rebond	33
1.5 Solutions possibles : pièges à particules	36
1.5.1 Pièges à particules auto-induits et <i>streaming instability</i>	36
1.5.2 Vortex	37
1.5.3 Lignes de gel	39
1.5.4 Autres solutions	39
1.6 Porosité	39
1.6.1 Expériences en laboratoire et simulations de collisions	40
1.6.2 Comètes	40
1.6.3 Pourquoi se concentrer sur la glace?	41
1.7 Problématiques	42
2 Modèles	43
2.1 Structure du disque de gaz	43
2.1.1 Conservation de la masse et du moment cinétique	43
2.1.2 Modélisation du gaz en lois de puissance	43
2.1.3 Viscosités du gaz	47
2.2 Dynamique des grains	47
2.2.1 Grandeurs intrinsèques des grains	47
2.2.2 Friction du gaz et grandeurs aérodynamiques	48

2.2.3	Sédimentation verticale	53
2.2.4	Dérive radiale	55
2.3	Evolution de la masse des grains lors des collisions	57
2.3.1	Croissance	60
2.3.2	Rebond	63
2.3.3	Fragmentation	71
2.4	Modélisation des barrières	75
2.4.1	Barrière de dérive radiale	75
2.4.2	Rebond	78
2.4.3	Fragmentation	80
2.5	Modélisation analytique de la porosité	83
2.5.1	Développement d'un modèle de porosité et contributions	84
2.5.2	Evolution pendant la croissance	84
2.5.3	Compression statique du grain	96
2.5.4	Evolution pendant le rebond et la fragmentation	100
3	Simulations numériques de disques protoplanétaires	103
3.1	Formalisme SPH	103
3.2	Description de notre code SPH	105
3.2.1	Densité	105
3.2.2	Longueur de lissage	106
3.2.3	Equations du mouvement	106
3.2.4	Viscosité artificielle	107
3.2.5	Croissance - Fragmentation	108
3.2.6	Nouvelles implémentations	109
3.2.7	Etat initial de nos simulations	110
3.3	Code PACED	111
3.3.1	Description et comparaison avec le code SPH	111
3.3.2	Etat initial	111
4	Influence de la porosité sur la barrière de dérive radiale	113
4.1	Paramètres d'étude	113
4.2	Influence de la porosité sur la croissance et la dérive des grains	114
4.2.1	Etude pour un disque stationnaire en lois de puissance	114
4.2.2	Etude pour un disque avec effets collectifs	121
4.3	Evolution du facteur de remplissage dans le disque	125
4.3.1	Cas d'un disque stationnaire en lois de puissance	125
4.3.2	Cas d'un disque avec effets collectifs	125
4.4	Répartition des grains compacts et poreux	129
4.4.1	Distribution des tailles dans le disque	129
4.4.2	Distribution du facteur de remplissage dans le disque	129
4.5	Résumé de l'influence de la porosité sur le comportement des grains	132
5	Fragmentation et rebond des grains	135
5.1	Influence de la fragmentation	135
5.1.1	Etat des simulations utilisées dans ce chapitre	135
5.1.2	Conséquences sur la taille et la dynamique des grains	136
5.1.3	Evolution de facteur de remplissage	142
5.2	Rebond et fragmentation des grains poreux	145
5.2.1	Influence du rebond seul avec seuil limite de rebond en accord avec la littérature	146

5.2.2	Influence du rebond seul sans seuil limite de rebond	146
5.2.3	Ajout de la fragmentation sans seuil limite de rebond	149
5.3	Résumé autour du rebond et de la fragmentation des grains	150
6	Influence de la taille des monomères et viscosité sur la porosité	151
6.1	Taille du monomère	151
6.1.1	Une démonstration simple pour commencer	152
6.1.2	Influence sur l'évolution du facteur de remplissage	153
6.1.3	Répercussions sur la croissance et dynamique des grains	158
6.2	Influence du paramètre de viscosité turbulente	160
6.3	Résumé de l'impact de la taille des monomères et du paramètre vis- queux	168
	Conclusion	171
A	Algorithmes de porosité et évolution de la masse	175
A.1	Algorithme d'évolution de la masse	175
A.2	Algorithme d'évolution du facteur de remplissage pendant la collision	177
A.3	Algorithme d'évolution du facteur de remplissage avec la compres- sion statique	179
A.4	Algorithme d'évolution du facteur de remplissage global	179
B	Régimes d'Epstein et de Stokes - Nombre de Stokes	181
B.1	Transition entre $St < 1$ et $St > 1$	181
B.1.1	Dépendance radiale du nombre de Stokes	181
B.1.2	Taille du grain pour $St = 1$ ou taille optimale	183
B.1.3	facteur de remplissage pour $St = 1$	185
B.2	Transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes	186
B.2.1	Taille du grain à la transition	186
B.2.2	Nombre de Stokes à la transition	188
B.2.3	Distance à l'étoile à la transition	189
B.3	Conclusion	190
C	Equivalence masse - taille - facteur de remplissage	193

A ma famille et à Brian May, Docteur du Rock,

Introduction

L'exploration des objets du Système solaire externe et plus récemment de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (fig. 1) nous donne des contraintes sur leur composition et aide ainsi les chercheurs à comprendre la formation de notre Système solaire et des systèmes planétaires en général. En effet, la découverte de plusieurs milliers d'exoplanètes entretient la question de la formation planétaire. De plus, les télescopes de plus en plus puissants offrent désormais les précisions nécessaires pour étudier en détails la structure du gaz et de la poussière dans les disques protoplanétaires, berceau des planètes.

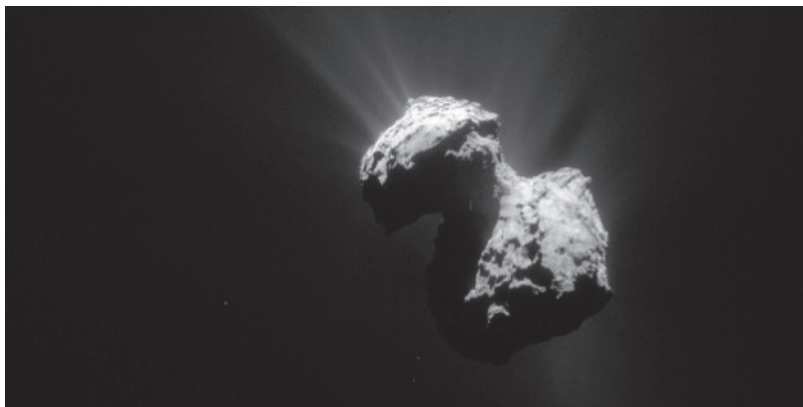


FIGURE 1: Vue de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko prise par Rosetta. Crédits : ESA.

Les premiers stades de formation planétaire, depuis les grains micrométriques, briques élémentaires nommées monomères, jusqu'aux objets kilométriques, appelés planétésimaux, restent confrontés à des problèmes appelés "barrières". La différence de vitesse entre la poussière et le gaz environnant crée une friction aérodynamique responsable de la dérive radiale des grains. Ce rapprochement vers l'étoile peut se conclure par l'accrétion des grains par l'astre central. Par ailleurs, des expériences en laboratoire menées dans les conditions des disques protoplanétaires montrent l'existence de plusieurs issues défavorables à la formation de planétésimaux par croissance directe.

L'objectif de cette thèse est de comprendre comment la porosité influence ces premières phases de formation. Cela revient à étudier l'évolution des grains à la fois à l'échelle des collisions pour comprendre les processus de croissance mais aussi à l'échelle du disque pour s'intéresser à la dynamique de la poussière. Il sera question de s'intéresser à l'impact de la porosité sur la croissance et la dynamique des grains afin de comprendre si cette caractéristique du grain peut aider la poussière à subsister dans le disque. Ensuite, la répercussion de la fragmentation et du rebond des grains sur le maintien de la poussière dans le disque sera étudiée. Après quoi, l'impact de la taille des monomères et de l'intensité de la turbulence du disque sur la croissance et la dérive radiale des grains sera discutée. Enfin, je conclurai sur les conséquences sur la formation planétaire.

Chapitre 1

Contexte astrophysique

*If I have seen further it is by standing
on the shoulders of Giants.*

ISAAC NEWTON

Ce chapitre a pour but d'introduire les concepts relatifs à la formation planétaire. Dans un premier temps, nous présenterons les connaissances actuelles sur la formation des disques protoplanétaires, précurseurs des systèmes planétaires. Par la suite, nous exposerons les différentes étapes pour passer de grains de poussière micrométriques à des planètes. Dans ce contexte, nous appliquerons ces processus au Système Solaire et parlerons des objets qui le composent. Dans un quatrième temps, nous ferons le point sur les barrières de formation planétaire, point délicat de l'évolution de la poussière. Pour palier à ces problèmes, plusieurs solutions existent dont les pièges à particules dont certains exemples seront présentés dans la section 1.5. Nous explorons dans ce travail l'effet de la croissance poreuse comme solution. Les raisons que nous ont motivées à étudier cette solution seront présentées dans la partie 1.6. Enfin, les problématiques auxquelles nos travaux tentent de répondre viendront clore cette introduction.

1.1 Formation et observation des disques

1.1.1 Mécanismes de formation des disques

La formation des planètes prend place dans des disques de gaz et de poussière appelés disques protoplanétaires orbitant autour d'étoiles jeunes. Cette idée n'est pas récente puisqu'elle a été proposée dès le XVIII^{ème} siècle par Emanuel Swedenborg [1734], Emmanuel Kant [1755] ou Pierre-Simon de Laplace [1796]. La formation de ces disques est liée à la formation de l'étoile centrale et commence par l'effondrement d'un nuage moléculaire.

Ces nuages, composés de gaz et de poussière submicrométrique issue de la condensation du gaz, se trouvent proches du plan galactique et sont de vraies pouponnières à étoiles (fig. 1.1). Ils ont une taille variant de 1 à une centaine de parsecs¹ et une masse allant de 10 à 10⁶ M_⊙².

Bien qu'ils aient une densité numérique de gaz moyenne de 10¹¹ m⁻³, les nuages moléculaires sont inhomogènes et certaines régions présentent des sur-densités autour desquelles la matière va s'effondrer gravitationnellement, comme l'illustre la figure 1.2. Cependant, le gaz du nuage a trop de moment cinétique pour se concentrer directement jusqu'à des densités autour de 10³⁰ m⁻³ pour lesquelles les réactions thermonucléaires se mettent en place et permettent de former l'étoile centrale,

1. Un parsec, abrégé « pc », correspond à 3,2616 années-lumière soit 3,085 677 581.10¹⁶ m.

2. La masse solaire M_⊙ correspond à 1,998.10³⁰ kg.



FIGURE 1.1: Deux exemples de nuages moléculaires parmi les plus étudiés. A gauche : le nuage d'Ophiucus (crédits : NASA Spitzer Space Telescope). A droite : la nébuleuse d'Orion (crédits : Francesco Battistella).

alors appelée proto-étoile. Le moment cinétique augmente avec la distance par rapport au centre et doit être conservé pendant l'effondrement. Une partie de la matière doit donc être transportée vers l'extérieur pour que la concentration au centre soit possible. Le nuage prend alors la forme d'un disque autour de l'étoile jeune. Parmi les mécanismes de transport du moment cinétique, on peut noter les instabilités magnéto-rotationnelles et la turbulence hydrodynamique. A cette étape, le disque a une masse proche de celle de l'étoile. Néanmoins, la proto-étoile accrete la matière du disque jusqu'à ce qu'il ne représente plus qu'une masse d'environ 1% de la masse stellaire. Il s'étend alors sur quelques centaines d'unités astronomiques³. Le disque est alors nommé disque protoplanétaire. A l'intérieur de ce disque, la poussière micrométrique va se coller jusqu'à former des planétésimaux, objets kilométriques dont la gravité devient suffisamment forte pour attirer la matière environnante et continuer à croître jusqu'à former des planètes. Cette phase sera plus longuement discutée par la suite et est au centre de ce travail. Le gaz du disque est ensuite dissipé. Si avant qu'il soit totalement dissipé, les parties internes du disque se vident de sa poussière, on parle de disque de transition.

On peut classer les étoiles autour desquelles les disques protoplanétaires se forment en trois catégories selon leur masse M_* ou type spectral :

- **Ae/Be Herbig** : $2 \leq M_*/M_\odot \leq 8$, la température effective de ces étoiles est supérieure à 7500 K et leur luminosité à $5 L_\odot$. Ces étoiles sont de types spectraux A et B.
- **T-Tauri** : $0,08 \leq M_*/M_\odot \leq 2$. Leur température effective est comprise entre 2500 et 7500 K et leur luminosité est comprise entre $0,08$ et $5 L_\odot$. Les types spectraux de ces objets sont F, G, K et M.
- **Naines Brunes** : $0,013 \leq M_*/M_\odot \leq 0,08$. Ces "étoiles" ne déclenchent pas les réactions thermonucléaires, elles sont ainsi plus froides (entre 600 et 2500K à leur surface) et moins lumineuses (inférieure à $0,08L_\odot$). Elles sont de types spectraux M, L et T.

3. l'unité astronomique est la distance moyenne Terre-Soleil. $1 \text{ UA} = 1,49597871 \cdot 10^{11} \text{ m}$.

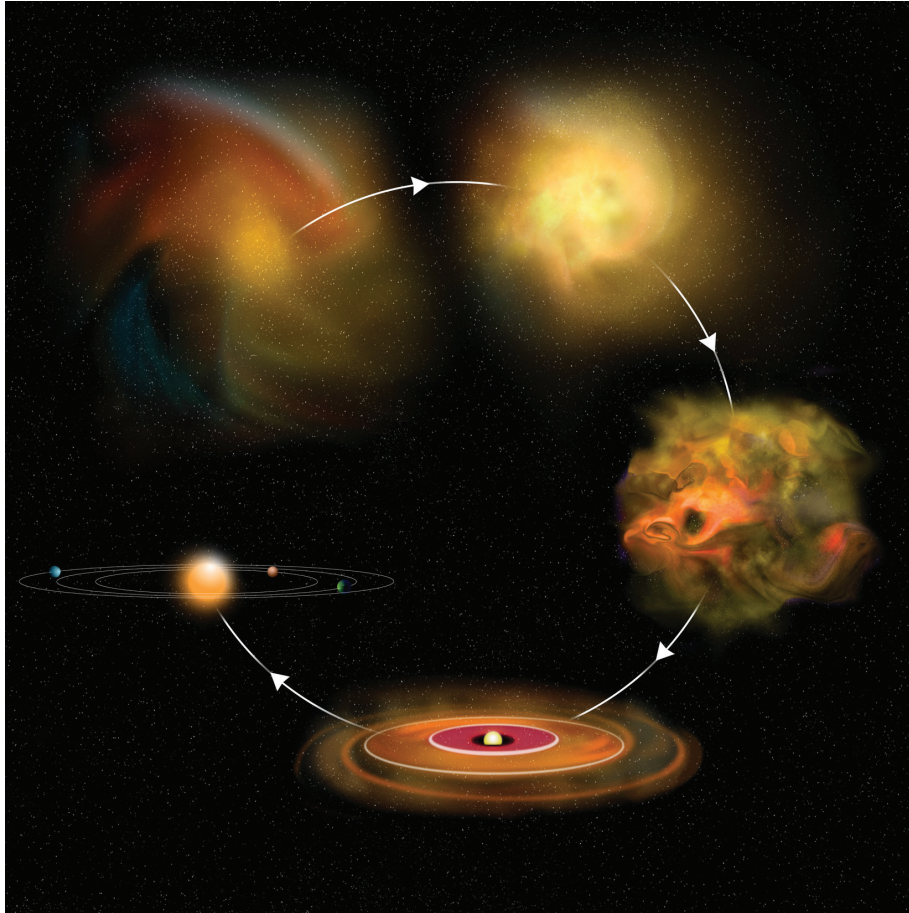


FIGURE 1.2: Illustration de l'évolution d'un nuage moléculaire vers un système planétaire (Crédits : Bill Saxton, NRAO/AUI/NSF).

1.1.2 Observation des disques

La lumière de l'étoile centrale est émise dans toutes les directions. Lorsque cette dernière est entourée d'un disque protoplanétaire, le rayonnement stellaire est affecté : il est diffusé et/ou absorbé, permettant l'observation du disque.

Ainsi, le disque peut être observé directement à différentes longueurs d'onde. Ces observations permettent de donner plusieurs informations sur le disque comme sa taille, son rapport d'aspect ou la distribution de la poussière pour différentes tailles. Avec l'évolution des instruments d'observation directe comme SPHERE, les disques sont de plus en plus résolus comme l'atteste la figure 1.3 où l'on constate très bien la surface du disque ainsi que l'occultation de la lumière de l'étoile dans le plan médian par la poussière [Avenhaus et al., 2018].

D'un autre côté, la méthode indirecte, utilisant l'analyse du spectre du système étoile et disque, permet d'apprendre aussi des informations sur le disque. La distribution spectrale d'énergie (SED⁴) mesure la distribution du flux du système étoile-disque en fonction de la fréquence ou longueur d'onde. Les objets stellaires jeunes peuvent être classifiées en fonction de la pente de leur distribution spectrale d'énergie dans la région infrarouge (IR⁵) donnée par :

4. pour *Spectral Energy Distribution* en anglais.

5. autour de 2 - 30 μm .

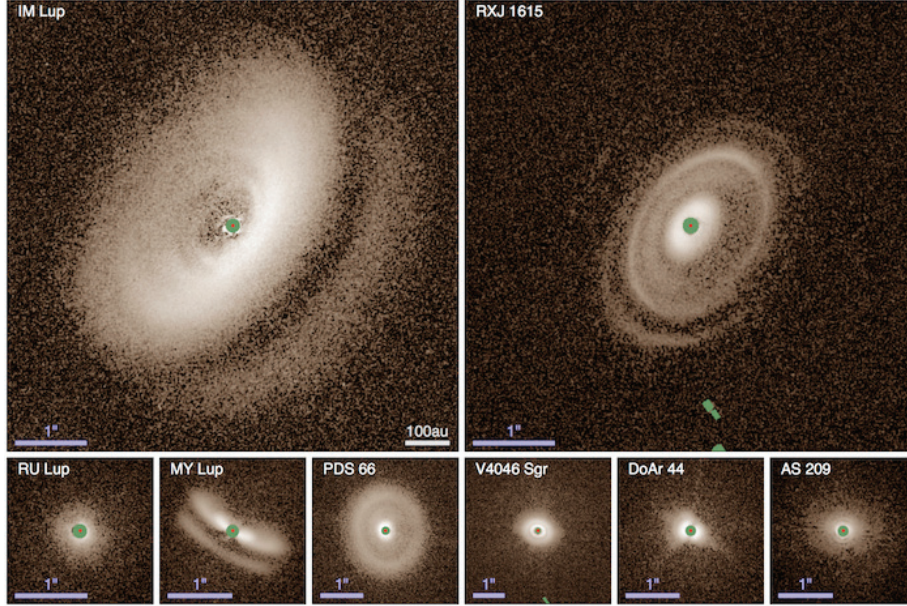


FIGURE 1.3: Images en bande H de disques protoplanétaires avec l'instrument SPHERE/IRDIS. L'échelle de 100 UA identifiée sur la première image est applicable à toutes les autres [Avenhaus et al., 2018].

$$\alpha_{\text{IR}} = \frac{\Delta \log(\lambda F_{\lambda})}{\Delta \lambda}, \quad (1.1)$$

avec F_{λ} le flux spectral associé la longueur d'onde λ . La valeur de α_{IR} est reliée à la phase d'évolution du disque et permet de classer les objets stellaires jeunes en 4 catégories [Lada and Wilking, 1984, Andre et al., 1993, Andre and Montmerle, 1994] :

- **Classe 0** : l'étoile jeune est cachée par le nuage de gaz qui réémet la lumière dans le lointain infrarouge et le millimétrique. Aucun flux n'est émis dans le proche infrarouge, $\alpha_{\text{IR}} = 0$. Le système a alors environ 10^4 ans.
- **Classe I** : dans le proche ou le moyen infrarouge, la SED est plate ou légèrement croissante avec $\alpha_{\text{IR}} \leq -0,3$. Cette classe peut être subdivisée en deux sous-classes pour $\alpha_{\text{IR}} \approx 0$ et $\alpha_{\text{IR}} > 0,3$. Le système a autour de 10^5 ans et l'étoile jeune accrète la matière du disque de manière significative.
- **Classe II** : la SED est notablement décroissante dans le proche et moyen IR avec $-1,6 \leq \alpha_{\text{IR}} < -0,3$. Ces étoiles sont appelées T Tauri classiques (ou *Classical T Tauri Stars* (CTTS)). On peut interpréter leur spectre comme deux corps noirs : celui de l'étoile et celui du disque de poussière chauffé par l'étoile.
- **Classe III** : la SED correspond surtout à la photosphère de l'étoile avec $\alpha_{\text{IR}} < -1,6$. L'étoile est prête à rentrer dans sa séquence principale et le disque est alors tenu en gaz et composé de solides kilométriques issus de la coagulation de la poussière et de corps plus petits, débris des collisions. On parle de disque de débris. Le système est âgé de $\sim 10^7$ ans et l'étoile centrale est qualifiée de T Tauri à raies faibles⁶.

6. "weak-lined T Tauri star" (WTTS) en anglais.

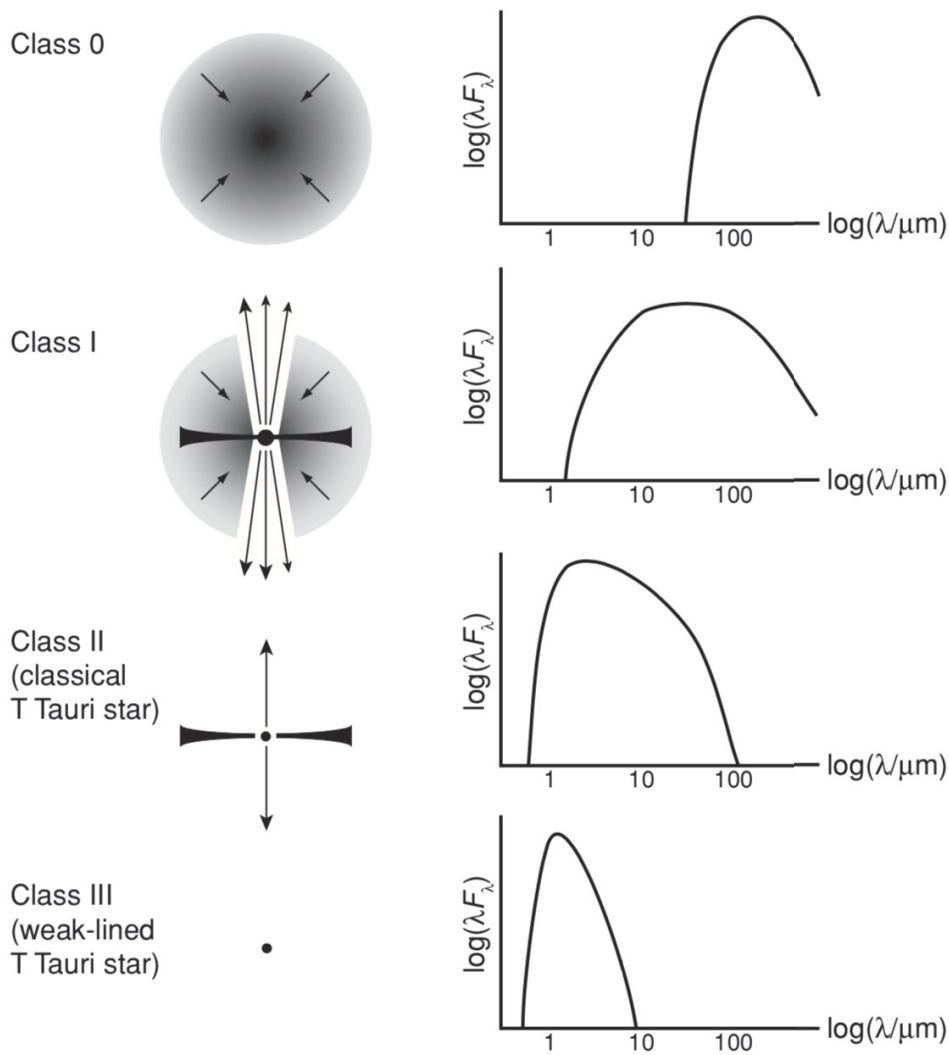


FIGURE 1.4: Classification des objets stellaires jeunes selon leur distribution spectrale d'énergie [Armitage, 2010].

Ces différentes catégories sont illustrées par la figure 1.4.

Les spectres observés nous apportent aussi des informations via les raies d'absorption et d'émission sur la chimie du disque. Le gaz du disque est principalement composé de H_2 non détectable mais les signatures d'autres molécules comme H_2O , CO , NH_3 ou CH_4 peuvent être observées. Ces espèces, dites volatiles, existent sous forme gazeuse dans les parties internes du disque et sous forme solide dans les parties externes. Ces phases se séparent en deux zones délimitées par la ligne de gel, où la température correspond à la température de condensation de l'espèce chimique. Ce concept sera plus longuement discuté dans la partie 1.5.3. La poussière, de son côté, peut être séparée en deux familles : les poussières carbonées (graphite ou carbone amorphe) et les molécules aromatiques (PAHs pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*) d'un côté et de l'autre, les molécules oxygénées telles que les silicates (silice SiO_2 , enstatite $MgSiO_3$ ou forsterite Mg_2SiO_4), d'autres oxydes comme le corindon Al_2O_3 ou des espèces plus volatiles comme les monoxyde et dioxyde de carbone CO et CO_2 ou l'eau H_2O dont la phase solide est au centre de ce travail.

1.2 Formation planétaire

Les observations des disques protoplanétaires et disques de débris ont validé l'idée selon laquelle les planètes se forment dans les disques à partir de la poussière issue de la condensation du gaz dans le milieu interstellaire (MIS) ou dans l'atmosphère des géantes rouges puis disséminés dans le MIS. Ces grains submicrométriques, appelés monomères, vont grandir à travers 13 ordres de grandeur jusqu'aux planètes de plusieurs milliers de kilomètres. Ce processus s'étale sur une échelle temporelle de plusieurs millions d'années. Safronov [1972] a émis, pour la première fois, l'idée de formation des planètes à partir des planétésimaux. Leur gravité attire les corps alentour et permet la croissance jusqu'à des tailles planétaires.

1.2.1 De la poussière interstellaire aux planétésimaux

La croissance des grains jusqu'aux planétésimaux commence par le collage des monomères grâce aux interactions de Van der Waals [Cuzzi et al., 1993, Stepinski and Valageas, 1997]. Lorsque les grains atteignent environ $10 \mu\text{m}$, les forces de contact deviennent trop faibles pour continuer à assurer le collage. Cependant, la turbulence du gaz permet aux grains de se rencontrer et de coller par coagulation [Weidenschilling and Cuzzi, 1993]. Quand les grains parviennent à des tailles comprises entre le millimètre et le mètre, la vitesse relative entre les grains est maximale et ils commencent à se découpler du gaz, sédimenter vers le plan médian et dériver vers l'étoile [Weidenschilling, 1977, Dullemond and Dominik, 2004, Laibe et al., 2008]. Ces grains, connus sous le nom de "galets"⁷, sont sujets à des problèmes de formation planétaire appelés barrières et développés plus particulièrement dans la partie 1.4. L'étude de la croissance des grains de ces tailles est au centre de la compréhension de la formation planétaire. En supposant que la taille des grains atteignent 1-10m, leur vitesse relative diminue leur permettant de croître jusqu'à ce que leur propre gravité soit assez forte pour dominer la croissance.

Un autre mécanisme de croissance jusqu'aux planétésimaux a été exposé par Goldreich and Ward [1973] et est ainsi connu sous le nom de mécanisme de Goldreich-Ward. Lorsque les grains ont sédimenter dans le plan médian en une couche fine, la densité locale de poussière augmente fortement jusqu'à devenir supérieure à celle du gaz. Ce sous-disque de poussière devient gravitationnellement instable et forme des planétésimaux par accumulation des grains entre eux. Néanmoins, ce processus nécessite un rapport poussière/gaz trop important qui ne peut pas être atteint à cause de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [Chokshi et al., 1993] ou parce qu'il faudrait une turbulence trop faible.

Cependant, d'autres mécanismes existent comme les pièges à particules caractérisés par la concentration de poussière, favorables à la croissance rapide des grains. Ils seront détaillés dans la partie 1.5.

Etudier l'évolution de la poussière au cours de la vie du disque présente plusieurs problèmes dus aux échelles temporelles et spatiales. Les observations des disques donnent des informations sur les zones du disque où se trouve la poussière mais le processus de croissance reste trop long à suivre de manière observationnelle. Cependant, ce processus peut être étudié notamment de manière expérimentale ou numérique comme cela sera développé dans la section 1.4.2 ou le chapitre 3.

7. *pebbles* en anglais.

1.2.2 Formation des planètes

Les planétésimaux sont découplés du gaz et possèdent une gravité suffisante pour continuer à grossir en accrétant la matière environnante. Cela a pour effet d'augmenter la section efficace de collision et donc de favoriser la croissance qui devient alors emballée jusqu'à former des protoplanètes [Greenberg et al., 1978, Wetherill and Stewart, 1989, Ormel et al., 2010b]. Par ailleurs, Wahlberg Jansson and Johansen [2014] ont montré que cette croissance des planétésimaux vers les protoplanètes peut être accélérée par l'accrétion des galets environnants, c'est ce qu'on appelle la *pebble accretion*. Plus récemment, l'étude du sol de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko a montré que les *pebbles* étaient conservés et leurs tailles ont pu être mesurées [Fulle et al., 2016]. Ainsi, la comète a pu être formée à partir de solides ayant des tailles comprises entre quelques millimètres et plusieurs mètres [Blum et al., 2017, Pajola et al., 2017]. De plus, ce processus favorise la formation d'objets poreux. Cependant, Brouwers et al. [2018] ont récemment montré que ce phénomène permet de former rapidement des objets rocheux avec une masse maximale de $0,6 M_{\oplus}$ ⁸, la *pebble accretion* ne permet pas à elle seule de former des protoplanètes mais vient en complément de la croissance emballée.

Néanmoins, à partir d'une certaine masse, ces protoplanètes perturbent les planétésimaux alentours et la croissance est ralentie [Ida and Makino, 1993, Ormel et al., 2010a]. Elle se poursuit alors épisodiquement lors de collisions avec des planétésimaux, on qualifie cette phase de croissance oligarchique car elle est dominée par les corps les plus massifs. Par la suite, les embryons planétaires peuvent se rencontrer pour continuer à évoluer vers des planètes telluriques, on parle d'accrétion tardive. Ce processus permet de former des planètes rocheuses en 10^{7-8} ans.

La formation des planètes gazeuses commence lorsque le cœur planétaire atteint $10 M_{\oplus}$, masse assez importante pour permettre l'accrétion du gaz alentour [Mizuno, 1980, Pollack et al., 1996]. Ce processus permet la formation de la planète avec un temps caractéristique d'environ 10^6 ans. Par ailleurs, si la formation des géantes gazeuses dépend fortement de la quantité de gaz présente dans le disque, elles peuvent aussi se former par instabilité gravitationnelle dans le cas où le disque est très massif sans la nécessité d'un cœur solide [Cameron, 1978, Boss, 1997]. Cependant, cette hypothèse n'est réalisable que loin de l'étoile et est moins favorisée car elle nécessite un disque dont la masse représente au moins 10% de la masse stellaire et forme des planètes très massives de l'ordre de plusieurs masses de Jupiter⁹ voire des naines brunes.

La figure 1.5 schématise ce processus de formation planétaire.

1.2.3 Formation planétaire en action et exoplanètes

Si les petits grains jusqu'aux planétésimaux affectent peu le disque, les planètes sont assez grandes et massives pour déformer localement la structure du gaz et créer des perturbations gravitationnelles qui se diffusent dans le disque sous la forme d'ondes spirales à l'intérieur et l'extérieur de la planète. L'onde spirale crée un échange de moment cinétique lorsqu'elle se diffuse dans le disque visqueux. Le moment cinétique augmentant avec la distance à l'étoile, l'onde qui se propage vers

8. M_{\oplus} représente la masse terrestre avec $M_{\oplus} = 5,97 \cdot 10^{24}$ kg.

9. La masse de Jupiter est $M_J = 1,8986 \cdot 10^{27}$ kg, soit environ 318 M_{\oplus} .

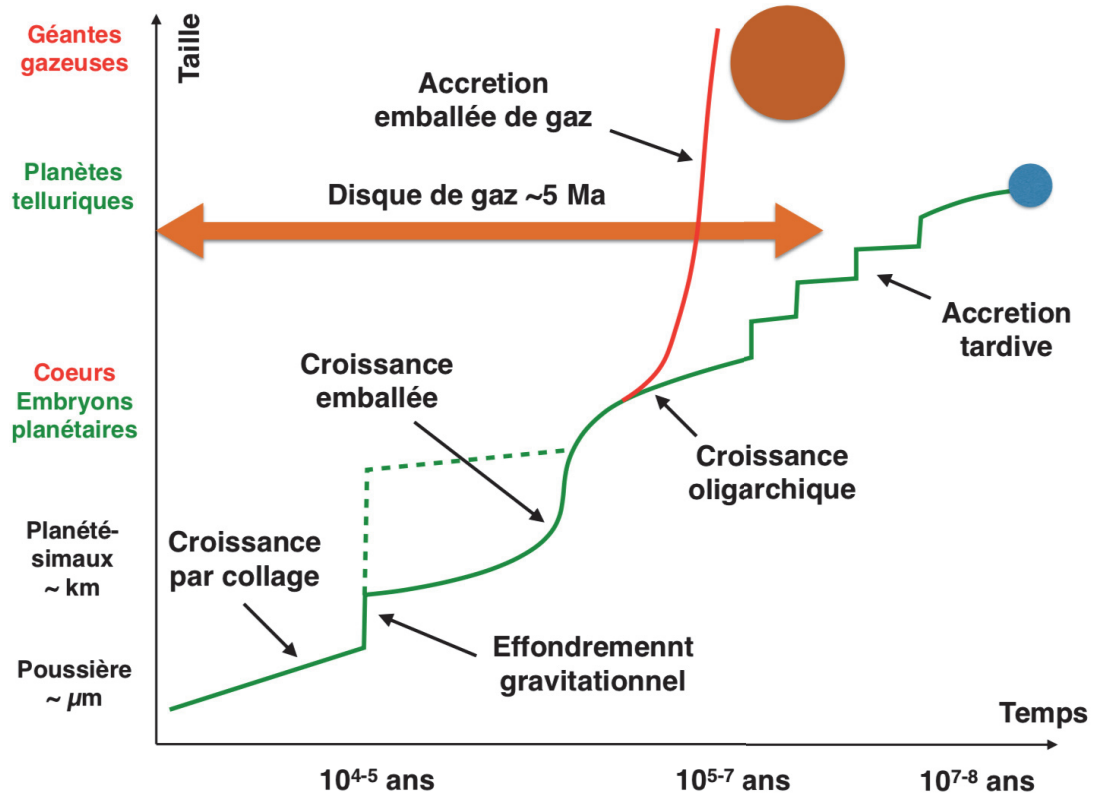


FIGURE 1.5: Différents scénarii pour la formation planétaire (Crédits : Cuello [2015] d'après Sean Raymond).

l'extérieur crée un excès de moment cinétique tandis qu'à l'intérieur, un déficit se forme. Le gaz à l'extérieur de la planète est accéléré et part vers l'extérieur du disque. Le gaz à l'intérieur de la planète est ralenti et dérive vers l'étoile. Ce mécanisme crée l'ouverture d'un sillon le long de l'orbite planétaire.

La viscosité du disque tend à refermer le sillon après le passage de la planète. On peut noter comme origine à la viscosité du disque la viscosité moléculaire du gaz ou la viscosité turbulente, la première étant très faible devant la seconde. Pour que le sillon demeure ouvert au cours du temps, la planète doit être assez massive. Dans le cas d'un disque non visqueux, si le rayon de Hill, R_H , qui représente la sphère d'influence gravitationnelle associée à la planète est plus grand que l'échelle de hauteur du disque H_g , le sillon ne peut pas se refermer et reste donc ouvert. Le rayon de Hill de la planète est donné par :

$$R_H = r_p \left(\frac{M_p}{3 M_*} \right)^{1/3}, \quad (1.2)$$

où la planète a une masse M_p et un rayon r_p . La condition $R_H \geq H_g$ peut s'exprimer :

$$\frac{M_p}{M_*} \geq 3 \left(\frac{H_g}{r_p} \right)^3. \quad (1.3)$$

Cependant, si le disque est visqueux, ce critère devient [Papaloizou and Lin, 1984, Bryden et al., 1999] :

$$\frac{M_p}{M_*} \geq 40 \alpha \left(\frac{H_g}{r_p} \right)^2, \quad (1.4)$$

où α est le paramètre de Shakura and Sunyaev [1973] pour modéliser la viscosité, détaillé dans la partie 2.1.3. Des simulations numériques prenant en compte l'ouverture des sillons avec l'évolution du moment cinétique avec les ondes spirales ont permis de donner une expression plus précise de la condition d'ouverture du sillon dans le disque de gaz [Crida et al., 2006] :

$$\frac{3 H_g}{4 R_H} + \frac{50 M_*}{M_p \text{Re}} \leq 1, \quad (1.5)$$

où $\text{Re} = r_p \Omega_p / \nu$ est le nombre de Reynolds de la planète, Ω_p est la période orbitale de la planète et ν est la viscosité du gaz. Par ailleurs, Dipierro and Laibe [2017] ont montré que la condition nécessaire à l'ouverture d'un sillon dans la poussière est :

$$\frac{M_p}{M_*} \geq \frac{1}{9} (2f)^{-3/2} \left(\frac{\mathcal{Z}}{\text{St}} \right)^{3/2} \left(\frac{H_g}{r_p} \right)^3, \quad (1.6)$$

où f est une constante de l'ordre de l'unité discutée dans Dipierro and Laibe [2017], St est le nombre de Stokes du grain présenté dans le chapitre 2, \mathcal{Z} est donné par l'équation :

$$\mathcal{Z} = \frac{-\zeta/(1+\epsilon) + (6+3\zeta)\alpha/\text{St}}{1+\epsilon(1+\epsilon)/\text{St}^2}, \quad (1.7)$$

où $\zeta = \left(\frac{\partial \log P_g}{\partial \log R} \right)_{r_p}$ pour la position r_p , P_g est la pression du gaz et ϵ le rapport massique poussière/gaz. Ces grandeurs seront plus amplement présentées dans le chapitre 2.

De plus en plus de structures d'ondes spirales et de sillons planétaires sont observés notamment avec le radiotélescope ALMA¹⁰ comme l'illustre la figure 1.6. Il convient de préciser que chaque sillon observé ne correspond pas forcément à la présence d'une planète et que les interactions planète-planète et planète-gaz peuvent conduire à des structures variées [Gonzalez et al., 2015a].

Les simulations numériques apparaissent comme un outil puissant pour étudier la structure du gaz et parviennent à reproduire les observations pour mieux comprendre les mécanismes en jeu [Pinilla et al., 2015a,b, Cuello, 2015, Price et al., 2018].

De par l'échange de moment cinétique avec le gaz via les ondes spirales, le mouvement des planètes se retrouve affecté et elles peuvent migrer dans le disque. Cette migration peut se classer en trois catégories :

- **Type 1** : lorsque la planète n'est pas assez massive pour garder son sillon ouvert au cours du temps, un couple est créé par les échanges de moment cinétique à l'extérieur et l'intérieur de l'orbite de la planète. Le sens de la migration de la planète dépend de sa masse ou de sa position dans le disque [Bitsch et al., 2013, 2014a,b, Baillié et al., 2016].
- **Type 2** : la planète est assez massive pour ouvrir un sillon et le maintenir au cours du temps. De ce fait, la planète a moins d'interaction avec le gaz et la migration est plus lente que le type 1.
- **Type 3** : la planète est moins massive que pour le type 2 et subit une migration dite "emballée". En corotation avec la planète dans une orbite en fer

10. pour *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*.

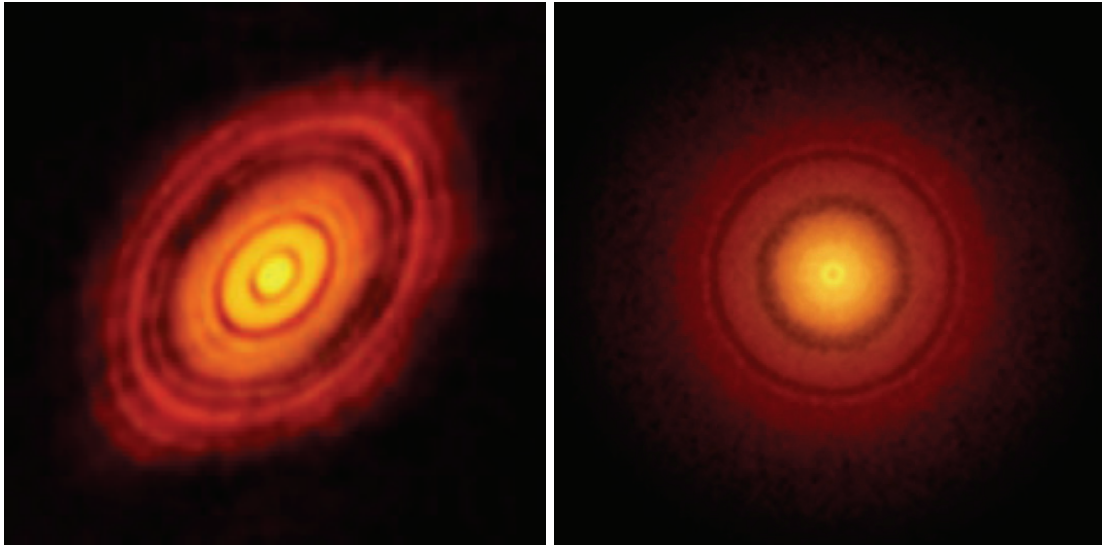


FIGURE 1.6: Deux exemples de système planétaire en formation observés avec ALMA. A gauche : disque autour de l'étoile HL Tau. A droite : disque autour de TW Hydrae (Crédits : ESO/NRAO/NAOJ).

à cheval, le gaz échange du moment cinétique quand il s'en approche. Si la planète migre vers l'intérieur ou l'extérieur, ce type de migration accentue le déplacement radial déjà existant.

Depuis la découverte en 1995 de la première exoplanète autour d'une étoile dans la séquence principale, 51 Peg b par Mayor and Queloz [1995], plus de 3700 exoplanètes ont été détectées¹¹ par des méthodes indirectes, notamment par les méthodes de transit ou de vitesse radiale, ou plus récemment par imagerie directe. La figure 1.7 illustre la diversité des exoplanètes détectées. Les planètes très massives, de l'ordre de la masse de Jupiter M_{Jup} ou plus, et très proches de leur étoile à l'image de 51 Peg b sont appelées "Jupiters Chauds" en raison de cette proximité. Cette figure permet aussi de montrer la présence d'une population de planètes du même type que Jupiter, plus éloignées de leur étoile. Des planètes moins massives sont aussi détectées comme les Mini-Neptunes ou Super-Terres dont la masse est de l'ordre de 5 à $10 M_{\oplus}$. On peut aussi remarquer qu'il y a, pour l'instant, une limite de détection autour de $10^{-3} M_{\text{Jup}}$, ce qui correspond à la masse de la Terre. Les planètes semblables à la Terre sont donc encore difficiles à détecter. Cependant, certains systèmes de planètes, de masse similaire à celle de la Terre, ont été découverts, notamment le système de 7 exoplanètes telluriques autour de l'étoile TRAPPIST-1 [Gillon et al., 2017] ou l'exoplanète la plus proche de nous autour de Proxima Centauri, Proxima b [Anglada-Escudé et al., 2016]. La proximité avec ces planètes, dans le voisinage du Système solaire, permet l'étude de la composition et de l'atmosphère [Turbet et al., 2016]. Elles vont devenir un véritable laboratoire pour l'étude des atmosphères planétaires avec le lancement du James Webb Space Telescope (JWST).

11. source : exoplanet.eu (consulté le 01/05/2018)

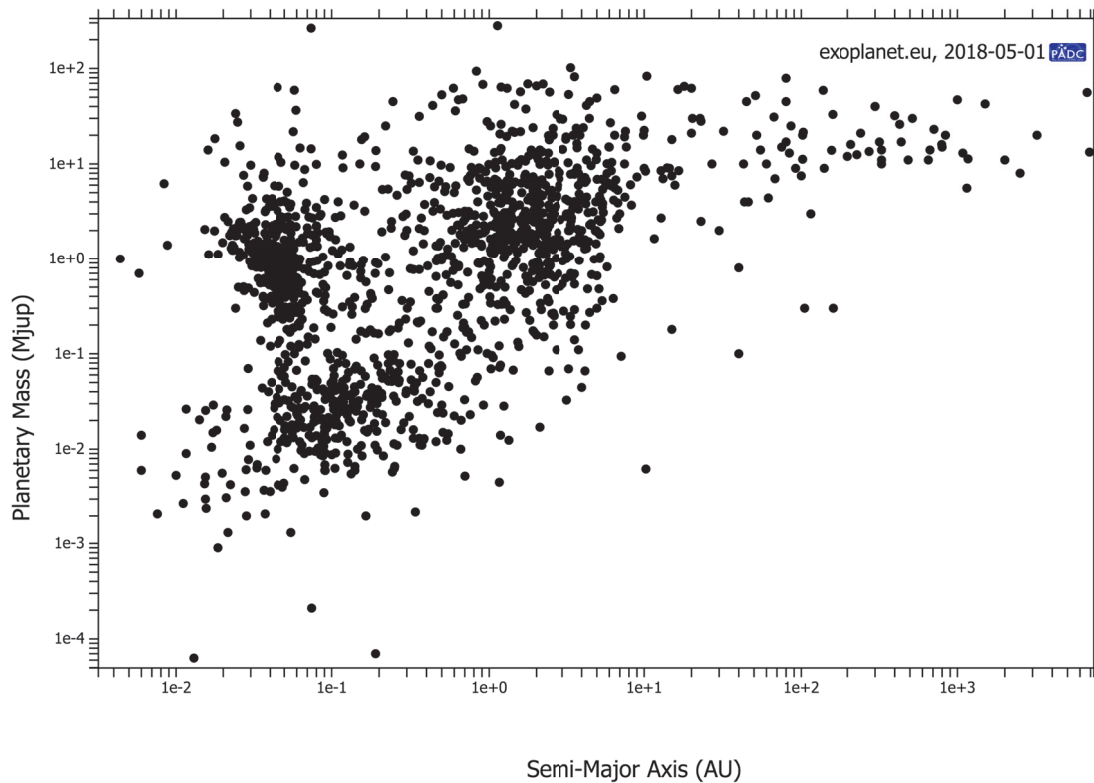


FIGURE 1.7: Distribution de la masse des exoplanètes détectées en fonction de leur distance à l'étoile. Source : exoplanet.eu (consulté le 01/05/2018).

1.3 Système solaire

Avant de s'intéresser aux exoplanètes, le Système solaire a concentré les questions relatives à la formation planétaire. Les recherches sur la formation des planètes autour du Soleil ont par la suite été mises en parallèle avec les découvertes faites sur les planètes autour d'autres étoiles et les observations de disques.

1.3.1 Composition et structure

Le Soleil est une étoile de la séquence principale âgée de 4,567 milliards d'années autour de laquelle orbite un système de 8 planètes qui peuvent être classées en deux catégories :

- **les planètes telluriques** : Mercure, Vénus, la Terre et Mars dans l'ordre croissant de distance par rapport au Soleil. Ces planètes possèdent un noyau essentiellement composé de fer entouré par un manteau de roches silicatées.
- **les planètes gazeuses** : dans l'ordre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Les deux premières sont qualifiées de géantes gazeuses de par leur composition riche en hydrogène et en hélium, une part faible d'éléments plus lourds est aussi présente. Les deux dernières, appelées géantes glacées, sont composées d'hydrogène et d'hélium mais contiennent aussi des éléments plus lourds (eau, ammoniac, méthane et silicates) en plus grande quantité que Jupiter et Saturne dans leur atmosphère.

	a (UA)	$M_p (M_\oplus)$	$r_p (r_\oplus)$
Mercuré	0,3871	0,06	0,382
Vénus	0,7233	0,82	0,949
La Terre	1	1	1
Mars	1,524	0,11	0,532
Jupiter	5,203	317,8	11,209
Saturne	9,537	95,12	9,449
Uranus	19,19	14,6	4,007
Neptune	30,07	17,2	3,883

TABLE 1.1: Caractéristiques principales des planètes du Système solaire. r_\oplus représente le rayon de la Terre.

Les planètes représentent une faible proportion en masse du Système solaire (environ 0,13%), le Soleil représentant le reste de la masse. Leur demi grand-axe a , leur masse M_p et leur rayon r_p sont donnés dans le tableau 1.1.

De ces données, nous pouvons remarquer que les planètes telluriques et gazeuses sont aussi séparées spatialement, les premières vers l'étoile et les secondes vers l'extérieur. Cela peut s'expliquer par la ligne de gel du disque protoplanétaire dans lequel les planètes se sont formées. A l'extérieur de cette ligne de gel, le disque était plus froid et riche en glace d'eau, élément présent en grande proportion. Comme cela sera discuté dans la suite de ce travail (cf. 1.6.3), la glace, en grande quantité, permet la fabrication des cœurs planétaires supposés à l'origine des planètes géantes de notre Système solaire.

Les planètes du Système solaire à l'exception de Mercure et Vénus sont entourées de satellites naturels, appelées lunes, à l'instar de notre Lune. On peut citer comme autres exemples Io, Europe, Ganymède et Callisto autour de Jupiter, Titan autour de Saturne ou Triton autour de Neptune. L'étude de la formation et de la composition de ces satellites est un point clé dans la compréhension de la formation du Système solaire. Les nombreuses explorations grâce aux sondes spatiales en témoignent. La Lune a une structure différenciée proche de la Terre avec un noyau de fer et un manteau et une croûte de roches silicatées. Les satellites joviens ont des compositions différentes selon leur distance à la planète : Io n'a quasiment pas d'eau tandis que Europe en a environ 8% et Ganymède et Callisto en sont composés à 50% [Schubert et al., 2004].

La matière solide est aussi répartie dans deux structures annulaires : la ceinture d'astéroïdes entre Mars et Jupiter et la ceinture de Kuiper au delà de Neptune. La ceinture d'astéroïdes se situe entre 1,7 et 4,5 UA et représente une masse d'environ $5,5 \cdot 10^{-4} M_\oplus$ [Krasinsky et al., 2002]. La ceinture de Kuiper s'étend de 30 à 55 UA et a une masse $0,1 M_\oplus$ [Chiang et al., 2007]. Elles sont composées d'objets allant de quelques millimètres jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres. La ceinture d'astéroïdes est riche en roche et métaux tandis que la ceinture de Kuiper, située à l'extérieur des lignes de gel des espèces volatiles, contient des corps faits de glace d'eau, de méthane et d'ammoniac. On trouve aussi, dans ces ceintures, des planètes naines : Cérés pour la ceinture d'astéroïdes, Pluton, Hauméa, Makémaké et Éris pour la ceinture de Kuiper.

La distribution des masses solides et gazeuses dans le Système solaire a donné lieu au modèle de disque de la Nébuleuse Solaire de Masse Minimale¹² [Weidenschilling, 1977, Hayashi, 1981]. Ce modèle est construit en répartissant la matière de

12. *Minimum Mass Solar Nebulae* (MMSN) en anglais.

Système solaire radialement. Bien que ce modèle, largement répandu dans la littérature, soit très utilisé, il demeure peu représentatif des observations de disques.

1.3.2 Scénario de formation du Système Solaire

Un des scénarii pour expliquer la formation du Système solaire a été proposé par Walsh et al. [2011, 2012]. Nommé "Grande virée de bord"¹³, ce modèle explique la taille de la planète Mars et la troncature du disque de planétésimaux à l'origine des planètes telluriques à 1 UA si Jupiter migre vers l'étoile, stoppe puis repart vers l'extérieur du disque et sa position actuelle. Masset and Snellgrove [2001] et Pierens and Raymond [2011] ont montré à travers des simulations numériques que deux planètes aux caractéristiques de Jupiter et Saturne migraient vers l'étoile à cause de l'interaction avec le disque de gaz jusqu'à entrer en résonance orbitale puis repartir vers l'extérieur. Les simulations montrent que si la migration de Jupiter se fait jusqu'à 1,5 UA avant de migrer dans l'autre sens, le disque de planétésimaux est amputé à 1 UA. La limite de la migration de Jupiter correspond à la position actuelle de Mars, ce qui permet d'expliquer la diminution du réservoir de matériel susceptible de former la planète et ainsi sa petite taille par rapport à la Terre ou Vénus. Un anneau de planétésimaux situé entre 0,7 et 1,0 UA permet de former les quatre planètes telluriques [Hansen, 2009]. Les planètes Mercure et Mars sont alors créées à partir de matériaux qui se diffusent de cet anneau après la formation des embryons planétaires de Vénus et de la Terre.

La position de la ceinture de Kuiper (30-55 UA) donne des contraintes sur la zone de formation des planètes géantes : cela implique que les planètes gazeuses ont dû se former entre 4 et 35 UA. Le modèle de Nice est un scénario possible pour expliquer la formation et l'emplacement actuel des planètes gazeuses [Morbidelli et al., 2005, Tsiganis et al., 2005, Gomes et al., 2005]. Temporellement, ce modèle se déroule à la suite du modèle du Grand Tack. Jupiter, Saturne, Neptune et Uranus se seraient situées sur des orbites plus resserrées (5,45 ; 8,2 ; 11-13 ; 14-17 UA respectivement) et le système serait pourvu d'un disque de planétésimaux d'une masse de $35 M_{\oplus}$ autour de 35 UA. Les interactions entre les planètes et ce disque crée une migration des planètes : Saturne, Uranus et Neptune migrent vers l'extérieur tandis que Jupiter migre vers l'étoile. Lors de ces migrations, Jupiter et Saturne se retrouvent en position où Jupiter fait deux révolutions autour du Soleil quand Saturne en fait une. Cette résonance orbitale 2-1 engendre une instabilité du système qui a pour conséquences la migration de Neptune et Uranus vers l'extérieur où elles échangent leur ordre. Cette migration déstabilise les planétésimaux situés à l'extérieur qui sont éjectés à travers le Système solaire interne. Ce mécanisme s'appelle le Bombardement Tardif¹⁴ et permet d'expliquer une partie des cratères de la Lune. Les planètes gazeuses sont alors dans l'ordre qu'on leur connaît actuellement : Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune.

1.4 Barrières de formation planétaire

Dans la croissance des grains jusqu'aux planétésimaux, les premières étapes où la poussière croît du micromètre au millimètre grâce aux forces de contact sont comprises, tout comme les dernières où la gravité des objets les aide à grossir. Cependant, les mécanismes de croissance des grains de taille intermédiaire (du millimètre

13. *Grand Tack* en anglais

14. "LHB" pour *Late Heavy Bombardment* en anglais.

au mètre) sont entravés par des problèmes théoriques ou expérimentaux appelés barrières.

1.4.1 Interaction gaz-poussière : barrière de dérive radiale

En étudiant les effets de la traînée aérodynamique du gaz sur le mouvement de la poussière dans le cas de la nébuleuse MMSN, Weidenschilling [1977] montre que les grains d'environ un mètre dérivent rapidement vers les parties internes du disque avant de finir accrétés dans l'étoile. Ce problème est alors appelé "barrière du mètre" en raison de la taille maximale atteinte par les grains avant la dérive.

Bilan des forces sur un grain :

Dans le disque, deux phases orbitent autour de l'étoile : le gaz et la poussière. Elles sont donc toutes deux soumises à la gravité de l'astre central. Le gaz est plus dense dans les parties internes que dans les parties externes. Ce gradient radial de pression exerce une force supplémentaire sur le gaz. Alors que la poussière orbite à une vitesse képlérienne, le gaz se retrouve ralenti par la force de son gradient de pression. Il apparaît donc une vitesse différentielle entre la poussière et le gaz qui entraîne une force de friction aérodynamique ou traînée. Cette force tend à faire diminuer la différence de vitesse entre les deux phases. Cependant, cette différence de vitesse dépend du rapport poussière/gaz [Nakagawa et al., 1986]. Ainsi, la poussière peut exercer une rétroaction sur le gaz dont l'amplitude évolue avec la valeur de ce rapport poussière/gaz. Lorsque le gaz est localement plus dense que la poussière, la rétroaction est faible et les grains sont freinés par le gaz. Mais si la densité locale de poussière augmente jusqu'à devenir plus grande que celle du gaz, la poussière peut rétroagir et accélérer le gaz [Gonzalez et al., 2017].

Dérive radiale et sédimentation verticale :

Les grains sont sujets à deux phénomènes lorsqu'ils sont freinés par la friction du gaz : la dérive vers l'étoile et la sédimentation vers le plan médian du disque.

En effet, la force de gravité pointée vers le centre de l'étoile peut se décomposer en géométrie cylindrique comme deux forces, l'une radiale, pointée vers l'étoile et l'autre verticale, vers le plan médian (cf. figure 2.1).

Radialement, sans la traînée, un grain n'est soumis qu'à la force de gravité et il orbite autour de l'étoile à la vitesse képlérienne orbitale. Le grain maintient donc une distance à l'étoile constante. Cependant, dans le cas où s'applique la friction aérodynamique, le grain est ralenti et il migre vers l'étoile.

On peut différencier trois cas selon la taille du grain ou leur temps d'arrêt, temps moyen pour que le grain atteigne la vitesse du gaz (défini par l'équation (2.49)) :

- les petits grains (μm - mm) sont très couplés au gaz, le temps d'arrêt est court, les grains atteignent rapidement la vitesse du gaz. Ainsi, les petits grains orbitent une distance à l'étoile quasiment fixe à la vitesse du gaz.
- le temps d'arrêt des grains de taille intermédiaire (mm - m) est grand et ils sont ainsi très affectés par la friction aérodynamique, les effets sont maximum pour ces tailles.
- les gros grains (km) sont découplés du gaz et ne ressentent pas les effets de la traînée exercée. Ils dérivent très peu vers l'étoile.

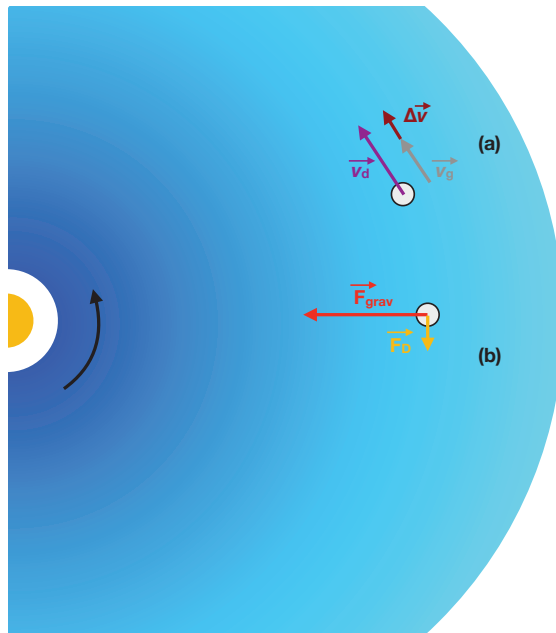


FIGURE 1.8: Illustration d'un grain dans un disque de gaz vu du dessus. (a) La vitesse du grain est plus grande que la vitesse du gaz, il y a une vitesse différentielle entre les deux phases. (b) Le grain est soumis à la force gravitationnelle de l'étoile et à la force de traînée du gaz.

Grâce à des simulations numériques de grains à taille constante, Barrière-Fouchet et al. [2005] ont montré que les grains ont des comportements différents selon leur taille comme l'illustre la figure 1.9. Les petits grains (1 et $10\mu\text{m}$) épousent la forme du gaz, ils ne sédimentent pas. A contrario, les grains de 1cm et 1mm ont sédimenté en une couche fine dans le plan médian. On remarque même que les grains de 1mm ont aussi dérivé vers l'étoile et se retrouvent en moindre quantité dans les parties externes. Les gros grains (1 et 10m) n'ont pas sédimenté sauf proche de l'étoile et peu migré. Cependant, ils se forment à partir des grains de taille intermédiaire, eux même sédimentés dans le plan médian. On peut en déduire que les plus gros grains se forment dans le plan médian. On a donc un tri vertical de la taille des grains, les petits grains dispersés sur toute la hauteur puis les grains de taille intermédiaire de plus en plus sédimentés jusqu'aux gros grains dans le plan médian.

Par ailleurs, à l'aide de simulations combinant croissance et dynamique pour différentes espèces chimiques, Pignatale et al. [2017] ont montré que l'on peut aussi avoir un tri vertical des grains en fonction de leur densité : les espèces les plus denses, tel que le fer ou les silicates, sédimentent plus rapidement dans le plan médian tandis que les espèces volatiles, plus légères comme la glace d'eau, mettent plus de temps pour sédimenter.

L'échelle de temps caractéristique de sédimentation est de l'ordre de 10^3 ans. On peut donc considérer que la poussière est rapidement concentrée en un disque fin autour du plan médian.

L'effet de la force de traînée sur le mouvement radial des grains a été étudié par Weidenschilling [1977]. Il a montré que les grains de taille intermédiaire dans un disque MMSN avaient un temps de dérive vers l'étoile minimal, plus faible que la période orbitale. Ainsi, ils dérivent très rapidement et finissent accrétés par l'étoile. Cependant, les petits et gros grains dérivent peu (cf. figure 1.10). Des conditions sur la dérive radiale des grains ont été déterminées analytiquement. Takeuchi and Lin

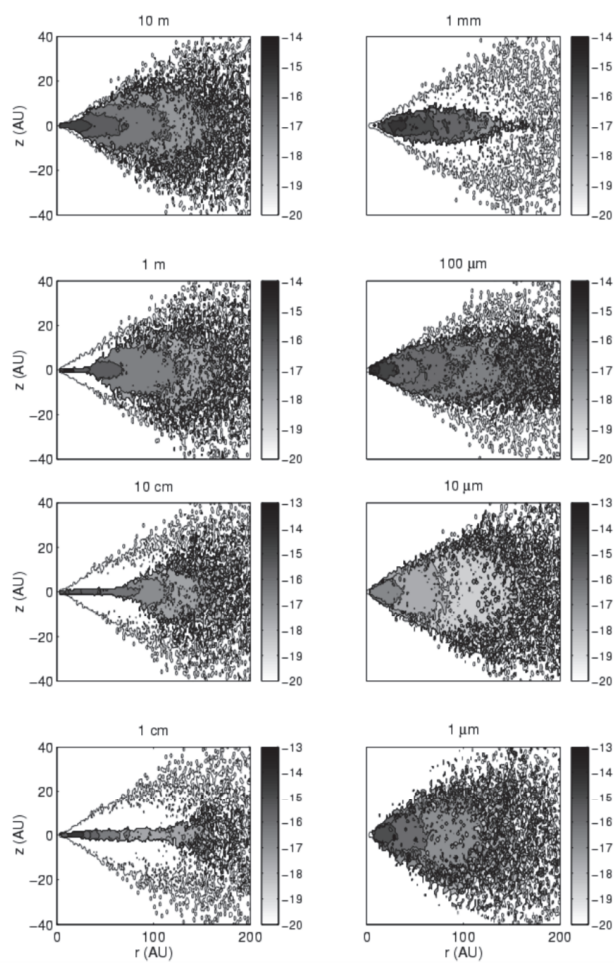


FIGURE 1.9: Contours de densité de la poussière pour plusieurs tailles de grains dans un disque vu par la tranche (de haut en bas et de gauche en droite : 10 m, 1m, 10cm, 1cm, 1mm, 100 μ m, 10 μ m et 1 μ m). L'échelle de gris représente la densité des phases en g.cm^{-3} . Le contour extérieur représente le gaz qui a une densité de $1,9 \cdot 10^{-22} \text{g.cm}^{-3}$ [Barrière-Fouchet et al., 2005].

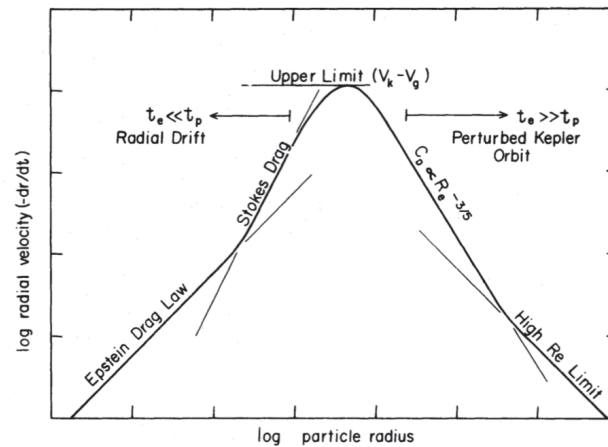


FIGURE 1.10: Vitesse radiale des grains en fonction de leur taille. La forme de la courbe est déterminée par les régimes de trainée [Weidenschilling, 1977].

[2002] ont trouvé que les petits grains encore peu sédimentés pouvaient se mouvoir vers l'extérieur du disque car leur vitesse orbitale est plus faible que celle du gaz dans les hauteurs du disque. De surcroît, Haghhighipour and Boss [2003] ont montré que la dérive rapide des grains pouvait augmenter le nombre de collisions et être favorable à la croissance des grains jusqu'au mètre.

Barrière de dérive radiale :

La barrière de dérive radiale représente le fait que les grains de taille intermédiaire (mm-m) subissent une dérive rapide vers l'étoile avant d'y être accrétés [Weidenschilling, 1977]. Cela entraîne que les grains ne peuvent pas subsister dans le disque au delà de ces tailles et ainsi former des planètes. Par ailleurs, Laibe et al. [2012] ont montré que l'existence de la barrière de dérive radiale dépend des paramètres du disque (notamment les exposants des profils de température du gaz et de densité de surface, discutés dans le chapitre 2) et ont donné les critères pour lesquels ce problème est négligeable. Ils ont notamment trouvé que le changement du régime de trainée du gaz pouvait permettre le découplage des grains et le maintien de la poussière dans le disque.

Cependant, si les grains croissent assez rapidement, ils peuvent atteindre des tailles pour lesquelles la dérive est faible. Ainsi, la croissance peut aider le grain à passer outre cette dérive rapide. L'influence du modèle de croissance utilisé est discutée plus en détails par Laibe et al. [2014a], Laibe [2014], Laibe et al. [2014b]. Autrement dit, la barrière de dérive radiale peut aussi s'exprimer comme : le grain subit une dérive trop rapide si son temps caractéristique de croissance soit plus petit que son temps caractéristique de dérive.

1.4.2 Lors des collisions : barrières de fragmentation et de rebond

Afin d'investiguer l'évolution des grains de poussière du micromètre vers le décimètre, les collisions de grains sont reproduites et étudiées en laboratoire. Elles demandent des conditions particulières pour imiter le milieu des disques comme un environnement gazeux ténu (conditions de pression et température du disque) ou en microgravité [Salter et al., 2009]. La microgravité peut être reproduite lors de chute

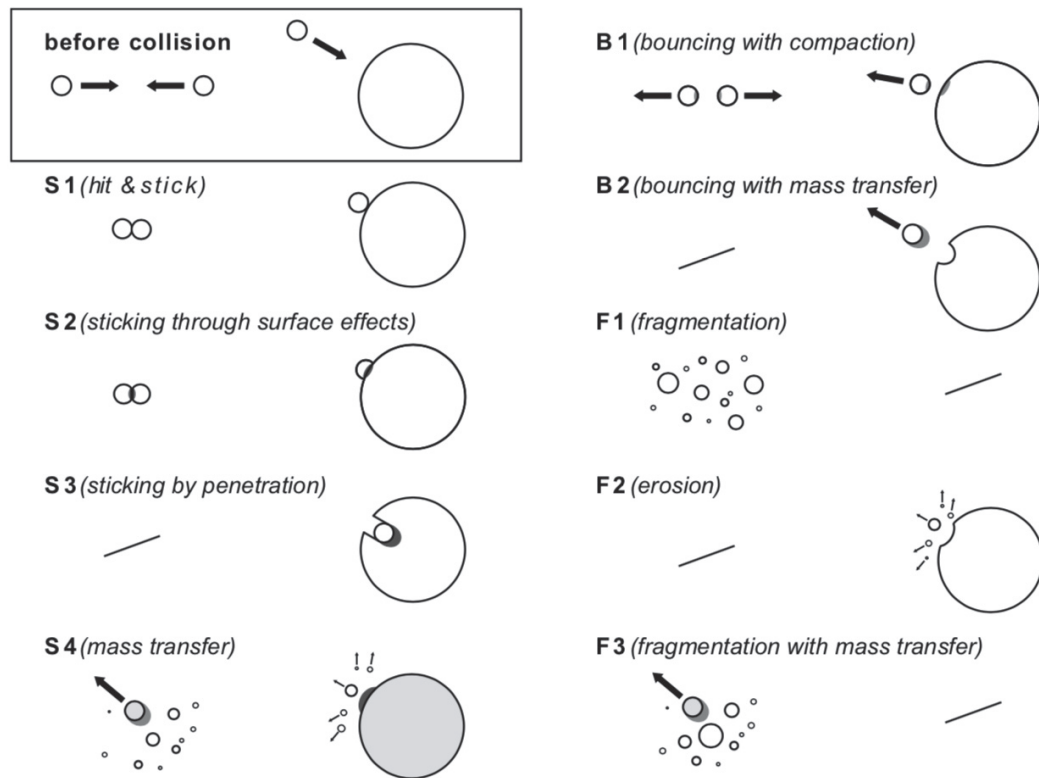


FIGURE 1.11: Différentes issues à la collision de deux grains [Güttler et al., 2010]. La colonne de gauche représente une collision entre grains identiques, celle de droite entre grains de tailles différentes.

libre dans des tours [Blum et al., 2002, Langkowski et al., 2008], lors de vols paraboliques [Colwell et al., 2008, de Beule et al., 2013] ou dans des missions spatiales en orbite autour de la Terre [Colwell and Taylor, 1999, Cuzzi and Hogan, 2003], notamment dans la Station Spatiale Internationale (ISS) [Brisset et al., 2017]. Malgré tout, à part en orbite, les conditions de microgravité ne sont réunies que quelques secondes, assez pour observer seulement un petit nombre de collisions. De plus, certains cas ne peuvent pas être reproduits facilement en laboratoire : la création d'agrégats très poreux ou plus grands que le décimètre à partir de monomères est compliquée à mettre en œuvre, l'étude des grains formés à partir d'espèces volatiles demande aussi de faire ces expériences à basses températures.

Néanmoins, les collisions entre grains composés de monomères peuvent être étudiées au moyen de simulations numériques à N-corps. Les expérimentations donnent alors des contraintes et permettent de valider les modèles théoriques et numériques. Les simulations numériques permettent alors d'explorer un plus grand champ de paramètres et compléter les vides laissés par les expériences (grains très poreux, mélange des plusieurs espèces chimiques, structure interne des grains ...).

De surcroît, elles apparaissent aussi comme un bon moyen pour résoudre les problèmes liés à l'échelle temporelle. Elles permettent d'étudier l'évolution dynamique de la poussière sur l'étendue du disque pour des durées de plusieurs centaines de milliers d'années [Barrière-Fouchet et al., 2005, Birnstiel et al., 2010, 2012, Drażkowska et al., 2016].

Comme illustré dans la figure 1.11, les collisions peuvent avoir trois différentes issues [Güttler et al., 2010] :

- la collision engendre un gain de masse. A des vitesses relatives faibles, ils se collent comme ils se rencontrent (régime *hit & stick*, S1). Pour des vitesses relatives un peu plus grandes, les grains adhèrent grâce à des effets de surface (S2). La collision entre deux grains de tailles très différentes peut aboutir à la croissance si le petit grain pénètre la surface du plus gros grain (S3). Enfin, lors de la collision, un grain peut transférer une partie de sa masse, le reste du grain fragmente ou rebondit (S4,B2,F3).
- la collision n’engendre ni croissance ni perte. Lors de la collision, les grains peuvent se rencontrer, rebondir et repartir dans des directions opposées. Le choc peut être élastique ou les grains peuvent subir une déformation plastique les compactant (B1).
- la collision mène à une perte de masse. Si les grains identiques se rencontrent avec une vitesse relative trop élevée, l’énergie cinétique de collision est trop grande pour être dissipée par les grains. Cette énergie sert donc à séparer les monomères et les grains fragmentent en objets plus petits (F1). Lors de la rencontre de deux grains de tailles différentes, le plus petit percute le plus grand et peut lui arracher quelques monomères (F2).

Par la suite, nous privilégierons les collisions entre grains de tailles identiques. En effet, les collisions entre grains de tailles très différentes n’augmentent pas significativement la masse de la poussière et la croissance est dominée par les grains de tailles semblables [Mizuno et al., 1988, Stepinski and Valageas, 1997]. Nos travaux ne tiendront compte que des régimes S1, S2, B1 et F1 pour les grains de tailles identiques. Nous ne nous intéressons pas aux collisions menant à un transfert de masses car cela engendre des grains de tailles différentes.

Barrière de fragmentation :

Comme vu dans la figure 1.10, la vitesse des grains augmente avec le nombre de Stokes jusqu’à une valeur maximale puis diminue. Cette valeur est atteinte pour des grains de tailles intermédiaires. Par conséquent, les collisions peuvent se produire pour de grandes vitesses, de l’ordre de plusieurs dizaines de m.s^{-1} [Weidenschilling, 1977, Markiewicz et al., 1991]. Des expérimentations de collisions à grandes vitesses entre grains silicatés ont montré que l’issue était la perte de masse [Blum et al., 1998, Poppe et al., 1999, Blum and Wurm, 2000, 2008]. Des résultats similaires ont été trouvés avec des expériences menées sur des grains de glace [Arakawa, 1999, Arakawa et al., 2002, Shimaki and Arakawa, 2012a].

Par ailleurs, des simulations numériques ont été conduites pour comprendre ce processus de façon théorique [Dominik and Tielens, 1997, Sirono, 2004, Wada et al., 2007]. Comme illustré par la figure 1.12, la perte de masse peut être séparée en deux catégories : l’érosion et la fragmentation. L’érosion est caractérisée par la perte d’une partie faible du grain à partir de quelques monomères. La fragmentation survient quand le grain perd plus que la moitié de sa masse à l’issue d’une collision. Les conditions théoriques de la perte de masse obtenues par Dominik and Tielens [1997] ont été corroborées expérimentalement par Blum and Wurm [2000].

Ainsi, à partir d’une certaine taille, les collisions ne mènent plus au collage et la croissance des grains ne se fait plus au delà du cm-m. Cela constitue la barrière de fragmentation.

Si elle est néfaste pour la formation de gros objets par croissance directe, la fragmentation peut avoir un rôle positif dans la formation planétaire en permettant la production de galets, accrétés par la suite par les planétésimaux déjà formés [Krijt et al., 2016].

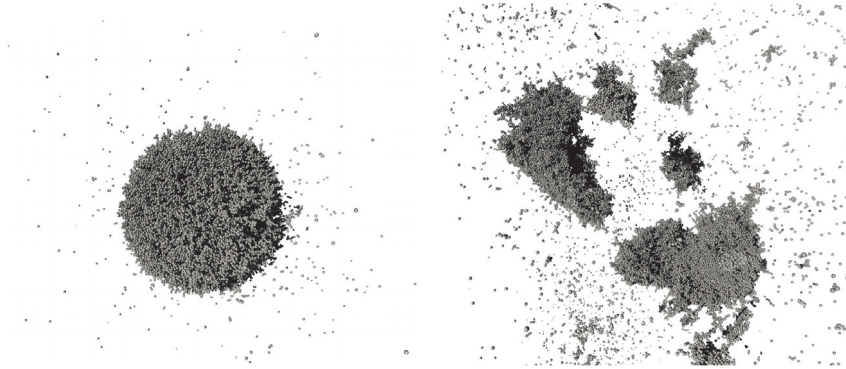


FIGURE 1.12: Différentes issues après une collisions d'après des simulations de collisions de Seizinger et al. [2013]. A gauche : les grains perdent quelques monomères, ils s'érodent. A droite : les grains perdent plus de la moitié de leur masse, ils fragmentent.

Barrière de rebond :

En se basant sur des résultats expérimentaux résumés par Güttler et al. [2010], Zsom et al. [2010] ont mené des simulations de disques avec croissance et rebond. Ils ont montré que le rebond limitait la croissance voire la stopper pour des grains centimétriques. Il devient alors impossible de former des objets plus grands directement, c'est la barrière de rebond.

Le rebond a également été étudié au moyen de simulations de collisions notamment par Wada et al. [2011], Seizinger and Kley [2013] et Nietiadi et al. [2017]. Ils ont ainsi étudié les conditions de mise en place du rebond et ont pu montrer que le rebond était négligeable pour des grains suffisamment poreux. Récemment, Kruss et al. [2017] ont montré expérimentalement que malgré le rebond entre grains de tailles égales, les grains pouvaient croître en se collant à des grains plus petits.

1.5 Solutions possibles : pièges à particules

L'observation des disques, la découverte d'exoplanètes ou simplement l'existence du Système solaire montre que ces barrières ont des solutions. En effet, nous comptons 8 planètes autour de notre étoile et des milliers autour des étoiles voisines et nous observons aussi depuis la Terre des astéroïdes et des comètes de plusieurs kilomètres. Cette partie a pour but de présenter succinctement une famille de solutions aux problèmes de formation planétaire explicités dans la partie 1.4 : les pièges à particules. Ils sont caractérisés par un maximum de pression du gaz où la dérive radiale s'annule et où les grains peuvent s'accumuler pour grossir et se découpler.

1.5.1 Pièges à particules auto-induits et *streaming instability*

Gonzalez et al. [2017] ont étudié via des simulations SPH bi-fluide la croissance et fragmentation des grains en considérant la rétroaction de la poussière sur le gaz, usuellement négligée à cause du faible rapport poussière/gaz des disques mais important en cas d'accumulation de poussière. Ils ont trouvé que les grains pouvaient se découpler du gaz et se maintenir dans le disque sans fragmenter à l'intérieur de pièges à particules ne nécessitant pas de conditions particulières pour se former.

Description du mécanisme :

Le mécanisme de formation des pièges à poussière auto-induits est schématisé dans la figure 1.13. Le haut de la figure 1.13(1) schématise l'évolution du nombre de Stokes avec et sans rétroaction de la poussière. Sans rétroaction, les grains croissent et dérivent de plus en plus rapidement quand leur nombre de Stokes avoisine l'unité. Leur issue est soit l'accrétion dans l'étoile soit une fragmentation efficace vers de petites tailles dans les parties internes du disque. Cependant, la rétroaction ralentit la dérive des grains, leur permettant de grossir jusqu'à de plus grandes tailles, de se découpler du gaz et de se maintenir dans le disque. L'étape (2) montre l'accumulation des poussières découplées. La poussière devenant localement prédominante, la rétroaction attire le gaz environnant et crée un maximum de pression, c'est-à-dire un piège à particules. La phase (3) illustre le piège à particules auto-induit nouvellement formé. Il peut ainsi grossir en capturant les poussières dérivant vers l'intérieur du disque et accumuler d'avantage de grains.

Comparaison avec la *streaming instability* :

Découverte par Youdin and Goodman [2005], la *streaming instability* est une autre instabilité hydrodynamique entre les deux phases. Elle nécessite également la rétroaction de la poussière sur le gaz et un rapport poussière/gaz localement élevé afin d'agglomérer directement les grains et former des "grumeaux". Lorsque leur autogravité devient suffisamment importante, ces derniers peuvent s'effondrer pour former des planétésimaux [Johansen et al., 2007]. Contrairement aux pièges à particules auto-induits, ce phénomène a été étudié pour des nombres de Stokes constants. Carrera et al. [2015] et Yang et al. [2017] ont déterminé qu'il fallait un nombre de Stokes minimum de 10^{-3} pour déclencher cette instabilité. De plus, la formation des pièges est différente. La *streaming instability* commence à concentrer la poussière dès que le régime transitoire de croissance est atteint alors que les pièges à particules auto-induits nécessitent dans un premier temps une augmentation locale du rapport poussière/gaz créée par la sédimentation ou la dérive radiale. Cette accumulation développe ensuite le maximum de pression. De plus, la *streaming instability* demande une viscosité turbulente faible pour ne pas que le piège soit affecté par la dissipation visqueuse [Youdin and Goodman, 2005]. Récemment, Auffinger and Laibe [2018] ont montré que la *streaming instability* ne se déclenche pas dans un disque visqueux sans la présence de maxima de pression. Elle peut donc se produire dans les maxima de pression créés par les pièges à particules auto-induits ou par d'autres processus détaillés par la suite. Les différences entre ces deux mécanismes sont étudiées plus en détail par Gonzalez et al. [2017].

1.5.2 Vortex

Des instabilités hydrodynamiques du gaz peuvent se produire dans les disques protoplanétaires et les rendre turbulents [Armitage, 2010]. Parmi ces instabilités figurent l'instabilité de Rossby qui peut créer des vortex. Ces vortex créent les conditions capables d'accumuler les poussières [Barge and Sommeria, 1995]. Grâce à des simulations numériques 3D, Meheut et al. [2012] ont montré qu'il est possible de concentrer une masse proche de celle de Mars dans un vortex créé par l'instabilité de Rossby. Zhu et al. [2014] suggèrent que la présence d'une planète pas assez massive pour ouvrir un sillon peut, par l'instabilité de Rossby, créer un vortex où les poussières s'accumulent. Par ailleurs, la concentration des solides dans les vortex

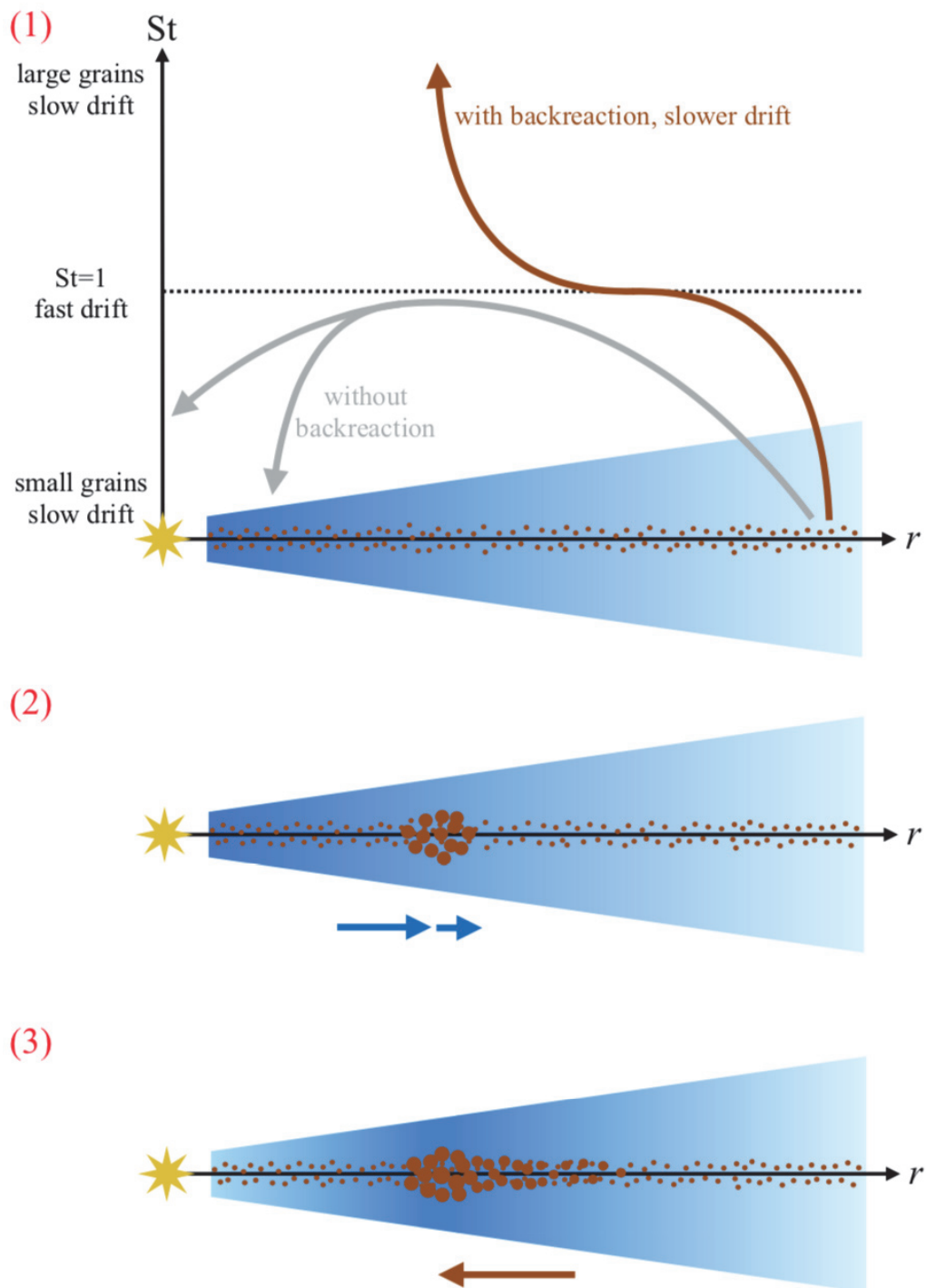


FIGURE 1.13: Mécanisme de formation des pièges à particules auto-induits d'après Gonzalez et al. [2017].

permet d'obtenir un rapport poussière/gaz élevé, favorisant le déclenchement de la *streaming instability* [Cuzzi et al., 2001, 2008, Johansen et al., 2006, 2007].

1.5.3 Lignes de gel

Les grains du disque sont composés de plusieurs espèces chimiques et chaque espèce possède une température de sublimation propre. La température du gaz dans le plan médian diminue en s'éloignant de l'étoile. Il existe alors une zone d'autant plus resserrée autour de l'étoile que la température de sublimation est grande où une espèce chimique pourra se trouver à l'état gazeux. La ligne de gel représente la limite spatiale en deçà de laquelle l'espèce se trouve sous forme gazeuse et au delà de laquelle elle est sous forme solide. La dérive radiale des grains vers cette limite et la sublimation qui s'en suit crée localement un maximum de pression où s'accumule les poussières [Kretke and Lin, 2007, Brauer et al., 2008]. Drążkowska and Alibert [2017] ont également montré que la ligne de gel créait un "bouchon" où la dérive radiale des grains venant de l'extérieur est ralentie et où la poussière peut se concentrer. De plus, le gaz accumulé à la ligne de gel peut changer les propriétés de collage locales de grains en se condensant à leur surface [Schoonenberg and Ormel, 2017, Drążkowska and Alibert, 2017]. Cette condensation influe aussi sur la fragmentation des grains [Pinilla et al., 2017]. Okuzumi et al. [2016] ont récemment étudié la condensation du gaz sur la zone de contact entre deux monomères. Ils ont trouvé que la liaison entre ces monomères devenait plus rigide, empêchant leur réagencement pendant la collision et les rendant donc plus fragiles et sensibles à la fragmentation.

Notons que l'influence des lignes de gel sur la formation des pièges à particules auto-induits est actuellement étudiée par Arnaud Véricel, doctorant au CRAL, qui publiera bientôt ses résultats.

1.5.4 Autres solutions

D'autres types de pièges à poussière existent créés par exemple par la modification du profil de pression aux abords des sillons planétaires [Paardekooper and Mellema, 2004, Fouchet et al., 2007, Ayliffe et al., 2012, Pinilla et al., 2012, Cuello, 2015] ou dans les zones mortes, peu turbulentes [Gammie, 1996, Matsumura and Pudritz, 2003, Charnoz and Taillifet, 2012, Cridland et al., 2017].

Enfin, notons aussi l'étude de la force de photophorèse, force orientée vers l'extérieur du disque due à la différence de température entre les deux faces d'un grain illuminées différemment par l'étoile, comme solution à la barrière de dérive radiale [Ehrenhaft, 1918, Duermann et al., 2013]. Si cette force ne crée pas de pièges à particules, des études dynamiques ont montré qu'elle peut permettre d'inverser la dérive radiale des grains et de les transporter vers l'extérieur du disque [Mousis et al., 2007, Moudens et al., 2011, Cuello et al., 2016].

1.6 Porosité

Les solutions énoncées dans la section 1.5 demandent pour la plupart des conditions particulières et des grandes échelles pour se produire. Dans cette thèse, j'ai choisi d'étudier le problème des barrières sur deux échelles différentes : celle des collisions pour en étudier les issues possibles (croissance, rebond et fragmentation) et l'échelle macroscopique du disque pour m'intéresser à l'impact de la précédente sur la dérive des grains. Le but de cette partie est d'expliquer comment ce choix

d'étudier les collisions revient à considérer que les grains présents dans les disques protoplanétaires peuvent être poreux.

En effet, dans le processus de croissance, un des problèmes peu résolus est de déterminer les variations de la structure interne des grains. Cette structure est primordiale car elle agit sur la dynamique de la poussière à travers le couplage avec le gaz.

1.6.1 Expériences en laboratoire et simulations de collisions

Comme évoqué dans la partie 1.4.2, l'évolution de la masse des grains dans les disques protoplanétaires peut être étudiée en laboratoire et par des simulations de collisions.

Les expérimentations ont montré, comme l'illustre la figure 1.14, que les grains composés de monomères augmentaient leur masse par coagulation lors des collisions, formant ainsi des agrégats poreux [Chokshi et al., 1993]. Néanmoins, les expériences de collisions en microgravité ne permettent de faire que des agrégats poreux composés au maximum d'une centaine de monomères, c'est-à-dire que les grains obtenus restent faibles en taille (μm , mm). Elles nous informent donc sur les tout premiers stades de la croissance. Les collisions se font à faible vitesse et les grains forment des agrégats de plus en plus poreux [Blum, 2004]. Les simulations ont permis de pallier au problème de tailles en recréant numériquement les collisions (cf. figure 1.15) afin de compléter les vides laissés par les expérimentations pour les grains plus grands et plus poreux. Les recherches expérimentales et numériques ont aussi pu observer que l'augmentation de l'énergie cinétique des grains entraînait la restructuration des monomères lors des collisions et donc leur compaction [Blum and Wurm, 2000, Dominik and Tielens, 1997, Wada et al., 2007, 2008, 2009, Suyama et al., 2008, 2012, Paszun and Dominik, 2008, Seizinger et al., 2012].

Jusqu'à il y a quelques années, les recherches sur la dynamique de la poussière dans les disques considéraient les grains compacts ou possédant une densité intrinsèque constante par soucis de simplicité [Weidenschilling, 1977, Nakagawa et al., 1981, Barrière-Fouchet et al., 2005, Tanaka et al., 2005, Laibe et al., 2008, Brauer et al., 2008, Birnstiel et al., 2010, Gonzalez et al., 2015b, 2017]. Cependant, des études récentes ont pris en compte l'évolution de la porosité pour être cohérents avec les résultats expérimentaux et théoriques [Ormel et al., 2007, Okuzumi et al., 2009, 2012, Kataoka et al., 2013b]. Leurs résultats montrent que la densité interne des grains peut devenir très faible (très inférieure à 100 kg.m^{-3}).

1.6.2 Comètes

L'exploration spatiale et les mesures faites sur les comètes ont montré que ces objets faits de glace et de silicates sont poreux. Leur densité moyenne est comprise entre 400 et 600 kg.m^{-3} [Blum et al., 2006, A'Hearn, 2011]. Par exemple, Sierks et al. [2015] ont déterminé que la densité de la comète 67P est de l'ordre de 470 kg.m^{-3} . L'étude de cette comète par la sonde ROSETTA permet également d'en apprendre plus sur la formation des planétésimaux. La surface de la comète 67P présente des solides d'une large gamme de taille allant de la dizaine de micromètres à la dizaine de mètres [Blum et al., 2017]. Bardyn et al. [2017] suggèrent que la comète s'est formée par l'accumulation de ces galets mais leur rang de taille ne correspond pas totalement à celui formé par la *streaming instability*. Des conditions supplémentaires sont donc nécessaires. Par ailleurs, les mesures opérées sur les grains à la surface montrent la présence de grains millimétriques très poreux (avec une densité proche

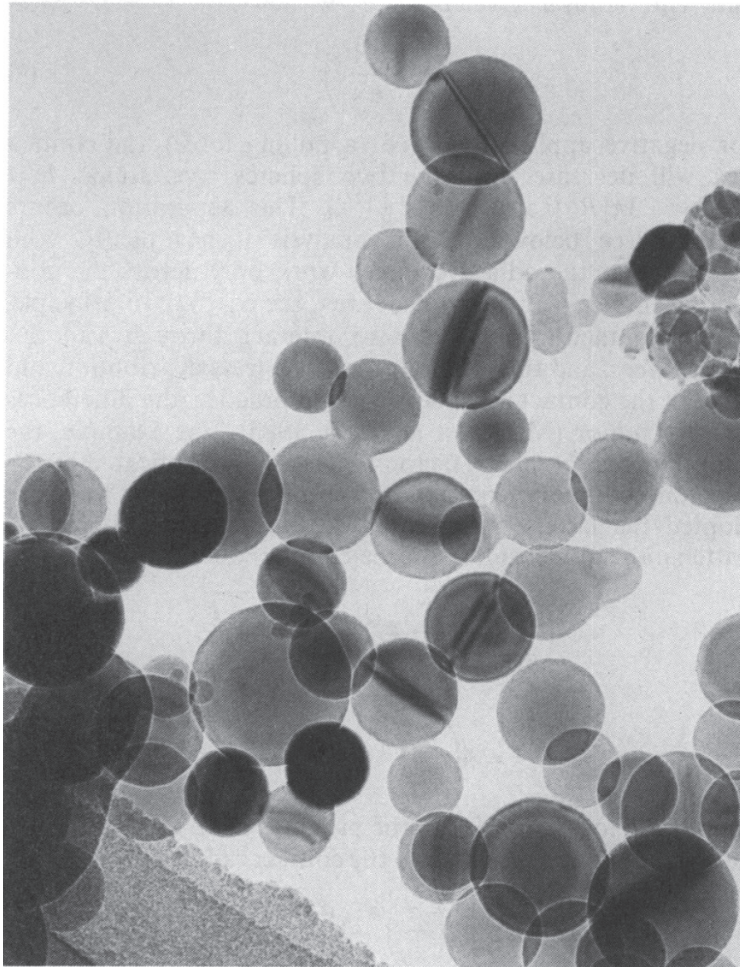


FIGURE 1.14: Coagulation de sphères de silicium de $0,7 \mu\text{m}$ de diamètre. On peut observer plus précisément le "cou" formé par le contact entre les deux monomères au milieu contre le bord droit de la figure. Crédits : Chokshi et al. [1993].

de $1 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$). Ces résultats soutiennent la nécessité de considérer l'évolution de la densité interne (et donc porosité) des grains.

1.6.3 Pourquoi se concentrer sur la glace ?

Dans mes travaux, je me suis concentré sur l'évolution des grains de glace d'eau pour plusieurs raisons énumérées dans ce paragraphe. Dans un premier temps, nous savons par l'observation des comètes que ces objets sont composés en grande quantité d'eau et leur présence dans le Système solaire montre qu'il a été possible à ces objets de se former et donc de surmonter les barrières. Par ailleurs, les expériences en laboratoire ont montré que l'eau favorisait le collage des grains et limitait ainsi la fragmentation et le rebond [Gundlach et al., 2011, Gundlach and Blum, 2015]. En comparaison, des grains composés de silicates fragmentent à partir d'une vitesse faible autour de $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ [Blum and Wurm, 2008] alors que la vitesse des grains de glace à partir de laquelle ils fragmentent est supérieure à $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ [Blum and Wurm, 2008, Yamamoto et al., 2014]. Ainsi, les grains de glace permettent de former plus facilement des agrégats poreux de plus grandes tailles. De plus, expérimentalement, il a été montré que les grains composés d'un mélange de glace avec d'autres espèces

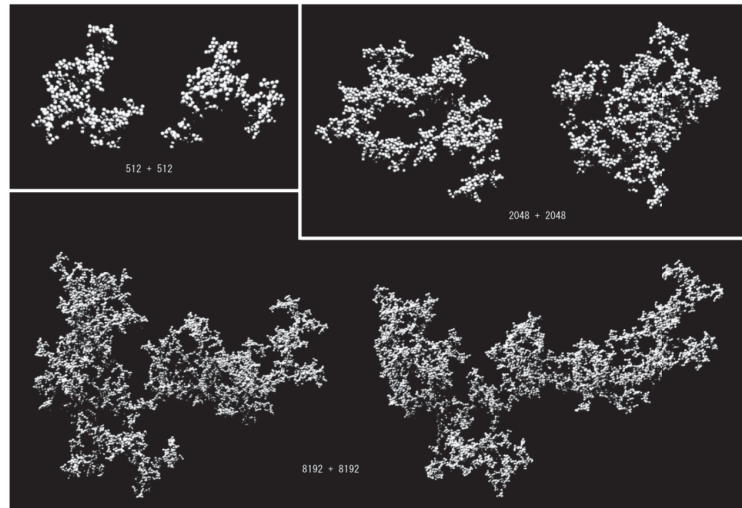


FIGURE 1.15: Exemple d'agrégats poreux recréés numériquement par Wada et al. [2008]. Les nombres marqués donnent le nombre de monomères qui composent les grains.

fragmentent pour des vitesses plus élevées que ces espèces seules [Yasui et al., 2017, Musiolik et al., 2016].

S'intéresser à des grains de glace revient à s'intéresser aux régions externes à la ligne de gel de la glace. Celle-ci se situe toutefois relativement proche de l'étoile (de l'ordre de quelques UA pour des disques en faisant des dizaines voire des centaines). De plus, des recherches expérimentales et numériques récentes ont découvert que les grains de silicate près de l'étoile pouvaient se charger électriquement grâce au gaz ionisé et former des agrégats assez résistants pour devenir poreux sans fragmenter [Hu et al., 2012, Singh and Mazza, 2018].

1.7 Problématiques

L'objectif de ce travail est de développer un modèle complet d'évolution de la porosité pendant la croissance, le rebond et la fragmentation qui nous permettra dans un second temps d'étudier le comportement des grains face aux barrières de formation planétaire avec une meilleure considération de la modification des grains lors des collisions. Cette étude, grâce aux simulations menées, pourra donc apporter des éléments de réponses théoriques sur le franchissement des barrières. Elle permettra aussi de donner des pistes pour la détection de grains poreux dans les disques, étudiée seulement récemment et encore débattue. Nos recherches pourront permettre d'apporter des contraintes spatiales à ces résultats observationnels.

Chapitre 2

Modèles

*Mars ain't the kind of place to raise your kids
In fact it's cold as hell
[...]
And all this science I don't understand
It's just my job five days a week.
Rocket Man - ELTON JOHN*

2.1 Structure du disque de gaz

2.1.1 Conservation de la masse et du moment cinétique

Nous considérons un disque de gaz et de poussière autour d'une étoile de masse égale à $1 M_{\odot}$. Le disque a une masse M_{disc} égale à $0,01 M_{\odot}$ dans lequel le gaz représente 99% en masse pour 1% de poussière. Nous nous plaçons en coordonnées cylindriques et supposons le disque symétrique azimuthalement et verticalement. Le disque s'étend de R_{in} à R_{out} .

Les équations de conservation de la masse et du moment cinétique du gaz sont dérivées de l'équation de Navier-Stokes et sont données respectivement par [Lynden-Bell and Pringle, 1974, Pringle, 1981] :

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma_g v_{g,R}) = 0, \quad (2.1)$$

$$R^3 \Omega_g \frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} (R^3 \Sigma_g v_{g,R} \Omega_g) = \frac{\partial}{\partial R} \left(\nu R^3 \Sigma_g \frac{\partial \Omega_g}{\partial R} \right), \quad (2.2)$$

où Σ_g est la densité surfacique du gaz, c'est-à-dire la densité volumique du gaz intégrée verticalement, $v_{g,R}$ sa vitesse radiale, Ω_g sa vitesse angulaire et ν sa viscosité cinématique de cisaillement. De ces deux équations, on peut calculer l'évolution temporaire et spatiale du disque, notamment son étalement visqueux. Ceux-ci dépendent de l'état initial du disque et des dépendances radiales des différents paramètres. Dans la suite de cette section, nous résoudrons les équations dans le régime stationnaire. Cependant, les grandeurs peuvent varier au cours du temps car la masse du disque change avec l'accrétion de l'étoile. Nos simulations numériques tiennent compte de cette variation.

2.1.2 Modélisation du gaz en lois de puissance

Dans le régime stationnaire, nous utilisons un modèle unidimensionnel en lois de puissance de la distance à l'étoile caractérisés par les exposants p et q pour représenter le profil de densité de surface du gaz Σ_g ou sa température T_g , verticalement

isotherme. A partir de ces grandeurs, d'autres peuvent être calculées analytiquement comme la masse volumique du gaz ρ_g (eq.(2.17)), sa pression P_g (eq.(2.18)), son échelle de hauteur H_g (eq.(2.14)) ou sa vitesse du son c_g (eq.(2.9)).

Densité de surface du gaz :

La densité de surface du gaz $\Sigma_g(R)$ peut être modélisée en loi de puissance comme :

$$\Sigma_g(R) = \Sigma_{g,0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-p}, \quad (2.3)$$

où R est la distance à l'étoile, R_0 une distance à l'étoile de référence et $\Sigma_{g,0}$ est la densité de surface à $R = R_0$. Par définition, la masse du disque M_{disc} peut être calculée en intégrant $\Sigma_g(R)$ sur l'étendue du disque :

$$M_{\text{disc}} = \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \Sigma_g(R) 2\pi R dR, \quad (2.4)$$

ainsi,

$$M_{\text{disc}} = \begin{cases} \frac{2\pi}{2-p} R_0^2 \Sigma_{g,0} \left[\left(\frac{R_{\text{out}}}{R_0} \right)^{2-p} - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R_0} \right)^{2-p} \right], & \text{si } p \neq 2, \\ 2\pi R_0^2 \Sigma_{g,0} \ln \left(\frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{in}}} \right), & \text{si } p = 2. \end{cases} \quad (2.5)$$

$\Sigma_{g,0}$ est directement calculée en fonction de la masse du disque M_{disc} :

$$\Sigma_{g,0} = \begin{cases} \frac{2-p}{2\pi} \frac{M_{\text{disc}}}{R_0^2} \left[\left(\frac{R_{\text{out}}}{R_0} \right)^{2-p} - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R_0} \right)^{2-p} \right]^{-1}, & \text{si } p \neq 2, \\ \frac{M_{\text{disc}}}{2\pi R_0^2 \ln \left(\frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{in}}} \right)}, & \text{si } p = 2. \end{cases} \quad (2.6)$$

Température et vitesse du son du gaz :

Nous supposons que le disque est isotherme verticalement¹. La température du gaz varie radialement comme :

$$T_g(r) = T_{g,0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-q}, \quad (2.7)$$

où $T_{g,0}$ est la température du gaz pour $R = R_0$. La vitesse du son du gaz est définie par :

$$c_g = \sqrt{\frac{k_B T_g}{m_g}}, \quad (2.8)$$

où m_g est la masse moléculaire moyenne de gaz, définie comme le produit $\mu_g m_H$, avec $\mu_g = 2,3$, un facteur qui représente la composition du gaz (valeur appropriée pour des nuages moléculaires, composés d'hydrogène et d'hélium [Bell et al., 1997]) et m_H la masse d'un atome d'hydrogène. k_B est la constante de Boltzmann. Grâce à l'équation (2.7), la vitesse du son est exprimée en fonction de la distance à l'étoile R

1. Hypothèse raisonnable si la température du gaz est due à la radiation stellaire.

comme :

$$c_g(R) = c_{g,0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\frac{q}{2}}, \quad (2.9)$$

avec $c_{g,0} = \sqrt{k_B T_{g,0}/m_g}$.

Grandeurs képlériennes :

En considérant que le disque est en rotation képlérienne autour de l'étoile, on peut définir une vitesse de rotation képlérienne v_K :

$$v_K = \sqrt{\frac{\mathcal{G} M_*}{R}}, \quad (2.10)$$

où \mathcal{G} est la constante de gravitation, R la distance à l'étoile et M_* la masse de l'étoile. La vitesse képlérienne est reliée à la vitesse angulaire képlérienne Ω_K par $v_K = R \Omega_K$ et Ω_K vaut donc :

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{\mathcal{G} M_*}{R^3}}. \quad (2.11)$$

L'inverse de Ω_K est le temps orbital képlérien t_K :

$$t_K = \Omega_K^{-1} = \sqrt{\frac{R^3}{\mathcal{G} M_*}}. \quad (2.12)$$

Hauteur du disque :

Résoudre l'équilibre hydrostatique vertical nous donne la dépendance verticale de la densité volumique du gaz ρ_g sous la forme d'une gaussienne² :

$$\rho_g(R, z) = \rho_g(R) e^{-\frac{z^2}{2H_g(R)^2}}, \quad (2.13)$$

où z est la distance verticale par rapport au plan médian du disque, $\rho_g(R)$ la densité volumique du gaz dans le plan médian ($z = 0$) et $H_g(R)$ est l'échelle de hauteur du disque à la distance R , définie par :

$$H_g = \frac{r c_g}{v_K} = \frac{c_g}{\Omega_K}. \quad (2.14)$$

$H_g(R)$ varie donc comme :

$$H_g(R) = H_{g,0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{\frac{3-q}{2}}, \quad (2.15)$$

où $H_{g,0} = c_{g,0}/\Omega_{K,0}$ est la valeur de H_g pour $R = R_0$.

On peut aussi définir le rapport d'aspect du disque H_g/R :

$$\frac{H_g(R)}{R} = \frac{c_{g,0}}{v_{K,0}} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{\frac{1-q}{2}}. \quad (2.16)$$

2. pour un disque verticalement isotherme

Densité volumique et pression dans le plan médian :

En intégrant verticalement l'équation (2.13) et en utilisant l'équation (2.3), on obtient la densité volumique du gaz dans le plan médian ρ_g :

$$\rho_g(R) = \rho_{g,0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-(p-\frac{q}{2}+\frac{3}{2})}, \quad (2.17)$$

avec $\rho_{g,0} = \Sigma_{g,0}/(\sqrt{2\pi}H_{g,0})$, la valeur de ρ_g à la distance R_0 .

La pression du gaz dans le plan médian peut être déduite à partir de la densité volumique grâce à la relation $P_g = \rho_g c_g^2$. P_g varie radialement comme :

$$P_g(R) = P_{g,0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-(p+\frac{q}{2}+\frac{3}{2})}, \quad (2.18)$$

avec $P_{g,0} = \Sigma_{g,0} c_{g,0}^2/(\sqrt{2\pi}H_{g,0})$, la valeur de P_g pour $R = R_0$.

Modèles de disque choisis :

- Nous avons choisi trois modèles en lois de puissance de la distance à l'étoile :
- le modèle H81 de type MMSN de Hayashi [1981] utilisé par Okuzumi et al. [2012], Kataoka et al. [2013b] nommé H81m par la suite.
 - un modèle de type CTTS qui correspond mieux aux observations de disque [Barrière-Fouchet et al., 2005, Laibe et al., 2008].
 - un modèle simple de type Flat pour lequel la densité de surface du gaz est constante ($p = 0$) [Paardekooper and Mellema, 2004, 2006, Fouchet et al., 2007, 2010, Gonzalez et al., 2015b, 2017]

Le tableau 2.1 rapporte les différents paramètres des trois modèles.

Modèle	R_{in} (UA)	R_{out} (UA)	p	q	$\rho_{g,0}$ (kg.m^{-3})	$P_{g,0}$ (Pa)	$T_{g,0}$ (K)	$c_{g,0}$ (m.s^{-1})	$\Sigma_{g,0}$ (kg.m^{-2})	$H_{g,0}/R_0$
H81m	0,35	36	3/2	3/7	$1,5.10^{-6}$	0,73	137	700	13000	0,0235
CTTS	3	300	3/2	3/4	$4,3.10^{-7}$	0,3	197	837	4537	0,0281
Flat	4	160	0	1	$5,9.10^{-10}$	0,0013	619	1489	11	0,05

TABLE 2.1: Tableau récapitulatif des données physiques utilisées dans les modèles H81, CTTS et Flat. Les valeurs annotées d'un 0 sont données à $R_0 = 1$ UA.

2.1.3 Viscosités du gaz

Nous considérons dans un premier temps les collisions moléculaires comme source de viscosité. La viscosité dynamique du gaz μ est donnée par Laibe et al. [2012] :

$$\mu = \frac{5 m_g \sqrt{\pi}}{64 \sigma_{\text{mol}}} \sqrt{\frac{k_B T_g}{m_g}}, \quad (2.19)$$

où σ_{mol} est la section efficace moléculaire du gaz prise égale à 2.10^{-19} m^2 [Chapman and Cowling, 1970, Okuzumi et al., 2012, Laibe et al., 2012].

Le libre parcours moyen du gaz est la distance moyenne que parcourt une molécule de gaz entre deux collisions successives. Il est donné par :

$$\lambda = \frac{2 v_{\text{mol}}}{c_g} = \frac{2 \mu}{\rho_g c_g}, \quad (2.20)$$

où c_g est la vitesse du son du gaz et la viscosité cinématique moléculaire du gaz ν_{mol} est définie par :

$$\mu = \nu_{\text{mol}} \rho_g. \quad (2.21)$$

Cependant, cette viscosité est faible et l'échelle de temps visqueuse $t_{\text{visc}} = R^2/\nu_{\text{mol}}$ correspondante est de l'ordre de 10^{13} ans, ce temps est dix millions de fois supérieur au temps de vie caractéristique d'un disque [Armitage, 2010]. La viscosité cinématique moléculaire ne peut pas être utilisée comme moyen de transport du moment cinétique dans le disque. Cependant, la turbulence du gaz apparaît comme une solution à ce problème. Shakura and Sunyaev [1973] ont énoncé une prescription pour la viscosité turbulente ν_t dans les disques en donnant :

$$\nu_t = \alpha \frac{c_g^2}{\Omega_K} = \alpha c_g H_g, \quad (2.22)$$

où α est un paramètre sans dimension, appelé paramètre de Shakura and Sunyaev [1973] représentant l'intensité de la turbulence dans les disques. Il est de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-2}$. La viscosité du gaz ν intervenant dans l'équation (2.2) peut s'écrire $\nu_{\text{mol}} + \nu_t \sim \nu_t$.

2.2 Dynamique des grains

2.2.1 Grandeurs intrinsèques des grains

Le grain poreux a un volume V , dans lequel est contenu un volume V_{void} de vide et un volume V_s de matière, correspondant au volume qu'occupe le grain dans son état compact. Ces trois volumes sont reliés par la relation suivante :

$$V = V_{\text{void}} + V_s. \quad (2.23)$$

La porosité (nommée p) représente la proportion de vide dans un grain, c'est-à-dire :

$$p = \frac{V_{\text{void}}}{V}. \quad (2.24)$$

Le facteur de remplissage³ (nommé ϕ), quant à lui, représente la proportion de matière dans le grain, soit :

$$\phi = \frac{V_s}{V}. \quad (2.25)$$

Il est donc relié à la porosité par la relation :

$$p + \phi = 1. \quad (2.26)$$

C'est à cette grandeur que nous nous intéressons car elle est reliée linéairement à la masse volumique du grain (qui prend en compte son caractère poreux) à travers la formule :

$$\rho_d = \rho_s \phi, \quad \text{ou} \quad \phi = \frac{\rho_d}{\rho_s}, \quad (2.27)$$

où ρ_d est la masse volumique d'un grain, aussi appelée masse volumique intrinsèque et ρ_s la masse volumique du grain s'il était compact, aussi appelée masse volumique spécifique. Nous n'utiliserons guère la notation ρ_d par la suite, lui préférant $\phi \rho_s$ pour faire apparaître le facteur de remplissage. La masse m et le rayon s du grain peuvent aussi être reliés au facteur de remplissage pour des grains sphériques par :

$$m = \frac{4}{3} \pi \rho_s s^3 \phi, \quad (2.28)$$

ou

$$s = \left(\frac{3m}{4\pi\phi\rho_s} \right)^{1/3}. \quad (2.29)$$

Notons qu'une taille peut correspondre à plusieurs couples $(m;\phi)$. Afin de se faciliter la conversion taille - masse - facteur de remplissage, le tableau C.1 présente les tailles associées à une large gamme de masse et de facteur de remplissage. Par ailleurs, ϕ peut aussi être exprimé comme :

$$\phi = \frac{m}{\rho_s V}. \quad (2.30)$$

p et ϕ sont sans dimension et varient entre 0 et 1. Pour la porosité, 0 correspond à un grain compact et 1 à un grain totalement poreux. Concernant ϕ , 0 correspond à un grain totalement poreux et 1 à un grain compact.

Ainsi, pour une masse de grain donnée, la taille du grain poreux s_p est plus grande que celle du grain compact s_c :

$$s_p = \phi^{-1/3} s_c. \quad (2.31)$$

2.2.2 Friction du gaz et grandeurs aérodynamiques

Dans le disque, la poussière et le gaz sont soumis à la gravité de l'étoile. Le gaz est, lui, en plus soumis à son propre gradient de pression. De cette force, résulte la différence de vitesse Δv entre les deux phases et crée une friction (ou force de traînée) entre le gaz et la poussière. Initialement, le rapport massique poussière/gaz⁴ c est de l'ordre de 10^{-2} , la densité de grains locale est donc très inférieure à celle du

3. ou *fillng factor*.

4. *dust-to-gas ratio* en anglais

gaz et la force de friction de la poussière sur le gaz est négligeable. Dans ce cas, seule la force de traînée aérodynamique du gaz sur les grains est considérée. Cependant, quand la poussière devient localement prédominante, la rétroaction de la poussière sur le gaz ne peut pas être négligée [Nakagawa et al., 1986, Gonzalez et al., 2017].

On considère un grain sphérique de taille s et de facteur de remplissage ϕ . Il existe deux régimes de traînée du gaz selon la taille du grain s par rapport au libre parcours moyen du gaz λ :

- Si $s < 9 \lambda/4$, le grain se trouve dans le régime d'Epstein : à l'échelle du grain, le gaz se comporte comme un ensemble de particules sans collision [Epstein, 1924, Baines et al., 1965].
- Si $s > 9 \lambda/4$, le grain se trouve dans le régime de Stokes : le gaz se comporte comme un fluide autour l'obstacle causé par la particule [Whipple, 1972].

La force de friction est appliquée sur la section efficace du grain πs^2 . L'accélération causée par la friction, égale à la force de traînée sur la masse du grain, décroît en s^{-1} pour des grains sphériques. Elle peut devenir négligeable pour des tailles de planétésimaux (1-100 km) [Armitage, 2010]. Ainsi, pour une masse donnée, un grain poreux a une plus grande taille et donc une accélération due à la friction plus faible qu'un grain compact.

Grâce à des simulations numériques, Sekiya and Takeda [2003] et Sekiya and Takeda [2005] ont montré que le flux de gaz à travers les grains poreux est faible et décroît avec la taille du grain. On peut donc négliger son influence sur la friction des grains poreux.

Vitesse du gaz par rapport à la vitesse képlérienne :

Dans le cas d'un fluide non-visqueux et non-magnétisé, l'équation d'Euler pour le gaz nous donne :

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial t} + (\vec{v}_g \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_g = -\frac{1}{\rho_g} \vec{\nabla} P_g - \vec{\nabla} \Phi, \quad (2.32)$$

où Φ représente le potentiel gravitationnel de l'étoile et v_g , la vitesse du gaz. En nous plaçant dans le cadre stationnaire et axisymétrique, la composante radiale de l'équation (2.32) s'exprime comme :

$$\frac{v_{g,\theta}^2}{R} = \frac{\mathcal{G} M_*}{R^2} + \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial P_g}{\partial R}, \quad (2.33)$$

avec $v_{g,\theta}$, la vitesse azimutale du gaz. Cette équation peut se réécrire

$$v_{g,\theta}^2 = v_K^2 + \frac{R}{\rho_g} \frac{\partial P_g}{\partial R}. \quad (2.34)$$

Si le gradient de pression est monotone et négatif, la vitesse du gaz est subképlerienne. En remplaçant ρ_g par P_g/c_g^2 , on obtient :

$$\left(\frac{v_{g,\theta}}{v_K}\right)^2 = 1 + \frac{c_g^2}{v_K^2} \frac{\partial \ln P_g}{\partial \ln R} \quad (2.35)$$

$$= 1 + \left(\frac{H_g}{R}\right)^2 \frac{\partial \ln P_g}{\partial \ln R}. \quad (2.36)$$

On définit η le paramètre subképlerien comme le rapport entre la force due au gradient de pression et la gravité de l'étoile, donné par l'expression :

$$\eta = -\frac{\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial P_g}{\partial R}}{R \Omega_K} = -\left(\frac{H_g}{R}\right)^2 \frac{\partial \ln P_g}{\partial \ln R}. \quad (2.37)$$

La vitesse azimutale du gaz peut alors s'exprimer par rapport à la vitesse képlerienne comme :

$$v_{g,\theta} = (1 - \eta)^{1/2} v_K. \quad (2.38)$$

Dans le cadre d'un disque en lois de puissance, η est donné par :

$$\eta = \left(p + \frac{q}{2} + \frac{3}{2}\right) \left(\frac{H_g}{R}\right)^2. \quad (2.39)$$

On remarque que le paramètre subképlerien est faible pour les disques minces ($H_g/R \ll 1$). Dans ce cas, la vitesse azimutale du gaz peut s'approximer :

$$v_{g,\theta} \approx \left(1 - \frac{1}{2}\eta\right) v_K. \quad (2.40)$$

Les grains de poussière sont soumis à la seule gravité de l'étoile, ils orbitent donc à vitesse képlerienne. Leur différence de vitesse azimutale entre les deux phases peut donc s'exprimer comme :

$$\Delta v_\theta = v_K - v_{g,\theta} \approx \frac{1}{2}\eta v_K. \quad (2.41)$$

C'est cette faible différence de vitesse qui cause la friction aérodynamique. Cette dernière expression est celle utilisée par Weidenschilling [1977]. Nous notons également que la différence de vitesse est déterminée différemment dans les deux codes que nous utilisons. Le code PACED utilise l'équation (2.41) tandis que dans notre code SPH, la différence de vitesse entre les deux phases d'une particule est calculée directement par rapport à ses voisins.

Force de friction :

Dans le régime d'Epstein, les grains ont une taille plus petite que le libre parcours moyen des molécules de gaz. La force de traînée peut être déterminée à partir de la fréquence de collisions des molécules de gaz avec le grain. Le gaz a une vitesse thermique $v_{th} \approx c_g$. Le côté du grain qui évolue dans le même sens de rotation que

le gaz a une fréquence de collisions avec les molécules de gaz f_+ valant :

$$f_+ \approx \pi s^2 (v_{\text{th}} + \Delta v) \frac{\rho_g}{m_g}, \quad (2.42)$$

où m_g est la masse d'une molécule de gaz et Δv la différence de vitesse entre le grain et le gaz. La fréquence de collisions de l'autre côté f_- est donnée par [Armitage, 2010] :

$$f_- \approx \pi s^2 (v_{\text{th}} - \Delta v) \frac{\rho_g}{m_g}. \quad (2.43)$$

En considérant que le transfert de quantité de mouvement par collision est environ de $2 m_g v_{\text{th}}$, la force de traînée F_D dans le régime d'Epstein est :

$$F_D \propto -s^2 \rho_g v_{\text{th}} \Delta v. \quad (2.44)$$

Un calcul plus approfondi donne [Armitage, 2010] :

$$F_D = -\frac{4}{3} \pi s^2 \rho_g v_{\text{th}} \Delta v. \quad (2.45)$$

Lorsque le grain atteint une taille plus grande que le libre parcours moyen, il passe dans le régime de traînée de Stokes, le gaz est traité comme un fluide classique.

La force de traînée dans ce régime est donnée par :

$$F_D = -\frac{C_D}{2} \pi s^2 \rho_g (\Delta v)^2, \quad (2.46)$$

où C_D est un coefficient de traînée qui caractérise le régime de traînée du grain. Pour des grains sphériques, ce coefficient dépend du nombre de Reynolds Re du grain :

$$Re = \frac{2 s \Delta v}{\nu}. \quad (2.47)$$

Le nombre de Reynolds Re représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses du gaz. Les valeurs de C_D en fonction de Re , calculé avec la viscosité turbulente, sont données par Whipple [1972], Weidenschilling [1977] :

$$C_D = \begin{cases} 24 Re^{-1}, & Re < 1 \\ 24 Re^{-0,6}, & 1 < Re < 800 \\ 0,44, & 800 < Re. \end{cases} \quad (2.48)$$

Temps de friction et nombre de Stokes :

Le couplage poussière-gaz peut être quantifié par le temps de friction⁵ τ qui correspond au temps que met un grain pour atteindre la vitesse moyenne du gaz dans lequel il est plongé. Pour un grain de masse m , le temps de friction est défini par :

$$\tau = \frac{m \Delta v}{|F_D|}. \quad (2.49)$$

5. ou temps d'arrêt (ou "stopping time" en anglais).

L'expression de ce temps dépend du régime de traînée dans lequel le grain se trouve. Par la suite, nous ne nous intéresserons qu'aux régimes d'Epstein et de Stokes avec $Re < 1$ même si Re dépasse l'unité par soucis de simplicité analytique notamment pour simplifier Δv dans l'expression de τ .

De plus, les régions où le nombre de Reynolds devient plus grand que l'unité sont dans les parties très internes du disque. Les hypothèses de cette simplification sont traitées dans l'annexe B. Ainsi, nous n'avons plus que deux régimes dont la limite se trouve pour $s = 9 \lambda / 4$. Cette simplification sera appliquée dans tout le reste de nos travaux. Le temps de friction pour un grain poreux de taille s est alors donné par les relations suivantes :

$$\tau_{Ep} = \frac{\rho_s \phi s}{\rho_g c_g}, \quad s < \frac{9}{4} \lambda \quad (Epstein), \quad (2.50)$$

$$\tau_{St} = \frac{2 \rho_s \phi s^2}{9 \mu}, \quad s > \frac{9}{4} \lambda \quad (Stokes), \quad (2.51)$$

où ϕ est le filling factor du grain, défini dans la section 2.2.1. $\phi = 1$ pour le temps de friction du grain compact. Les deux valeurs se rejoignent pour $s = 9 \lambda / 4$. Ces deux expressions dépendent différemment de s et r .

Le nombre de Stokes, noté St , est un nombre sans dimension important pour la croissance et la dérive du grain. Il correspond au rapport du temps de friction du grain τ (représentant l'effet de la traînée du gaz) et du temps orbital képlérien t_K (représentant la gravité de l'étoile) :

$$St = \frac{\tau}{t_K} = \tau \Omega_K. \quad (2.52)$$

La dépendance radiale du nombre de Stokes est détaillée dans la partie B.1.1 de l'annexe B. Contrairement à l'étude de grains compacts, un Stokes donné ne correspond pas plus à une taille donnée, il peut correspondre à des grains de taille et facteurs de remplissage différents. Les nombres de Stokes d'un grain compact (St_c) ou poreux (St_p) d'une même taille sont reliés par la relation :

$$St_p = \phi St_c. \quad (2.53)$$

Par conséquent, pour une distance à l'étoile donnée, un même nombre de Stokes pour un grain compact et poreux donne les relations suivantes entre leurs tailles s_c et s_p respectivement :

$$s_c = \phi s_p, \quad (Epstein) \quad (2.54)$$

$$s_c = \phi^{1/2} s_p. \quad (Stokes) \quad (2.55)$$

Ainsi, à une distance à l'étoile fixée, un grain compact de 1 cm aura le même nombre de Stokes qu'un grain poreux de 1 m avec $\phi = 10^{-2}$.

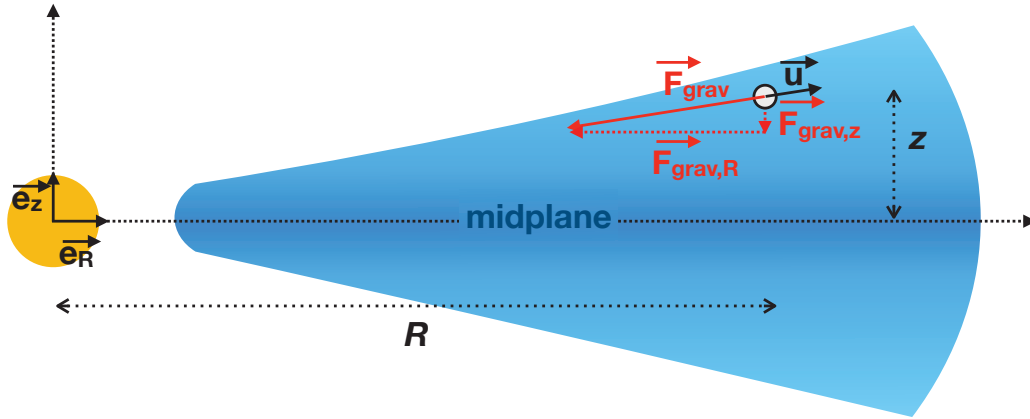


FIGURE 2.1: Schéma de la force de gravitation de l'étoile sur un grain vue de la coupe d'un disque.

2.2.3 Sédimentation verticale

En coordonnées cylindriques, la force de gravité de l'étoile appliquée au grain peut se décomposer selon la direction radiale et la direction verticale comme :

$$\vec{F}_{\text{grav}} = -\mathcal{G} \frac{M_* m}{d^2} \vec{u} \quad (2.56)$$

$$= -|F_{\text{grav},R}| \vec{e}_R + -|F_{\text{grav},z}| \vec{e}_z, \quad (2.57)$$

où \vec{u} est un vecteur unitaire ayant pour direction la droite reliant le grain au centre de l'étoile et pour sens l'étoile vers le grain (figure 2.1). d est la distance séparant le grain du centre de l'étoile, ainsi $d^2 = R^2 + z^2$. $F_{\text{grav},R}$ et $F_{\text{grav},z}$ sont les projections de la force de gravitation respectivement sur l'axe radial et l'axe vertical. \vec{e}_R et \vec{e}_z sont des vecteurs unitaires définissant les axes radial et vertical.

Les projections $F_{\text{grav},R}$ et $F_{\text{grav},z}$ valent :

$$F_{\text{grav},R} = \mathcal{G} \frac{M_* m}{R^2 + z^2} \frac{R}{\sqrt{R^2 + z^2}}, \quad (2.58)$$

$$F_{\text{grav},z} = \mathcal{G} \frac{M_* m}{R^2 + z^2} \frac{z}{\sqrt{R^2 + z^2}}. \quad (2.59)$$

Dans le cas d'un disque mince, $z \ll R$ et $F_{\text{grav},R}$ et $F_{\text{grav},z}$ peuvent être approximées par :

$$F_{\text{grav},R} \simeq -\mathcal{G} \frac{M_* m}{R^2} = m \Omega_K^2 R, \quad (2.60)$$

$$F_{\text{grav},z} \simeq -\mathcal{G} \frac{M_* m}{R^3} z = m \Omega_K^2 z. \quad (2.61)$$

Selon l'axe vertical, la poussière et le gaz ont une force de gravitation dirigée vers le plan médian. Le gaz a en plus une force due à son gradient de pression dirigée à l'opposée du plan médian. La poussière ressent donc une force de traînée aérodynamique. Ainsi, un grain lâché à une hauteur z va sédimenter vers le plan médian en accélérant jusqu'à atteindre une vitesse limite au moment où la force de gravitation sera équilibrée par la force de traînée.

Les petits grains ont un temps de friction faible, l'équilibre des forces est quasiment instantané et la poussière sédimente vers le plan médian avec une vitesse terminale v_{set} calculée en égalant F_D dans le régime d'Epstein (eq.(2.45)) et la projection de la gravité de l'étoile selon l'axe vertical (eq.(2.61)) :

$$v_{\text{set}} = \frac{\rho_s \phi s}{\rho_g c_g} \Omega_K^2 z. \quad (2.62)$$

Pour étudier la sédimentation, nous ne pouvons pas nous contenter de la seule variable R mais nous devons considérer aussi la dépendance en z , c'est pourquoi nous utilisons donc la formule (2.13) pour laquelle la densité du gaz ρ_g est donnée en fonction de la hauteur z . La vitesse de sédimentation a pour ordre de grandeur :

$$v_{\text{set}} \approx 7,48.10^{-4} \left(\frac{\rho_s \phi}{10^3 \text{ kg.m}^{-3}} \right) \left(\frac{s}{1 \mu\text{m}} \right) \left(\frac{\Sigma_{\text{g},1\text{AU}}}{10^3 \text{ kg.m}^{-2}} \right)^{-1} \left(\frac{R}{1\text{AU}} \right)^{p-\frac{3}{2}} \times \left(\frac{z}{0,01\text{AU}} \right) e^{+\frac{z^2}{2H_{\text{g}}(R)^2}} \text{ m.s}^{-1}. \quad (2.63)$$

Les grains quittent rapidement les régions proches de la surface de disque. Plus ils se rapprochent du plan médian, plus la sédimentation ralentit. De plus, on peut noter que la vitesse de sédimentation augmente avec la taille. Ainsi, les grains de grande taille et de taille intermédiaire rejoignent rapidement le plan médian tandis que les petits grains restent sur tout l'échelle verticale du disque. On peut aussi constater que la sédimentation des grains poreux est plus lente que celle des grains compacts.

A partir de v_{set} , on peut déterminer un temps caractéristique pour la sédimentation, t_{set} qui mesure un changement significatif de la hauteur du grain. t_{set} est défini par :

$$t_{\text{set}} = \frac{z}{|v_{\text{set}}|} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\Sigma_{\text{g}}}{\rho_s \phi s \Omega_K} e^{-\frac{z^2}{2H_{\text{g}}(R)^2}}. \quad (2.64)$$

La turbulence permet aux petits grains ($\text{St} \ll 1$) de se diffuser verticalement et s'opposer à la sédimentation. Pour établir l'influence de la turbulence sur la sédimentation, on peut comparer t_{set} à un temps caractéristique de diffusion t_{diff} :

$$t_{\text{diff}} = \frac{z^2}{D}, \quad (2.65)$$

où D est un coefficient de diffusion turbulente avec [Dullemond and Dominik, 2005] :

$$D \simeq \frac{\alpha c_{\text{g}}^2}{\Omega_K}, \quad (2.66)$$

où α est le paramètre sans dimension de Shakura and Sunyaev [1973]. L'équation $t_{\text{set}} = t_{\text{diff}}$ pour $z = H_{\text{g}}$ donne une condition sur la valeur de α de sorte que la poussière ne sédimente pas dans une couche plus fine que H_{g} :

$$\alpha \geq \sqrt{2\pi} e^{1/2} \frac{\rho_s \phi s}{\Sigma_{\text{g}}}. \quad (2.67)$$

On peut remarquer qu'il suffit d'une faible turbulence pour maintenir les petits grains sur toute la hauteur du disque. Par exemple, pour contrebalancer la sédimentation de grains de glace compacts d'un micromètre dans un disque avec $\Sigma_{\text{g}} = 10^2$

kg.m^{-2} , α doit être de l'ordre de 10^{-5} , ce qui correspond à un disque peu turbulent. Pour des grains millimétriques, α doit valoir 10^{-2} , valeur qui s'applique pour modéliser une forte turbulence. Cependant, équilibrer la sédimentation de plus gros grains nécessite une turbulence trop forte pour être réaliste. A partir d'une certaine taille, la sédimentation est donc inévitable. On constate, de plus, que les grains poreux nécessitent une valeur de α moins importante pour ralentir la sédimentation. Cela peut s'expliquer par le fait que les grains poreux restent plus couplés au gaz via la traînée aérodynamique plus importante, ils atteignent plus rapidement la vitesse du gaz et ressentent donc moins la friction qui les fait sédimenter et dériver.

La résolution de l'équation de diffusion des grains donne [Dubrulle et al., 1995, Fromang and Papaloizou, 2006] :

$$\frac{H_d}{H_g} \simeq \sqrt{\frac{\alpha}{\text{St}}}, \quad (2.68)$$

où H_d est l'échelle de hauteur de la poussière. On peut remarquer que les grains vont sédimenter différemment en fonction de leur nombre de Stokes, il y a un tri vertical des grains en fonction de leurs densité et taille.

2.2.4 Dérive radiale

Dans le plan médian, le mouvement de la poussière est régi par les équations suivantes :

$$\frac{\partial v_{d,R}}{\partial t} - \frac{v_{d,\theta}^2}{R} = -\Omega_K^2 R - \frac{(v_{d,R} - v_{g,R})}{\tau}, \quad (2.69)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial t} (R v_{d,\theta}) = -\frac{(v_{d,\theta} - v_{g,\theta})}{\tau}, \quad (2.70)$$

où τ est le temps de friction de la poussière. $v_{d,R}$ et $v_{g,R}$ sont les vitesses radiales respectivement de la poussière et du gaz et $v_{d,\theta}$ et $v_{g,\theta}$, les vitesses azimutales de la poussière et du gaz.

D'après l'équation (2.40), la différence de vitesse entre les deux phases est faible et le moment angulaire de la poussière reste proche du moment angulaire képlérien pour les disques minces, on peut approximer le mouvement azimutal des grains par une succession d'orbites presque képlériennes :

$$\frac{\partial}{\partial t} (R v_{d,\theta}) = \frac{dR}{dt} \frac{\partial}{\partial R} (R v_{d,\theta}) = v_{d,R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_{d,\theta}) \simeq v_{d,R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_K) = \frac{1}{2} v_{d,R} v_K, \quad (2.71)$$

ce qui conduit grâce à l'équation (Eq.(2.70)) :

$$v_{d,\theta} - v_{g,\theta} \simeq -\frac{\text{St}}{2} v_{d,R}. \quad (2.72)$$

Dans le cas stationnaire, les vitesses sont indépendantes du temps. En utilisant les équations (2.69),(2.72) et (2.38)), $v_{d,r}$ peut s'exprimer comme :

$$v_{d,R} = \frac{v_{g,R} - \text{St} \eta v_K}{1 + \text{St}^2}. \quad (2.73)$$

Les petits grains (avec $\text{St} \ll \alpha$) sont très couplés au gaz et ne dérivent pas, leur vitesse radiale est quasiment constante et très faible.

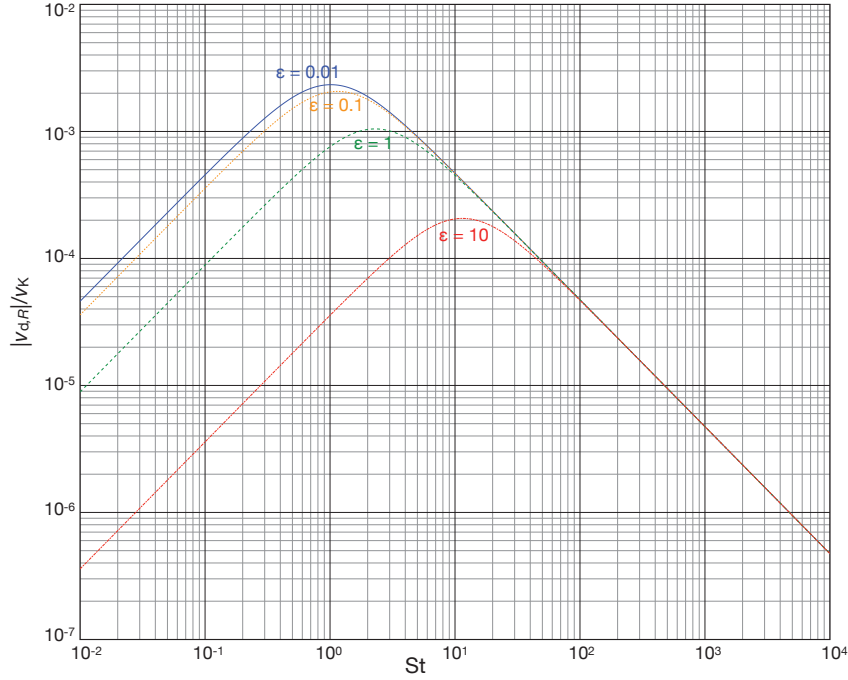


FIGURE 2.2: Vitesse radiale de la poussière normalisée par la vitesse képlérienne en fonction du nombre de Stokes pour différents rapports massiques poussière/gaz ϵ . Le modèle de disque utilisé est le modèle CTTS et $\alpha = 10^{-2}$.

Pour des grains plus gros, $v_{g,R}$ devient négligeable devant $St \eta v_K$ et les vitesses radiale et azimutale de la poussière $v_{d,r}$ et $v_{d,\theta}$ sont alors données par :

$$v_{d,R} = -\frac{St}{1 + St^2} \eta v_K, \quad (2.74)$$

$$v_{d,\theta} = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1}{1 + St^2} \eta\right) v_K. \quad (2.75)$$

On remarque que la vitesse radiale des grains est maximale pour $St = 1$, c'est-à-dire pour les grains de taille intermédiaire, c'est la formulation mathématique de la barrière de dérive radiale.

Nakagawa et al. [1986] ont donné ces équations en considérant la rétroaction de la poussière sur le gaz en fonction du rapport massique poussière/gaz ϵ de manière générale :

$$v_{d,R} = -\frac{St}{(1 + \epsilon)^2 + St^2} \eta v_K, \quad (2.76)$$

$$v_{d,\theta} = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1 + \epsilon}{(1 + \epsilon)^2 + St^2} \eta\right) v_K. \quad (2.77)$$

On retrouve les équations (2.74) et (2.75) pour $\epsilon \ll 1$.

On peut constater sur la figure 2.2 que plus le rapport poussière/gaz est élevé, plus la poussière dérive lentement. De plus, les grains atteignent la dérive maximale pour d'autant plus grands nombres de Stokes que le rapport poussière/gaz est

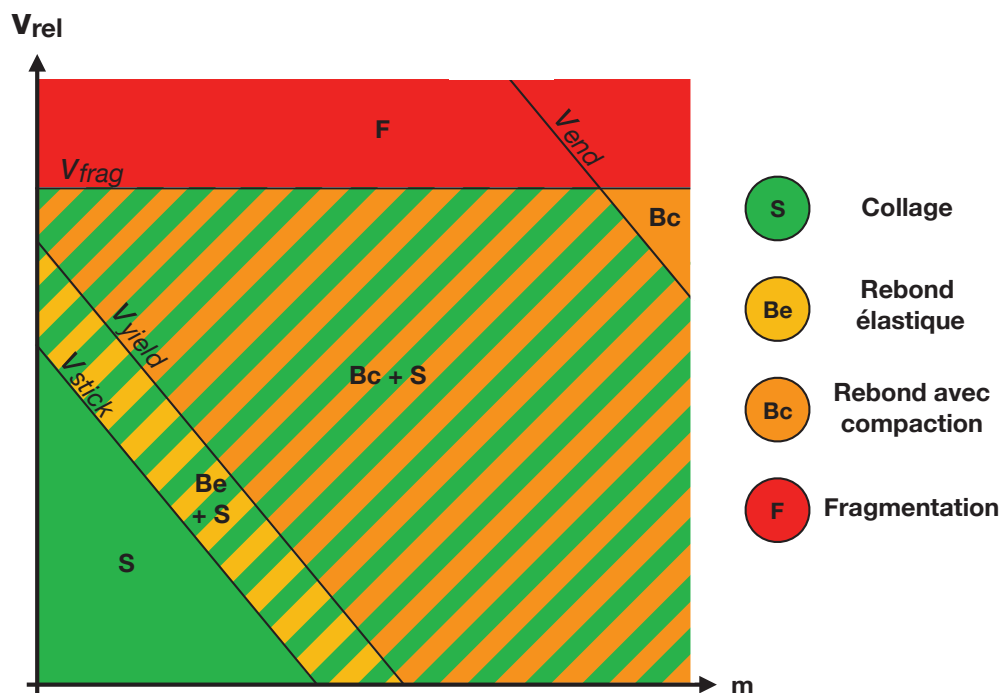


FIGURE 2.3: Différents régimes d'évolution du grain en fonction de sa vitesse relative et de sa masse. "S" représente la croissance, "Be" le rebond élastique (sans évolution de facteur de remplissage), "Bc" le rebond avec compaction et "F" le régime de fragmentation. v_{stick} , v_{yield} , v_{end} et v_{frag} sont les vitesses seuils détaillées dans la section 2.3. Les courbes sont représentées en log-log.

important grâce à la rétroaction de la poussière sur le gaz.

Les vitesses radiales ont le signe du gradient de pression. Lorsqu'il est négatif, les grains dérivent vers l'intérieur. Lorsqu'il est positif, la poussière va vers l'extérieur du disque. A travers ces équations, on retrouve mathématiquement que la poussière se dirige vers les maxima de pression pour lesquels on a $\eta = 0$ et donc où les vitesses radiales sont nulles. On a donc bien un piège à particules qui se forme aux maxima de pression accumulant la poussière.

2.3 Evolution de la masse des grains lors des collisions

L'évolution de la masse du grain se fait via trois processus : croissance par collage, rebond et fragmentation. Ces trois régimes sont séparés par des vitesses seuils représentées dans la figure 2.3.

A partir de cette partie, nous ne nous intéresserons qu'à la collision entre grains de glace identiques.

Les régimes d'évolution de la masse du grain représentés par la figure 2.3 sont les mêmes que le grain soit poreux ou compacts. Cependant, les vitesses seuils peuvent dépendre de la porosité du grain et ainsi la pente des courbes peut changer selon

la valeur du facteur de remplissage des grains. Des ordres de grandeurs pour les valeurs seuils sont proposées par les équations (2.103), (2.104) et (2.105).

v_{stick} et v_{yield} sont respectivement les vitesses seuils entre la croissance et le rebond élastique et le rebond élastique et le rebond avec compaction. v_{end} est la vitesse seuil qui sépare les régimes où la probabilité de collage est non nulle et où il n'y a plus de collage. v_{frag} marque le début du régime de fragmentation.

Ainsi, les grains micrométriques ont une vitesse relative faible, en dessous de v_{stick} . Ils croissent et leur vitesse relative augmente avec leur masse [Weidenschilling and Cuzzi, 1993]. Ainsi, à partir d'une certaine masse, les grains se rencontreront avec une vitesse supérieure à v_{stick} . Au delà de cette vitesse seuil, le grain peut rebondir : il colle avec une probabilité \mathcal{P} et rebondit avec une probabilité $1 - \mathcal{P}$. Cette probabilité diminue avec la vitesse jusqu'à atteindre v_{end} à partir de laquelle, le grain ne fait que rebondir. A l'intérieur du régime de rebond, deux sous-régimes peuvent être distingués. Pour $v_{\text{stick}} < v_{\text{rel}} \leq v_{\text{yield}}$, le grain rebondit de façon élastique, son facteur de remplissage reste constant. Pour $v_{\text{rel}} \geq v_{\text{yield}}$, le grain rebondit en se déformant de façon plastique, en résulte une compaction [Thornton and Ning, 1998]. Si le grain a une vitesse supérieure ou égale à v_{frag} , son énergie cinétique est trop grande pour être dissipée par le grain, il fragmente. La figure 2.3 est semblable à la figure 11 de Güttler et al. [2010] pour des grains identiques.

Energie cinétique de collision des grains :

Deux grains qui entrent en collision ont dans le centre de masse une énergie cinétique valant :

$$E_{\text{cin}} = \frac{1}{2} m^* v_{\text{rel}}^2, \quad (2.78)$$

où m^* est la masse réduite des deux grains en collision et v_{rel} la vitesse relative entre ces deux grains. Pour exprimer cette grandeur, nous choisissons le modèle de Stepinski and Valageas [1997]. La vitesse turbulente du gaz qui est transmise à la poussière via la friction aérodynamique pour donner une vitesse relative aux grains :

$$v_{\text{rel}}^2 = 2^{3/2} \text{Ro} \alpha c_g^2 \frac{\text{St}}{(1 + \text{St})^2}, \quad (2.79)$$

où Ro est le nombre de Rossby (pris égal à 3 [Stepinski and Valageas, 1997]). On peut poser $\tilde{\alpha} = 2^{3/2} \text{Ro} \alpha$, l'équation précédente devient :

$$v_{\text{rel}}^2 = \tilde{\alpha} c_g^2 \frac{\text{St}}{(1 + \text{St})^2}. \quad (2.80)$$

La figure 2.4 illustre la dépendance de v_{rel} en fonction du nombre de Stokes. Ce nombre modélise l'efficacité de la friction à transmettre le mouvement du gaz aux grains. Les petits grains sont très couplés avec le gaz et leur vitesse relative est faible. Les gros grains sont découplés du gaz, ils ne ressentent pas les effets de la friction qui leur transmet donc faiblement la turbulence du gaz, ils se rencontrent lentement. Par ailleurs, les grains de taille intermédiaire ($\text{St} \approx 1$) subissent les effets maximaux de la traînée du gaz et leur vitesse relative est grande. Elle atteint au maximum $\sqrt{\tilde{\alpha}} c_g / 2$ pour $\text{St} = 1$.

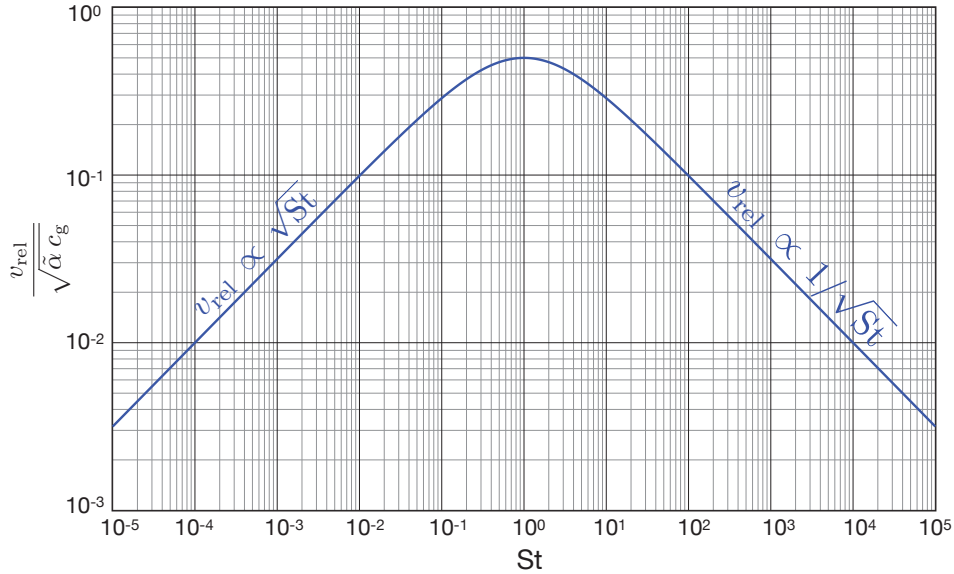


FIGURE 2.4: Vitesse relative des grains normalisée en fonction du nombre de Stokes. La dépendance de la vitesse est indiquée sur la courbe.

La vitesse relative des grains dépend également de la distance à l'étoile. La figure 2.5 (haut) montre la vitesse relative d'un grain de taille intermédiaire (1 cm). On remarque trois régimes pour cette taille. Les grains de 1 cm du disque Flat et des parties externes du disque CTTS (à droite du carré) se trouvent dans le régime d'Epstein et ont $St > 1$ (cf. partie B.1.1), leur vitesse relative évolue comme $R^{-\frac{1}{2}(p+q)}$, elle augmente en se rapprochant de l'étoile. Ainsi, dans ces conditions, les grains peuvent se rencontrer à faible vitesse et éviter le rebond et la fragmentation (cf. parties 2.3.2 et 2.3.3) dans les parties internes mais commencer à subir ces effets pendant leur dérive.

Les grains de 1 cm des parties internes du disque CTTS (avant le carré) et après 1 UA dans le disque H81m (après le symbole étoile) se trouvent dans le régime d'Epstein avec $St < 1$. Leur vitesse relative varie comme $R^{\frac{1}{2}(p-q)}$, elle augmente donc avec la distance à l'étoile pour $p > q$. Dans ce cas, la turbulence du gaz est plus efficacement transmise à la poussière via la friction aérodynamique en s'éloignant de l'étoile. Cependant, pendant la dérive des grains, la vitesse relative diminue et permet d'éviter les rencontres à trop grande vitesse.

Enfin, certains grains centimétriques se trouvent dans le régime de Stokes avec $St < 1$ comme dans les parties très internes du disque H81m (avant 1 UA). Leur vitesse relative est proportionnelle à $R^{-(q+3)/4}$ et augmente en se rapprochant de l'étoile. Ainsi, certains grains proches du bord interne peuvent se rencontrer à grande vitesse et fragmenter.

Un quatrième régime n'est pas illustré par la figure 2.5 (haut) : les grains dans le régime de Stokes avec $St > 1$, c'est le cas des grains de grande taille proches de l'étoile (cf. annexe B). Ils évoluent avec $v_{rel} \propto R^{\frac{3}{4}(1-q)}$ dans ces conditions. Les modèles de disques auxquels nous nous intéressons ont $q \leq 1$, la vitesse relative des gros grains augmente (ou reste constante dans le cas du disque Flat) avec la distance à l'étoile. Cependant, la vitesse relative décroît avec le nombre de Stokes pour $St > 1$. Donc les gros grains proches de l'étoile ont toutefois une vitesse relative faible en dessous du seuil de fragmentation.

Pour une distance à l'étoile donnée, on peut s'intéresser à l'influence de la taille des grains sur leur vitesse relative. Dans la figure 2.5 (milieu), on peut observer des variations similaires pour les trois types de disque. Les petits grains sont dans le régime d'Epstein et ont une vitesse relative faible qui augmente en $s^{1/2}$ jusqu'à atteindre $St = 1$. Au delà, la vitesse diminue en $s^{-1/2}$ jusqu'à ce que les grains passent dans le régime de Stokes où la vitesse diminue en s^{-1} . Les petits grains ont une vitesse en dessous du $m.s^{-1}$, tout comme les gros grains. Les grains de taille intermédiaire peuvent atteindre plusieurs dizaines de $m.s^{-1}$ et ainsi passer au dessus des seuils de rebond et de fragmentation.

Enfin, le caractère poreux du grains peut influencer sur son comportement avec la friction et donc sur la vitesse relative transmise aux grains. D'après la figure 2.5 (bas), avant que le grain n'atteigne $St = 1$, la vitesse relative est proportionnelle à $\phi^{1/2}$ puis après $St = 1$ à $\phi^{-1/2}$. Ainsi, à une taille donnée, un grain peut avoir une vitesse relative plus faible s'il est poreux, comme on peut le voir pour les grains de 1 cm dans les disques CTTS et H81m et les grains de 1 cm très poreux du disque Flat. La porosité permet donc à ces grains d'avoir une vitesse relative plus faible que les grains compacts de la même taille et ainsi limiter les problèmes liés aux collisions comme la fragmentation. Cependant, s'il a un nombre de Stokes autour de ou supérieur à l'unité, deux grains poreux peuvent entrer en collision à plus grande vitesse que deux grains compacts comme on peut le voir sur la figure 2.5 (bas), la porosité peut alors favoriser les rencontres à grande vitesse et donc la fragmentation des grains.

Notons aussi que d'autres modèles de vitesse relative induite par la turbulence du gaz existent [Voelk et al., 1980, Markiewicz et al., 1991, Cuzzi and Hogan, 2003, Ormel et al., 2007]. Ils sont notamment discutés dans Laibe [2014].

2.3.1 Croissance

La croissance des grains se fait par coagulation lors de collisions. Deux grains se rencontrent et s'agrègent pour donner un grain plus gros. L'énergie cinétique des grains est convertie en énergie de contact. Au delà d'une certaine valeur E_{stick} , l'énergie cinétique est trop grande pour ne servir qu'au collage, le grain doit dissiper le surplus d'énergie et le collage n'est donc plus systématique. La croissance pure se produit donc pour $v_{rel} \leq v_{stick}$, seuil de vitesse au delà duquel la probabilité de collage n'est plus de 1.

Energie E_{stick} et vitesse v_{stick} de collage :

L'énergie E_{stick} maximale pour établir le contact et donc le collage entre deux grains, est donnée par :

$$E_{stick} = \frac{1}{2} m^* v_{stick}^2, \quad (2.81)$$

où v_{stick} est la vitesse limite de collage.

Dans le cadre de la théorie des sphères adhésives élastiques de Johnson, Kendall et Roberts (JKR), [Johnson et al., 1971], Thornton and Ning [1998] ont calculé théoriquement le travail nécessaire pour initier le rebond. La valeur minimale de ce travail correspond à l'énergie maximale pour le collage. Ils ont ainsi donné l'expression de v_{stick} pour deux grains identiques :

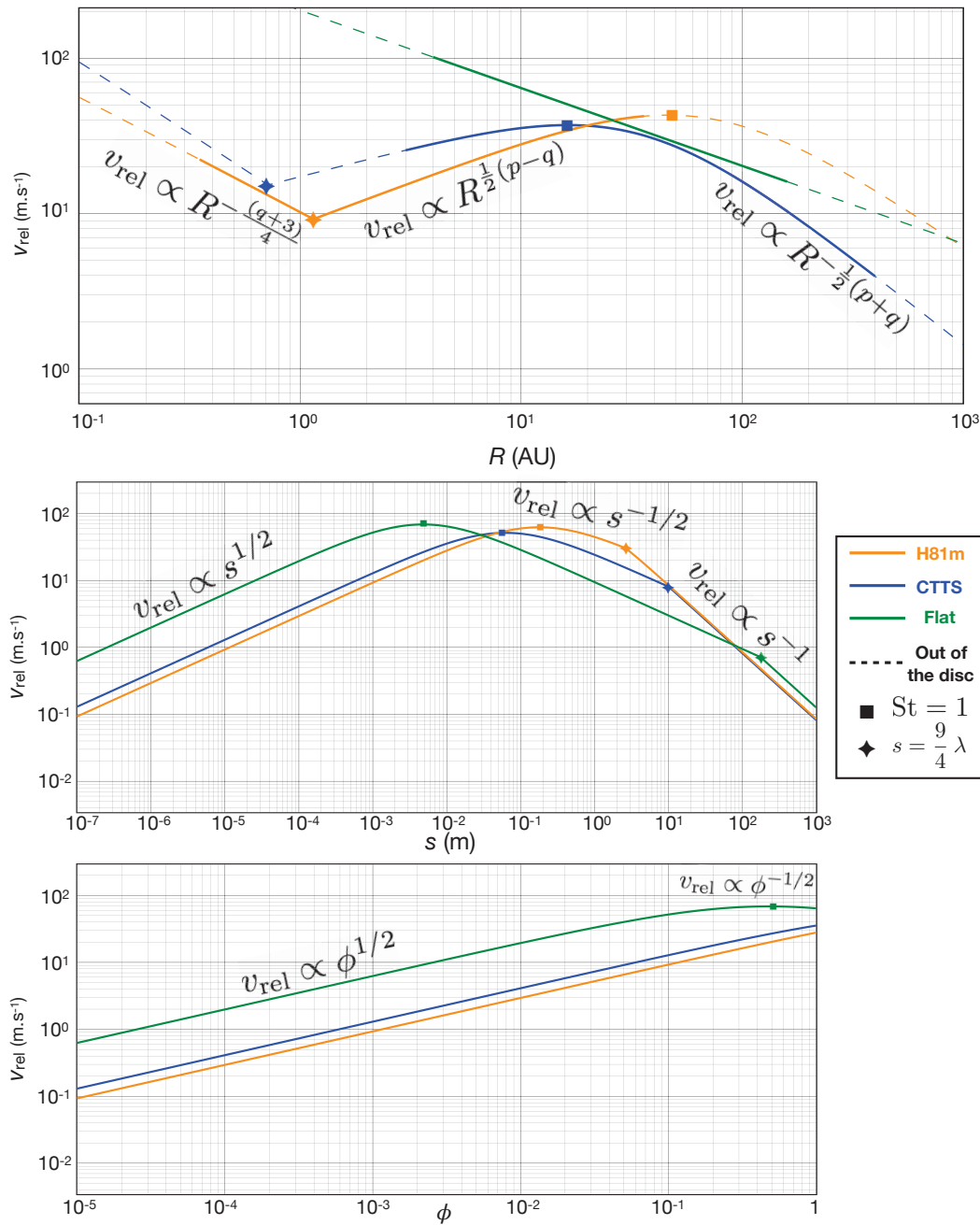


FIGURE 2.5: Différentes dépendances de la vitesse relative des grains pour différents types de disques avec $\alpha = 10^{-2}$. En haut : vitesse relative en fonction de la distance à l'étoile pour des grains compacts de 1 cm. L'étendue du disque est indiquée par les traits pleins, les pointillés représentant l'extérieur de disque. Au milieu : vitesse relative de grains compacts en fonction de la taille des grains pour une distance à l'étoile de 10 UA. En bas : vitesse relative en fonction du facteur de remplissage pour un grain de 1 cm à 10 UA. Les carrés représentent la valeur pour un grain avec un nombre de Stokes $St = 1$. Les étoiles représentent le passage du régime de traînée d'Epstein à celui de Stokes. Les différentes dépendances sont indiquées contre les courbes.

$$v_{\text{stick}} = 4,23 \left(\frac{\gamma^5 s^4}{m^3 \mathcal{E}^2} \right)^{1/6}, \quad (2.82)$$

où m est la masse d'un des grains identiques de la collision, s son rayon, γ est l'énergie de surface du grain et \mathcal{E} son module de Young. Pour de la glace, Yamamoto et al. [2014] utilisent γ vaut $7,3 \cdot 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ (valeur que nous adoptons aussi) et $\mathcal{E} = 9,4 \text{ GPa}$ pour les monomères compacts. Cependant, Shimaki [2010] a montré expérimentalement que le module de Young de la glace peut changer avec la porosité du grain, il donne :

$$\mathcal{E} = \begin{cases} 13,4 \phi^{2,8} \text{ GPa}, & \text{si } \phi \geq 0,4, \\ 1,03 \text{ GPa}, & \text{si } \phi \leq 0,4. \end{cases} \quad (2.83)$$

Nos simulations montrent que les grains poreux ayant un facteur de remplissage supérieur à 0,4 sont soit très petits (quelques micromètres) soit très grands (plusieurs kilomètres) en accord avec Kataoka et al. [2013b]. Dans ce travail, nous ne nous intéressons pas aux planétésimaux dont la croissance se fait grâce à leur gravité mais seulement aux grains dont la croissance se fait par coagulation lors de collisions. Ainsi, les grains que nous étudions dont le facteur de remplissage est supérieur à 0,4 correspondent à des grains micrométriques, composés de quelques monomères. De plus, ces grains croissent rapidement grâce aux forces de contact et passent sous le seuil de 0,4 après seulement quelques collisions. On peut considérer que le module de Young passe de la valeur pour les monomères à celle pour des grains avec $\phi \leq 0,4$. Ainsi, nous adoptons la valeur de Yamamoto et al. [2014] pour les monomères et celle de Shimaki [2010] pour les grains avec $\phi \leq 0,4$. Un ordre de grandeur de v_{stick} est donné par l'équation (2.103).

En prenant en compte l'énergie des ondes élastiques se propageant lors de la collision, Chokshi et al. [1993] trouvent que l'énergie maximale de collage entre deux monomères vaut :

$$E_{\text{stick,m}} = 0,4 F_c \delta_c, \quad (2.84)$$

où F_c est la force critique de traction pour séparer deux monomères et δ_c est la distance critique entre deux monomères avant qu'ils se séparent :

$$F_c = 3 \pi \gamma a_0, \quad (2.85)$$

$$\delta_c = \left(\frac{27 \pi^2 \gamma^2 a_0}{2 \mathcal{E}^2} \right)^{1/3}, \quad (2.86)$$

où a_0 est le rayon d'un monomère. δ_c est de l'ordre de l'Ångström. En remplaçant les équations (2.85) et (2.86) dans (2.84) et en exprimant la vitesse en fonction de l'énergie, on obtient [Dominik and Tielens, 1997] :

$$v_{\text{stick,m}} = 2 \left(23,328 \pi^5 \frac{\gamma^5 a_0^4}{m_0^3 \mathcal{E}^2} \right)^{1/6} \approx 8,776 \left(\frac{\gamma^5 a_0^4}{m_0^3 \mathcal{E}^2} \right)^{1/6}, \quad (2.87)$$

où m_0 est la masse d'un monomère⁶.

6. $m_0 = \frac{4}{3} \pi \rho_s a_0^3$

Pour des monomères, les formules (2.87) de Chokshi et al. [1993] et (2.82) de Thornton and Ning [1998] diffèrent d'un facteur 2. Ce facteur tient compte de l'énergie des ondes élastiques se propageant dans le monomère. Nous gardons la formule (2.82).

Modèle de croissance :

En considérant qu'un grain ne rencontre que des grains identiques, un grain de masse m gagne une masse m pendant un temps τ_{col} , temps entre deux collisions, Stepinski and Valageas [1997] approximent donc la variation de la masse dm/t au cours du temps comme :

$$\frac{dm}{dt} \approx \frac{m}{\tau_{\text{col}}} . \quad (2.88)$$

Le temps entre deux collisions τ_{col} est donné par Stepinski and Valageas [1997] :

$$\tau_{\text{col}} = \frac{1}{n_d \sigma v_{\text{rel}}} , \quad (2.89)$$

où n_d est la densité numérique volumique de grains, $\sigma = \pi(s + s)^2$ est la section efficace de collision des grains et la vitesse relative de collision v_{rel} est donnée l'équation (2.79).

La densité numérique volumique de grains n_d est définie comme le rapport de la densité volumique locale de poussière $\hat{\rho}_d$ et de la masse d'un grain m :

$$n_d = \frac{\hat{\rho}_d}{m} . \quad (2.90)$$

$\hat{\rho}_d$ peut aussi être reliée au rapport massique poussière/gaz ϵ par $\hat{\rho}_d = \epsilon \rho_g$. La variation de la masse au cours du temps pendant la croissance est donc donnée par la dérivée [Stepinski and Valageas, 1997] :

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_g = 4 \pi s^2 v_{\text{rel}} \hat{\rho}_d = 4 \pi s^2 \epsilon \rho_g v_{\text{rel}} . \quad (2.91)$$

Pour chaque type de disque, la croissance dépend de la taille du grain, de son facteur de remplissage, de la distance à l'étoile et du rapport massique gaz/poussière. Comme en atteste la figure 2.6, la croissance est plus rapide dans les parties internes du disque de par la dépendance de $\hat{\rho}_d$ et v_{rel} en R . La croissance est d'avantage efficace dans les parties internes quand le grain se trouve dans le régime de Stokes.

Au delà de la vitesse v_{stick} , la probabilité des grains de coller diminue et le rebond ou la fragmentation peuvent avoir lieu.

2.3.2 Rebond

Lorsque deux grains se rencontrent, une partie de l'énergie cinétique sert à maintenir le contact. Le reste de l'énergie est dissipée dans les grains sous forme d'ondes qui se propagent depuis la partie opposée à la zone de contact jusqu'à celle-ci puis repartent vers l'extérieur [Thornton and Ning, 1998]. Si la vitesse de collision est inférieure à v_{stick} , l'énergie dissipée par les ondes n'est pas suffisante pour briser le contact, les deux grains restent collés. Au delà de v_{stick} , les grains se détachent et repartent dans des directions opposées, l'énergie étant rendue sous forme d'énergie cinétique. Si $v_{\text{rel}} \leq v_{\text{yield}}$, le choc est élastique, il n'y a pas de déformation et l'énergie

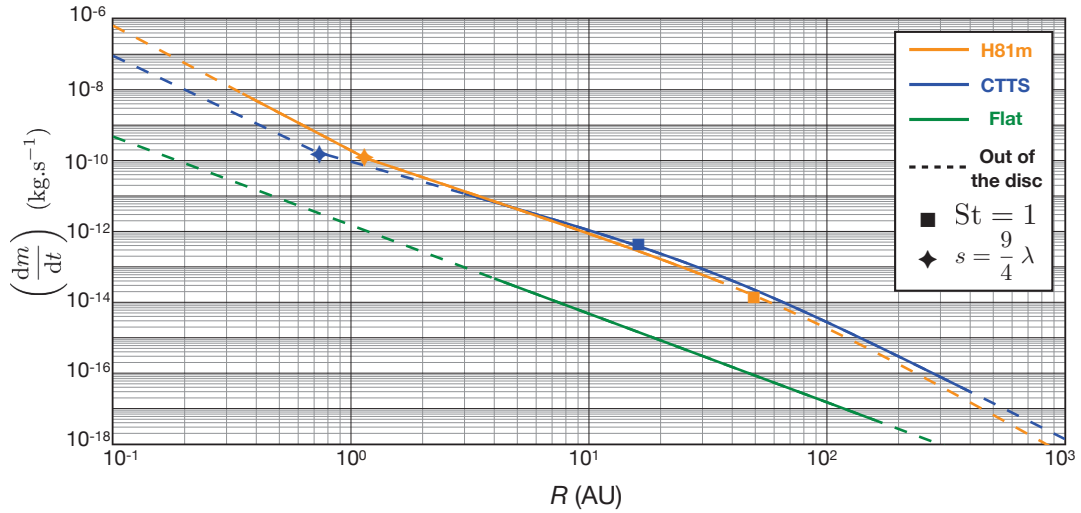


FIGURE 2.6: Variation temporelle de la masse en fonction de la distance à l'étoile d'un grain compact de 1 cm pour différents types de disques avec $\alpha = 10^{-2}$. Nous considérons ici que $\rho_d = 0,01 \rho_g$. L'étendue du disque est indiquée par les traits pleins, les pointillés représentant l'extérieur de disque. Les carrés représentent la valeur pour un grain avec un nombre de Stokes $St = 1$. Les étoiles représentent le passage du régime de traînée d'Epstein à celui de Stokes.

est rendue intégralement aux grains, ils se séparent avec la même vitesse que celle qu'ils avaient au début de la collision. Pour $v_{rel} > v_{yield}$, les ondes sont plastiques, une partie de l'énergie sert à compacter le grains, les grains se partagent le reste de l'énergie sous forme d'énergie cinétique, ils repartent avec une vitesse v_f plus faible caractérisée par le coefficient de restitution e (figure 2.7).

Coefficient de restitution e :

Lorsque les grains rebondissent, ils se rencontrent avec une vitesse v_{rel} et repartent avec une vitesse v_f . Le coefficient de restitution e représente la proportion de la vitesse de collision initiale rendue aux grains au moment de leur séparation. Il est défini comme :

$$e = \frac{v_f}{v_{rel}} . \quad (2.92)$$

Ainsi, l'énergie cinétique rendue aux grains après le rebond est $e^2 E_{cin}$ et l'énergie utilisée pour la déformation plastique est $(1 - e^2) E_{cin}$.

Thornton and Ning [1998] donnent une expression pour e dans le cadre de la théorie des sphères élastiques-plastiques [Hertz, 1882, Tabor, 1996] :

- pour $v_{rel} \leq v_{stick}$:
$$e = 0 , \quad (2.93)$$

- pour $v_{stick} < v_{rel} \leq v_{yield}$:
$$e = 1 , \quad (2.94)$$

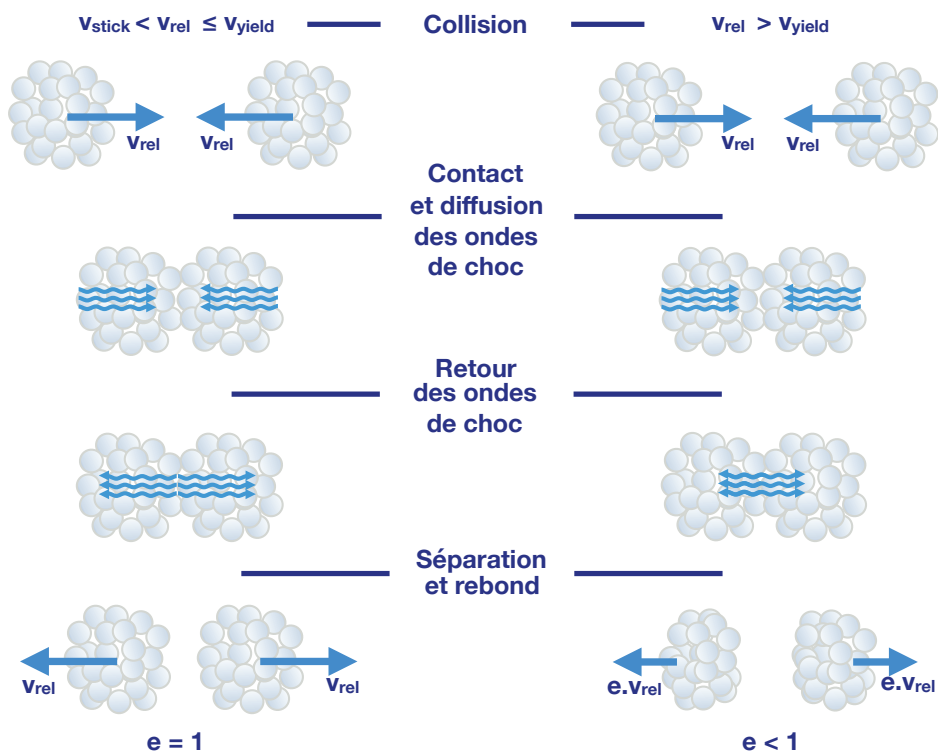


FIGURE 2.7: Illustration du rebond avec choc élastique ($v_{stick} < v_{rel} \leq v_{yield}$) et choc plastique ($v_{rel} > v_{yield}$). Le coefficient de restitution e est donné par l'équation eq.(2.92).

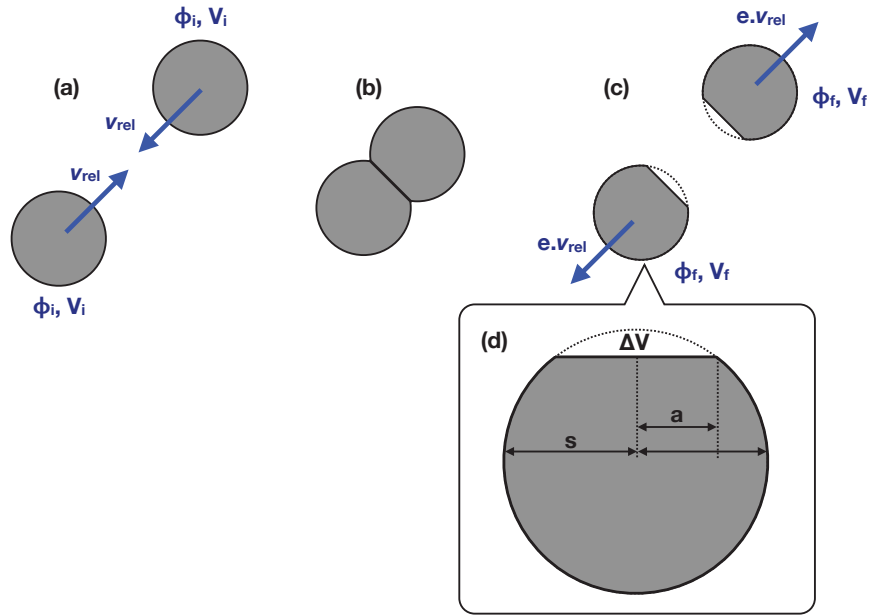


FIGURE 2.8: Illustration du rebond plastique. (a) Les grains se rencontrent avec une vitesse v_{rel} - (b) Les grains sont en contact un temps bref - (c) Les grains repartent dans des directions opposées avec une vitesse $e v_{rel}$ - (d) Zoom sur un grain après rebond, une partie du volume ΔV a été comprimée. a est le rayon de la surface de contact.

- pour $v_{yield} \leq v_{rel}$:

$$e^2 = \frac{6\sqrt{3}}{5} \left[1 - \frac{1}{6} \left(\frac{v_{yield}}{v_{rel}} \right)^2 \right] \times \left[\frac{1}{1 + 2\sqrt{\frac{6}{5} \left(\frac{v_{rel}}{v_{yield}} \right)^2 - \frac{1}{5}}} \right]^{1/2}. \quad (2.95)$$

Vitesse de choc inélastique v_{yield} :

Lorsque $v_{rel} > v_{yield}$, l'énergie cinétique donnée aux grains n'est pas complètement restituée et une partie est convertie en compaction.

Lors de la collision de deux grains identiques, la force normale de contact F_{con} est exprimée par Thornton and Ning [1998] comme :

$$F_{con} = \frac{4}{3} \frac{\mathcal{E} a^3}{s}, \quad (2.96)$$

où a le rayon de la surface du contact établi entre les deux grains illustré sur la figure 2.8.

L'énergie cinétique de collision E_{cin} est transférée aux grains lors du contact, elle correspond donc au travail de la force de contact F_{con} . Le calcul détaillé par Thornton and Ning [1998] donne :

$$E_{cin} = \frac{1}{4} m v_{rel}^2 = \frac{16}{15} \frac{\mathcal{E} a^5}{s^2}. \quad (2.97)$$

Si on applique, cette relation pour $v_{\text{rel}} = v_{\text{yield}}$, on a :

$$\frac{1}{4} m v_{\text{yield}}^2 = \frac{16}{15} \frac{\mathcal{E} a_y^5}{s^2}, \quad (2.98)$$

où a_y est le rayon du contact pour $v_{\text{rel}} = v_{\text{yield}}$ donc au début de la compaction. Par conséquent, v_{yield} est relié à a_y par :

$$v_{\text{yield}} = \sqrt{\frac{64}{15} \frac{\mathcal{E} a_y^5}{m s^2}}. \quad (2.99)$$

Cependant, les valeurs de a_y ou v_{yield} ne sont pas connues pour la glace. Afin de palier à ce manquement et par simplicité, nous choisissons d'exprimer v_{yield} en fonction de v_{stick} . Expérimentalement, Weidling et al. [2012] trouvent pour des sphères de silice SiO_2 une vitesse de collage $v_{\text{stick}} = 0,021 \text{ mm.s}^{-1}$ et $v_{\text{yield}} = 0,9 \text{ mm.s}^{-1}$, ce qui fait un rapport de 4,29. Cependant, la glace a des propriétés de surface plus favorables au collage [Musiolik et al., 2016, Yasui et al., 2017]. Nous adoptons $v_{\text{yield}} = 10 v_{\text{stick}}$.

D'après l'équation (2.82), v_{yield} est donc donnée par :

$$v_{\text{yield}} = 10 v_{\text{stick}} = 42,3 \left(\frac{\gamma^5 s^4}{m^3 \mathcal{E}^2} \right)^{1/6}. \quad (2.100)$$

Un ordre de grandeur de v_{yield} est donné par l'équation (2.104).

Probabilité de collage \mathcal{P} et vitesse limite de collage v_{end} :

Au delà de v_{stick} , les grains ne collent plus systématiquement, une probabilité de collage \mathcal{P} entre en jeu.

Weidling et al. [2012] ont déterminé empiriquement cette probabilité de collage pour coller aux résultats de leurs données expérimentales. Nous nous inspirons de leur raisonnement pour définir \mathcal{P} comme :

$$\mathcal{P} = \begin{cases} 1, & \text{si } v_{\text{rel}} \leq v_{\text{stick}}, \\ \frac{\log(v_{\text{rel}}) - \log(v_{\text{end}})}{\log(v_{\text{stick}}) - \log(v_{\text{end}})}, & \text{si } v_{\text{stick}} \leq v_{\text{rel}} \leq v_{\text{end}}, \\ 0, & \text{si } v_{\text{rel}} \geq v_{\text{end}}, \end{cases} \quad (2.101)$$

où v_{end} est la vitesse seuil à partir de laquelle le grain ne colle plus.

La valeur de v_{end} n'est pas connue expérimentalement pour la glace. Afin d'en déterminer une approximation, nous considérons que lorsque la vitesse v_{rel} atteint v_{end} , le grain rebondit et repart avec une vitesse tellement faible qu'elle ne rencontre pas d'autres grains et ne collent plus. Nous fixons le seuil pour $v_f = 0,03 v_{\text{rel}}$, cette valeur est cohérente avec les expériences menées par Shimaki and Arakawa [2012b].

Nous supposons, comme pour v_{yield} , que v_{end} peut s'exprimer en fonction de v_{stick} . Résoudre l'équation $e = 0,03$ à l'aide de l'équation (2.95) avec $v_{\text{yield}} = 10 v_{\text{stick}}$ nous donne :

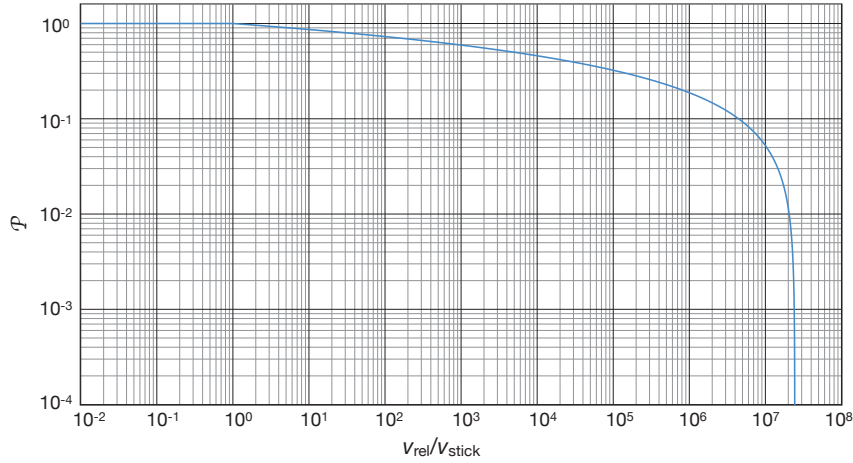


FIGURE 2.9: Probabilité de collage en fonction de la vitesse relative des grains normalisée par la vitesse de collage.

$$v_{\text{end}} \approx 2.10^7 v_{\text{stick}} = 1.10^8 \left(\frac{\gamma^5 s^4}{m^3 \mathcal{E}^2} \right)^{1/6}. \quad (2.102)$$

En prenant en compte cette valeur, la probabilité de collage est illustrée dans la figure 2.9.

On peut donner des ordres de grandeur pour les vitesses seuils :

$$v_{\text{stick}} = 2,1.10^{-5} \left(\frac{\rho_s \phi}{10^3 \text{ kg.m}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{s}{1 \text{ cm}} \right)^{-5/6} \left(\frac{\gamma}{0.1 \text{ J.m}^{-2}} \right)^{5/6} \left(\frac{\mathcal{E}}{10 \text{ GPa}} \right)^{1/3} \text{ m.s}^{-1}, \quad (2.103)$$

$$v_{\text{yield}} = 2,1.10^{-4} \left(\frac{\rho_s \phi}{10^3 \text{ kg.m}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{s}{1 \text{ cm}} \right)^{-5/6} \left(\frac{\gamma}{0.1 \text{ J.m}^{-2}} \right)^{5/6} \left(\frac{\mathcal{E}}{10 \text{ GPa}} \right)^{1/3} \text{ m.s}^{-1}, \quad (2.104)$$

$$v_{\text{end}} = 5,0.10^3 \left(\frac{\rho_s \phi}{10^3 \text{ kg.m}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{s}{1 \text{ cm}} \right)^{-5/6} \left(\frac{\gamma}{0.1 \text{ J.m}^{-2}} \right)^{5/6} \left(\frac{\mathcal{E}}{10 \text{ GPa}} \right)^{1/3} \text{ m.s}^{-1}. \quad (2.105)$$

On constate également que les seuils sont plus élevés pour des grains poreux. Par conséquent, la porosité permet à la poussière de minimiser les effets du rebond. v_{end} est de l'ordre du km.s^{-1} pour un grain glacé de 1 cm. Cette valeur est bien supérieure au seuil de fragmentation de l'ordre d'une dizaine de m.s^{-1} donc le grain fragmente avant de ne faire que rebondir. Ces grandeurs sont tracées dans la figure 2.10.

On retrouve que les seuils diminuent avec la taille (et donc la masse) comme illustré dans la figure 2.3. D'après la figure 2.10, v_{rel} atteint au maximum quelques dizaines de m.s^{-1} pour des grains de taille intermédiaire et v_{end} atteint cette valeur seulement pour les gros grains qui ont une vitesse relative faible. Ainsi, la probabilité de collage n'est nulle que pour des cas particuliers peu réalistes dans le cadre du disque. Les grains ont donc toujours la possibilité de coller et de croître malgré une probabilité diminuée. L'équivalent de la figure 2.10 pour les grains poreux sera présentée dans le chapitre 5.

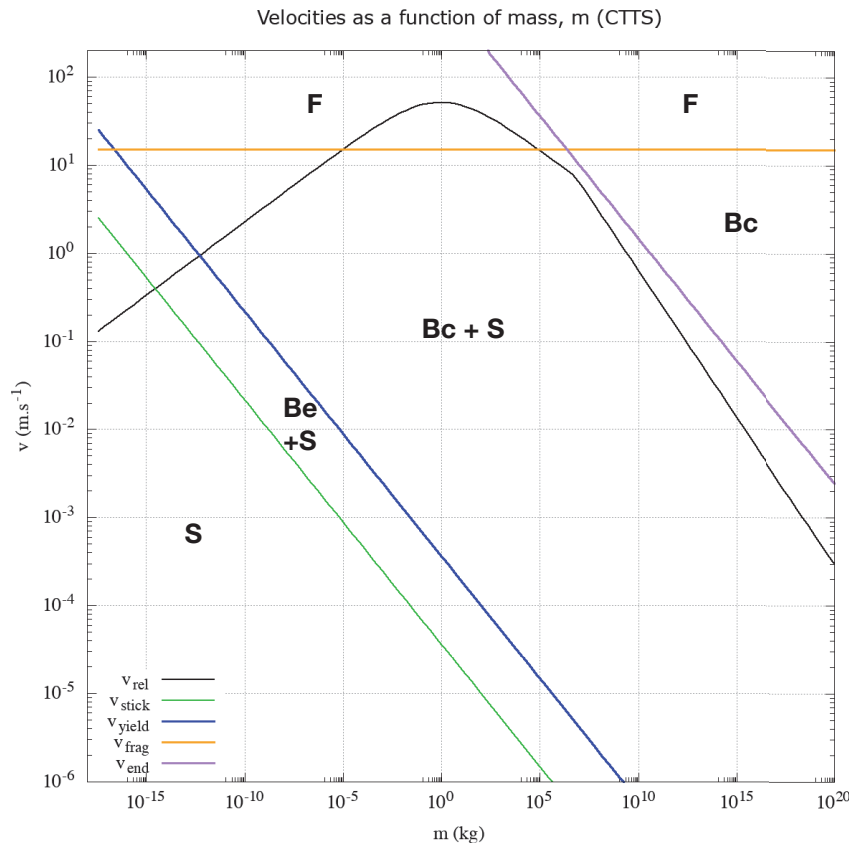


FIGURE 2.10: Vitesses seuils et vitesse relative des grains en fonction de la masse m pour des grains compacts dans un disque CTTS à $R = 10$ UA et avec $\alpha = 10^{-2}$. Les régimes sont indiqués par les lettres sur la figure : "S" pour collage, "Be" pour rebond élastique, "Bc" pour rebond plastique et "F" pour fragmentation. Le seuil de fragmentation est pris égal à 15 m.s^{-1} , sa valeur sera développée dans la section 2.3.3.

Conditions de rebond :

Selon les résultats de simulations numériques de collisions avec un modèle d'interaction des monomères, les grains glacés avec un facteur de remplissage inférieur à 0,1 peuvent coller jusqu'à des vitesses de l'ordre de 10 m.s^{-1} avec une compaction faible [Suyama et al., 2008, Wada et al., 2007, 2008, 2009].

De plus, grâce à des simulations, Wada et al. [2011] ont montré que les agrégats collent quand leur facteur de remplissage est inférieur à 0,3, valeur que les expériences de Shimaki and Arakawa [2012b] corroborent.

Nous choisissons de fixer une valeur limite du facteur de remplissage ϕ_{lim} en dessous de laquelle le grain colle ou fragmente mais ne rebondit pas (figure 2.11). Ainsi, sa probabilité de collage \mathcal{P} vaut 1 dans ce cas.

En utilisant la contrainte expérimentale et numérique $\phi_{\text{lim}} = 0,3$ et le modèle d'évolution de la porosité détaillé dans la partie 2.5, les grains ayant $\phi \geq \phi_{\text{lim}}$ sont :

- soit très petits (de l'ordre de $10 \mu\text{m}$), ils ont $\text{St} \ll 1$. Ils ont une vitesse faible, inférieure à v_{stick} . Par conséquent, ils collent et ne sont pas concernés par le rebond.
- soit très massifs (de l'ordre de 10 km), ils ont $\text{St} \gg 1$ donc une vitesse faible, ils croissent grâce à leur autogravité et ne sont pas affectés par le rebond.

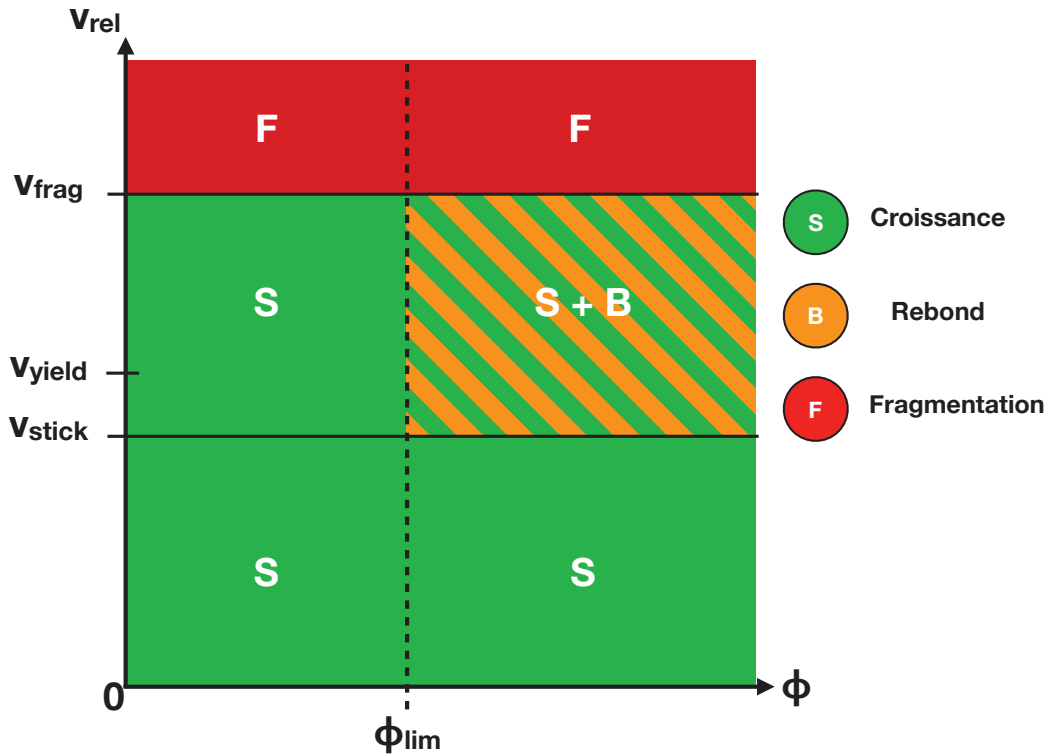


FIGURE 2.11: Différents régimes d'évolution du grain en fonction de sa vitesse relative et de sa masse avec l'influence du facteur de remplissage seuil ϕ_{lim} . "S" représente la croissance, "B" le rebond et "F" le régime de fragmentation.

Ainsi, les grains avec un St intermédiaire ont $\phi \leq 0,3$ et collent ou fragmentent. Dans ce cas, le rebond ne se produit jamais. Le cas collage-fragmentation sans rebond est étudié dans le chapitre 5. Nous choisissons d'étudier aussi une valeur limite $\phi_{lim} = -\infty$ pour pouvoir explorer l'effet du rebond.

Modèle de rebond :

En raison de la probabilité de collage, un grain peut soit coller, soit rebondir. Afin de déterminer un modèle d'évolution de la masse pendant le rebond, nous considérons une population de grains identiques dans les mêmes conditions du disque avec $v_{rel} > v_{stick}$. Une partie de ces grains avec une probabilité \mathcal{P} va coller et grossir normalement selon la formule (2.91) et l'autre partie avec une probabilité $1 - \mathcal{P}$ va rebondir et conserver sa masse sans variation de masse. La variation de la masse au cours du temps pendant le rebond est donc donnée par la moyenne de ces deux variations :

$$\left(\frac{dm}{dt}\right)_b = \mathcal{P} \left(\frac{dm}{dt}\right)_g + (1 - \mathcal{P}) \times 0 \quad (2.106)$$

$$= 4 \pi \mathcal{P} s^2 v_{rel} \hat{\rho}_d \cdot \quad (2.107)$$

Pour $v_{\text{rel}} = v_{\text{stick}}$, $\mathcal{P} = 1$ donc $\left(\frac{dm}{dt}\right)_b = \left(\frac{dm}{dt}\right)_g$. Quand $v_{\text{rel}} \geq v_{\text{end}}$, $\mathcal{P} = 0$, par conséquent $\left(\frac{dm}{dt}\right)_b = 0$, les grains rebondissent totalement.

2.3.3 Fragmentation

Lorsque l'énergie cinétique de collision des grains devient trop grande pour la restructuration, les grains peuvent s'éroder (perdre quelques monomères) ou se fragmenter (perdre une partie significative de leur masse), l'énergie étant dissipée en cassant les liaisons entre monomères.

Energie de rupture E_{break} :

L'énergie nécessaire pour briser la liaison entre deux monomères est E_{break} .

En calculant la différence d'énergie potentielle de deux monomères distant de δ_c , la distance critique pour couper la liaison, Dominik and Tielens [1997] proposent pour E_{break} :

$$E_{\text{break}} = 1,8 F_c \delta_c . \quad (2.108)$$

En remplaçant par les relations (2.85) et (2.86), l'équation (2.108) devient :

$$E_{\text{break}} = \left(2125,764 \pi^8 \frac{\gamma^5 a_0^4}{\mathcal{E}^2}\right)^{1/3} \approx 272,21 \left(\frac{\gamma^5 a_0^4}{\mathcal{E}^2}\right)^{1/3} . \quad (2.109)$$

On trouve $E_{\text{break}} = 3,6 \cdot 10^{-16}$ J pour des monomères de glace.

Pour l'équation (2.108), le modèle de Wada et al. [2007] utilise 1,54 à la place de 1,8.

Energie de fragmentation E_{frag} et énergie de fragmentation par unité de masse Q_D^* :

Lors de la perte de masse par le grain, deux régimes peuvent être distingués. Lorsque le grain perd quelques monomères, on parle d'érosion. Lorsqu'il perd la moitié de sa masse ou plus, on parle de fragmentation⁷.

L'énergie nécessaire E_{frag} pour fragmenter deux grains en collision est donnée par :

$$E_{\text{frag}} = \kappa N_{\text{tot}} E_{\text{break}} , \quad (2.110)$$

où N_{tot} est le nombre total de monomères des deux grains en jeu dans la collision et κ est un facteur numérique. κ représente le nombre de liaisons à rompre par monomère, il peut changer en fonction de la nature du grain (chimie, porosité...). Habituellement, $\kappa = 1$ pour la mise en place de l'érosion (perte de quelques monomères) et $\kappa = 3 - 10$ pour la fragmentation (perte d'au moins la moitié du grain) [Blum and Wurm, 2000, Wada et al., 2007]. Pour deux grains identiques de masse m , la relation (2.110) devient :

$$E_{\text{frag}} = 2 \kappa \frac{m}{m_0} E_{\text{break}} . \quad (2.111)$$

7. ou *catastrophic disruption* en anglais.

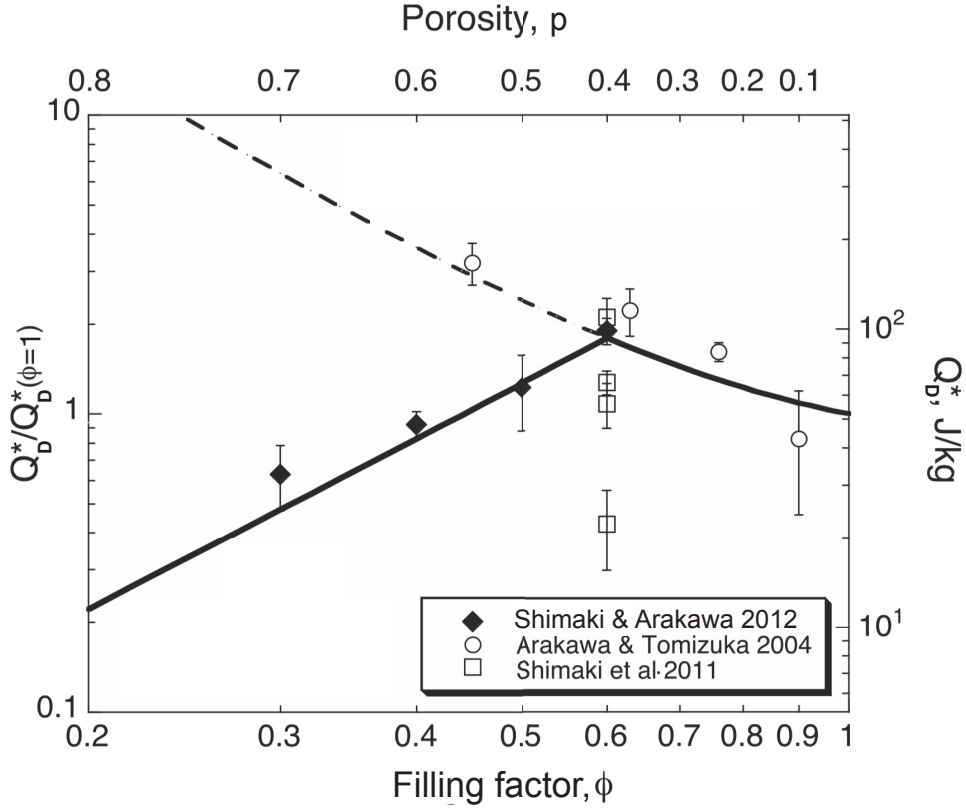


FIGURE 2.12: Energie de fragmentation par unité de masse Q_D^* en fonction du facteur de remplissage ϕ pour des grains de glace. Ces données expérimentales sont issues de Shimaki and Arakawa [2012a], Arakawa and Tomizuka [2004], Shimaki et al. [2010].

L'énergie de fragmentation par unité de masse Q_D^* est souvent la mesure d'énergie utilisée dans les expérimentations [Shimaki and Arakawa, 2012a]. Elle est définie, pour deux grains identiques de masse m , comme [Kobayashi and Tanaka, 2010] :

$$Q_D^* = \frac{E_{\text{frag}}}{m}. \quad (2.112)$$

A partir des résultats des expériences sur des grains de glace de Shimaki and Arakawa [2012a], Arakawa and Tomizuka [2004], Shimaki et al. [2010] de la figure 2.12, on observe que Q_D^* augmente quand ϕ diminue de 1 à 0,6 puis diminue quand le grain devient de plus en plus poreux pour $\phi \leq 0,6$. Cela peut se traduire physiquement par le fait qu'en devenant poreux, le grain peut dissiper une partie de l'énergie en se restructurant donc résiste mieux et son seuil de fragmentation augmente. Cependant, s'il devient trop poreux, le nombre de liaisons entre les monomères diminue et le grain devient plus fragile, il fragmente donc plus facilement et son seuil de fragmentation diminue. Pour traiter l'évolution du seuil de fragmentation avec le facteur de remplissage, nous restons dans le cadre des résultats expérimentaux de Shimaki and Arakawa [2012a].

A partir des données expérimentales, Q_D^* peut s'exprimer comme :

$$Q_D^* = Q_{D,\text{comp}}^* \left(\frac{P_0}{Y_0} \right)^{3\left(\frac{1}{M_0} - \frac{1}{M}\right)} \phi^{\frac{3(N-L)-M}{M}}, \quad (2.113)$$

avec $Q_{D,\text{comp}}^*$, l'énergie de fragmentation par unité de masse pour un grain compact ($\phi = 1$). D'après la figure 2.12, $Q_{D,\text{comp}}^* \sim 55 \text{ J.kg}^{-1}$. Grâce à des expériences sur des grains de glace, Gaffney [1985] a mesuré que la pression de choc au moment de la collision P peut varier avec le facteur de remplissage comme $P = P_0 \phi^{\mathcal{L}}$. De plus, Mellor [1975] a mesuré la résistance à la compression dynamique Y_d de la neige et constaté qu'elle évoluait avec ϕ comme $Y_d = Y_0 \phi^{\mathcal{N}}$. Cette grandeur sera plus développée dans la sous-section 2.5.4. \mathcal{M} est une constante de décroissance de la pression de choc définie par :

$$\mathcal{M} = \begin{cases} \mathcal{M}_0 \phi^{-1/2}, & \text{si } 0,6 \leq \phi \leq 1, \\ 2,58, & \text{si } \phi \leq 0,6, \end{cases} \quad (2.114)$$

Nous prenons $P_0/Y_0 = 100$, $\mathcal{N} = 4$, $\mathcal{L} = 1,5$ et $\mathcal{M}_0 = 2$ [Shimaki and Arakawa, 2012a].

Vitesse seuil de fragmentation v_{frag} :

La limite entre collage et fragmentation peut s'exprimer en terme de vitesse en définissant une vitesse seuil de fragmentation v_{frag} . L'énergie de fragmentation E_{frag} (eq. (2.110)) et l'énergie de fragmentation par unité de masse Q_D^* (eq. (2.112)) sont reliés à v_{frag} par :

$$E_{\text{frag}} = \frac{1}{4} m v_{\text{frag}}^2, \quad (2.115)$$

$$Q_D^* = \frac{v_{\text{frag}}^2}{4}. \quad (2.116)$$

Les équations (2.112) et (2.116) nous donnent :

$$v_{\text{frag}} = 2 \sqrt{Q_D^*}. \quad (2.117)$$

On peut substituer l'équation (2.113) dans l'équation (2.117) pour avoir une expression de v_{frag} en fonction du facteur de remplissage :

$$v_{\text{frag}} = v_{\text{frag,comp}} \left(\frac{P_0}{Y_0} \right)^{\frac{3}{2} \left(\frac{1}{\mathcal{M}_0} - \frac{1}{\mathcal{M}} \right)} \phi^{\frac{3(\mathcal{N}-\mathcal{L})-\mathcal{M}}{2\mathcal{M}}}, \quad (2.118)$$

où $v_{\text{frag,comp}} = 2\sqrt{Q_{D,\text{comp}}^*}$ est la vitesse seuil de fragmentation pour un grain compact. Avec $Q_{D,\text{comp}}^* = 55 \text{ J.kg}^{-1}$, on a $v_{\text{frag,comp}} \sim 15 \text{ m.s}^{-1}$. Q_D^* atteint un maximum pour $\phi = 0,6$ où il vaut environ 100 J.kg^{-1} , ce qui correspond à $v_{\text{frag}} \sim 20 \text{ m.s}^{-1}$. Par ailleurs, à partir des équations (2.111) et (2.115) et pour $\kappa = 3$, on trouve $v_{\text{frag}} = 47 \text{ m.s}^{-1}$. De leur côté, Yamamoto et al. [2014] trouvent $v_{\text{frag}} = 56 \text{ m.s}^{-1}$.

Les données expérimentales de Shimaki and Arakawa [2012a] concernant Q_D^* s'arrêtent pour $\phi = 0,3$ car il est difficile de produire des grains plus poreux en laboratoire. Nous choisissons de définir une valeur du facteur de remplissage limite ϕ_{fr} jusqu'à laquelle v_{frag} peut varier selon l'équation (2.118). Nous gardons la valeur minimale des expérimentations de Shimaki and Arakawa [2012a] comme valeur limite en fixant $\phi_{\text{fr}} = 0,3$, ce qui donne une vitesse seuil de fragmentation minimale $v_{\text{frag,min}} \sim 10,3 \text{ m.s}^{-1}$ constante pour tout $\phi \leq 0,3$. La figure 2.13 illustre la vitesse de fragmentation avec cette contrainte et sans. Bien que cela ne soit pas fait dans

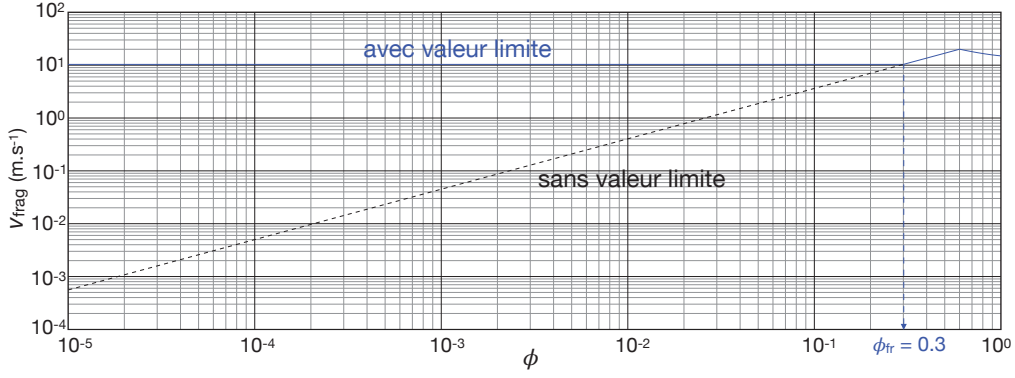


FIGURE 2.13: Vitesse seuil de fragmentation v_{frag} en fonction du facteur de remplissage ϕ pour des grains de glace (eq. (2.118)) avec $v_{\text{frag,comp}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$, $P_0/Y_0 = 100$, $\mathcal{N} = 4$, $\mathcal{L} = 1, 5$ et $\mathcal{M}_0 = 2$ [Shimaki and Arakawa, 2012a]. La courbe bleue prend en compte un seuil de fragmentation minimal $v_{\text{frag,min}}$ pour tout $\phi \leq \phi_{\text{fr}} = 0, 3$.

ce travail, l'étude de la validité de l'équation (2.118) pour des facteurs de remplissage plus faibles peut être une piste d'exploration expérimentale et théorique pour la suite.

Modèle de fragmentation :

Lors d'une collision avec $v_{\text{rel}} \geq v_{\text{frag}}$, les grains fragmentent en produisant une distribution de fragments en masse appelé "éjecta" et un grain de masse plus importante appelé "reste"⁸ [Tanaka et al., 1996, Kobayashi and Tanaka, 2010]. L'éjecta a une masse totale m_e .

La masse de l'éjecta m_e est définie comme [Kobayashi and Tanaka, 2010] :

$$m_e = \frac{v_{\text{rel}}^2}{v_{\text{rel}}^2 + v_{\text{frag}}^2} m, \quad (2.119)$$

où m est la masse des grains identiques engagés dans la collision. Pour $v_{\text{rel}} = v_{\text{frag}}$, m_e vaut $m/2$, cela correspond à la définition du seuil de fragmentation, valeur de la vitesse pour laquelle le grain perd la moitié de sa masse. Lorsque $v_{\text{rel}} \gg v_{\text{frag}}$, m_e tend vers m , tout le grain fragmente en monomères.

Afin de déterminer l'évolution de la masse pendant la fragmentation, nous raisonnons comme Stepinski and Valageas [1997] en nous concentrant sur la masse du grain rémanent. Le temps d'une collision τ_{col} , les grains se rencontrent et fragmentent. Au lieu de gagner une masse m comme pendant le collage, les grains perdent la masse de leur éjecta m_e . La variation de la masse au cours du temps pendant la fragmentation peut s'approximer :

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_f \approx - \frac{m_e}{\tau_{\text{col}}}. \quad (2.120)$$

8. *remnant* en anglais.

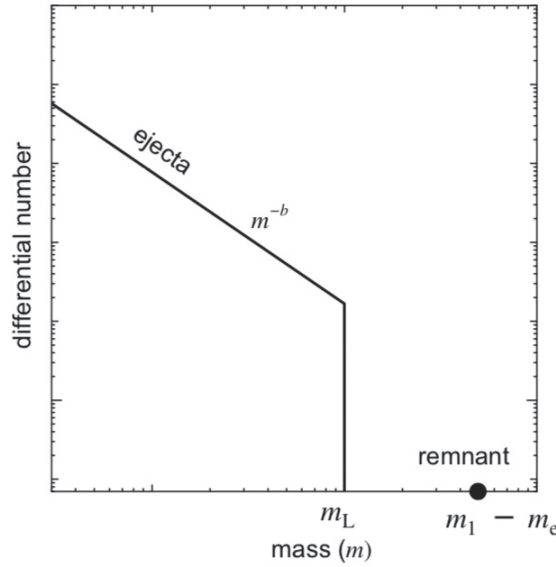


FIGURE 2.14: Distribution de masse de l'éjecta et reste obtenu à partir d'un grain de masse m_1 dans une collision entre deux grains identiques en fonction de la masse des fragments d'après Kobayashi and Tanaka [2010]. Pour $m < m_L$, la distribution de l'éjecta est proportionnelle à m^{-b} . m_L est la masse du plus grand des fragments. La masse du reste $m_1 - m_e$ est indiquée par le cercle.

On obtient donc :

$$\left(\frac{dm}{dt}\right)_f = -\frac{v_{\text{rel}}^2}{v_{\text{rel}}^2 + v_{\text{frag}}^2} \left(\frac{dm}{dt}\right)_g = -4\pi \frac{v_{\text{rel}}^3}{v_{\text{rel}}^2 + v_{\text{frag}}^2} s^2 \hat{\rho}_d. \quad (2.121)$$

2.4 Modélisation des barrières

2.4.1 Barrière de dérive radiale

Temps caractéristiques de croissance et dérive :

Le temps caractéristique de croissance t_{growth} représente le temps nécessaire pour que la masse du grain change de façon appréciable. Il est défini par :

$$t_{\text{growth}} = \frac{m}{\frac{dm}{dt}}. \quad (2.122)$$

En utilisant le formalisme de [Stepinski and Valageas, 1997], $t_{\text{growth}} = \tau_{\text{col}}$, le temps entre deux collisions.

Le temps caractéristique de dérive t_{drift} est le temps que met le grain pour se déplacer de manière appréciable vers l'étoile. t_{drift} est donné par :

$$t_{\text{drift}} = \frac{R}{\frac{dR}{dt}}. \quad (2.123)$$

Ces temps caractéristiques sont des indicateurs de la croissance et la dérive du grain. Plus t_{growth} est petit, plus la masse du grain change rapidement et dans le cas de la croissance, cela signifie que le grain rencontre d'autres grains et grossit rapidement.

Plus t_{drift} est grand, plus $v_{d,r}$ est faible donc moins le grain dérive rapidement. La barrière de dérive radiale peut donc se reformuler comme : "si le temps caractéristique de dérive devient plus petit que le temps caractéristique de croissance, le grain dérive plus vite qu'il ne grossit, il finit accréété dans l'étoile".

La condition sur les temps caractéristiques pour passer outre la barrière de dérive radiale peut se traduire comme :

$$\frac{t_{\text{drift}}}{t_{\text{growth}}} \geq k, \quad (2.124)$$

où k est un nombre réel. Okuzumi et al. [2012] et Kataoka et al. [2013b] prennent $k = 30$ comme condition pour que le grain double sa masse pendant qu'il subit la dérive radiale la plus grande et ainsi qu'il survive à la barrière. Nos calculs montrent que les grains commencent à dériver pour $k \approx 10$.

Comparaison des temps caractéristiques pour grains poreux et compacts :

Les temps caractéristiques t_{drift} et t_{growth} sont tous deux exprimés en fonction du nombre de Stokes St . On peut distinguer deux cas : $St \leq 1$ et $St \geq 1$.

Pour $St \leq 1$, $t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}} \propto St^{-1/2}$ alors que pour $St \geq 1$, $t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}} \propto St^{1/2}$. Le rapport diminue puis augmente en fonction du nombre de Stokes et est minimal pour $St = 1$. Ainsi si la condition donnée par l'inégalité (2.124) est validée pour $St = 1$ et plus largement pour $St \leq 1$, elle l'est quelque soit le nombre de Stokes. On peut donc se cantonner à l'étude du rapport $t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}}$ pour $St \leq 1$.

En ajoutant le fait que $St \propto \phi$ et $s \propto \phi^{-1/3}$, on peut comparer les temps caractéristiques entre les grains compacts et poreux.

Pour $St \leq 1$, dans le régime d'Epstein :

$$\left(\frac{t_{\text{drift}}}{t_{\text{growth}}} \right)_{\text{por}} = \phi^{-1} \left(\frac{t_{\text{drift}}}{t_{\text{growth}}} \right)_{\text{comp}}. \quad (2.125)$$

Pour $St \leq 1$, dans le régime de Stokes :

$$\left(\frac{t_{\text{drift}}}{t_{\text{growth}}} \right)_{\text{por}} = \phi^{-5/6} \left(\frac{t_{\text{drift}}}{t_{\text{growth}}} \right)_{\text{comp}}, \quad (2.126)$$

où les indices "por" et "comp" sont pour les grains respectivement poreux et compacts.

Sachant que $\phi \leq 1$, le rapport $t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}}$ est plus grand pour les grains poreux que pour les grains compacts. La dérive est donc plus lente pour les grains poreux que compacts et ils grossissent plus rapidement que les grains compacts. Ceci peut s'expliquer par le fait que les grains poreux ont une surface efficace plus grande que les grains compacts à masses égales donc plus de chance de rencontrer d'autres grains et donc de coller.

Pour $St \geq 1$, dans le régime de Stokes :

$$\left(\frac{t_{\text{drift}}}{t_{\text{growth}}} \right)_{\text{por}} = \phi^{-1/2} \left(\frac{t_{\text{drift}}}{t_{\text{growth}}} \right)_{\text{comp}}. \quad (2.127)$$

Le rapport $t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}}$ est plus grand pour les grains poreux que pour les grains compacts. Ainsi quelque soit le nombre de Stokes, les grains poreux sont privilégiés

par rapport aux grains compacts pour passer outre la barrière de dérive radiale.

Conditions sur le facteur de remplissage :

Les grains poreux ont plus de chance d'outrepasser la barrière de dérive radiale que les grains compacts. L'inéquation (2.124) peut se traduire par une condition sur la valeur du facteur de remplissage minimal ϕ_{RDB} pour passer outre cette barrière.

En utilisant les équations (2.91), (2.79) et (2.74) et dans le cas où $\text{St} < 1$, t_{drift} et t_{growth} peuvent être approximés comme :

$$t_{\text{drift}} \simeq \frac{R}{\text{St} \eta v_K}, \quad (2.128)$$

$$t_{\text{growth}} \simeq \frac{m}{4 \pi s^2 \sqrt{\tilde{\alpha}} c_g \hat{\rho}_d \sqrt{\text{St}}}. \quad (2.129)$$

Dans le régime d'Epstein, $t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}} \geq k$ se traduit en terme de facteur de remplissage par :

$$\phi \leq \phi_{\text{RDB}} = \frac{\sqrt{12} \pi \sqrt{\tilde{\alpha}} \hat{\rho}_d \rho_g^{1/2} c_g^{3/2}}{k \eta \Omega_K^{3/2} \rho_s} m^{-1/2}. \quad (2.130)$$

Dans le régime de Stokes, la condition devient :

$$\phi \leq \phi_{\text{RDB}} = \frac{1}{\rho_s} \left[\frac{12 \pi \sqrt{\tilde{\alpha}} \hat{\rho}_d \mu^{1/2} c_g}{\sqrt{2} k \eta \Omega_K^{3/2}} \left(\frac{3}{4 \pi} \right)^{1/3} \right]^{6/5} m^{-4/5}. \quad (2.131)$$

On a vu que $t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}}$ atteint un minimum pour $\text{St} = 1$, la valeur minimale de $\phi_{\text{RDB,min}}$ est donnée pour $\text{St} = 1$ dans le régime de Stokes par :

$$\phi_{\text{RDB,min}} = \frac{2 \Omega_K}{\rho_s \mu} \left(\frac{\sqrt{\tilde{\alpha}} \hat{\rho}_d c_g R}{k \eta v_K} \right)^2. \quad (2.132)$$

Si on exprime les grandeurs du disque en fonction de lois de puissance, on peut avoir un ordre de grandeur pour $\phi_{\text{RDB,min}}$:

$$\begin{aligned} \phi_{\text{RDB,min}} \approx 21,66 \left(p + \frac{q}{2} + \frac{3}{2} \right) k^{-2} \left(\frac{\alpha}{10^{-2}} \right) \left(\frac{\rho_s}{10^3 \text{ kg.m}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{\epsilon}{0.01} \right)^2 \\ \times \left(\frac{H_{g,1\text{AU}}}{0.05 \text{ AU}} \right)^{-5} \left(\frac{\Sigma_{g,1\text{AU}}}{10^3 \text{ kg.m}^{-2}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{\frac{5}{2}q - 2p - \frac{7}{2}}. \end{aligned} \quad (2.133)$$

La figure 2.15 (gauche) illustre les équations (2.130) et (2.131) jusqu'à $\phi = \phi_{\text{RDB,min}}$. Au delà de $\phi_{\text{RDB,min}}$, ϕ_{RDB} augmente, nous le prenons égal à 1 comme Kataoka et al. [2013b]. Les changements de pente des courbes correspondent au changement de régime de traînée. Si le grain a un facteur de remplissage inférieur ϕ_{RDB} , il n'est pas menacé par la barrière de dérive radiale et l'outrepassé. Si son facteur de remplissage est au dessus de la courbe, le grain dérive plus vite qu'il ne grossit et finit accréte par l'étoile. Pour le critère $k = 10$ ou 30 , ϕ doit passer en dessous d'environ 10^{-4} . La valeur de k sera discutée dans le chapitre 4. Dans la figure 2.15 (droite), on peut voir

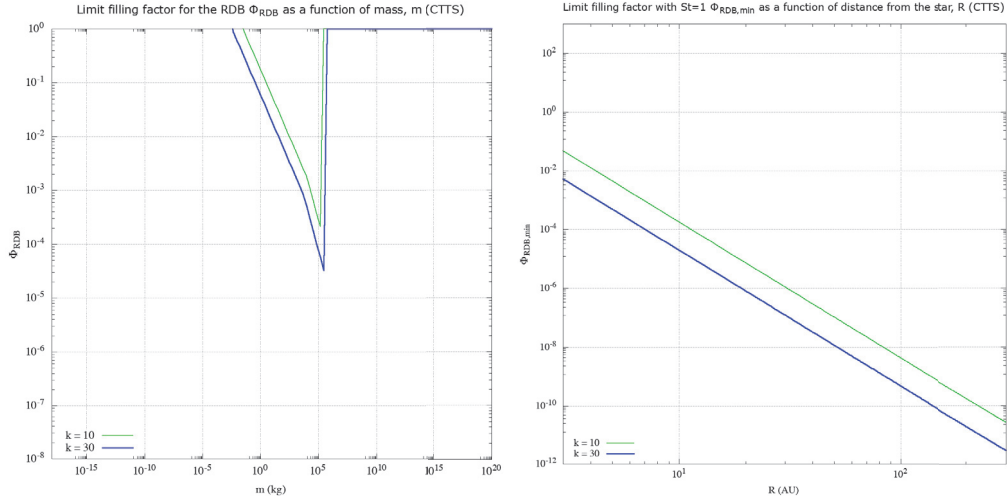


FIGURE 2.15: A gauche : facteur de remplissage limite pour passer outre la barrière de dérive radiale ϕ_{RDB} en fonction de la masse du grain de glace m pour plusieurs valeurs de k pour $R = 10$ UA. A droite : facteur de remplissage limite minimal $\phi_{RDB,min}$ en fonction de la distance à l'étoile R pour différentes valeurs de k . Le modèle de disque utilisé est le disque CTTS (Tableau 2.1) et $\alpha = 10^{-2}$.

que pour $k = 10$ ou 30 , les valeurs de $\phi_{RDB,min}$ sont déjà faibles dans les parties internes, ce qui rend la barrière de dérive radiale quasiment infranchissable avec ces critères.

$\phi_{RDB,min}$ est aussi d'autant faible que le disque est peu massif et peu turbulent (α faible). Ainsi, la barrière de dérive radiale est plus facile à outrepasser dans un disque massif et très turbulent, ce qui est en accord avec Kataoka et al. [2013b].

2.4.2 Rebond

Le rebond se met en place quand $v_{rel} > v_{stick}$. Afin de déterminer une condition sur le rebond, nous cherchons le facteur de remplissage limite ϕ_{bounc} pour $v_{rel} = v_{stick}$.

D'après la figure 2.10, quand $v_{rel} = v_{stick}$, les grains sont petits donc leur nombre de Stokes $St \ll 1$. A partir de l'équation (2.80), on peut approximer v_{rel} dans ce cas comme :

$$v_{rel} \approx \sqrt{\tilde{\alpha}} c_g \sqrt{St}. \quad (2.134)$$

De plus, les grains avec $St \ll 1$ sont dans le régime d'Epstein donc l'équation précédente devient :

$$v_{rel} = \sqrt{\tilde{\alpha}} c_g \sqrt{\frac{\Omega_K \rho_s \phi s}{\rho_g c_g}}. \quad (2.135)$$

Nous cherchons donc ϕ_{bounc} tel que :

$$\sqrt{\tilde{\alpha}} c_g \sqrt{\frac{\Omega_K \rho_s \phi_{bounc} s}{\rho_g c_g}} = 4,23 \left(\frac{\gamma^5 s^4}{m^3 \mathcal{E}^2} \right)^{1/6}, \quad (2.136)$$

et obtenons :

$$\phi_{bounc} = \frac{1}{\rho_s} \left[\frac{4,23^6 \gamma^5 \rho_g^3}{\mathcal{E}^2 \tilde{\alpha}^3 c_g^3 \Omega_K^3} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} \right]^{3/10} m^{-8/10}. \quad (2.137)$$

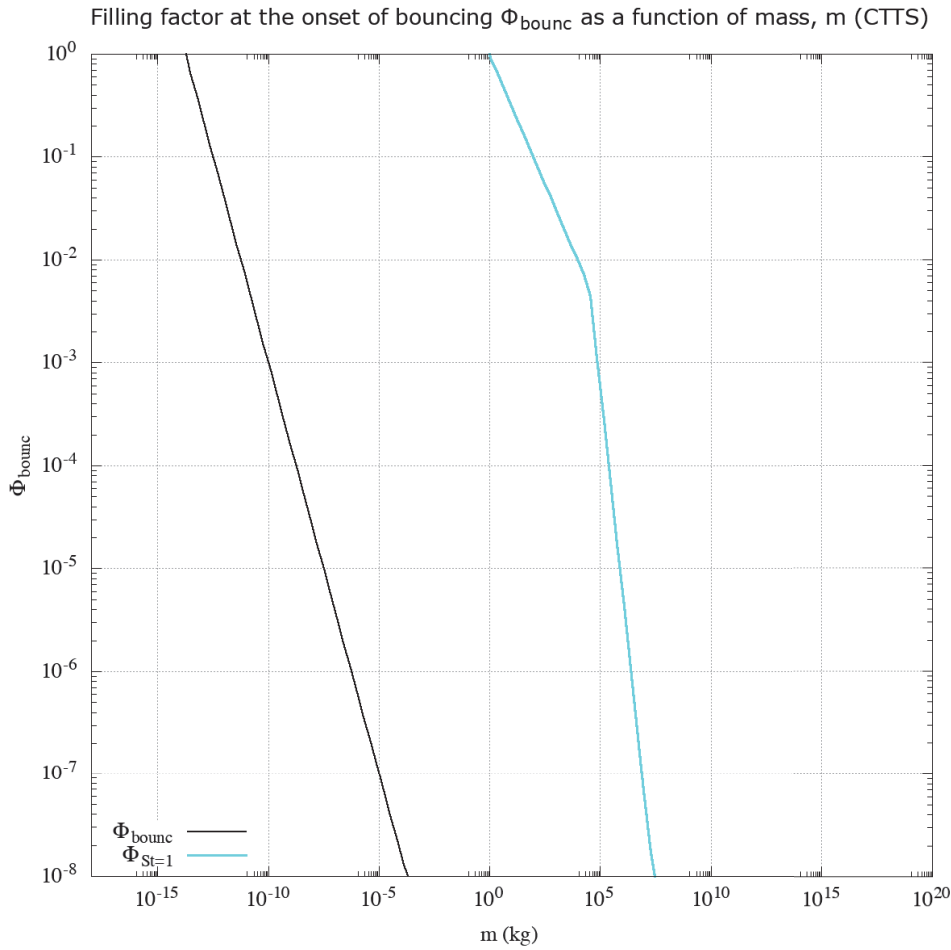


FIGURE 2.16: facteur de remplissage limite ϕ_{bounc} pour $v_{\text{rel}} = v_{\text{stick}}$ et facteur de remplissage $\phi_{\text{St}=1}$ pour $\text{St} = 1$ en fonction de la masse du grain de glace m pour $R = 10$ UA. Le modèle de disque utilisé est le disque CTTS et $\alpha = 10^{-2}$.

Un grain avec $\phi \leq \phi_{\text{bounc}}$ colle. Si son facteur de remplissage est supérieur, il colle avec une probabilité \mathcal{P} et rebondit avec une probabilité $1 - \mathcal{P}$.

Le changement de pente de la courbe de $\phi_{\text{St}=1}$ correspond au changement de régime de traînée. La figure 2.16 confirme le fait que les petits grains ne rebondissent pas.

La vitesse relative des grains v_{rel} augmente jusqu'à $\text{St} = 1$ où $v_{\text{rel}} = v_{\text{rel}}^{\text{max}} = \sqrt{\tilde{\alpha}} c_g / 2$ puis diminue. Pour passer outre la barrière de rebond, le grain doit atteindre $\text{St} = 1$ sans que sa vitesse relative n'atteigne v_{stick} . D'après la figure 2.16, ϕ_{bounc} reste toujours inférieur à $\phi_{\text{St}=1}$. Ce qui signifie que lors de l'augmentation de la masse, la vitesse relative des grains v_{rel} devient supérieure à v_{stick} avant qu'ils atteignent $\text{St} = 1$.

D'après la figure B.4, à une masse donnée, $\phi_{\text{St}=1}$ diminue avec la distance à l'étoile. Cependant, en comparaison avec la figure 2.16, ϕ_{bounc} reste quand même inférieur à $\phi_{\text{St}=1}$. Ainsi, v_{stick} est plus grand que $v_{\text{rel}}^{\text{max}}$, atteint pour $\text{St} = 1$, sur l'ensemble du disque. Lors de la croissance, le rebond est donc inévitable. Son influence est détaillée dans le chapitre 5.

v_{frag} (m.s ⁻¹)	R_{frag} (UA)		
	CTTS	Flat	H81m
15	266,8	209	7694,4
10,3	718,6	439,4	43565
R_{out} (UA)	300	160	36

TABLE 2.2: Distance à l'étoile minimale pour laquelle $v_{\text{rel}}^{\text{max}} = v_{\text{frag}}$ pour plusieurs vitesses seuils de fragmentation dans les différents modèles de disque étudiés. 15 m.s⁻¹ correspond à des grains compacts et 10,3 m.s⁻¹ à la valeur atteinte pour $\phi_{\text{fr}} = 0,3$ (cf. section 2.3.3). La dernière ligne rappelle la distance à l'étoile maximale du disque dans chaque modèle.

2.4.3 Fragmentation

Conditions sur la taille du grain :

La fragmentation commence quand deux grains avec $v_{\text{rel}} \geq v_{\text{frag}}$ se rencontrent. En égalant les deux vitesses et à l'aide de l'équation (2.80), on obtient une condition sur le nombre de Stokes pour la fragmentation [Gonzalez et al., 2017] :

$$\text{St}^2 + \left(2 - \frac{\tilde{\alpha} c_g^2}{v_{\text{frag}}^2}\right) \text{St} + 1 = 0. \quad (2.138)$$

La vitesse relative v_{rel} augmente jusqu'à atteindre un maximum pour $\text{St} = 1$ où elle vaut $v_{\text{rel}}^{\text{max}} = \sqrt{\tilde{\alpha}} c_g / 2$. Si $v_{\text{rel}}^{\text{max}} < v_{\text{frag}}$, l'équation (2.138) n'a pas de solution. En effet, la vitesse maximale atteinte par les grains est inférieure au seuil de fragmentation et les grains n'expérimentent que de la croissance. On peut déterminer une distance à l'étoile minimale R_{frag} pour laquelle $v_{\text{rel}}^{\text{max}} = v_{\text{frag}}$ et donc à l'extérieur de laquelle les grains collent forcément. En utilisant l'équation (2.9), R_{frag} est donné par :

$$R_{\text{frag}} = R_0 \left(\frac{2 v_{\text{frag}}}{\sqrt{\tilde{\alpha}} c_{g,0}} \right)^{-2/q}, \quad (2.139)$$

où $c_{g,0}$ est la vitesse du son du gaz pour $R = R_0$, un rayon de référence. Dans le tableau 2.1, les valeurs de $c_{g,0}$ sont données pour $R_0 = 1$ UA. Notons que la dépendance en v_{frag} se fait en $-2/q$ et que q ne peut pas être nul, ce qui entraînerait un disque totalement isotherme.

Dans les disques Flat et H81, $R_{\text{frag}} > R_{\text{out}}$ pour les deux seuils de fragmentation, les grains fragmentent partout dans le disque. Dans le disque CTTS, le tableau 2.2 montre que pour $v_{\text{frag}} = 15$ m.s⁻¹, $R_{\text{frag}} < R_{\text{out}}$, c'est-à-dire qu'il existe une région dans les parties externes pour laquelle les grains collent quelque soit leur taille. Pour $\phi_{\text{fr}} \leq 0,3$, le seuil de fragmentation est trop faible pour que l'inéquation $v_{\text{rel}}^{\text{max}} < v_{\text{frag}}$ ait une solution ($R_{\text{frag}} > R_{\text{out}}$), la fragmentation est donc de rigueur partout dans le disque à partir d'un certain nombre de Stokes.

Si on se place à l'intérieur de R_{frag} , l'équation (2.138) admet deux solutions, St^- et St^+ :

$$\text{St}^\pm = \frac{\tilde{\alpha} c_g^2}{2 v_{\text{frag}}^2} - 1 \pm \left(\frac{\sqrt{\tilde{\alpha}} c_g}{v_{\text{frag}}} \right) \sqrt{\frac{\tilde{\alpha} c_g^2}{4 v_{\text{frag}}^2} - 1}. \quad (2.140)$$

La vitesse relative v_{rel} augmente jusqu'à atteindre un maximum pour $\text{St} = 1$ puis diminue. On peut en conclure que $\text{St}^- \leq 1 \leq \text{St}^+$.

Les tailles correspondantes à ces nombres de Stokes s^\pm sont données par :

$$s^\pm = \begin{cases} \frac{\text{St}^\pm \rho_g c_g}{\Omega_K \rho_s \phi}, & \text{si } s^\pm \leq 9 \lambda/4, \\ \sqrt{\frac{\text{St}^\pm \rho_g c_g}{\Omega_K \rho_s \phi}}, & \text{si } s^\pm \geq 9 \lambda/4. \end{cases} \quad (2.141)$$

Les grains collent pour $s < s^-$ et $s > s^+$ et fragmentent pour $s^- \leq s \leq s^+$.

D'après la figure 2.17 en haut, pour un seuil de fragmentation constant à 15 m.s^{-1} , les zones où les grains fragmentent changent en fonction du facteur de remplissage des grains. Plus le grain est poreux, plus il fragmente pour de grandes tailles.

Pour la figure 2.17 en bas, la valeur de $\phi_{\text{fr}} = 0,1$ ne permet pas d'avoir $v_{\text{rel}}^{\text{max}} \geq v_{\text{frag}}$ donc la fragmentation a lieu dans tout le disque. Les grains plus poreux fragmentent pour des tailles plus petites que les grains compacts du fait de leur seuil de fragmentation plus petit.

Conditions sur le facteur de remplissage :

v_{rel} augmente jusqu'à $\text{St} = 1$ puis diminue de manière symétrique. En croissant, si les grains fragmentent, c'est-à-dire s'ils atteignent $v_{\text{rel}} \geq v_{\text{frag}}$, ils fragmentent avec $\text{St} \leq 1$. Dans l'approximation de l'équation (2.134), on cherche le facteur de remplissage limite ϕ_{frag} tel que :

$$v_{\text{rel}} \approx \sqrt{\tilde{\alpha}} c_g \sqrt{\text{St}} = v_{\text{frag}} \quad (2.142)$$

Si les grains commencent à fragmenter alors qu'ils sont dans le régime d'Epstein, leur nombre de Stokes est donné par les équations (2.50) et (2.52). le facteur de remplissage limite $\phi_{\text{frag,Ep}}$ s'exprime :

$$\phi_{\text{frag,Ep}} = \frac{1}{\rho_s} \left(\frac{4 \pi}{3} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{frag}}^2 \rho_g}{\tilde{\alpha} c_g \Omega_K} \right)^{3/2} m^{-1/2}. \quad (2.143)$$

S'ils fragmentent dans le régime de Stokes, St est donné par les formules (2.51) et (2.52) et le facteur de remplissage limite $\phi_{\text{frag,St}}$ par :

$$\phi_{\text{frag,St}} = \frac{1}{\rho_s} \left(\frac{4 \pi}{3} \right)^2 \left(\frac{9 v_{\text{frag}}^2 \mu}{2 \tilde{\alpha} c_g^2 \Omega_K} \right)^3 m^{-2}. \quad (2.144)$$

D'après la figure 2.18, le facteur de remplissage limite pour la fragmentation change en fonction de la valeur seuil ϕ_{fr} . En effet, plus le seuil ϕ_{fr} est bas, plus la vitesse de fragmentation est faible et plus le grain fragmente pour des masses faibles. Pour outre passer la barrière de fragmentation, il faudrait que $\text{St} = 1$ sans que la vitesse relative du grain ne dépasse v_{frag} . Les courbes de ϕ_{frag} et $\phi_{\text{St}=1}$ ne se croisent

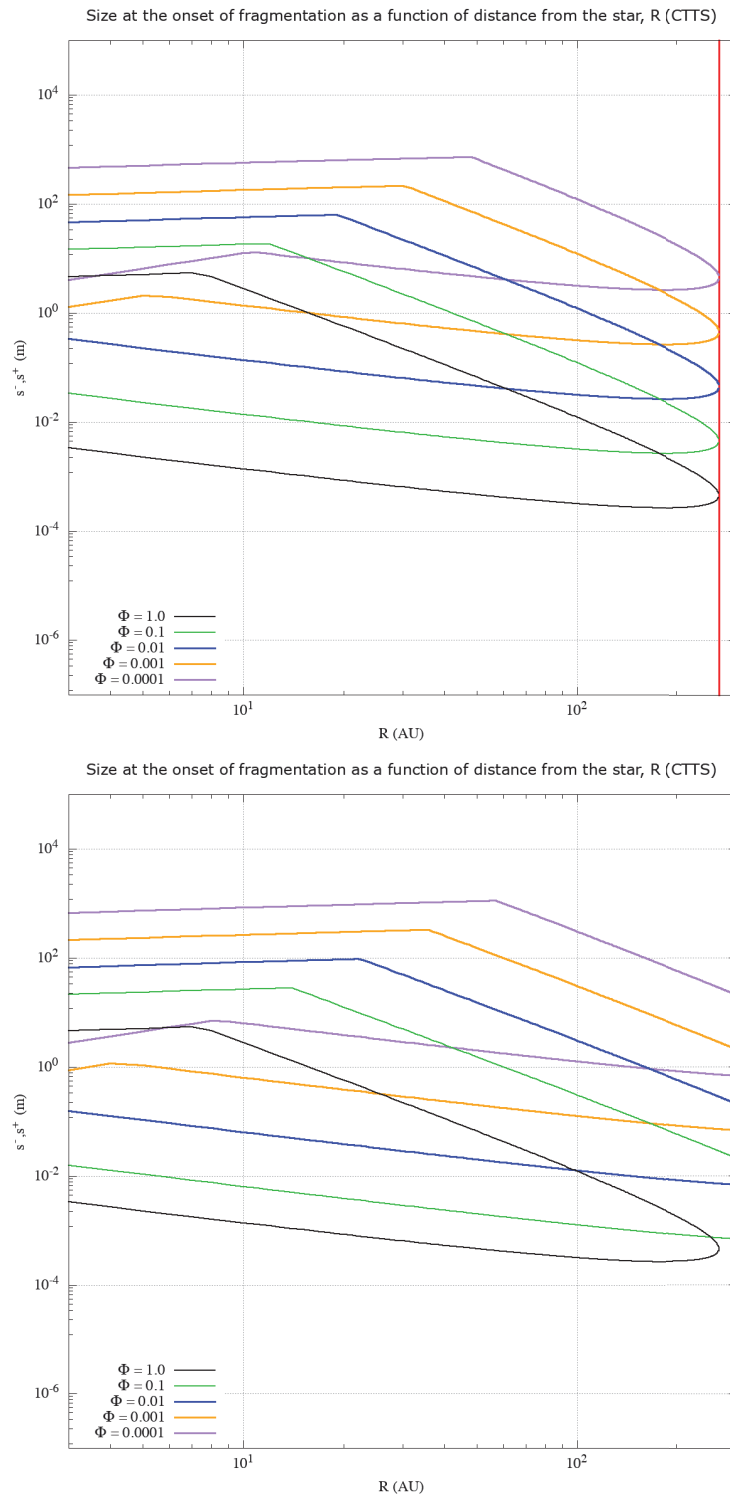


FIGURE 2.17: Taille limite s_{\pm} pour $v_{\text{rel}} = v_{\text{frag}}$ en fonction de la distance à l'étoile R pour différents *filling factors*, dans le disque CTTS et avec $\alpha = 10^{-2}$. En haut, le seuil de fragmentation v_{frag} est fixe et vaut 15 m.s^{-1} . En bas, la vitesse de fragmentation est donnée par la formule (2.118) avec $\phi_{\text{fr}} = 0,3$. La courbe rouge représente la distance à l'étoile limite à l'extérieur de laquelle les grains collent sans fragmentation (eq.(2.139)).

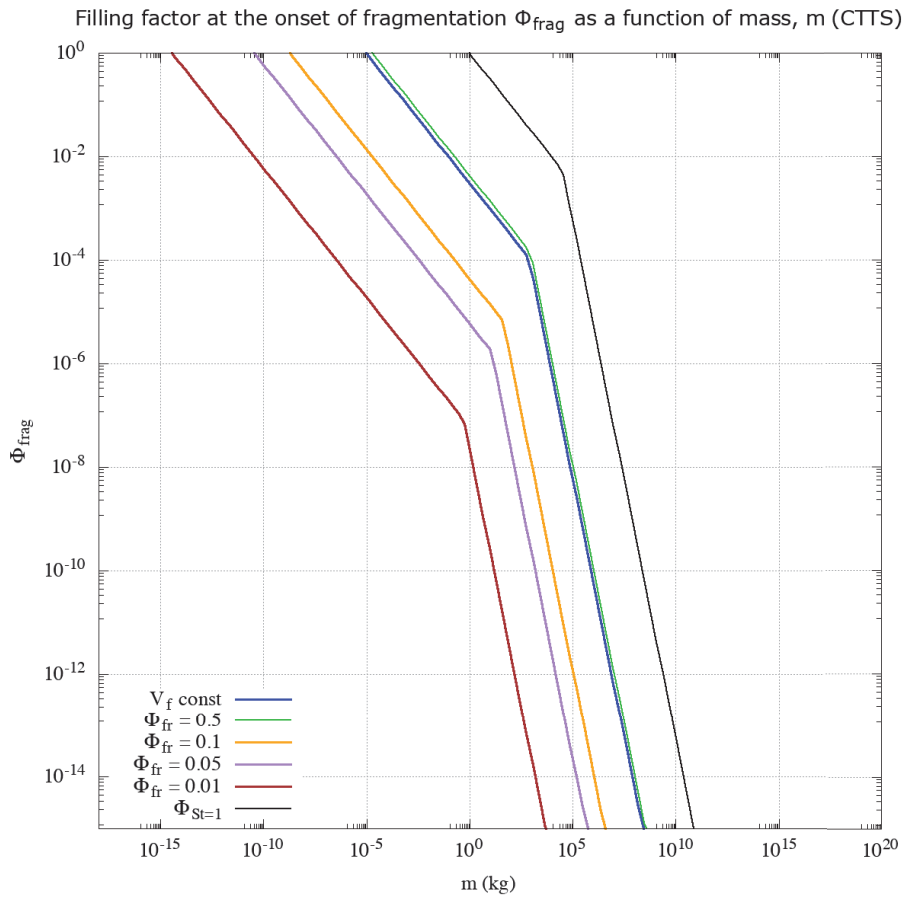


FIGURE 2.18: facteur de remplissage limite ϕ_{frag} pour $v_{\text{rel}} = v_{\text{frag}}$ et facteur de remplissage $\phi_{\text{St}=1}$ pour $\text{St} = 1$ en fonction de la masse du grain de glace m pour $R = 10$ UA. Le modèle de disque utilisé est le disque CTTS et $\alpha = 10^{-2}$.

pas. Ainsi, les grains poreux commencent à fragmenter pour $\text{St} \leq 1$ et il n'existe pas de facteur de remplissage minimal à avoir pour ne pas fragmenter, les grains fragmentent nécessairement. L'influence de la fragmentation sera étudiée dans le chapitre 5.

2.5 Modélisation analytique de la porosité

Dans cette section, nous exposons le modèle que nous utilisons pour décrire l'évolution de la porosité des grains au cours de leur évolution massique. Les trois chapitres de résultats étudieront si ce modèle permet d'outrepasser les barrières à partir des conditions données par la section 2.4.

Comme nous allons le voir dans la section 2.5.2, le processus de croissance tend à diminuer le facteur de remplissage du grain (i.e. augmente la porosité) [Suyama et al., 2012, Okuzumi et al., 2012, 2009]. Comme évoqué dans la section 2.3.2, le rebond est d'abord élastique puis une déformation plastique compacte le grain pour $v_{\text{rel}} > v_{\text{yield}}$ [Thornton and Ning, 1998]. En ce qui concerne la fragmentation, nous considérons que l'énergie cinétique de collision est utilisée par le grain pour casser ses liaisons entre monomères et non pour les restructurer donc les fragments gardent la porosité du grain parent. De plus, nous verrons que le grain peut être comprimé

statiquement par la traînée du gaz environnant ou son autogravité [Kataoka et al., 2013b].

2.5.1 Développement d'un modèle de porosité et contributions

Cette sous-section permet de mettre en avant les extensions que j'ai pu apporter pendant mon travail de thèse à des modèles déjà existants ou les développements que j'ai pu faire pour tenir compte des phénomènes de fragmentation et de rebond.

Dans un premier temps, j'ai cherché à modéliser l'évolution du facteur de remplissage pendant la croissance. Pour ce faire, j'ai étudié le modèle de Suyama et al. [2012], Okuzumi et al. [2012]. Ce modèle donne la valeur du facteur de remplissage après une collision en fonction de sa valeur avant collision. Cela en fait un modèle discret et récurrent. Or lors de simulations globales de disque, l'échelle de temps dynamique du disque et celle des collisions sont différentes. Ainsi, le pas de temps utilisé, correspondant à l'échelle dynamique du disque, peut correspondre à plusieurs collisions et ces modélisations ne peuvent donc pas être utilisées directement comme le montre la figure 2.19. Afin de remédier à ce problème, j'ai dû éliminer la récurrence des modèles de Suyama et al. [2012], Okuzumi et al. [2012] en supposant que le facteur de remplissage après collision était proportionnel à celui avant collision au premier ordre. Il en résulte un modèle dépendant de manière continue de la masse du grain et des paramètres du disque qui peut être utilisé dans les simulations globales de disques. Les collisions peuvent être modélisées correctement pour des échelles de temps différentes de celle de la collision. La section 2.5.2 présente plus en détails les hypothèses et approximations sous-jacentes utilisées pour développer le modèle continu.

De plus, je me suis appuyé sur des résultats expérimentaux et numériques afin de modéliser simplement l'évolution du facteur de remplissage pendant les phénomènes complexes que sont la fragmentation et le rebond. Ce modèle est présenté dans la section 2.5.4.

2.5.2 Evolution pendant la croissance

La croissance des grains se fait par coagulation lors de collisions. Lors du choc, l'énergie cinétique de collision est convertie pour coller les monomères des deux grains (où l'énergie de collage entre deux monomères E_{stick} est donnée par la formule (2.84)). Au cours de la croissance, l'énergie cinétique de collision augmente avec la masse du grain. Quand cette énergie devient plus grande que celle nécessaire pour coller les grains, le surplus est dissipé par les grains en restructurant leurs monomères. Les monomères peuvent glisser, pivoter ou rouler les uns sur les autres [Dominik and Tielens, 1997]. Grâce à des simulations de collisions de grains, Wada et al. [2007] ont montré que l'énergie cinétique est dissipée par les grains sous forme de roulement, la part de glissement et de rotation est négligeable. Nous considérons donc que le début de la restructuration interne est associé à E_{roll} , l'énergie de roulement [Suyama et al., 2012].

Energie de roulement E_{roll} :

E_{roll} est l'énergie de roulement, énergie pour faire tourner de 90° deux monomères en contact. Elle est définie par Dominik and Tielens [1997] pour deux monomères identiques comme :

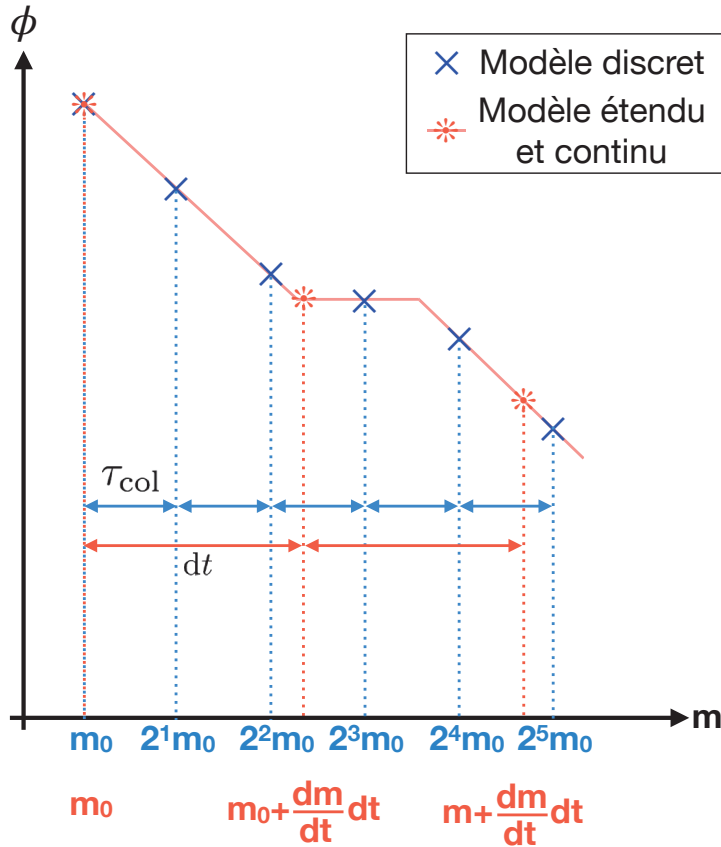


FIGURE 2.19: Illustration de l'extension du modèle de porosité pendant la croissance. Un pas de temps dt de la simulation ne correspond pas forcément à un nombre entier de temps de collision τ_{col} . J'ai rendu continu le modèle de Suyama et al. [2012], Okuzumi et al. [2012] afin de passer outre ce problème et modéliser les collisions dans un contexte global de disque.

$$E_{\text{roll}} = 6 \pi^2 \gamma a_0 \zeta_{\text{crit}}, \quad (2.145)$$

où ζ_{crit} est le déplacement critique d'un monomère sur l'autre avant que le roulement commence à dissiper l'énergie.

La valeur de ζ_{crit} n'est pas encore bien déterminée. Pour des grains de silicates, de façon théorique, elle est de l'ordre de 2 \AA tandis qu'expérimentalement, elle a été mesurée à 32 \AA [Dominik and Tielens, 1997, Heim et al., 1999]. Pour la glace, Wada et al. [2011] fixe arbitrairement la valeur à 8 \AA (de sorte qu'elle se situe entre 2 et 32 \AA) pour leurs simulations. D'après leur théorie, Dominik and Tielens [1997] donnent que δ_c et ζ_{crit} sont du même ordre de grandeur. Par manque de précisions sur la valeur de ζ_{crit} , nous prenons donc $\zeta_{\text{crit}} = \delta_c$. Pour la glace, nous obtenons $\zeta_{\text{crit}} \approx 9,2 \text{ \AA}$, qui est du même ordre de grandeur que la valeur de Wada et al. [2011]. La relation (2.145) devient en utilisant l'équation (2.86) :

$$E_{\text{roll}} = \left(2916 \pi^8 \frac{\gamma^5 a_0^4}{\mathcal{E}^2} \right)^{1/3} \approx 302,46 \left(\frac{\gamma^5 a_0^4}{\mathcal{E}^2} \right)^{1/3}. \quad (2.146)$$

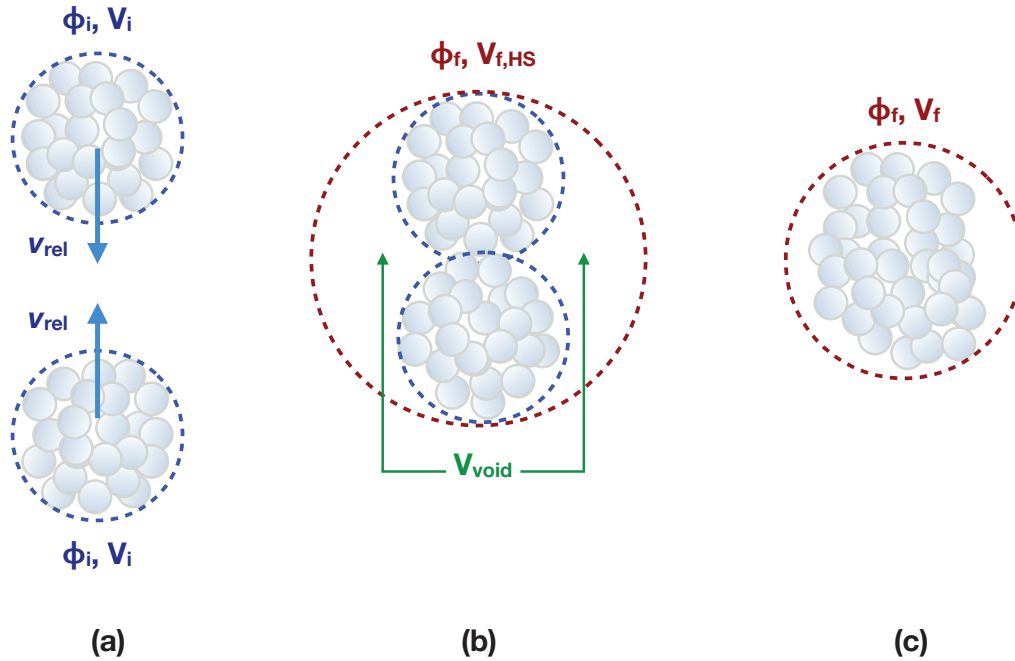


FIGURE 2.20: Illustration du modèle de porosité pendant la croissance. Les deux grains poreux de volume V_i et de facteur de remplissage ϕ_i se rencontrent (a). Si l'énergie de collision est faible, ils se collent sans restructuration (b) en emprisonnant un volume V_{void} de gaz (régime *hit and stick*). Si l'énergie cinétique est plus forte, les monomères se restructurent et le volume de gaz gagné est moindre (compression par collision).

Afin de modéliser l'évolution de la porosité grâce aux collisions, nous utilisons le modèle de Suyama et al. [2012], Okuzumi et al. [2012] déterminé numériquement à partir de simulations à N-corps d'agrégats poreux. Deux régimes peuvent être distingués :

- **Régime *hit and stick*** : pour $E_{cin} \leq E_{roll}$, les grains se rencontrent avec une faible vitesse, ils se collent sans restructuration interne.
- **Compression par collision** : au delà de E_{roll} , l'énergie cinétique est trop grande et doit être dissipée par le grain produit lors de la collision. Les monomères se réorganisent en roulant pour convertir l'énergie reçue, le facteur de remplissage diminue mais moins que dans le régime *hit and stick*.

Ce modèle est aussi utilisé par Krijt et al. [2015] et Krijt et al. [2016].

Régime *hit and stick* :

Deux grains sphériques identiques de masse m_i , de taille s_i , de volume V_i et de facteur de remplissage ϕ_i se rencontrent. Après la collision, lors de la croissance, un grain de masse m_f et de facteur de remplissage ϕ_f est formé. Comme illustré par la figure 2.20, lors de la collision, un volume V_{void} de gaz est capturé [Okuzumi et al., 2009] :

$$V_{void} = 0,99V_i. \quad (2.147)$$

Ainsi, les grains emprisonnent un volume de gaz représentant leur volume. Par conséquent, le grain formé aura une masse $2 m_i$ et un volume $V_f = 2 V_i + V_{\text{void}} = 2,99 V_i$. Le facteur de remplissage dans le régime *hit and stick* $\phi_{\text{h\&s}}$ est multiplié par un facteur $2/2,99$ à chaque collision, cela donne une relation géométrique entre ϕ_f et ϕ_i . On a donc $\phi_f(n) = (2/2,99)^n \phi_0$ avec n le nombre de collisions depuis le monomère et $\phi_0 = 1$, le facteur de remplissage du monomère, compact par définition. Dans une collision entre deux grains identiques, la masse du grain formé est le double de la masse d'un grain précédent, on a donc une autre relation géométrique, $m(n) = 2^n m_0$. En combinant ces relations, on peut exprimer le facteur de remplissage en fonction de la masse du grain comme :

$$\phi_{\text{h\&s}} = \left(\frac{m}{m_0} \right)^{\ln(2/2,99)/\ln(2)} \approx \left(\frac{m}{m_0} \right)^{-0,58}. \quad (2.148)$$

Compression par collision :

Lors que le grain grossit, son énergie cinétique doit être dissipée par le grain et l'évolution du volume V_f du grain final après collision est donné alors par Suyama et al. [2012] :

$$V_f = \begin{cases} \left[2,99^{5/6} + (2 - 2,99^{5/6}) \frac{E_{\text{cin}}}{3b E_{\text{roll}}} \right]^{6/5} V_i, & \text{si } E_{\text{cin}} \leq 3b E_{\text{roll}}, \\ \left[\frac{(3/5)^5 (E_{\text{cin}} - 3b E_{\text{roll}})}{N_{\text{tot}}^5 b E_{\text{roll}} V_0^{10/3}} + (2 V_i^{5/6})^{-4} \right]^{-3/10}, & \text{si } E_{\text{cin}} \geq 3b E_{\text{roll}}, \end{cases} \quad (2.149)$$

où V_0 est le volume d'un monomère et b , un facteur numérique pris égal à 0,15 [Okuzumi et al., 2012]. En combinant cette relation avec l'équation (2.30), on obtient :

$$\phi_f = \frac{m_f}{V_f \rho_s} = \frac{2 m_i}{V_f \rho_s} = \begin{cases} 2 \phi_i \left[2,99^{5/6} + (2 - 2,99^{5/6}) \frac{E_{\text{cin}}}{3b E_{\text{roll}}} \right]^{-6/5}, & \text{si } E_{\text{cin}} \leq 3b E_{\text{roll}}, \\ \frac{2 m_i}{\rho_s} \left[\frac{(3/5)^5 (E_{\text{cin}} - 3b E_{\text{roll}})}{N_{\text{tot}}^5 b E_{\text{roll}} V_0^{10/3}} + (2 V_i^{5/6})^{-4} \right]^{3/10}, & \text{si } E_{\text{cin}} \geq 3b E_{\text{roll}}. \end{cases} \quad (2.150)$$

Ce modèle est récursif, ϕ_f est donné en fonction de ϕ_i , m_i (ou m_f car $m_f = 2 m_i$) et R (à travers l'énergie cinétique E_{cin}) après une collision. Cependant, dans les codes que nous utilisons, l'intégration temporelle se fait pour un pas de temps fixe. Ce pas d'intégration peut correspondre temporellement à un nombre de collisions non entier. Nous ne pouvons donc pas utiliser ce modèle en l'état. Nous avons modifié ce modèle pour que ϕ_f ne dépende que de m_f et R en lois de puissance. Pour éliminer le ϕ_i dans l'équation (2.150), nous faisons les approximations suivantes :

- Pour le calcul de E_{cin} , nous prenons v_{rel} dans ses limites pour $\text{St} \ll 1$ et $\text{St} \gg 1$. On a donc :

$$v_{\text{rel}}^2 = \begin{cases} 2^{3/2} \text{Ro} \alpha c_g^2 \text{St}, & \text{si } \text{St} < 1, \\ 2^{3/2} \text{Ro} \alpha c_g^2 \frac{1}{\text{St}}, & \text{si } \text{St} > 1. \end{cases} \quad (2.151)$$

- Nous prenons les deux équations de la relation (2.150) dans ses limites pour $E_{\text{cin}}/3bE_{\text{roll}} \ll 1$ et $E_{\text{cin}}/3bE_{\text{roll}} \gg 1$:

$$\phi_f = \frac{2}{2,99} \phi_i, \quad \text{si } E_{\text{cin}} \leq 3bE_{\text{roll}}, \quad (2.152)$$

$$\phi_f = \frac{2m_i}{\rho_s} \left(2^{6/5} V_i\right)^{-1} \left[1 + \frac{(3/5)^5 E_{\text{cin}} \left(2V_i^{5/6}\right)^4}{N_{\text{tot}}^5 b E_{\text{roll}} V_0^{10/3}}\right]^{3/10}, \quad \text{si } E_{\text{cin}} \geq 3bE_{\text{roll}}. \quad (2.153)$$

L'équation (2.152) correspond au régime *hit and stick* traité dans le paragraphe 2.5.2. L'équation (2.153) correspond donc à la compression par collision.

Or en utilisant $N_{\text{tot}} = 2m_i/m_0$ et $V_i/V_0 = 1/\phi_i (m_i/m_0)$, la relation 2.153 devient :

$$\phi_f = 2^{-1/5} \phi_i \left[1 + \frac{(3/5)^5 E_{\text{cin}}}{2bE_{\text{roll}}} \frac{1}{\phi_i^{10/3}} \left(\frac{m_i}{m_0}\right)^{-5/3}\right]^{3/10}. \quad (2.154)$$

Dans le crochet de l'équation (2.154), $E_{\text{cin}}/2bE_{\text{roll}} \geq 1$ mais $m_i \gg m_0$, le terme fractionnel avec l'énergie cinétique est donc plus petit que 1 et on peut faire un développement limité du premier ordre sur ce terme. Nous obtenons :

$$\phi_f = 2^{-1/5} \phi_i \left[1 + \frac{3}{10} \frac{(3/5)^5 E_{\text{cin}}}{2bE_{\text{roll}}} \frac{1}{\phi_i^{10/3}} \left(\frac{m_i}{m_0}\right)^{-5/3}\right]. \quad (2.155)$$

- Pour éliminer la dépendance de ϕ_f en ϕ_i , nous faisons les approximations au premier ordre suivantes :

$$\phi_i = \begin{cases} \beta_{\text{Ep}} \phi_f, & \text{pour } s < \frac{9}{4} \lambda \quad (\text{Epstein}), \\ \beta_{\text{St}} \phi_f, & \text{pour } s > \frac{9}{4} \lambda \quad (\text{Stokes}), \end{cases} \quad (2.156)$$

où β_{Ep} et β_{St} sont des coefficients numériques constants. Avec cette approximation, à partir d'un facteur de remplissage, on peut remonter à sa valeur avant collision et ainsi de suite jusqu'au monomère. Ainsi, elle n'est valable que pour la croissance et conduit au grain le plus poreux après collision. On ne pourra pas avoir de facteur de remplissage plus petit que celui donné par cette équation.

Dans la mesure où nous cherchons à ce que le facteur de remplissage ϕ s'écrive en lois de puissance de la distance à l'étoile et de la masse des grains $\phi \propto R^a m^b$, on a :

$$\frac{\phi_i}{\phi_f} = \beta = \left(\frac{m_i}{m_f}\right)^b = \left(\frac{m_i}{2m_i}\right)^b = 2^{-b}, \quad (2.157)$$

donc

$$\beta = 2^{-b}. \quad (2.158)$$

Par conséquent, il suffit de trouver la dépendance de ϕ en m pour trouver la valeur de β .

Quatre cas peuvent se distinguer : le grain peut être dans le régime d'Epstein ou de Stokes et également avoir $St < 1$ ou $St > 1$.

Cas Epstein et $St < 1$: En remplaçant la définition de l'énergie cinétique donnée par l'équation (2.78) avec l'approximation de la formule (2.151) et le *stopping time* donné par l'équation (2.50), la formule (2.154) devient :

$$\phi_f = 2^{-1/5} \phi_i \left[1 + \frac{3 (3/5)^5 \frac{m_i}{4} 2^{3/2} \text{Ro} \alpha c_g^2 \frac{\rho_s \phi_i s_i}{\rho_g c_g} \Omega_K}{2 b E_{\text{roll}}} \frac{1}{\phi_i^{10/3}} \left(\frac{m_i}{m_0} \right)^{-5/3} \right] \quad (2.159)$$

$$= 2^{-1/5} \phi_i \left[1 + \frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g \rho_s a_0 \Omega_K}{8 \rho_g b E_{\text{roll}}} \phi_i^{-8/3} \left(\frac{m_i}{m_0} \right)^{-1/3} \right]. \quad (2.160)$$

En remplaçant ϕ_i par $\beta_{\text{Ep}} \phi_f$, on obtient :

$$\phi_f = 2^{-1/5} \beta_{\text{Ep}} \phi_f \left[1 + \frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g \rho_s a_0 \Omega_K}{8 \rho_g b E_{\text{roll}}} \beta_{\text{Ep}}^{-8/3} \phi_f^{-8/3} \left(\frac{m_i}{m_0} \right)^{-1/3} \right]. \quad (2.161)$$

En simplifiant, on obtient :

$$\phi_f = \left(2^{1/5} - \beta_{\text{Ep}} \right)^{-3/8} \left(\frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g \rho_s a_0 \Omega_K}{8 \rho_g b E_{\text{roll}}} \right)^{3/8} \beta_{\text{Ep}}^{-5/8} \left(\frac{m_i}{m_0} \right)^{-1/8}. \quad (2.162)$$

Avec $m_f = 2 m_i$, $\phi_{\text{Ep-St} < 1}$ en fonction de la masse du grain m s'exprime comme :

$$\phi_{\text{Ep-St} < 1} = \left(2^{1/5} - \beta_{\text{Ep}} \right)^{-3/8} \beta_{\text{Ep}}^{-5/8} 2^{1/8} \left(\frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g \rho_s a_0 \Omega_K}{8 \rho_g b E_{\text{roll}}} \right)^{3/8} \left(\frac{m}{m_0} \right)^{-1/8}. \quad (2.163)$$

Ainsi, ϕ dépend de m à travers le dernier terme. La dépendance en R se fait à travers la vitesse orbitale képlérienne Ω_K et les grandeurs liées au gaz : c_g et ρ_g . Dans le régime d'Epstein, $b = -1/8$ donc $\beta_{\text{Ep}} = 2^{1/8}$ (et $\phi_f \approx 2^{1/8} \phi_i$ au premier ordre).

Cas Stokes et $St < 1$: Avec l'approximation de la formule (2.151) et le *stopping time* donné par l'équation (2.51), la formule (2.154) donne :

$$\phi_f = 2^{-1/5} \phi_i \left[1 + \frac{3 (3/5)^5 \frac{m_i}{4} 2^{3/2} \text{Ro} \alpha c_g^2 \frac{2 \rho_s \phi_i s_i^2}{9 \mu} \Omega_K}{2 b E_{\text{roll}}} \frac{1}{\phi_i^{10/3}} \left(\frac{m_i}{m_0} \right)^{-5/3} \right] \quad (2.164)$$

$$= 2^{-1/5} \phi_i \left[1 + \frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g^2 \rho_s a_0^2 \Omega_K}{36 \mu b E_{\text{roll}}} \phi_i^{-3} \right]. \quad (2.165)$$

La dépendance en m_i disparaît. En remplaçant ϕ_i par $\beta_{\text{St}} \phi_f$, on obtient :

$$\phi_f = 2^{-1/5} \beta_{\text{St}} \phi_f \left[1 + \frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g^2 \rho_s a_0^2 \Omega_K}{36 \mu b E_{\text{roll}}} \beta_{\text{St}}^{-3} \phi_f^{-3} \right]. \quad (2.166)$$

En simplifiant, on obtient $\phi_{\text{St}-\text{St}<1}$:

$$\phi_{\text{St}-\text{St}<1} = \left(2^{1/5} - \beta_{\text{St}}\right)^{-1/3} \beta_{\text{St}}^{-2/3} \left(\frac{3}{10} \frac{(3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g^2 \rho_s a_0^2 \Omega_K}{36 \mu b E_{\text{roll}}}\right)^{1/3}. \quad (2.167)$$

Nous constatons que $\phi_{\text{St}-\text{St}<1}$ ne dépend plus de la masse du grain mais seulement de la distance à l'étoile via c_g , μ et Ω_K , en accord avec Okuzumi et al. [2012]. Physiquement, cela peut s'expliquer par le fait que d'un côté, la collision tend à rendre le grain plus poreux mais de l'autre, l'énergie de collision est transmise au grain sous forme de restructuration pour le comprimer. Ici, les deux effets se compensent. Dans le régime de Stokes, le facteur de remplissage ne dépend pas de la masse du grain donc $b = 0$ et par conséquent $\beta_{\text{St}} = 1$.

Cas Epstein et Stokes pour $\text{St} > 1$: Pour $\text{St} > 1$, la vitesse relative des grains diminue et la collision est de moins en moins efficace pour comprimer le grain. Dans l'équation (2.153), si on néglige l'énergie cinétique du grain, ϕ_f est proportionnel à $m_f^{-1/5}$ [Okuzumi et al., 2012]. Pour assurer la continuité avec le régime de traînée du grain pour $\text{St} < 1$ et $\text{St} > 1$:

$$\phi_{\text{Ep}-\text{St}>1} = \phi_{\text{Ep}-\text{St}<1}(M_4) \left(\frac{m}{M_4}\right)^{-1/5}, \quad (2.168)$$

$$\phi_{\text{St}-\text{St}>1} = \phi_{\text{St}-\text{St}<1}(M_5) \left(\frac{m}{M_5}\right)^{-1/5}, \quad (2.169)$$

où M_4 et M_5 sont les masses obtenues pour $\text{St} = 1$ respectivement dans les régimes d'Epstein et de Stokes. Ces masses représentent les transitions entre $\text{St} < 1$ et $\text{St} > 1$, elles sont données par les expressions suivantes :

$$\frac{M_4}{m_0} = \left(\frac{\rho_g c_g}{\Omega_K \rho_s a_0}\right)^4 2^{-1/3} \beta_{\text{Ep}}^{5/3} \left(2^{1/5} - \beta_{\text{Ep}}\right) \left(\frac{3}{10} \frac{(3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g \rho_s a_0 \Omega_K}{8 \rho_g b E_{\text{roll}}}\right)^{-1}, \quad (2.170)$$

$$\frac{M_5}{m_0} = \left(\frac{9 \mu}{2 \Omega_K \rho_s a_0^2}\right)^{3/2} \beta_{\text{St}}^{1/3} \left(2^{1/5} - \beta_{\text{St}}\right)^{1/6} \left(\frac{3}{10} \frac{(3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g^2 \rho_s a_0^2 \Omega_K}{36 \mu b E_{\text{roll}}}\right)^{-1/6}. \quad (2.171)$$

En combinant ces équations avec les formules (2.163) et (2.167), les expressions (2.168) et (2.169) deviennent :

$$\begin{aligned} \phi_{\text{Ep}-\text{St}>1} &= \left(\frac{\rho_g c_g}{\Omega_K \rho_s a_0}\right)^{3/10} 2^{1/10} \beta_{\text{Ep}}^{-1/2} \left(2^{1/5} - \beta_{\text{Ep}}\right) \\ &\times \left(\frac{3}{10} \frac{(3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g \rho_s a_0 \Omega_K}{8 \rho_g b E_{\text{roll}}}\right)^{3/10} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{-1/5}, \quad (2.172) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_{\text{St} < \text{St} > 1} &= \left(\frac{9 \mu}{2 \Omega_K \rho_s a_0^2} \right)^{3/10} \beta_{\text{St}}^{-3/5} \left(2^{1/5} - \beta_{\text{St}} \right)^{-3/10} \\ &\times \left(\frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g^2 \rho_s a_0^2 \Omega_K}{10 \cdot 36 \mu b E_{\text{roll}}} \right)^{3/10} \left(\frac{m}{m_0} \right)^{-1/5}. \end{aligned} \quad (2.173)$$

Transitions entre les différents régimes : Nous avons les courbes affines (en log-log) tangentes à la formule (2.150), il nous faut les masses de transition entre ces différentes courbes pour les connecter. La masse de transition entre deux régimes est la masse pour laquelle deux courbes s'intersectent. La transition entre le régime *hit and stick* et le régime d'Epstein pour $\text{St} < 1$ se fait pour M_1 :

$$\frac{M_1}{m_0} = \left[\left(2^{1/5} - \beta_{\text{Ep}} \right)^{-3/8} \beta_{\text{Ep}}^{-5/8} 2^{1/8} \left(\frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g \rho_s a_0 \Omega_K}{10 \cdot 8 \rho_g b E_{\text{roll}}} \right)^{3/8} \right]^{1/(1/8 + \ln(2/2,99)/\ln(2))} \quad (2.174)$$

La transition entre le régime *hit and stick* et le régime de Stokes pour $\text{St} < 1$ se fait pour M_2 :

$$\frac{M_2}{m_0} = \left[\left(2^{1/5} - \beta_{\text{St}} \right)^{-1/3} \beta_{\text{St}}^{-2/3} \left(\frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 c_g^2 \rho_s a_0^2 \Omega_K}{10 \cdot 36 \mu b E_{\text{roll}}} \right)^{1/3} \right]^{\ln(2)/\ln(2,99)} \quad (2.175)$$

La transition entre le régime d'Epstein et le régime de Stokes pour $\text{St} < 1$ se fait pour $s = 9 \lambda/4$, la masse correspondante est :

$$\begin{aligned} \frac{M_3}{m_0} &= \left(2^{1/5} - \beta_{\text{St}} \right)^{8/3} \left(2^{1/5} - \beta_{\text{Ep}} \right)^{-3} \beta_{\text{St}}^{16/3} \beta_{\text{Ep}}^{-5} \left(\frac{3 (3/5)^5 2^{3/2} \text{Ro} \alpha m_0 \rho_s \Omega_K}{10 \cdot b E_{\text{roll}}} \right)^{1/3} \\ &\times c_g^{-7/3} a_0^{-7/3} \rho_g^{-3} \mu^{8/3} 36^{8/3} 8^{-3}. \end{aligned} \quad (2.176)$$

Les masses des transitions entre $\text{St} < 1$ et $\text{St} > 1$ pour les régimes d'Epstein et de Stokes sont respectivement M_4 (Eq. (2.170)) et M_5 (Eq. (2.171)). Pour $\text{St} < 1$, nous tenons compte des différents régimes de traînée via E_{cin} . Notons que, du fait de la négligence de E_{cin} pour $\text{St} > 1$, les équations (2.168) et (2.169) n'ont pas de transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes qui entraîne un changement de pente. Les masses de transition sont illustrées par la figure 2.21.

Le facteur de remplissage après collision ϕ_{col} est ainsi calculé via l'algorithme A.2 détaillé dans l'annexe A.

Pendant la croissance, la masse du grain augmente donc la lecture de la figure 2.21 se fait de bas en haut. On peut remarquer qu'un grain qui croît à 5 UA va d'abord se trouver dans le régime *hit & stick* puis dans le régime d'Epstein avec $\text{St} < 1$ avant de se retrouver dans le régime de Stokes avec $\text{St} < 1$ puis $\text{St} > 1$. Un grain qui se situe à 100 UA va être dans le régime *hit & stick* puis va commencer à être comprimé par collision dans le régime d'Epstein puis il atteindra $\text{St} > 1$ encore dans

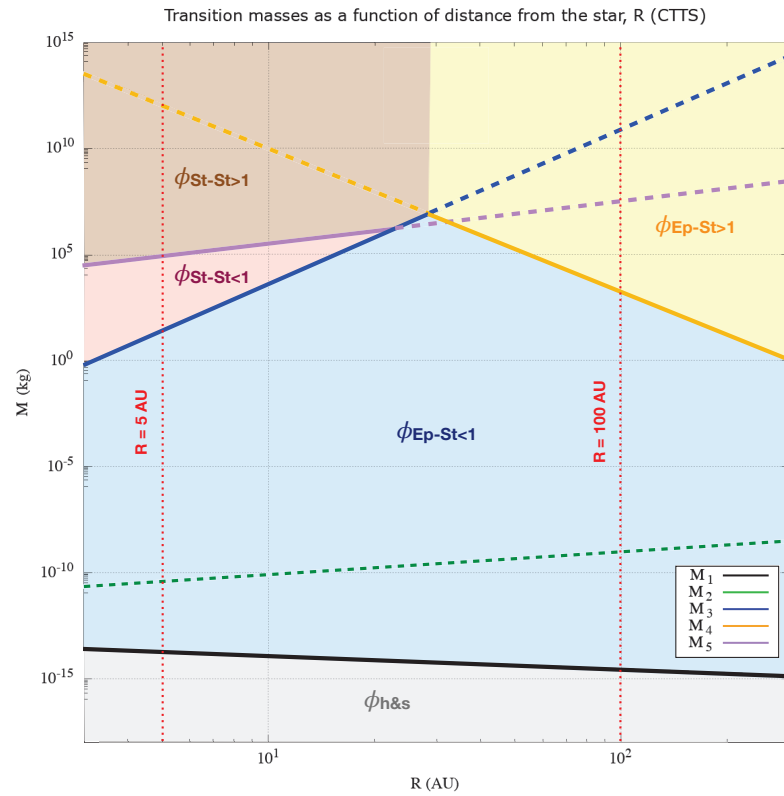


FIGURE 2.21: Masses de transition en fonction de la distance à l'étoile pour des grains formés à partir de monomères de $0,1 \mu\text{m}$ dans le disque CTTS avec $\alpha = 10^{-2}$. Les courbes rouges marquent 5 et 100 UA, distances pour lesquelles le facteur de remplissage est tracé dans la figure 2.22. Lorsqu'une courbe devient pointillée, cela signifie qu'elle n'est plus pris en compte dans l'algorithme A.2. Les zones colorées représentent les régimes du facteur de remplissage. Les figures semblables pour les disques Flat et H81m sont présentes dans l'annexe A.

Masses de transition	Transition correspondante	Dépendance radiale
M_1	début de la compression par collision dans le régime d'Epstein avec $St < 1$	$R^{\frac{3 \ln(2)}{(\ln(2)+8 \ln(2/2,99))} (p-q)}$
M_2	début de la compression par collision dans le régime de Stokes avec $St < 1$	$R^{-\frac{\ln(2)}{6 \ln(2/2,99)} (q+3)}$
M_3	passage du régime d'Epstein au régime de Stokes avec $St < 1$	$R^{(4+3p-\frac{5}{3}q)}$
M_4	passage de $St < 1$ à $St > 1$ dans le régime d'Epstein	$R^{(q-5p)}$
M_5	passage de $St < 1$ à $St > 1$ dans le régime de Stokes	$R^{-\frac{2}{3}q + \frac{10}{4}}$

TABLE 2.3: Dépendance radiale des masses de transitions et transitions correspondantes. Afin de mieux estimer le signe des exposants, nous donnons : $\frac{3 \ln(2)}{(\ln(2)+8 \ln(2/2,99))} \approx -0,82$ et $\frac{\ln(2)}{6 \ln(2/2,99)} \approx -0,29$.

le régime d'Epstein. La dépendance radiale des masses de transition est renseignée dans le tableau 2.3. Les masses de transition M_2 , M_3 et M_5 augmentent avec la distance à l'étoile. La dépendance radiale des masses M_1 et M_4 dépend du modèle de disque.

Si on compare le modèle de Suyama et al. [2012] avec la version en lois de puissance (figure 2.22), on peut voir que les deux fonctions sont très proches. La plus grosse différence se trouve pour $E_{cin} \approx E_{roll}$ où la version en lois de puissance est plus grande. Cependant, cela correspond à une plage de masses où les grains grossissent rapidement et migrent peu, l'impact de cette différence de facteur de remplissage est donc minime pour la suite.

Autres modèles de porosité pendant la collision :

D'autres modèles de porosité sont disponibles dans la littérature comme le modèle de Ormel et al. [2007]. Wada et al. [2008] ont montré que le modèle de Ormel et al. [2007] ne permet pas de modéliser correctement la porosité dans leurs simulations (figure 2.23). En effet, Ormel et al. [2007] considèrent que l'énergie cinétique est utilisée linéairement pour comprimer les grains. Wada et al. [2007] ont montré que cette énergie était transmise au grains d'une manière plus complexe. Cette dépendance non-linéaire en énergie cinétique est également visible dans le modèle de Suyama et al. [2012] via l'équation (2.149).

Par ailleurs, le modèle P- α permet aussi de modéliser la porosité d'objets en modélisant les interactions entre monomères et la restructuration engendrée par des déformations extérieures [Herrmann, 1969, Carroll and Holt, 1972, Benz and Jutzi, 2007]. Cependant, s'il peut être une approche intéressante pour des simulations de collisions de grains, il est plus favorable pour l'étude de la porosité à l'échelle du grain que pour l'échelle macroscopique comme nous le faisons.

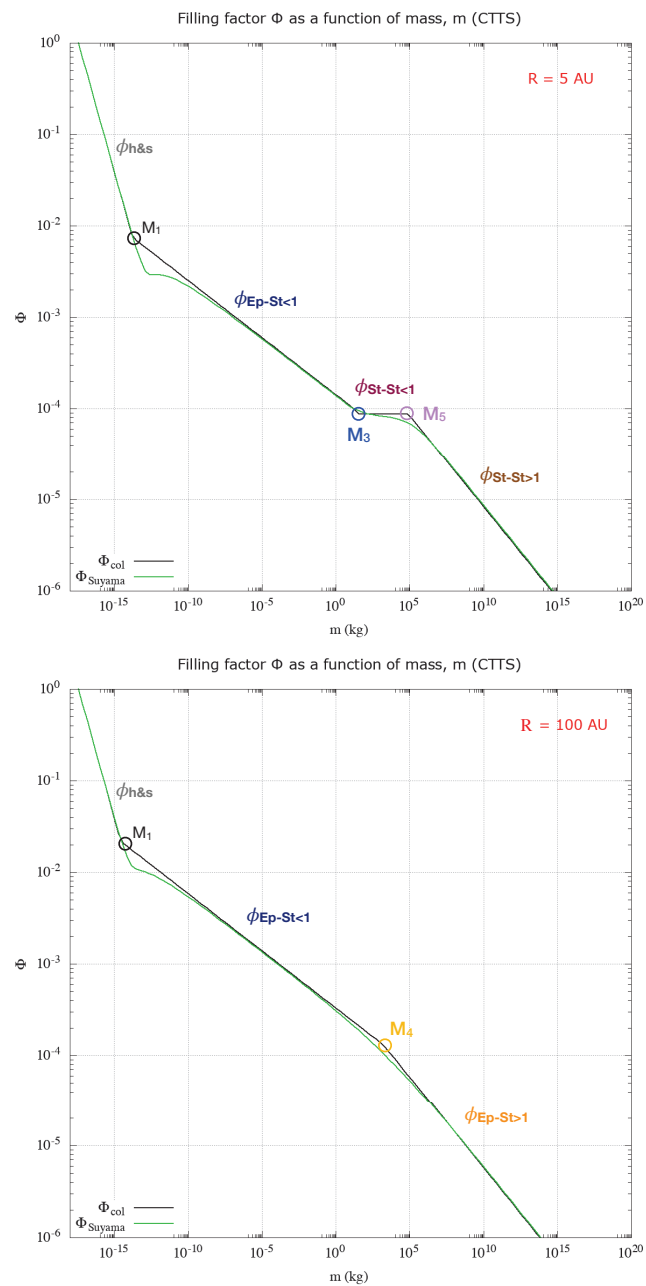


FIGURE 2.22: Comparaison entre le modèle de Suyama et al. [2012] et la version en lois de puissance de R et m : facteur de remplissage ϕ en fonction de la masse du grain pour des grains de glace dans un disque CTTS. En haut, à $R = 5 \text{ UA}$ et en bas à $R = 100 \text{ UA}$.

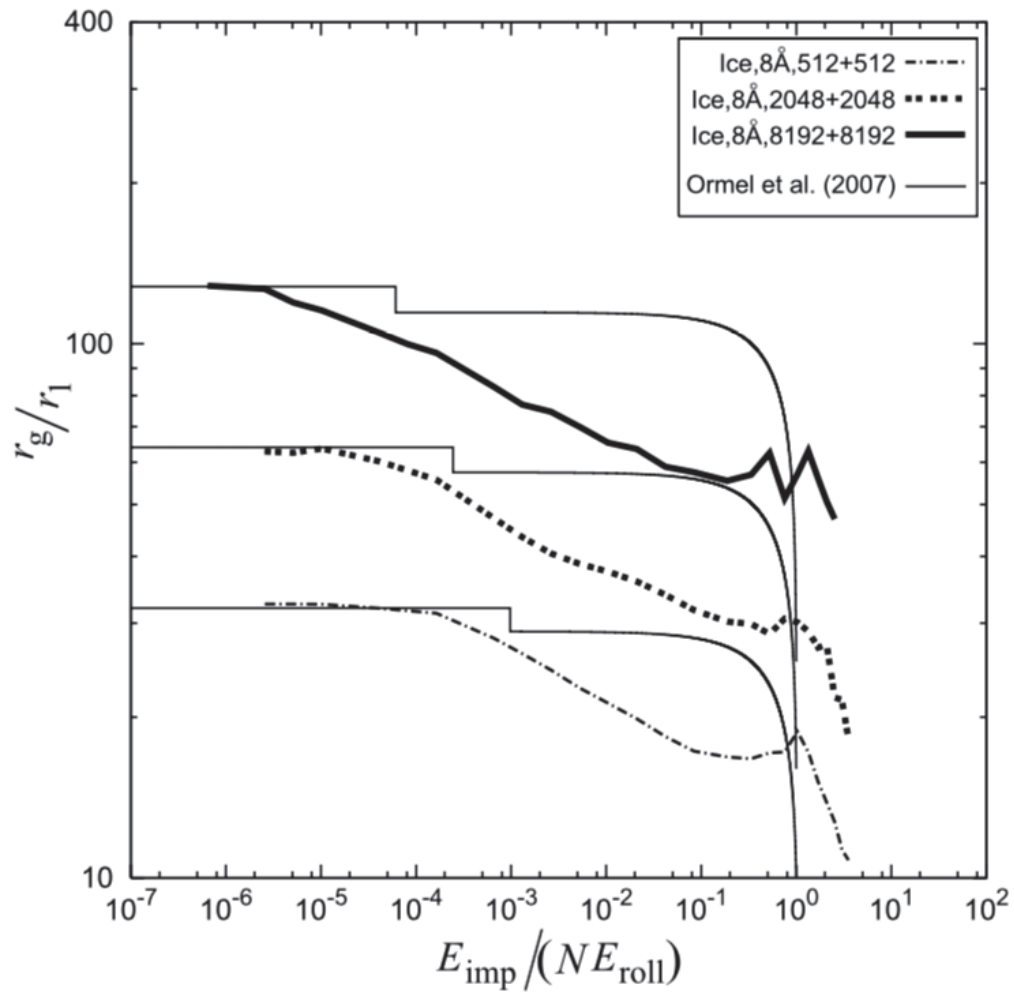


FIGURE 2.23: Comparaison de rayon de giration r_g donné par les résultats de Wada et al. [2008] et par le modèle de Ormel et al. [2007] en fonction de l'énergie cinétique de collision E_{cin} .

2.5.3 Compression statique du grain

Si l'on ne considère que la croissance par collisions, le facteur de remplissage peut diminuer jusqu'à $10^{-5} - 10^{-6}$ pour des grains massifs. Cependant, cela n'est pas en accord avec les mesures de porosité faites sur les planétésimaux pour lesquels le facteur de remplissage est de l'ordre de 0,1 [A'Hearn, 2011]. Or, la traînée induite par le gaz peut exercer une contrainte sur le grain et le comprimer. De même, lorsque le grain devient suffisamment massif, son autogravité attire les couches externes du grain vers le centre et le comprime [Kataoka et al., 2013b]. Grâce à des simulations à N-corps en 3 dimensions, Kataoka et al. [2013a] ont montré que le facteur de remplissage ϕ est relié à la pression de compression P appliquée au grain :

$$P = \frac{E_{\text{roll}}}{a_0^3} \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^3 = \frac{E_{\text{roll}}}{a_0^3} \phi^3, \quad (2.177)$$

où ρ la masse volumique du grain et ρ_s sa masse volumique spécifique.

A partir de cette équation, nous obtenons l'équation (2.178) donnant la masse volumique et ainsi grâce à la relation (2.27), le facteur de remplissage est donné par la relation (2.179) [Kataoka et al., 2013a,b] :

$$\rho = \rho_s \left(\frac{a_0^3 P}{E_{\text{roll}}} \right)^{1/3}, \quad (2.178)$$

et donc

$$\phi = \left(\frac{a_0^3 P}{E_{\text{roll}}} \right)^{1/3}, \quad (2.179)$$

Compression statique due à la traînée du gaz :

En utilisant l'équation (2.49), la force de traînée F_{drag} du gaz sur le grain est donnée par :

$$F_{\text{drag}} = \frac{m \Delta v}{\tau}. \quad (2.180)$$

La pression P_{drag} exercée par la traînée du gaz sur un grain sphérique de rayon s est :

$$P_{\text{drag}} = \frac{F_{\text{drag}}}{\pi s^2} = \frac{m \Delta v}{\pi s^2 \tau}. \quad (2.181)$$

Le facteur de remplissage ϕ_{gas} pour la compression due à la friction aérodynamique du gaz est donné en remplaçant l'expression de P_{drag} dans la formule (2.179) :

$$\phi_{\text{gas}} = \left(\frac{a_0^3}{E_{\text{roll}}} \frac{m \Delta v}{\pi s^2 \tau} \right)^{1/3}. \quad (2.182)$$

En incluant les équations (2.50) et (2.51) et en simplifiant, ϕ_{gas} devient $\phi_{\text{gas-Ep}}$ et $\phi_{\text{gas-St}}$ pour respectivement les régimes d'Epstein et de Stokes :

$$\phi_{\text{gas}} = \begin{cases} \left(\frac{m_0 \Delta v \rho_g c_g}{\pi E_{\text{roll}} \rho_s} \right)^{1/3}, & \text{pour } s < \frac{9}{4} \lambda, \quad (\text{Epstein}) \\ \left(\frac{6 a_0^2 \Delta v \mu}{E_{\text{roll}}} \right)^{3/8} \left(\frac{m}{m_0} \right)^{-1/8}, & \text{pour } s > \frac{9}{4} \lambda. \quad (\text{Stokes}) \end{cases} \quad (2.183)$$

On peut constater que le facteur de remplissage dans le régime d'Epstein est indépendant de la masse du grain. Cela peut être interprété par le fait que la compression due à la traînée du gaz compense exactement la diminution du facteur de remplissage par la croissance. Cependant, il décroît avec la distance à l'étoile donc la seule façon pour que la traînée du gaz comprime le grain dans ce régime est la dérive du grain vers les parties internes du disque. Dans le régime de Stokes, le facteur de remplissage varie comme $m^{-1/8}$ tandis que le facteur de remplissage de collision ϕ_{col} varie comme $m^{-1/5}$ ou $m^{-0,58}$. Ainsi, le facteur de remplissage varie moins que le facteur de remplissage de collision, cela signifie que le grain devient plus poreux avec la collision mais qu'une partie est compactée par la traînée du gaz.

Compression par l'auto-gravité du grain :

Lorsque le grain devient suffisamment massif, sa propre gravité tend à le compacter. Sa pression P_{grav} due à l'autogravité est donnée par Kataoka et al. [2013b] :

$$P_{\text{grav}} = \frac{\mathcal{G} m^2}{\pi s^4}. \quad (2.184)$$

Le facteur de remplissage ϕ_{grav} pour la compression par autogravité du grain est obtenu avec les équations (2.179) et (2.184) :

$$\phi_{\text{grav}} = \left(\frac{\mathcal{G} m_0^2}{\pi a_0 E_{\text{roll}}} \right)^{3/5} \left(\frac{m}{m_0} \right)^{2/5}. \quad (2.185)$$

On peut remarquer que le facteur de remplissage augmente avec la masse, il atteint 1 pour une masse d'environ 10^{17} kg.

Algorithme d'évolution de la porosité :

L'évolution naturelle du grain se fait par les collisions via ϕ_{col} . Cette valeur est comparée avec les compressions extérieures dues au gaz et à l'auto-gravité. Si, après une collision, le grain est assez compact pour ne pas être comprimé par son environnement, il continue vers la collision suivante. S'il est trop poreux, l'environnement le comprime statiquement avant la prochaine collision. Ces régimes sont illustrés dans la figure 2.24. L'algorithme précis est répertorié dans l'annexe A.

On obtient ainsi une limite inférieure à la valeur du facteur de remplissage : aucun grain ne pourra avoir un facteur de remplissage plus faible que le maximum de ϕ_{col} , ϕ_{gas} et ϕ_{grav} .

Le facteur de remplissage dépend de la chimie du grain (à travers E_{roll}), de la taille du monomère et de α (ce qui sera discuté dans le chapitre 6. Si on ne considère que la croissance et la compression statique, il dépend aussi la masse du grain m et sa position R , seuls paramètres qui changent au cours du temps. Avec notre modèle en lois de puissance, le facteur de remplissage est maintenant indépendant du facteur

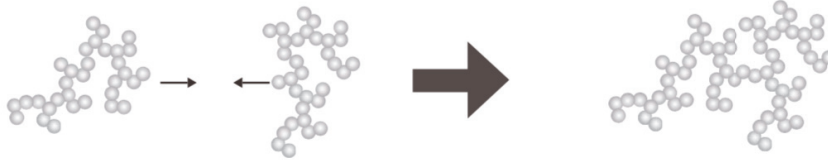
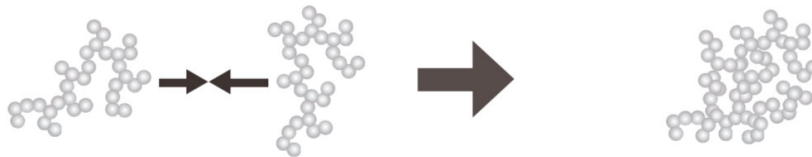
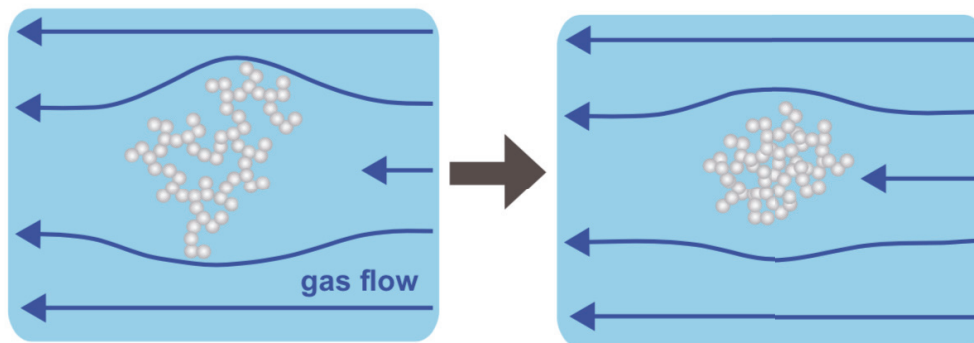
(a) Hit-and-stick**(b) Collisional compression****(c) Gas compression****(d) Self-gravitational compression**

FIGURE 2.24: Illustration des différents régimes d'expansion et compression lors de la croissance. (a) Dans le régime *hit & stick*, les grains se collent comme ils se rencontrent. (b) Lorsque leur énergie cinétique devient trop grande, elle est dissipée par les agrégats lors de la collision. (c) La trainée du gaz peut statiquement compresser le grain. (d) Lorsqu'il devient assez massif, le grain est comprimé par son auto-gravité. Crédits : Kataoka et al. [2013b].

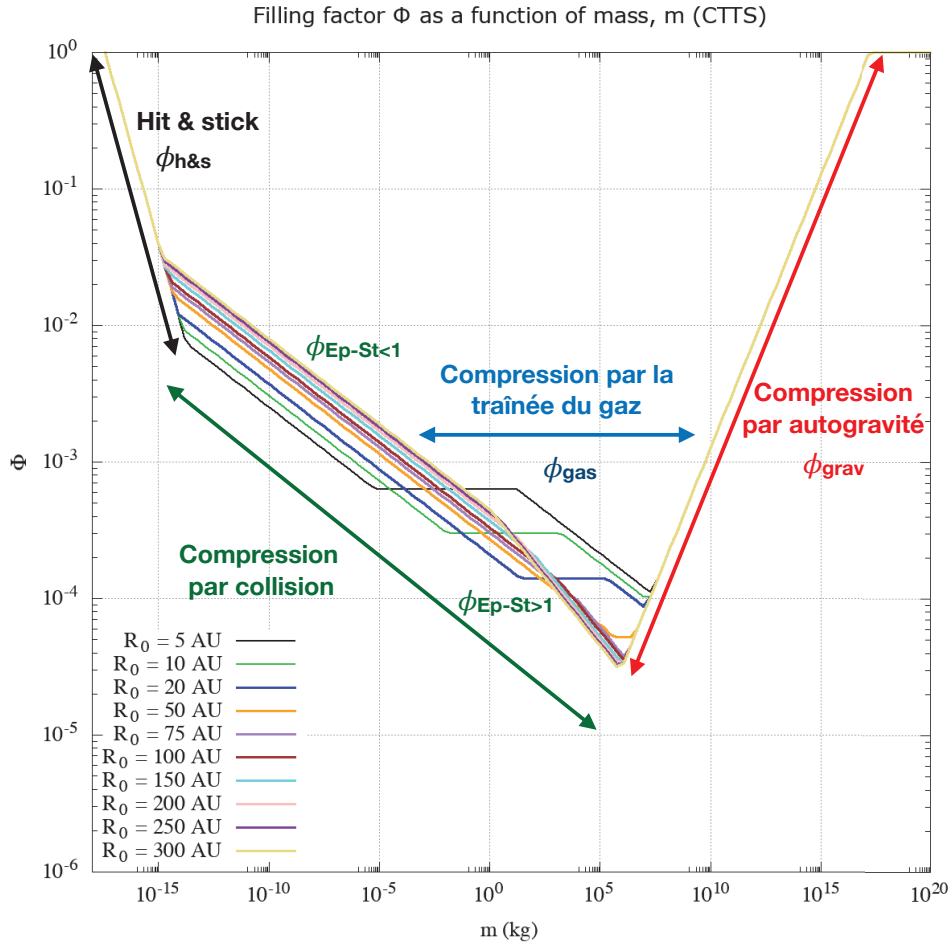


FIGURE 2.25: facteur de remplissage en fonction de la masse du grain pour des grains de glace à différentes distances à l'étoile fixes dans un disque CTTS avec $\alpha = 10^{-2}$ obtenu avec le code PACED.

de remplissage avant collision et peut être utilisé dans nos simulations où un pas de temps représente plusieurs collisions.

D'après la figure 2.25, la compaction statique due à la traînée du gaz n'agit pas dans tout le disque. Pour le disque CTTS, au delà d'une cinquantaine d'unités astronomiques, le gaz n'est plus suffisamment dense pour comprimer les grains, ils grossissent jusqu'à ce que leur autogravité les comprime sans avoir été influencés par la traînée du gaz. De plus, les régimes *hit and stick* et compaction par autogravité sont indépendants de la distance à l'étoile, ainsi, on peut déterminer le facteur de remplissage de la poussière en connaissant seulement sa masse pour les très petits et très gros grains. Enfin, la compression par collision commence pour des masses plus faibles au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'étoile. La vitesse turbulente du gaz $v_t = \sqrt{2^{1/2} R_0 \alpha c_g}$ décroît avec la distance à l'étoile. Parallèlement, la vitesse relative des grains tient aussi compte du couplage entre le gaz et la poussière qui intervient dans le nombre de Stokes. Ce nombre augmente avec la distance à l'étoile. Le couplage entre le gaz et le grain prend le dessus sur la vitesse de turbulence et ainsi la vitesse relative des petits grains augmente en s'éloignant de l'étoile. Les grains atteignent donc E_{roll} pour des masses plus faibles à l'extérieur du disque et commencent à être comprimés grâce aux collisions plus tôt.

2.5.4 Evolution pendant le rebond et la fragmentation

Lors de ses collisions, un grain peut rebondir ou fragmenter en fonction de sa vitesse relative (figure 2.3). Son facteur de remplissage est modifié par la croissance et la compaction statique mais il peut aussi l'être par le rebond et la fragmentation.

Evolution de la porosité pendant le rebond :

Considérons deux grains identiques de masse m et de facteur de remplissage ϕ_i , ils se rencontrent avec une vitesse $v_{\text{stick}} < v_{\text{rel}} < v_{\text{frag}}$ correspondant à la plage de vitesses pour le rebond. Après le rebond, les grains repartent avec une vitesse $e v_{\text{rel}}$, où e est le coefficient de restitution (eq.(2.92)) et un facteur de remplissage ϕ_f .

- Si $v_{\text{stick}} < v_{\text{rel}} \leq v_{\text{yield}}$, le rebond est élastique, son facteur de remplissage reste constant ($\phi_f = \phi_i$).
- Si $v_{\text{yield}} < v_{\text{rel}}$, le choc est inélastique, le grain est comprimé, le facteur de remplissage du grain augmente ($\phi_f > \phi_i$).

Le facteur de remplissage après collision ϕ_f peut être relié au facteur de remplissage avant collision ϕ_i par :

$$\phi_f = \frac{1}{\frac{1}{\phi_i} - \frac{\rho_s \Delta V}{m}}. \quad (2.186)$$

En ne considérant que la croissance et la compression statique, le facteur de remplissage pouvait être calculé en connaissant la masse du grain m et sa position R . Il était indépendant du facteur de remplissage avant collision avec notre modèle en lois de puissance. Cependant, le rebond et la fragmentation étant des phénomènes plus complexes, il est impossible de se défaire du facteur de remplissage avant collision : ϕ_f contient une dépendance en ϕ_i et ne peut pas être exprimé comme $\beta \phi_i$ avec β une constante pour simplifier et rendre continue l'équation (2.186). Cette dépendance devient inévitable.

Toutefois en faisant l'hypothèse que la position du grain ne change pas significativement entre plusieurs rebonds que son facteur de remplissage ne varie pas drastiquement à chaque rebond, on peut approximer le facteur de remplissage ϕ_f après plusieurs collisions, ce que l'on pourra utiliser dans nos simulations où un pas de temps représente plusieurs collisions. Ainsi, après n collisions :

$$\phi_{f,n} \approx \phi_i \left(\frac{1}{1 - \frac{\rho_s \Delta V}{m} \phi_i} \right)^n. \quad (2.187)$$

On ne peut pas calculer n à partir de l'équation $m(n) = 2^n m_0$ qui n'est valable que dans la croissance quand la masse du grain double à chaque collisions. Cependant, on peut le déterminer avec le pas de temps. En effet, le temps entre deux collisions τ_{col} est déterminé par l'équation (2.89). Durant un temps donné t , le nombre de collisions que le grain subit est :

$$n = \frac{t}{\tau_{\text{col}}}. \quad (2.188)$$

La seule inconnue dans l'équation (2.187) est ΔV . Shimaki and Arakawa [2012b] ont montré expérimentalement que le volume de compaction ΔV est proportionnel à l'énergie cinétique de collision E_{cin} :

$$\Delta V = \frac{1}{2} \frac{e E_{\text{cin}}}{Y_d}, \quad (2.189)$$

où Y_d est la résistance à la compression dynamique déjà apparue dans l'équation (2.113), il s'exprime en fonction du facteur de remplissage pour des grains de glace comme [Shimaki and Arakawa, 2012b] :

$$Y_d = Y_0 \phi^{\mathcal{N}}, \quad (2.190)$$

avec $Y_0 = 9,8$ MPa et $\mathcal{N} = 4$ [Mellor, 1975]. Cette valeur correspond au maximum de la résistance à la compression dynamique mesurée au moyen d'expérimentations sur de la neige par Mellor [1975]. Arakawa and Tomizuka [2004] ont montré que pour un mélange glace-silicate, $Y_0 = 9,5$ MPa et $\mathcal{N} = 6,4$. Le mélange fragilise le grain, le rebond entraîne une compaction plus grande. Les expériences de Shimaki and Arakawa [2012b] ont été faites pour $0,2 \leq \phi \leq 0,5$. Nous prolongeons la formule jusqu'à une valeur limite que nous prenons égal à ϕ_{lim} utilisée dans le paragraphe 2.3.2.

Cependant, pour $v_{\text{stick}} < v_{\text{rel}} < v_{\text{end}}$, le grain a une probabilité de rebond \mathcal{P} , à partie des grains rebondit et une partie des grains colle.

Les formules de la partie 2.5.2 sont développées pour la croissance pure, à partir de la taille submicrométrique. Les approximations données par les formules (2.156) ne sont pas valides si d'autres processus comme le rebond entrent en jeu au cours de la croissance. Cependant, on peut simplement exprimer le facteur de remplissage $\phi_{f,\text{gr}}$ en fonction de la masse du grain après collisions m , de la masse avant les collisions m_i et du facteur de remplissage avant les collisions ϕ_i :

$$\phi_{f,\text{gr}} = \begin{cases} \phi_i \left(\frac{m}{m_i} \right)^{\ln(2/2,99)/\ln(2)}, & \text{si } E_{\text{cin}} \leq 3 b E_{\text{roll}}, \\ \phi_i \left(\frac{m}{m_i} \right)^{-1/5}, & \text{si } E_{\text{cin}} \geq 3 b E_{\text{roll}}. \end{cases} \quad (2.191)$$

On peut l'exprimer en fonction du nombre de collisions n pour passer de m_i à m :

$$\phi_{f,\text{gr}} = \begin{cases} \phi_i \times 2^{n \times \ln(2/2,99)/\ln(2)}, & \text{si } E_{\text{cin}} \leq 3 b E_{\text{roll}}, \\ \phi_i \times 2^{-n/5}, & \text{si } E_{\text{cin}} \geq 3 b E_{\text{roll}}. \end{cases} \quad (2.192)$$

Ainsi, le facteur de remplissage pendant le rebond $\phi_{f,\text{bounce}}$, en prenant en compte la probabilité de collage est donné par :

$$\phi_{f,\text{bounce}} = \begin{cases} \mathcal{P} \phi_{f,\text{gr}}, & \text{si } v_{\text{stick}} < v_{\text{rel}} \leq v_{\text{yield}}, \\ \mathcal{P} \phi_{f,\text{gr}} + (1 - \mathcal{P}) \phi_{f,n}, & \text{si } v_{\text{yield}} < v_{\text{rel}} \leq v_{\text{end}}, \\ \phi_{f,n}, & \text{si } v_{\text{end}} < v_{\text{rel}}. \end{cases} \quad (2.193)$$

Pour $v_{\text{stick}} < v_{\text{rel}} \leq v_{\text{yield}}$, une partie des grains croît selon l'équation (2.192) et une autre rebondit sans modification du facteur de remplissage.

Pour $v_{\text{yield}} < v_{\text{rel}} \leq v_{\text{end}}$, une partie de la poussière grossit et une rebondit avec augmentation du facteur de remplissage selon la formule (2.187).

Pour $v_{\text{end}} < v_{\text{rel}}$, la totalité des grains rebondit selon l'équation (2.187).

Evolution de la porosité pendant la fragmentation :

Quand $v_{\text{rel}} \geq v_{\text{frag}}$, le grain fragmente en morceaux plus petits avec une distribution en masse et un grain restant. Nous nous concentrons sur le plus gros fragment restant.

D'après les simulations numériques de Gunkelmann et al. [2016], le facteur de remplissage du reste est compris entre 1 et 2 fois celui du grain initial tandis que

celles de Sirono [2004] montrent que les fragments gardent la porosité des grains initiaux.

A l'instar du régime *hit and stick* où les deux grains de volume V_i capturent un même volume de gaz, Krijt et al. [2015] considèrent que, lors de la fragmentation, le grain perd $1/3$ de son volume, le facteur de remplissage est donc multiplié par 1,5.

Nous choisissons de garder le facteur de remplissage constant lors de la fragmentation en considérant que le surplus d'énergie sert à casser les liaisons entre monomères plutôt que de comprimer le grain. Malgré le fait que le facteur de remplissage reste le même alors que la masse diminue, nous imposons que le facteur de remplissage ne soit jamais plus faible que ϕ_{col} , ϕ_{gas} ou ϕ_{grav} de sorte que si le grain fragmente en monomères, le facteur de remplissage soit égal à 1.

Chapitre 3

Simulations numériques de disques protoplanétaires

*Everybody thought I was a bit of an eccentric
for wanting to be out there
looking at the stars, but I still do.*

BRIAN MAY

L'étude des systèmes astrophysiques est compliquée par la multitude d'échelles à prendre en compte, qu'elles soient temporelles ou spatiales. Les simulations numériques apparaissent comme une solution et un outil puissants pour palier à ce problème et étudier les phénomènes mis en jeu aux différentes échelles. Les approches numériques permettent de tester des modèles théoriques physiques trop complexes pour rester dans le cadre analytique et les comparer aux observations ou expérimentations en laboratoire pour contraindre au choix la théorie ou les résultats expérimentaux et observationnels pour un grand nombre de particules et de paramètres.

3.1 Formalisme SPH

Deux méthodes différentes peuvent être distinguées. L'approche lagrangienne suit individuellement le mouvement de chaque particule tandis que l'approche eulérienne s'intéresse plutôt au flux des particules à travers un élément de volume.

Les deux méthodes peuvent être différenciées sur leur manière de calculer la densité spatiale des particules. Dans la méthode eulérienne, l'espace est discrétisé à l'aide d'une grille, la densité est obtenue en comptant le nombre de particules dans une cellule de la grille et en le divisant par le volume de la cellule (figure 3.1-a). Les équations différentielles et hydrodynamiques sont également discrétisées dans le temps et l'espace et résolues à partir d'équations aux différences finies. Cependant, certaines méthodes sur grille comme la méthode Particle-in-cell ont tendance à sur-échantillonner les régions denses et à moins bien résoudre les zones de faible densité, ce qui constitue un problème dans le cas de l'étude de systèmes où la densité peut fortement varier. Les limites des systèmes étudiés nécessitent des conditions artificielles pour être traitées et peuvent rendre cette méthode moins avantageuse.

Dans la méthode lagrangienne, la densité moyenne en un point donné est calculée en échantillonnant localement autour de ce point (figure 3.1-b). On considère une sphère de rayon R autour de la position étudiée, on compte le nombre de particules dans cette sphère et on calcule la densité en sommant les masses des particules contenues et en divisant par le volume de la sphère. Plus une région est dense, plus le rayon r sera faible. La méthode est dite adaptative. Néanmoins, cette méthode d'échantillonnage produit un bruit numérique important. La densité peut subir un

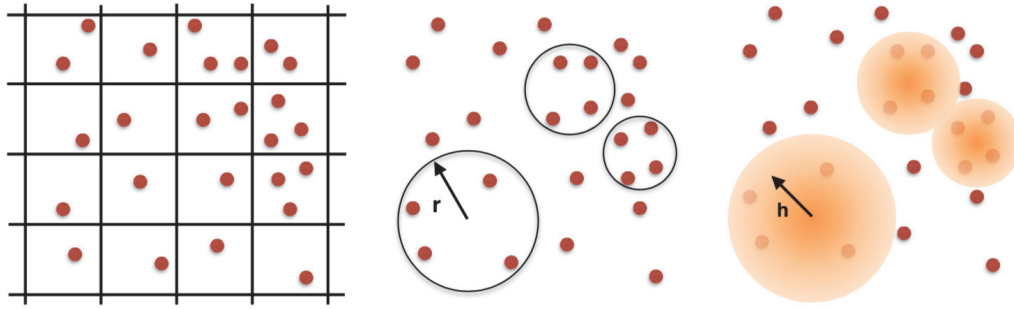


FIGURE 3.1: Méthodes d'échantillonnage : à gauche avec une grille (a), au milieu avec un échantillonnage non pondéré (b) et à droite avec une échantillonnage pondéré (c). Crédits : [Cuello, 2015].

changement brusque si une particule se trouvant à la limite de la zone d'échantillonnage est prise en compte ou non dans le calcul de la densité.

Cependant, ce problème peut être résolu en pondérant la masse des particules selon leur distance au centre de la sphère (figure 3.1-c). Le bruit numérique est réduit car les particules au bord de la sphère ont peu d'influence. Les problèmes aux limites sont mieux gérés par la méthode lagrangienne sans la nécessité de conditions particulières. Cette méthode sera au centre du formalisme SPH détaillé par la suite.

Le formalisme Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) étudie les propriétés locales d'un fluide à partir de fonctions de lissage, formulé par Lucy [1977], Gingold and Monaghan [1977]. Il utilise la méthode lagrangienne où le fluide est modélisé par un ensemble discret de particules appelées particules SPH. Ces particules ne représentent pas des particules physiques à proprement parler mais plutôt les propriétés locales du fluide où elles se trouvent. On peut imaginer une "boîte" dans laquelle les éléments physiques, gaz ou poussière, se trouvent et donc les propriétés (densité, taille,...) sont vues de l'extérieur.

Pour pondérer l'échantillonnage, nous définissons une fonction de lissage W qui va dépendre de la distance au centre de la sphère. La densité locale du fluide en un point P repéré par le vecteur \vec{R} peut s'exprimer :

$$\rho(\vec{R}) = \sum_{i=1}^N m_i W(\vec{R} - \vec{R}_i, h) \quad (3.1)$$

où N est le nombre de voisins et h , l'échelle qui quantifie la diminution de la contribution en masse des particules plus elles s'éloignent du point P . On peut remarquer ici que la fonction de lissage a pour dimension l'inverse d'un volume. Si on intègre la densité sur tout le volume, on obtient la masse totale, ce qui donne la condition :

$$\int_V W(\vec{R}' - \vec{R}_i, h) dV' = 1 \quad (3.2)$$

Pour être une fonction de lissage, une fonction doit être positive, monotone et décroissante avec la distance par rapport au centre P . Elle doit être continue et dérivable au moins deux fois. Pour que l'atténuation se fasse sur le bord de la sphère et non vers son centre, la fonction de lissage doit peu varier autour de P . Lorsque

$h \rightarrow 0$, l'équation (3.2) donne la condition suivante :

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{R}, \vec{R}', h) = \delta(|\vec{R} - \vec{R}'|) \quad (3.3)$$

avec δ la fonction de Dirac. Par ailleurs, la conservation de l'énergie et du moment cinétique impose la condition :

$$\frac{\partial W(\vec{R}, \vec{R}', h)}{\partial \vec{R}'} = - \frac{\partial W(\vec{R}, \vec{R}', h)}{\partial \vec{R}} \quad (3.4)$$

La fonction de lissage $W(\vec{R}, \vec{R}', h)$ s'exprime généralement comme $W(|\vec{R} - \vec{R}'|, h)$ voire $W(|R - R'|, h)$. Cette dernière expression donne une fonction de lissage symétrique : $W(\vec{R}, \vec{R}', h) = W(\vec{R}', \vec{R}, h)$.

Nous utilisons une fonction de lissage composée de morceaux de polynôme du troisième degré [Monaghan and Lattanzio, 1985] :

$$W(\vec{R}, \vec{R}', h) = \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}u + \frac{3}{4}u^3 & \text{si } 0 \leq u \leq 1 \\ \frac{1}{4}(2 - u)^3 & \text{si } 1 \leq u \leq 2 \\ 0 & \text{si } 2 \leq u \end{cases} \quad (3.5)$$

avec $u = |\vec{R} - \vec{R}'|/h$.

3.2 Description de notre code SPH

Notre code SPH est basé sur le code de Murray [1996], initialement développé pour étudier les disques d'accrétion instables à cause des forces de marée. Il a été adapté par Laure Fouchet au cours de sa thèse pour l'étude des disques protoplanétaires et elle y a ajouté un second fluide simulant la poussière [Barrière-Fouchet et al., 2005]. L'effet d'une planète dans le disque a aussi été ajouté [Fouchet et al., 2010]. Par la suite, la croissance des grains a été implémentée par Laibe et al. [2008]. Dans un troisième temps, Elizabeth Crespe et Serena Arena ont travaillé sur l'initialisation du disque de gaz et la réduction du bruit numérique [Arena and Gonzalez, 2013]. Durant sa thèse, Nicolas Cuello a ajouté la force de photophorèse et ajouté la possibilité d'avoir une deuxième planète dans le disque [Cuello, 2015, Cuello et al., 2016]. Plus récemment, la fragmentation a été rajoutée [Gonzalez et al., 2015b]. Une version multi-espèces du code a été développée par Pignatale et al. [2017] en multipliant la densité des grains de poussière pour simuler des espèces chimiques différentes.

3.2.1 Densité

Le code étant bi-fluide, nous définissons pour chaque phase une fraction de phase¹ θ telle que pour un volume donné, la fraction de phase θ d'une phase soit la fraction de volume occupé par cette phase. On a ainsi $\theta_g + \theta_d = 1$. Les fractions de vide des phases sont reliées à leurs densités par :

$$\begin{cases} \hat{\rho}_g = \theta_g \rho_g \\ \hat{\rho}_d = \theta_d \rho_d \end{cases} \quad (3.6)$$

La densité intrinsèque de la poussière est très supérieure à la densité du gaz ainsi pour une masse donnée, la poussière occupe un petit volume comparé au gaz. Donc

1. *void fraction* en anglais.

dans un volume donné, le gaz occupe la grande majorité de l'espace tandis que la poussière n'en occupe qu'une petite partie. On a, par conséquent :

$$\begin{cases} \theta_g \approx 1 \\ \theta_d \ll 1 \end{cases} \quad (3.7)$$

et donc

$$\begin{cases} \hat{\rho}_g \approx \rho_g \\ \hat{\rho}_d \ll \rho_d \end{cases} \quad (3.8)$$

La poussière et le gaz représentant deux fluides distincts, leurs densités sont calculées avec deux équations séparées. La densité de gaz en un point est déterminée en fonction des particules SPH de gaz voisines alors que la densité de poussière l'est en fonction des particules SPH de poussière autour. En accord avec l'équation (3.1), les densités de gaz (représenté par les indices a et b) et de poussière (représentée par les indices i et j) sont données par [Monaghan, 1992] :

$$\begin{cases} \hat{\rho}_a = \sum_b m_b W_{ab} \\ \hat{\rho}_i = \sum_j m_j W_{ij} \end{cases} \quad (3.9)$$

où $W_{ij} = W(|\vec{R}_i - \vec{R}_j|, h)$ avec W la fonction de lissage définie par la formule (3.5).

3.2.2 Longueur de lissage

Habituellement, la longueur de lissage du SPH h est exprimée comme :

$$h \propto \left(\frac{1}{\rho}\right)^{1/3} \quad (3.10)$$

Cependant, comme les densités volumiques des deux types de fluide sont très différentes, nous choisissons d'exprimer h en fonction de la densité numérique de particules [Barrière-Fouchet et al., 2005]. Ott and Schnetter [2003] ont montré que cette méthode était plus efficace.

3.2.3 Equations du mouvement

Les équations du mouvement des deux phases sont calculées en fonction des forces qui s'appliquent sur les particules SPH pour les deux phases.

Pour les particules SPH de gaz, l'équation du mouvement est donnée par :

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = \mathbf{P}_{ab} + \mathbf{M}_{aj} + \mathbf{D}_{aj} + \mathbf{G}_a \quad (3.11)$$

où \mathbf{P}_{ab} est le terme représentant la force de pression du gaz donné par :

$$\mathbf{P}_{ab} = - \sum_b m_b \left(\frac{P_a \theta_a}{\hat{\rho}_a^2} + \frac{P_b \theta_b}{\hat{\rho}_b^2} + \Pi_{ab} \right) \nabla_a W_{ab} \quad (3.12)$$

où P_a est la pression du gaz à la position de la particule a et Π_{ab} est la viscosité artificielle décrite par Murray [1996] et détaillée par la suite. \mathbf{M}_{aj} correspond à la pression mixte exercée par un fluide sur l'autre [Monaghan and Kocharyan, 1995] :

$$\mathbf{M}_{aj} = - \sum_j m_j \frac{P_a \theta_j}{\hat{\rho}_a \hat{\rho}_j} \nabla_a W_{aj} \quad (3.13)$$

D_{aj} symbolise la friction aérodynamique d'une phase sur l'autre :

$$\mathbf{D}_{aj} = -\frac{1}{\mathcal{D}} \sum_j \frac{m_j K_{aj}}{\hat{\rho}_a \hat{\rho}_j} \left(\frac{\mathbf{v}_{ja} \cdot \mathbf{R}_{ja}}{R_{ja}^2 + \zeta^2} \right) \mathbf{R}_{ja} W_{aj} \quad (3.14)$$

où \mathcal{D} est le nombre de dimensions et $\zeta = 0, 1h$ est un facteur pour empêcher l'annulation du dénominateur. $\mathbf{v}_{ja} = \mathbf{v}_j - \mathbf{v}_a$ est la différence de vitesses entre les particules SPH et $\mathbf{R}_{ja} = \mathbf{R}_j - \mathbf{R}_a$ la différence entre leurs positions. K_{aj} représente le temps d'arrêt, il est donné dans le régime d'Epstein par :

$$K_{aj} = \frac{\rho_a \theta_j c_{g,a}}{s} \quad (3.15)$$

La porosité apparaît à travers le terme θ_j . $c_{g,a}$ est la vitesse du son à la position de la particule a de gaz. Ce terme peut être modifié pour être appliqué au régime de Stokes, ce qui sera développé dans la partie 3.2.6.

Enfin, \mathbf{G}_a représente la force de gravité de l'étoile et s'exprime comme :

$$\mathbf{G}_a = -\frac{\mathcal{G} M_*}{|\mathbf{R}_a|^3} \mathbf{R}_a \quad (3.16)$$

Pour la poussière, l'équation du mouvement des particules SPH diffère un peu. La force de pression de la phase \mathbf{P} devient négligeable car les grains sont plus gros que des molécules de gaz, l'interaction poussière-poussière est mieux traitée par un modèle de choc que par une force de pression [Barrière-Fouchet et al., 2005]. On a donc pour la poussière :

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{M}_{ib} + \mathbf{D}_{ib} + \mathbf{G}_i \quad (3.17)$$

avec \mathbf{M}_{ib} la force de pression mixte exercée par le gaz sur la poussière, \mathbf{D}_{ib} la force de traînée exercée par le gaz et \mathbf{G}_i la gravité de l'étoile centrale. Ces forces sont données respectivement par :

$$\mathbf{M}_{ib} = -\theta_i \sum_b m_b \frac{P_i}{\hat{\rho}_i \hat{\rho}_b} \nabla_i W_{ib} \quad (3.18)$$

$$\mathbf{D}_{ib} = -\frac{1}{\mathcal{D}} \sum_b \frac{m_b K_{ib}}{\hat{\rho}_i \hat{\rho}_b} \left(\frac{\mathbf{v}_{ib} \cdot \mathbf{R}_{ib}}{R_{ib}^2 + \zeta^2} \right) \mathbf{R}_{ib} W_{ib} \quad (3.19)$$

$$\mathbf{G}_i = -\frac{\mathcal{G} M_*}{|\mathbf{R}_i|^3} \mathbf{R}_i \quad (3.20)$$

L'impact des différentes forces est étudié dans Maddison [1998].

3.2.4 Viscosité artificielle

Lors d'un choc entre deux particules, des quantités telles que la densité, la vitesse ou la température subissent des discontinuités locales. Numériquement, cette physique des chocs est difficile à simuler de par la discrétisation des équations, la résolution des simulations étant souvent différente de l'échelle caractéristique des chocs. De plus, sans traitement efficace des chocs, deux particules pourraient se traverser. Pour palier à ce problème, Von Neumann and Richtmyer [1950] ont émis

l'idée d'une viscosité artificielle Π_{ab} qui étale le choc sur plusieurs longueurs de lissage.

Arena and Gonzalez [2013] ont montré que cette prescription pouvait être compatible avec la méthode SPH, en reproduisant le comportement d'un fluide turbulent de manière précise.

Dans notre code SPH, la viscosité artificielle Π_{ab} est donnée par [Monaghan, 1992] :

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} \frac{\alpha_{\text{SPH}} \bar{c}_{ab} \mu_{ab} + \beta_{\text{SPH}} \mu_{ab}^2}{\bar{\rho}_{ab}} & \text{pour } \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.21)$$

avec

$$\mu_{ab} = \frac{h \vec{v}_{ab} \cdot \vec{R}_{ab}}{R_{ab}^2 + \xi^2} \quad (3.22)$$

\bar{c}_{ab} est la moyenne de la vitesse du son entre les particules et $\bar{\rho}_{ab}$, la moyenne de la densité volumique du gaz. Les coefficients α_{SPH} et β_{SPH} peuvent être réglés pour correspondre à la viscosité α de Shakura and Sunyaev [1973]. Dans les disques protoplanétaires, α est de l'ordre de 10^{-4} - 10^{-1} [Hartmann, 1998, King et al., 2007]. Le terme avec β_{SPH} a été inclus par Von Neumann and Richtmyer [1950] pour traiter les chocs à hauts nombre de Mach. Le nombre de Mach Ma est défini comme $|v|/c_g$ où v est la vitesse de la particule. Les grands nombres de Mach correspondent donc à des particules très supersoniques, ce qui reste un cas marginal et négligeable. Nous réglons $\beta_{\text{SPH}} = 0$ comme Murray [1996], Meglicki et al. [1993]. Dans ce cas, Π_{ab} devient :

$$\Pi_{ab} = \frac{\alpha_{\text{SPH}} \bar{c}_{ab} \mu_{ab}}{\bar{\rho}_{ab}} \quad (3.23)$$

Dans la limite continue, la viscosité artificielle génère une viscosité de cisaillement donnée par [Murray, 1996, Barrière-Fouchet, 2005] :

$$\nu = \frac{1}{8} \alpha_{\text{SPH}} c_g L \quad (3.24)$$

où L est une longueur caractéristique de la simulation définie dans notre code comme $L = \max(h, H_g)$. L'échelle de hauteur du disque de gaz est donnée par l'équation (2.14), elle est reliée à la viscosité turbulente et à α dans la formule (2.22). On peut relier α_{SPH} et α par :

$$\alpha = \frac{1}{8} \alpha_{\text{SPH}} \frac{L}{H_g} \quad (3.25)$$

Pour $h \leq H_g$, $L = H_g$ et $\alpha = \frac{1}{8} \alpha_{\text{SPH}}$. Nous prenons $\alpha_{\text{SPH}} = 0,1$ pour avoir $\alpha = 0,015 \approx 10^{-2}$. Barrière-Fouchet [2005] et Arena and Gonzalez [2013] ont montré que la viscosité peut varier selon la distance à l'étoile d'autant plus que la résolution de la simulation est faible (faible nombre de particules SPH). Pour des simulations à haute résolution, la viscosité reste fiable jusqu'au bord interne du disque mais le temps de calcul est plus élevé.

3.2.5 Croissance - Fragmentation

A chaque particule SPH est associée un ensemble de propriétés moyennes de la poussière comme la taille de grains s , leur masse m ou facteur de remplissage ϕ .

L'implémentation de la croissance des grains a été faite dans le code par Laibe [2009] en utilisant le modèle de Stepinski and Valageas [1997] dans lequel la croissance se fait par coagulation lors de collisions entre grains identiques². Jusque là, les grains dans le code sont considérés compacts, la taille des grains est directement reliée à la masse. Pour la croissance, la variation de la taille au cours du temps est donnée par la version de l'équation (2.91) pour les grains compacts :

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)_g = \frac{\hat{\rho}_d}{\rho_s} v_{\text{rel}} \quad (3.26)$$

Gonzalez et al. [2015a] ont ajouté la fragmentation quand la vitesse relative des grains dépasse une certaine valeur seuil fixe. La fragmentation est considérée de façon symétrique à la croissance en multipliant par -1 la variation de la taille au cours du temps :

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)_f = -\frac{\hat{\rho}_d}{\rho_s} v_{\text{rel}} \quad (3.27)$$

Du point de vue du code, la taille moyenne des grains associée à la particule SPH est calculée avec ces formules à chaque pas de temps en fonction des propriétés locales.

3.2.6 Nouvelles implémentations

Afin d'étudier l'influence de la porosité sur l'évolution de la poussière dans le disque, j'ai apporté plusieurs modifications au code. Le code ne considérait jusque là que des grains compacts. J'ai, dans un premier temps, ajouté de nouvelles variables associées aux particules SPH comme la masse moyenne des grains ou le facteur de remplissage. Par la suite, j'ai implémenté le modèle d'évolution de la porosité explicite dans la partie 2.5 et d'évolution de la masse détaillée dans la partie 2.3.

Régime de Stokes :

Si on considère la croissance de grains compacts, les grains atteignent quelques mètres au maximum et la friction aérodynamique se cantonne au régime d'Epstein [Barrière-Fouchet et al., 2005]. Cependant, un grain poreux avec $\phi = 10^{-2}$ sera entre 10 et 100 fois plus grand qu'un grain compact de même masse. Les grains poreux atteignent le régime de Stokes plus facilement, il ne devient plus négligeable. Ceci est discuté dans l'annexe B. La force de traînée dans le régime de Stokes s'exprime différemment selon le nombre de Reynolds. Néanmoins, par simplification, nous ne gardons que l'expression pour $Re < 1$ et l'appliquons quelque soit le nombre de Stokes ou de Reynolds. Ainsi, les régimes d'Epstein et de Stokes sont seulement séparés par une condition sur la taille du grain : $s = 9 \lambda / 4$. Dans le code, le régime de Stokes se traduit simplement en changeant le K de l'équation (3.15) pour $s \geq 9 \lambda / 4$:

$$K_{aj} = \rho_a \theta_j c_{g,a} \frac{9 \lambda_a}{4 s^2} \quad (3.28)$$

où λ_a est le libre parcours moyen du gaz associé à la particule SPH a .

Croissance, fragmentation et rebond :

2. ce qui correspond à une distribution de taille mono-dispersée.

Lorsqu'on modélise des grains poreux, la taille devient subjective. En effet, une même taille peut correspondre à plusieurs couples (m, ϕ) . Le paramètre correspondant à la croissance du grain devient alors sa masse m , qui est un paramètre intrinsèque. Ainsi, l'évolution de la taille évoquée dans la partie précédente dépend maintenant de l'évolution de la masse et du facteur de remplissage. L'évolution de la masse est donnée par l'algorithme A.1. L'évolution de la masse pendant la fragmentation et le rebond est modélisée par les équations (2.121) et (2.106). Notre version de la fragmentation se différencie de celle utilisée par Gonzalez et al. [2015a] par un facteur $\frac{v_{\text{rel}}^2}{v_f^2 + v_{\text{rel}}^2}$ [Kobayashi and Tanaka, 2010]. La masse est recalculée à chaque pas de temps.

Evolution de la porosité :

Quand les grains croissent, fragmentent ou rebondissent, leur porosité change. J'ai intégré cette évolution de la porosité dans le code à travers le modèle analytique explicité dans la partie 2.5. A chaque pas de temps, après avoir recalculée la masse du grain, son facteur de remplissage est calculé en fonction de la masse du grain, des propriétés locales du gaz et des propriétés du grain avant collisions (masse, facteur de remplissage et taille) en suivant l'algorithme A.4 donné dans l'annexe A. La nouvelle taille du grain est calculée par la suite à partir de l'équation (2.29).

3.2.7 Etat initial de nos simulations

Nous avons mené des simulations numériques 3D avec les disques CTTS (proche des observations) et Flat (moins coûteux en temps de calcul). Ces simulations sont toutes composées de 400 000 particules SPH équitablement réparties entre le gaz et la poussière dans un disque orbitant une étoile de $1 M_{\odot}$. Le rapport poussière/gaz initial est porté par la masse des particules SPH. Nous le prenons égal à 0,01, ainsi initialement les particules SPH de gaz sont 100 fois plus massives que les particules SPH de poussière. Dans notre code, l'initialisation se fait en deux parties. Dans un premier temps, on construit le disque de gaz seul dont le profil est calculé à partir d'un rapport d'aspect initial, de la masse du disque et des exposants des profils de densité de surface p et de température q . On laisse évoluer le disque de gaz sans poussière jusqu'à ce qu'il atteigne son état stationnaire avant d'injecter les particules de poussière avec les positions et vitesses des particules de gaz. A partir de ce moment, les deux phases peuvent interagir. L'échelle de temps est régie par une distance à l'étoile de référence R_{sys} , servant à adimensionner les grandeurs du code. Une révolution autour de l'étoile à cette distance correspond à 2π unités temporelles de code. La poussière est injectée après un temps correspondant à environ 24 orbites à la distance R_{sys} . Au moment de l'injection de la poussière, les grains ont une taille de $10 \mu\text{m}$ et leur facteur de remplissage est calculé en fonction de sa masse et de sa position grâce à l'algorithme 4 (annexe A). En effet, la croissance du monomère vers un grain de $10 \mu\text{m}$ est très rapide mais demande du temps de calcul, c'est pourquoi nous considérons une taille initiale de $10 \mu\text{m}$.

Type de disque	R_{sys} (UA)	Unité temporelle de code (années)	Durée d'une orbite à R_{sys} (années)	Date de l'injection de la poussière (années)
Flat	40	40	253	6000
CTTS	100	159	1000	23850

TABLE 3.1: Caractéristiques initiales des simulations numériques avec le code SPH.

3.3 Code PACED

3.3.1 Description et comparaison avec le code SPH

Afin d'étudier plus simplement le comportement d'un grain, j'ai également développé un code en C++, nommé PACED³ par la suite pour soucis de simplicité, qui suit l'évolution d'un grain de poussière dans un disque de gaz stationnaire en 1D selon la direction radiale modélisé par les équations en lois de puissance de la partie 2.1.2.

Ce code comprend :

- l'évolution de la masse du grain comme décrite dans la partie 2.3 comprenant croissance, fragmentation et rebond. Nous considérons que le grain ne rencontre que des grains identiques suivant l'algorithme A.1.
- l'évolution de la distance à l'étoile du grain modélisée par l'équation (2.74).
- l'évolution de son facteur de remplissage décrite dans la partie 2.5 et donnée par l'algorithme A.4.

mais ne comprend pas :

- l'évolution de la masse du disque au cours du temps donc pas d'accrétion du gaz dans l'étoile.
- l'évolution du rapport massique poussière/gaz donc pas d'influence des effets collectifs de la poussière ni de rétroaction de la poussière que le gaz.
- les effets de la turbulence présents dans le code SPH. La turbulence est seulement prise en compte par le α de Shakura and Sunyaev [1973] dans la modélisation analytique des viscosités.

L'avantage de ce code réside essentiellement sur le temps de calcul faible qu'il demande en comparaison avec notre code SPH. Il est également utile pour tester les algorithmes avant de les implémenter dans le code SPH. Enfin, malgré le manque d'effets collectifs et d'évolution du disque de gaz, il permet d'étudier simplement le comportement d'un grain et de tester différents paramètres (taille du monomère, viscosité α) rapidement.

3.3.2 Etat initial

Les grandeurs liées au gaz sont calculées à partir de la masse du disque, du rapport d'aspect et des exposants p et q d'une manière analogue au code SPH. La taille initiale du grain est la taille du monomère considéré. Le facteur de remplissage initial est de 1 car les monomères sont compacts par définition.

3. pour *Porous And Compact dust Evolution in Discs*. *paced* signifie "rythmé" en anglais.

Chapitre 4

Influence de la porosité sur la barrière de dérive radiale

*Je me heurte parfois à une telle incompréhension de la part
de mes contemporains qu'un épouvantable doute m'étreint :
suis-je bien de cette planète ?
Et si oui, cela ne prouve-t-il pas qu'eux sont d'ailleurs ?*

PIERRE DESPROGES

Les recherches menées par Okuzumi et al. [2012] et Kataoka et al. [2013b] suggèrent que la porosité permet de passer outre la barrière de dérive radiale. Cependant, ces études ont été menées analytiquement et à une distance à l'étoile fixe. La motivation de ce chapitre est d'étudier les effets de l'évolution de la porosité des grains sur leurs croissance et dynamique analytiquement et numériquement dans un contexte global de disque.

Dans ce chapitre, je présenterai dans un premier temps l'influence de la porosité sur la croissance et la dynamique des grains en comparaison avec les grains compacts. Ensuite, je montrerai les différences que cela implique sur la répartition des tailles au sein du disque. Enfin, je discuterai les valeurs du facteur de remplissage obtenues dans le disque.

4.1 Paramètres d'étude

Nous ne considérons dans ce chapitre que la croissance des grains avec le modèle d'évolution de la porosité présenté dans la partie 2.5 comprenant évolution pendant la croissance et compression statique due à la traînée du gaz et l'autogravité. Cependant, nos codes ne contenant pas de modèle de croissance par autogravité, nous arrêtons nos études pour des grains kilométriques lorsqu'elle devient importante. L'influence de la fragmentation et du rebond sera développée dans le chapitre 5.

Numériquement, je présenterai les résultats de 4 simulations obtenues à partir de notre code SPH dont les informations sont répertoriées dans le tableau 4.1. Nous rappelons que la taille initiale des grains est de $10 \mu\text{m}$. Ils sont composés de monomères de $0, 1 \mu\text{m}$ dans un disque avec $\alpha = 10^{-2}$. L'influence de la taille du monomère ou de α sera discutée dans le chapitre 6.

Nous arrêtons nos simulations SPH pour des temps différents. En effet, lorsque la poussière s'accumule trop dans le disque interne, le pas de temps de calcul augmente sensiblement et ralentit la simulation de manière significative. Par ailleurs, cela correspond pour les grains poreux au moment où les gros grains commencent à atteindre des tailles kilométriques et ainsi avoir une gravité non négligeable, ce que nous avons fixé comme limite à notre étude.

Type de disque	Type de grains	Date de l'injection de la poussière (années)	Durée totale (années)	Nb d'orbites avec la poussière
Flat	compact	6000	29540	92,5
Flat	poreux	6000	32550	104,7
CTTS	compact	23850	31940	8
CTTS	poreux	23850	34300	10,4

TABLE 4.1: Caractéristiques des simulations numériques utilisées dans le chapitre 4. Les paramètres plus généraux concernant les simulations de ces disques sont donnés dans le chapitre 3. Le nombre d'orbites est donné au rayon de référence.

Type de disque	Position de la ligne de gel (UA)	Bord interne du disque (UA)
H81m	0,60	0,35
Flat	3,64	4,0
CTTS	1,22	3,0

TABLE 4.2: Position de la ligne de gel de la glace d'eau selon le type de disque pour une température de sublimation de 170K. La position du bord interne du disque est également indiquée.

Par ailleurs, nous étudions avec le code PACED les trois modèles de disque présentés dans le chapitre 2. Les résultats concernant le disque H81m ne sont qu'analytiques et seront comparés avec les résultats obtenus par Kataoka et al. [2013b].

De plus, les grains étudiés sont faits de glace d'eau, ils peuvent donc se sublimer s'ils franchissent la ligne de gel. Le tableau 4.2 répertorie la position de la ligne de gel calculée à partir de l'équation 2.7 et en considérant une température de sublimation de la glace de 170 K discutée dans le chapitre 1.

Pour les disques Flat et CTTS, le bord interne est réglé suffisamment loin de l'étoile car la simulation des parties internes est gourmande en temps de calcul. La ligne de gel se retrouve située avant le bord interne. Le tableau 4.2 nous apprend que la ligne de gel de la glace se situe très proche du bord interne pour le disque H81m. Ce disque étant étudié seulement avec le code PACED, nous gardons le bord interne comme défini par Hayashi [1981]. Ainsi, pour ces disques, nous n'avons pas à nous soucier de la sublimation des grains de glace, ils peuvent se former sur toute l'étendue du disque.

4.2 Influence de la porosité sur la croissance et la dérive des grains

Afin de passer outre la barrière de dérive radiale, il faut accélérer la croissance des grains et/ou ralentir leur dérive vers l'étoile. Nous avons dans un premier temps étudié la croissance des grains pendant leur dérive avec notre code PACED.

4.2.1 Etude pour un disque stationnaire en lois de puissance

Evolution temporelle de la distance à l'étoile :

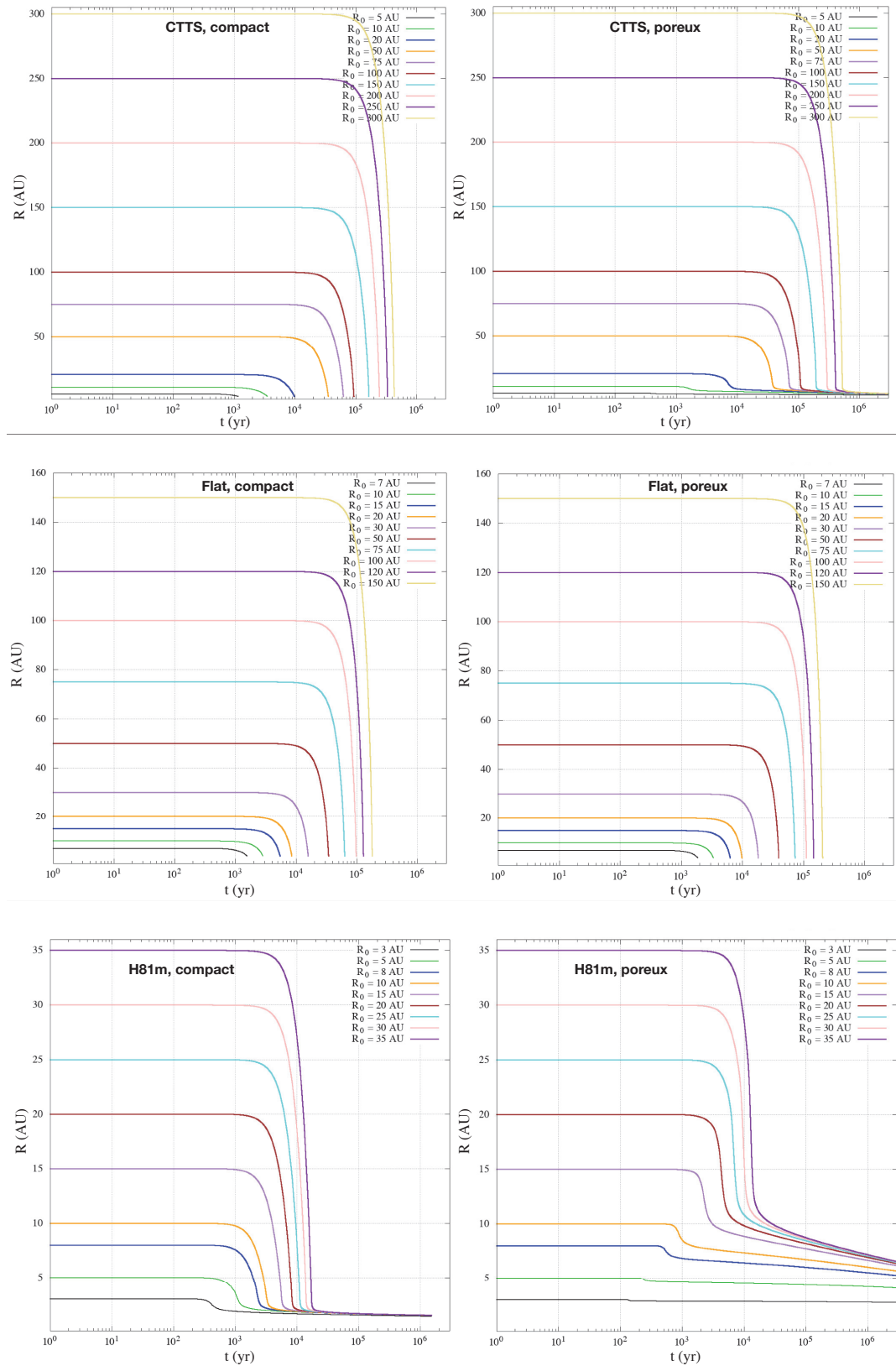


FIGURE 4.1: Distance à l'étoile des grains en fonction du temps pour différentes positions initiales R_0 pendant 3 millions d'années. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (au milieu) et le disque H81m (en bas).

La figure 4.1 montre la dérive radiale des grains au cours du temps. Le comportement des grains est semblable. Ils dérivent très peu avant de se rapprocher plus rapidement vers les parties internes. Nous notons également que les grains compacts (à gauche) et poreux (à droite) commencent à dériver significativement pour des temps équivalents. La porosité ne retarde pas le moment où les grains commencent à dériver plus rapidement. De plus, bien que la dérive des grains poreux soit légèrement plus lente, celle-ci se fait sur des temps équivalents que les grains soient poreux ou compacts. Cependant, nous pouvons remarquer trois issues différentes selon le modèle de disque :

- Dans le disque CTTS (fig. 4.1, haut), les grains compacts sont accrétés dans l'étoile tandis que les grains poreux se découplent du gaz et gardent une distance à l'étoile quasiment constante dans les parties internes du disque (autour de 2 UA). Ainsi, les grains poreux passent outre la barrière de dérive radiale contrairement aux grains compacts.
- Dans le disque Flat (fig. 4.1, centre), les grains compacts sont accrétés dans l'étoile. Néanmoins, les grains poreux vivent le même phénomène. La porosité n'est pas une solution à la barrière de dérive radiale pour ce disque.
- Dans le disque H81m (fig. 4.1, bas), les grains compacts et poreux se découplent du gaz dans les parties internes du disque. Néanmoins, les grains poreux se découplent plus loin de l'étoile que les grains compacts. Cependant, la poussière venant des parties externes continue à dériver lentement vers le disque interne. Pour le disque H81m, les grains ne subissent pas la barrière de dérive radiale.

Ces résultats sont en accord avec Laibe et al. [2012] qui ont montré que dans un disque, les grains mettent un temps infini pour rejoindre l'étoile et s'accumulent dans les parties internes du disque si $-p+q+\frac{1}{2} \leq 0$ et $q \leq 2/3$, pour les régimes d'Epstein et de Stokes respectivement. Cela s'explique par le fait qu'en atteignant les parties internes du disque, le grain est freiné efficacement par la traînée du gaz, plus importante vers l'étoile. Ces conditions sur p et q sont satisfaites dans le disque H81m ($-p+q+\frac{1}{2} = -4/7 \leq 0$ et $q = 3/7 \leq 2/3$) et ainsi la barrière de dérive radiale ne s'y applique pas. Le disque CTTS satisfait la condition $-p+q+\frac{1}{2} \leq 0$ mais $q > 2/3$. Ainsi, les grains compacts dans le disque CTTS survivent tant qu'ils restent dans le régime d'Epstein mais sont accrétés en un temps fini lorsqu'il passe dans le régime de Stokes (quand ils atteignent quelques mètres dans les parties internes (cf. annexe B)). De son côté, le disque Flat ne satisfait aucune des deux conditions et la barrière de dérive radiale y est présente.

Evolution radiale et temporelle de la taille des grains :

Pour étudier l'influence de la porosité sur la croissance des grains, on peut s'intéresser aux figures 4.2 et 4.3 qui présentent les tailles obtenues pour les trois types de disque considérés. La figure 4.2 montre l'évolution radiale de la taille des grains tandis que la figure 4.3 représente la croissance des grains au cours du temps. D'après la figure 4.2, les poussières poreuses et compactes ont un comportement semblable pour la croissance. Les grains compacts et poreux croissent à une distance à l'étoile quasiment constante puis une certaine taille atteinte, appelée taille optimale, ils dérivent avant de continuer à croître proche de l'étoile en dérivant peu. Ces trois phases ont été décrites et expliquées dans Laibe et al. [2008]. La taille optimale $s_{St=1}$ correspond à la taille du grain pour laquelle le nombre de Stokes atteint l'unité, elle est

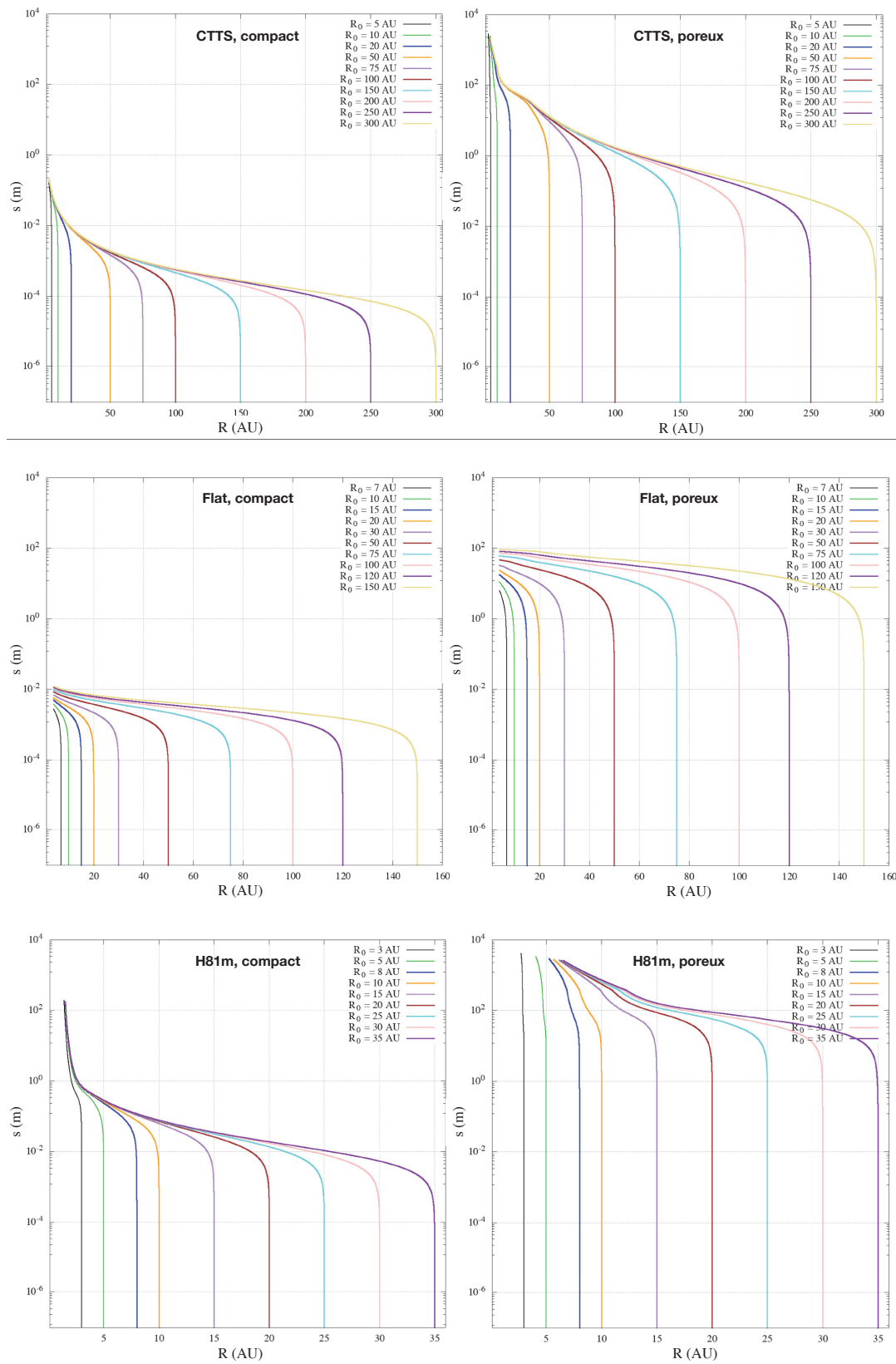


FIGURE 4.2: Taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour différentes positions initiales R_0 durant 3 millions d'années. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (au milieu) et le disque H81m (en bas).

donc donnée par l'équation (B.1) et discutée dans l'annexe B. Dans le régime d'Epstein, $s_{St=1} \propto \phi^{-1} R^{-p}$ tandis que dans le régime de Stokes, $s_{St=1} \propto \phi^{-1/2} R^{\frac{3-q}{4}}$. Ainsi, la taille optimale des grains dépend donc du modèle de disque. Pour le disque Flat, elle est constante sur tout le disque alors que pour les disques CTTS et H81m, elle augmente puis diminue en s'éloignant de l'étoile. Ainsi, les grains venant des parties externes des disques CTTS et H81m peuvent continuer à grossir jusqu'à atteindre $s = 9\lambda/4$ et possiblement être freinés par la traînée du gaz alors que les grains du disque Flat dérivent rapidement avec des tailles proches de $s_{St=1}$ en restant toujours dans le régime d'Epstein et n'ont pas la possibilité de se découpler (cf. annexe B.1.2).

De surcroît, la taille optimale est plus grande d'un facteur 10^3 à 10^4 pour les grains poreux que pour les grains compacts. Ainsi, les grains poreux auront une surface efficace plus grande et d'autant plus de chance de rencontrer d'autres grains et grossir rapidement pendant leur dérive.

D'après la figure 4.2, les grains continuent de croître lors de la dérive. Dans les disques CTTS et H81m, les grains compacts gagnent entre 1 et 3 ordres de grandeur avant d'atteindre les parties internes. Dans le disque Flat, les grains compacts connaissent une croissance moins forte, gagnant en moyenne un ordre de grandeur car ils restent proches de $s_{St=1}$ (cf. annexe B.1.2). Pour ce qui concerne les grains poreux, ils gagnent entre 1 et 4 ordres de grandeurs dans le disque CTTS, jusqu'à 3 dans le disque H81m mais ils croissent de seulement 1 à 2 ordres de grandeur dans le disque Flat. La croissance des grains pendant la dérive dépend donc aussi du modèle de disque considéré. De manière générale, les grains poreux sont caractérisés par une croissance plus efficace pendant la dérive due à leur plus grande taille donc section efficace lors du début de leur mouvement radial vers l'étoile. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Okuzumi et al. [2012].

Par ailleurs, la figure 4.3 montre que pour un temps donné, les grains poreux sont plus grands que les grains compacts. Pour le disque CTTS, les grains compacts mesurent une dizaine de cm au moment de l'accrétion et sont accrétés entre 1000 et 300 000 ans. Dans le disque Flat, les grains compacts et poreux sont accrétés sur les mêmes échelles de temps, entre 1500 et 100 000 ans. Ces échelles s'expliquent en deux raisons simples : les grains des parties internes grossissent plus vite jusqu'à leur taille optimale. Ils commencent à dériver rapidement vers l'étoile qu'ils atteignent rapidement car ils en sont plus proches. Les grains des parties externes au contraire sont dans des conditions moins favorables à la croissance, ils mettent plus de temps à atteindre la taille optimale et ensuite mettent plus longtemps à rejoindre l'étoile car ils ont une plus grande distance à parcourir. Bien qu'utilisant un modèle de disque un peu différent, Krijt et al. [2016] trouvent des échelles de temps semblables pour des grains compacts et poreux (avec le modèle de Kataoka et al. [2013b]).

Au moment de l'accrétion, les grains ont des tailles différentes selon leur provenance dans le disque. Les grains compacts font plusieurs millimètres tandis que les grains poreux font plusieurs dizaines de mètres. Ainsi, pour ce disque, la porosité accélère la croissance mais pas suffisamment pour stopper la dérive. Les grains poreux des parties internes peuvent atteindre des tailles kilométriques en quelques milliers d'années, ce qui peut fournir les planétésimaux nécessaires à la formation de cœurs de planètes géantes.

La figure 4.4 représente le rapport des temps caractéristiques de dérive et de croissance abordés dans la section 2.4.1. Il est un indice sur la prédominance de la croissance ou de la dérive. Comme discuté dans le chapitre 2, si ce rapport est

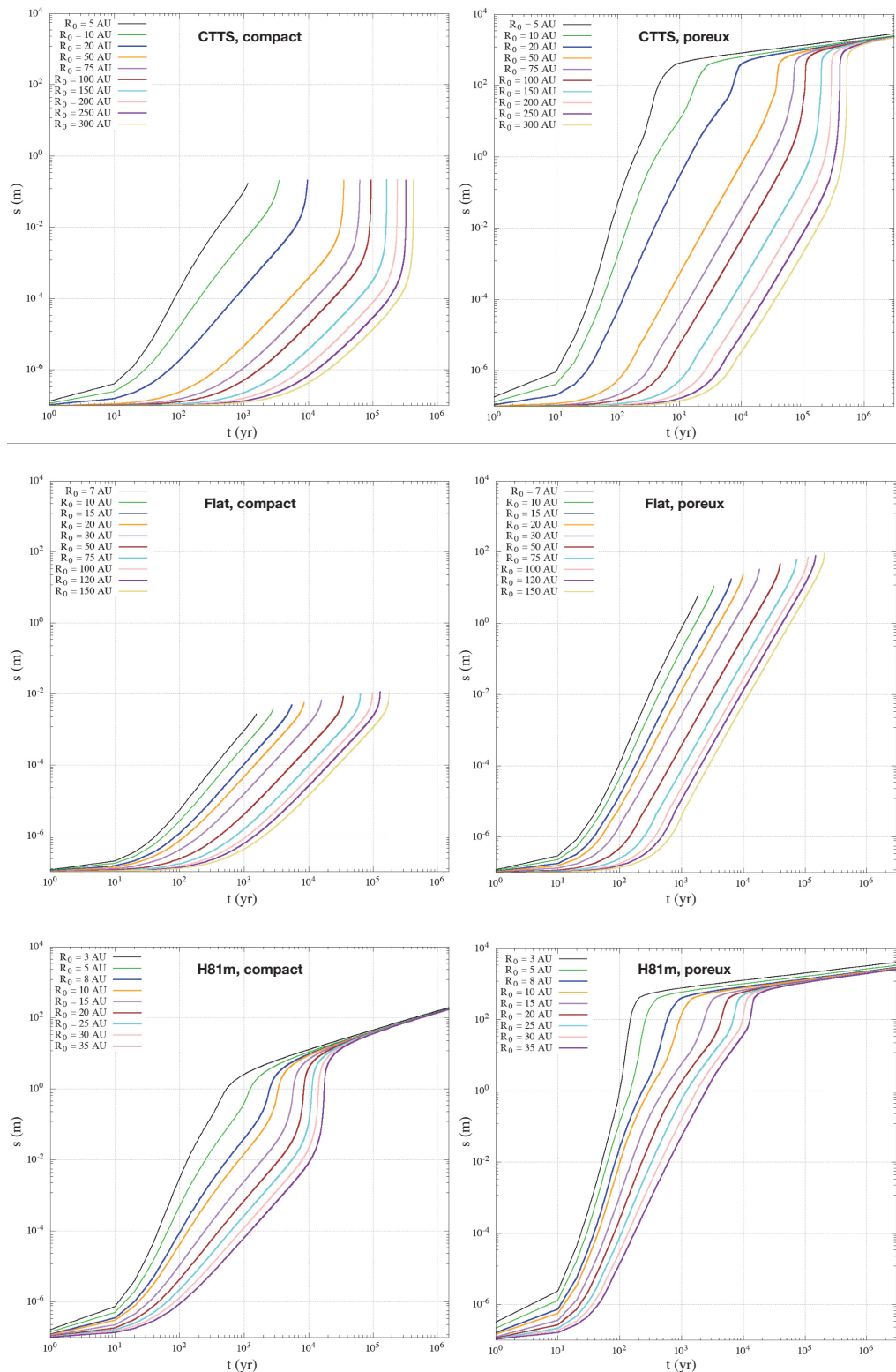


FIGURE 4.3: Taille des grains s en fonction du temps pour différentes positions initiales R_0 . Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (au milieu) et le disque H81m (en bas). Les courbes qui s'arrêtent avant la fin de l'étude correspondent à des grains accrétés dans l'étoile.

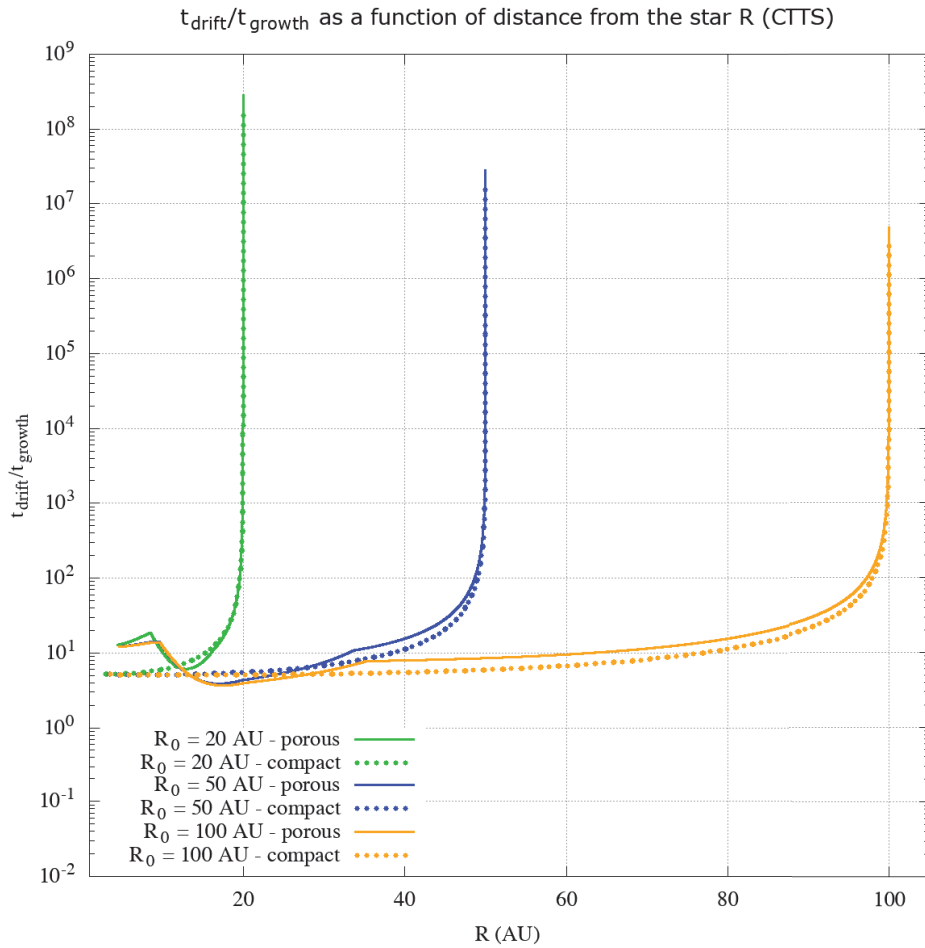


FIGURE 4.4: Rapport du temps caractéristique de dérive et du temps caractéristique de croissance en fonction de la distance à l'étoile du grain avec $R_0 = 20, 50$ et 100 UA dans le disque CTTS avec le code PACED. Les courbes en trait plein représentent les grains poreux et en pointillé pour les grains compacts.

supérieur à une certaine valeur k , le grain peut surmonter la barrière de dérive radiale. Les grains compacts et poreux ont le même comportement jusqu'à une distance proche de l'étoile. Le rapport est très grand pour les petits grains, cela signifie que le grain grossit en dérivant peu, ce qu'on retrouve dans la figure 4.2. Les grains commencent à dériver significativement pour un rapport autour de 1000. Dans les parties internes, le grain poreux se stabilise pour un rapport d'environ 12 quand le grain compact est accrété. Nous pouvons ainsi apporter des contraintes sur la valeur limite du rapport $t_{\text{drift}}/t_{\text{growth}}$ k qui doit être comprise entre 5 (valeur pour laquelle les grains compacts sont accrétés) et 12 (valeur pour laquelle les grains poreux persistent dans le disque). La valeur de k reste toutefois inférieure à 30, valeur utilisée par Okuzumi et al. [2012] et Kataoka et al. [2013b]. Cela a un impact sur la valeur minimale du facteur de remplissage à atteindre pour passer outre la barrière de dérive radiale (eq. 2.132). Ainsi, les grains nécessitent un facteur de remplissage minimal moins réduit que la valeur énoncé par Kataoka et al. [2013b] (cf. figure 2.15).

Discussion autour du nombre de Stokes et du régime de traînée :

Laibe et al. [2012] ont montré que si un grain atteint $St > 1$ dans le régime de Stokes, il survit si $q \leq 2/3$, ce qui représente 90% des disques observés par Andrews and Williams [2005, 2007]. Le régime de Stokes a deux avantages développés dans l'annexe B : le nombre de Stokes du grain augmente lorsque le grain se rapproche de l'étoile (alors qu'il diminue dans le régime d'Epstein) et il évolue en s^2 (contre s dans le régime d'Epstein). Ainsi, le grain peut atteindre des grands nombres de Stokes plus facilement. Dans ce cas, il sera freiné efficacement dans les parties internes par la traînée du gaz qui y est plus forte et son mouvement sera dominé par la gravité de l'étoile lui permettant d'orbiter à vitesse képlérienne en dérivant peu.

Cependant, les grains compacts se trouvent majoritairement dans le régime d'Epstein (sauf dans le disque H81m). Dans l'annexe B, nous montrons que les grains poreux atteignent le régime de Stokes facilement, ce qui leur permet de se découpler plus rapidement du gaz.

Précédemment, nous avons vu que les grains poreux du disque CTTS survivaient alors que les grains compacts étaient accrétés. On peut s'intéresser au nombre de Stokes des grains compacts et poreux en croissance lors de la dérive à partir d'une distance initiale de 20 UA grâce à la figure 4.5 afin d'expliquer ce phénomène. Nous notons que les comportements de la poussière avec $R_0 = 20$ UA sont semblables pour d'autres distances initiales. D'après la figure 4.5, le grain compact (en vert) croît et dérive peu jusqu'à ce que son nombre de Stokes atteigne une certaine valeur pour laquelle les effets de la force de traînée deviennent importants et ainsi, le grain dérive vers l'étoile en restant dans le régime d'Epstein. En parallèle, le grain poreux (en noir) a le même comportement initial mais au moment où il initie une dérive plus rapide, il passe dans le régime de Stokes (repéré par le symbole) grâce à sa plus grande taille. Il ressent ainsi moins la traînée du gaz et continue à dériver en augmentant son nombre de Stokes plus efficacement de par sa dépendance croissante en R en se rapprochant de l'étoile et en s^2 . En arrivant proche de l'étoile, il peut ainsi se découpler du gaz et continuer à croître en dérivant peu. De plus, nous avons observé que les grains compacts et poreux du disque H81m survivaient. En effet, pour le disque H81m (fig. 4.5, à droite), les grains compacts et poreux passent dans le régime de Stokes pendant qu'ils dérivent vers l'étoile, ce qui permet à leur nombre de Stokes d'augmenter significativement et ainsi ralentir leur dérive dans les parties internes du disque et survivre.

Par conséquent, passer dans le régime de Stokes semble être un ingrédient essentiel pour la survie des grains dans le disque et la porosité permet d'atteindre de plus grandes tailles et ainsi facilite le changement de régime de traînée.

4.2.2 Etude pour un disque avec effets collectifs

Afin d'ajouter des effets absents du code PACED comme le mouvement induit par la turbulence, les effets collectifs de la poussière ou l'évolution temporelle du gaz, nous avons mené des simulations numériques avec notre code SPH. Les figures 4.6 et 4.7 montrent l'évolution temporelle de la distribution radiale des tailles de grains pour des grains compacts (colonne de gauche) et poreux (colonne de droite) pour les disques CTTS et Flat respectivement. Dans le disque CTTS, les grains compacts des parties externes ne croissent que très peu sur les échelles de temps considérées (fig. 4.6). L'essentiel de la croissance se passe dans les parties internes où les grains atteignent le mètre en 8000 ans. Cette taille correspond au passage dans le régime de Stokes pour les parties internes (cf. annexe B) synonyme de découplage du gaz et de maintien dans le disque. En comparaison avec la figure 4.2, on constate que les grains compacts peuvent se découpler et persister dans le disque. En effet,

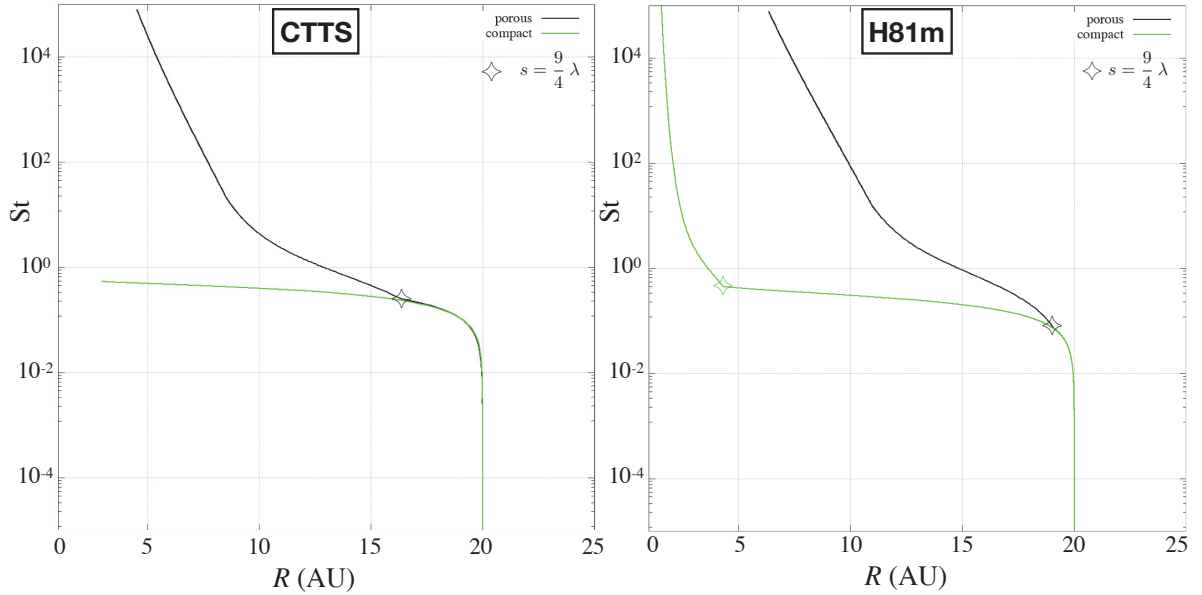


FIGURE 4.5: Nombre de Stokes en fonction de la distance à l'étoile pour un grain compact (en vert) et un grain poreux (en noir) avec $R_0 = 20$ UA. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (à gauche) et le disque H81m (à droite). Le symbole représente la transition entre les régimes d'Epstein (à droite) et de Stokes (à gauche du symbole).

la dérive des grains vers les parties internes permet d'augmenter le rapport poussière/gaz local. En considérant également l'environnement gazeux plus favorable dans les parties internes, ces conditions favorisent localement une croissance efficace des grains et ainsi contribuent au découplage de la poussière. Sur les mêmes échelles de temps, les grains poreux ont atteint plusieurs centaines de mètres dans les parties internes (ce qui est en accord avec les résultats des figures 4.2 et 4.3) et de manière générale, une plus grande taille que les grains compacts sur l'ensemble du disque. De surcroît, les grains compacts s'étendent jusqu'à une distance à l'étoile plus faible que les grains poreux. On retrouve donc que la dérive radiale des grains poreux est légèrement ralentie. Cependant, la dérive des grains vers le bord interne du disque permet d'augmenter le rapport poussière/gaz local et ainsi favoriser la croissance des grains.

Dans la figure 4.7 simulant un disque Flat, les grains poreux et compacts survivent à la barrière de dérive radiale contrairement aux résultats des figures 4.2 et 4.1. Ceci peut être expliqué par l'augmentation de la densité locale de poussière grâce à la dérive. Au bout de 23 000 ans, les grains compacts atteignent plusieurs mètres dans les parties internes là où les grains poreux mesurent plusieurs centaines de mètres voire quelques kilomètres aidés par la section efficace plus grande favorisant la croissance. Différemment du disque CTTS, les grains des parties externes grossissent significativement. Les grains compacts peuvent atteindre plusieurs centaines de microns quand les grains poreux sont de l'ordre du cm. Cette dissemblance s'explique par la différence des tailles optimales des grains entre les deux disques, les grains du disque Flat pouvant atteindre des tailles plus grandes dans les parties externes avant de dériver rapidement vers l'intérieur du disque.

On retrouve également sur ces deux figures que la croissance est plus efficace proche de l'étoile. En effet, la dérive des grains vers l'étoile augmente la densité locale de poussière dans les parties internes et favorise la croissance.

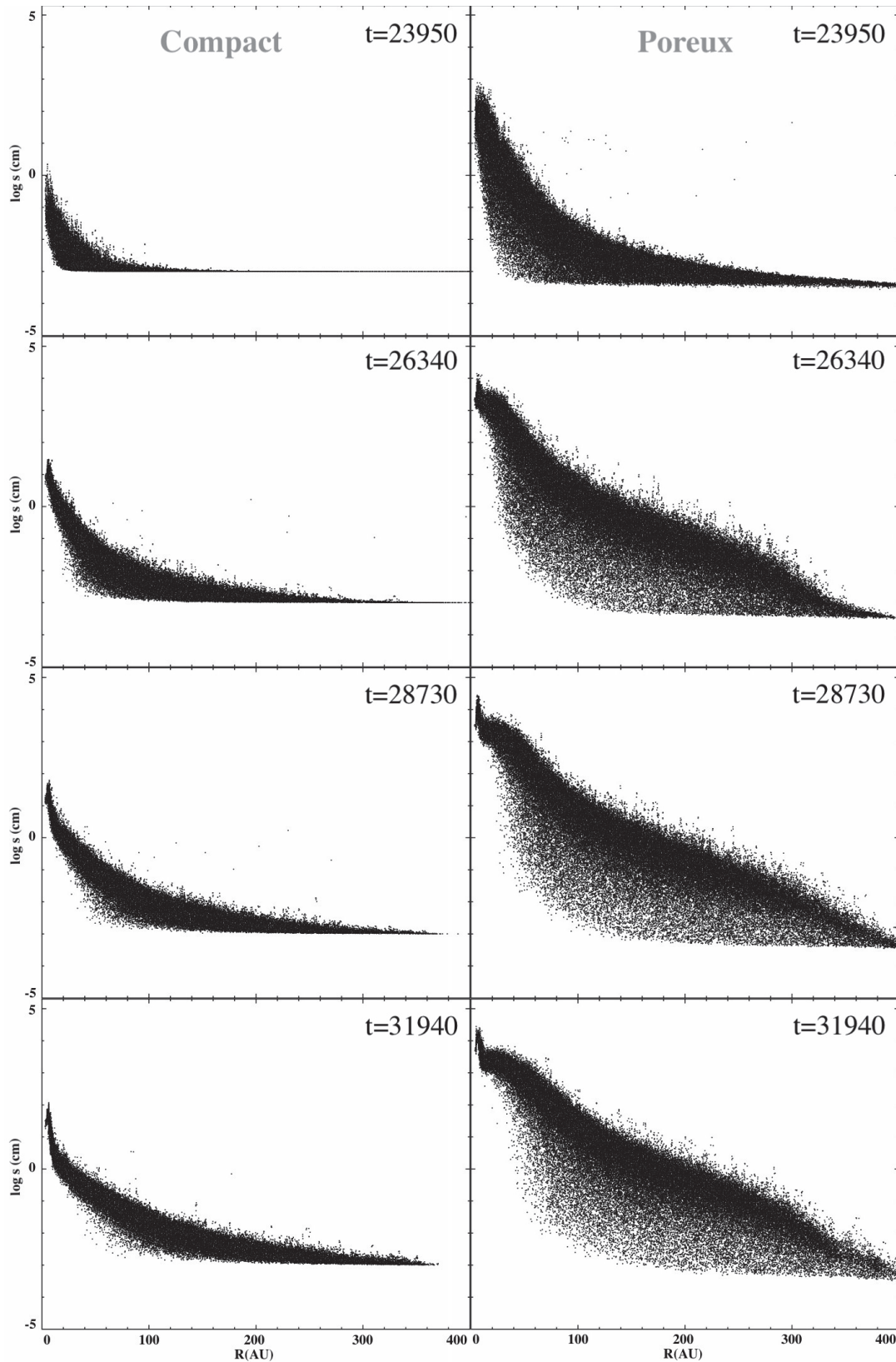


FIGURE 4.6: Evolution temporelle de la taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour le disque CTTS avec le code SPH. Sur la colonne de gauche, les grains sont compacts. Sur celle de droite, les grains croissent avec une variation de porosité. Le temps est donné en années.

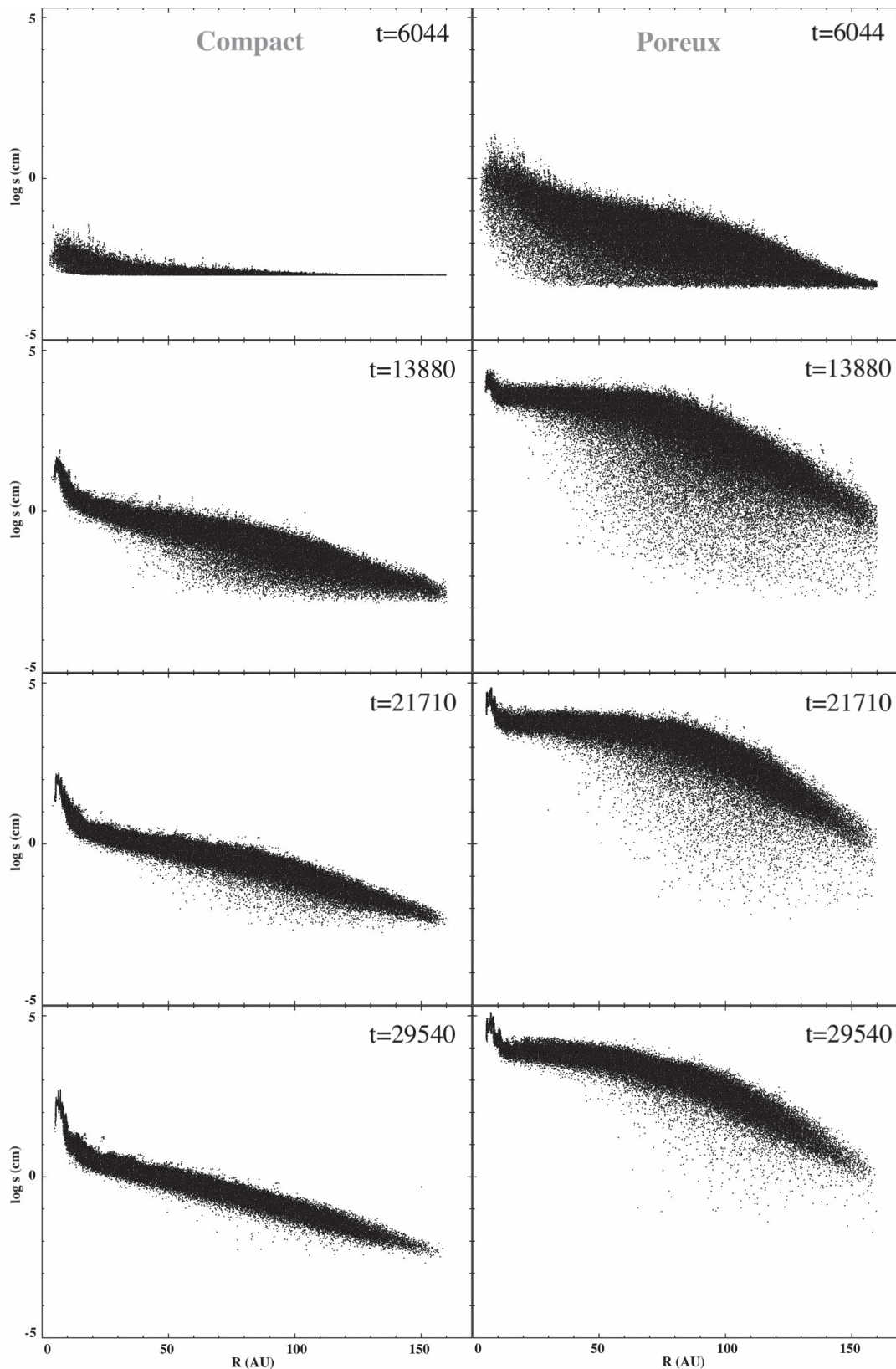


FIGURE 4.7: Evolution temporelle de la taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour le disque Flat calculée avec le code SPH. Sur la colonne de gauche, les grains sont compacts. Sur celle de droite, les grains croissent avec une variation de porosité. Le temps est donné en années.

4.3 Evolution du facteur de remplissage dans le disque

On s'intéresse maintenant à l'évolution du facteur de remplissage au cours de la croissance des grains. Dans un premier temps, nous étudions les valeurs données par le code PACED afin de les comparer ensuite à celles obtenues avec le code SPH.

4.3.1 Cas d'un disque stationnaire en lois de puissance

Kataoka et al. [2013b] ont déterminé l'allure du facteur de remplissage en fonction de la masse du grain à distance à l'étoile fixe pour le disque H81m. La figure 4.8 illustre l'évolution du facteur de remplissage en considérant la croissance et la dérive des grains avec notre modèle. On constate que le facteur de remplissage a une forme semblable à celle de Kataoka et al. [2013b] pour les disques étudiés. Le facteur de remplissage des petits grains décroît grâce aux collisions puis la traînée du gaz comprime les grains avant que leur autogravité soit suffisamment forte pour continuer de compacter les grains. Les courbes du disque Flat s'arrêtent pour des grains autour de 10^4 kg car ils sont accrétés. Pour les trois disques, les grains peuvent être d'autant plus comprimés par la traînée du gaz qu'ils se trouvent proches de l'étoile où le gaz est plus dense. Ainsi, la dérive vers les parties internes favorise la compression des grains. D'après la figure 2.25 (où le grain évolue à distance à l'étoile fixe), les grains qui croissent loin de l'étoile ne sont pas comprimés par la traînée du gaz car elle y est trop faible. Cependant, ils peuvent être comprimés en dérivant vers les parties internes où le gaz est plus dense comme le montre la figure 4.8.

4.3.2 Cas d'un disque avec effets collectifs

Les effets collectifs de la poussière influent sur la croissance et donc sur la dérive des grains. De plus, le gaz évolue temporellement et impacte notamment la compression et donc le facteur de remplissage des grains. La figure 4.9 nous montre l'évolution du facteur de remplissage en fonction de la masse et ce pour plusieurs temps de la simulation. Au fur et à mesure que les grains croissent, leur point représentatif se décale vers la droite, i.e. vers de plus grandes masses. Les comportements sont semblables pour le disque CTTS (en haut) et le disque Flat (en bas). Dans un premier temps, les grains sont dans la phase de diminution du facteur de remplissage due aux collisions puis la compression par la traînée du gaz et on observe même le début de la compression due à l'autogravité dans le disque Flat. Par ailleurs, la compression due à la traînée du gaz a une allure différente par rapport aux valeurs obtenues analytiquement. Cela s'explique par l'environnement gazeux qui varie temporellement et par le calcul de la différence de vitesse entre le gaz et la poussière. Dans le code PACED, elle est donnée analytiquement par l'équation (2.41) alors que dans le code SPH, la différence de vitesse entre les phases d'une particule SPH est déterminée localement par rapport aux particules voisines. De plus, les grains qui dérivent vers les parties internes sont plus comprimés comme on a pu le remarquer grâce à la figure 4.8. Que ce soit avec le code SPH ou le code PACED, on trouve que le facteur de remplissage minimal est d'environ 10^{-4} . Ces valeurs restent en accord avec celles obtenues par Kataoka et al. [2013b] et les simulations numériques de collisions de Kempf et al. [1999].

Pour le disque CTTS, sur le panneau en haut à gauche, on remarque des grains dont le facteur de remplissage augmente pour une masse quasiment fixe, ce sont des grains qui dérivent rapidement vers l'étoile et sont comprimés par la traînée du gaz avant d'être accrétés.

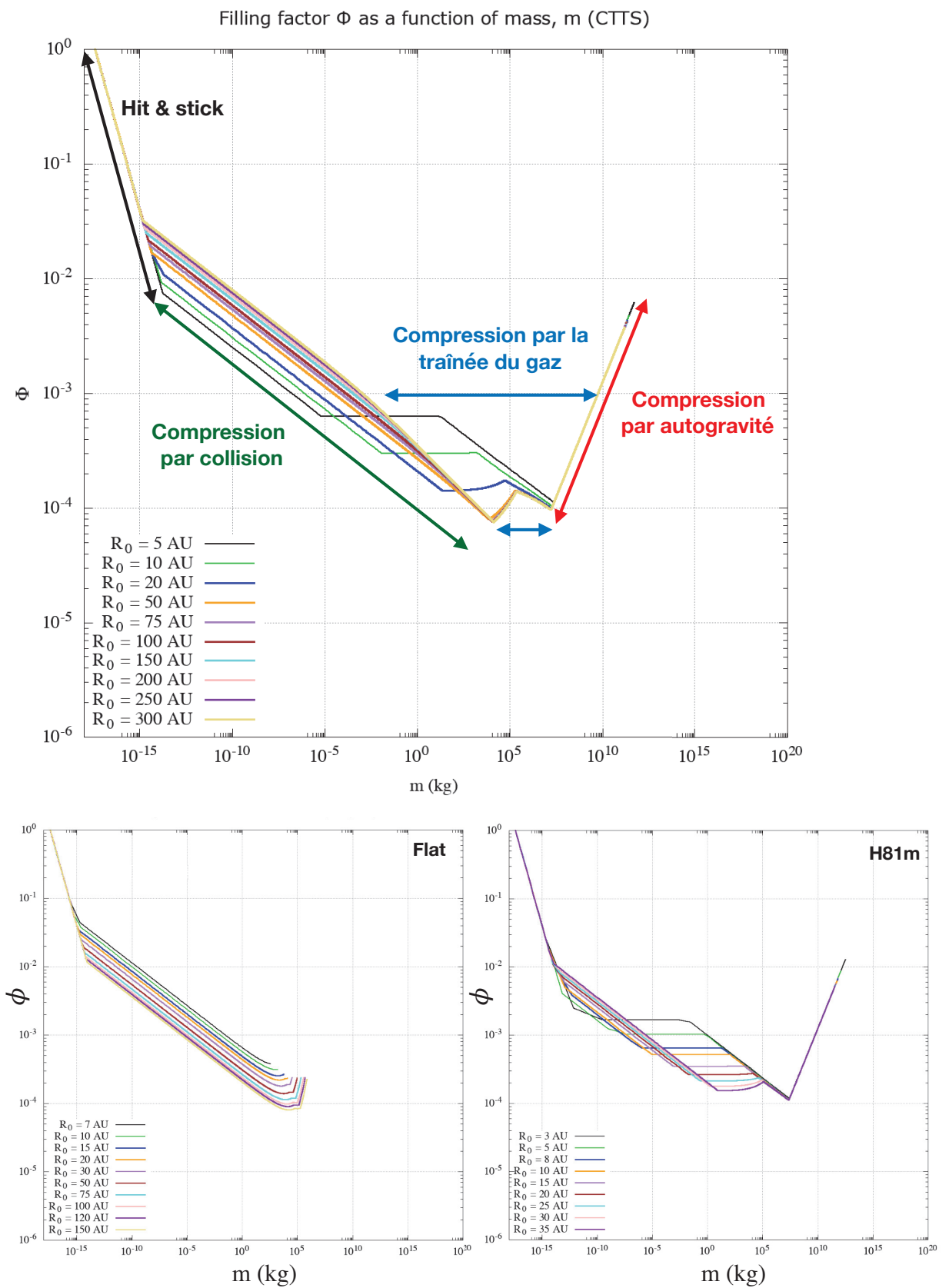


FIGURE 4.8: Facteur de remplissage ϕ en fonction de la masse du grain pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (en bas, gauche) et le disque H81m (en bas, droite) obtenu avec le code PACED.

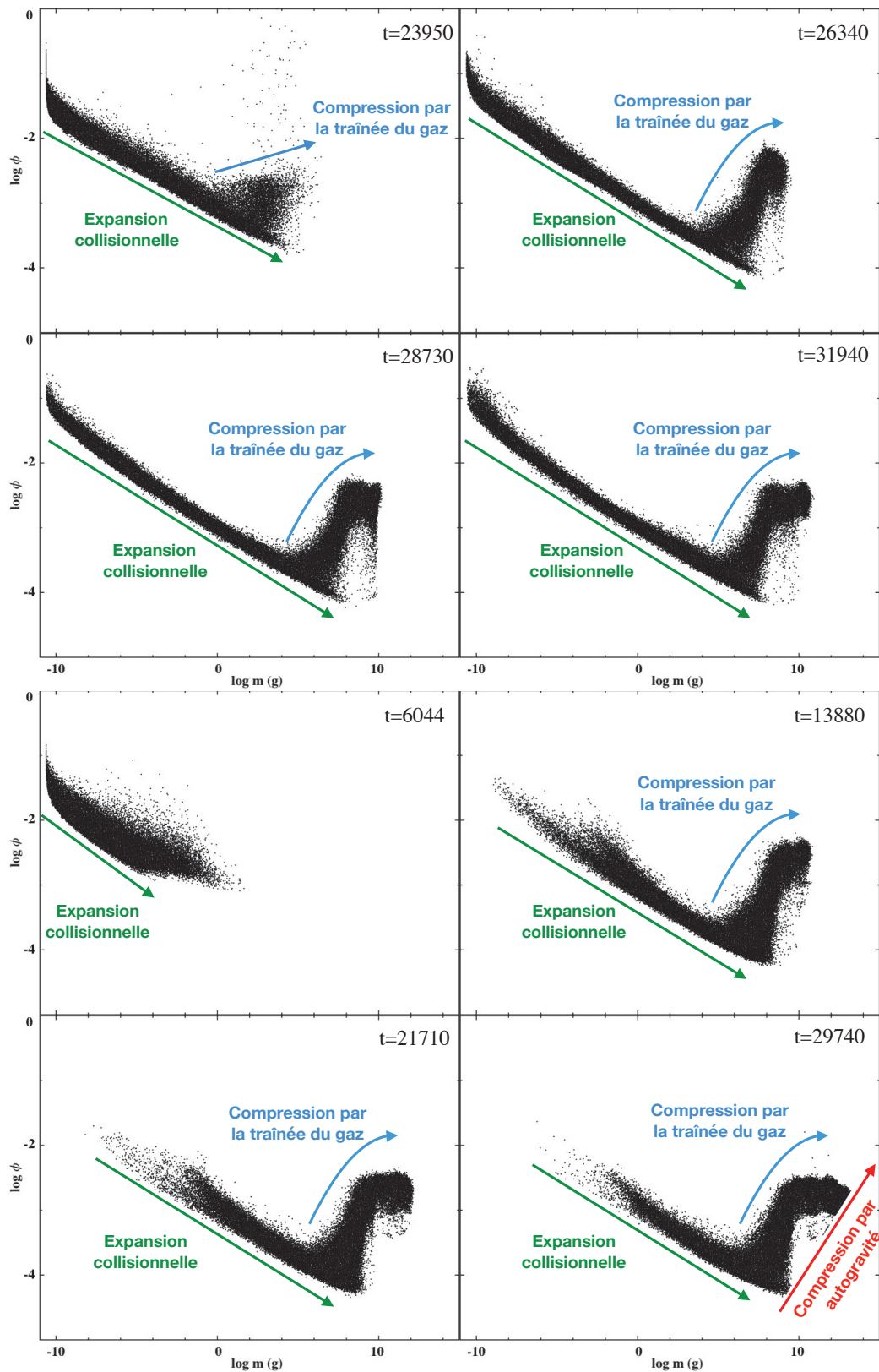


FIGURE 4.9: Evolution temporelle du facteur de remplissage ϕ en fonction de la masse du grain pour le disque CTTS (en haut) et le disque Flat (en bas) obtenue avec le code SPH. Le temps est donné en années.

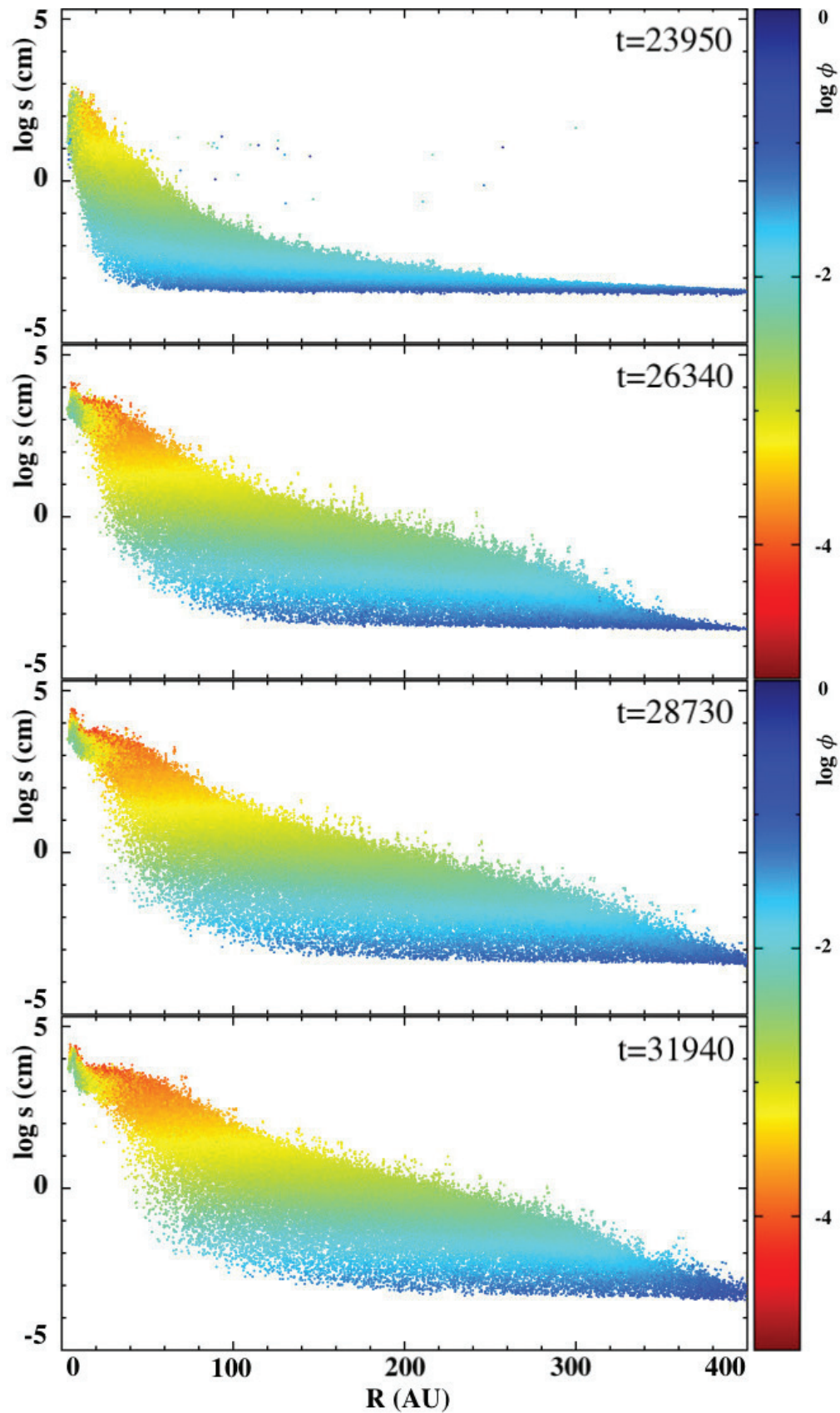


FIGURE 4.10: Evolution temporelle de la distribution radiale de la taille des grains dans un disque CTTS avec le code SPH. La barre de couleur représente le facteur de remplissage des grains. Le temps est donné en années.

La figure 4.10 est une version de la figure 4.6 pour les grains poreux colorée avec le facteur de remplissage des grains pour en apprendre plus sur son évolution avec la taille des grains. Les petits grains sont peu poreux, ce qui correspond aux conditions initiales. Puis en grandissant, les grains deviennent de plus en plus poreux à cause des collisions. Enfin, ils sont comprimés par la traînée du gaz en arrivant dans les parties internes ou par leur autogravité lorsqu'ils deviennent assez massifs. On trouvera donc des grains peu poreux dans les parties internes et externes et des grains très poreux dans les parties intermédiaires du disque. Les mesures de la sonde Rosetta et l'instrument GIADA montrent la présence de grains millimétriques avec un facteur de remplissage de 10^{-3} sur la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko [Fulle et al., 2015]. Nous pouvons retrouver des grains correspondants à ces tailles et facteurs de remplissage dans les parties externes du disque dans la figure 4.10.

4.4 Répartition des grains compacts et poreux

Etudier la répartition des grains dans le disque permet de connaître leur dynamique (dérive et sédimentation verticale). Cela permet aussi de donner des informations supplémentaires pour comparer avec les observations de disques.

4.4.1 Distribution des tailles dans le disque

La comparaison de la distribution de la taille des grains compacts et poreux dans le disque peut nous renseigner sur l'influence de la porosité sur la dérive et la sédimentation des grains. Pour cela, nous nous intéressons aux figures 4.11 et 4.12 qui représentent les tailles des grains dans une coupe verticale du disque. Les grains compacts et poreux des deux disques ont un comportement similaire, les grains les plus gros se retrouvent dans le plan médian et les plus petits grains sont proches de la surface du disque, il y a un tri donc des tailles en allant vers le plan médian. Ce tri vertical des tailles a déjà été observé numériquement par Barrière-Fouchet et al. [2005] avec des simulations SPH sans croissance mais pour plusieurs tailles de grains et par Dullemond and Dominik [2008] mais aussi expérimentalement [Franzen et al., 2003]. En comparaison aux grains compacts, les grains poreux atteignent de plus grandes tailles dans le plan médian, ce qui corrobore les résultats de la partie précédente. Pour le disque CTTS (fig. 4.11), les grains compacts grossissent peu sur la surface du disque, on retrouve des grains millimétriques dans le plan médian et des grains centimétriques dans les parties internes. A contrario, les grains poreux atteignent des tailles hectométriques dans les parties internes. Le disque de grains poreux est moins sédimenté et est plus étendu radialement que le disque de grains compacts. En effet, les grains poreux restent couplés avec le gaz jusqu'à de plus grandes tailles que les grains compacts, ils sédimentent et dérivent donc moins rapidement. Dans le disque Flat (fig. 4.12), les grains de grandes tailles (100 m et plus) se retrouvent sur une même étendue que le disque CTTS (entre le bord interne et environ 100 UA) bien que le disque Flat soit plus petit. La porosité permet donc la croissance de grains poreux en planétésimaux sur plusieurs dizaines d'unités astronomiques à partir de l'étoile.

4.4.2 Distribution du facteur de remplissage dans le disque

Nous pouvons aussi mesurer l'influence de la porosité en étudiant la répartition du facteur de remplissage à travers le disque. La figure 4.13 (haut) présente la distribution de cette grandeur dans le disque. Les grains peu poreux restent proches de

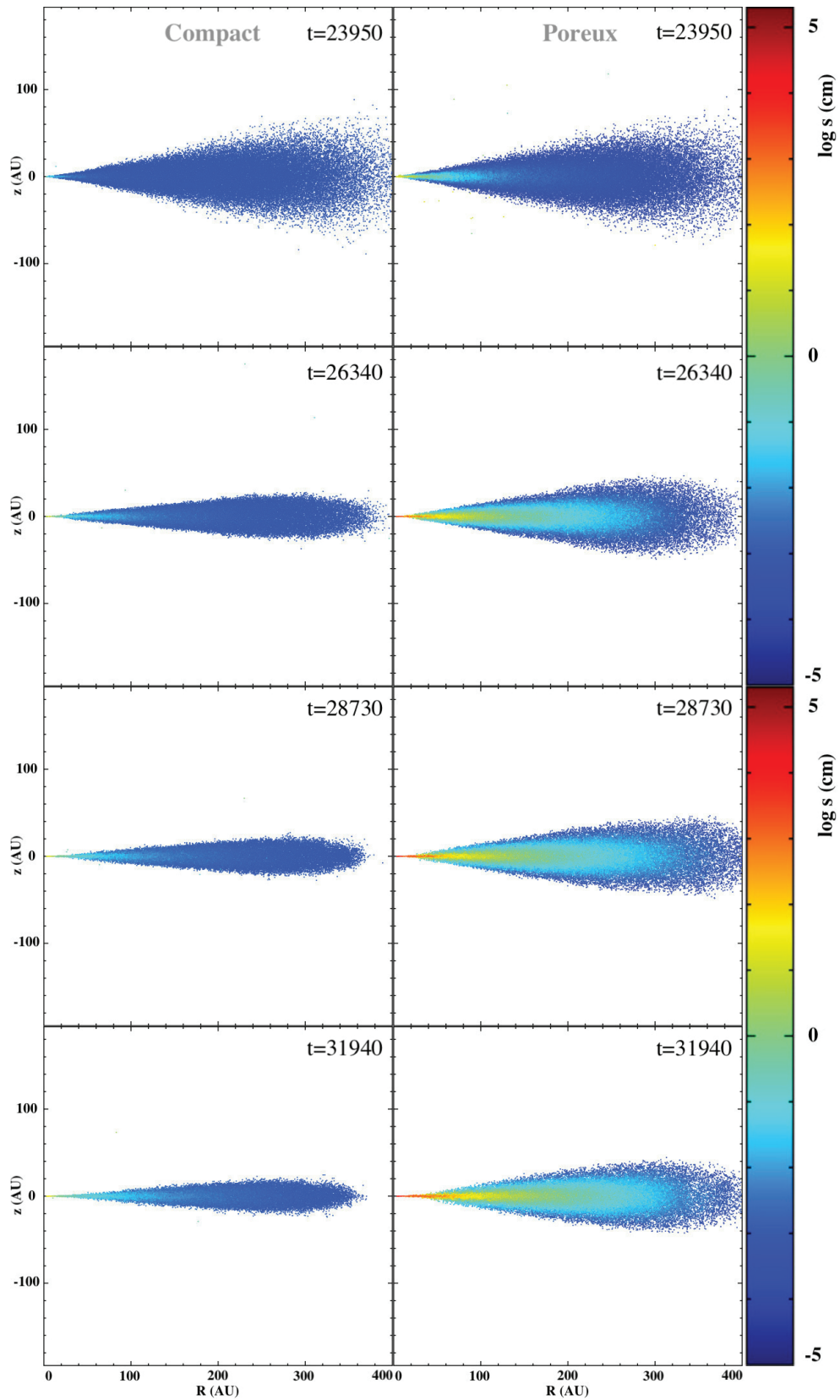


FIGURE 4.11: Evolution temporelle de la distribution de la poussière dans un disque CTTS vu par la tranche obtenue avec le code SPH. La barre de couleur représente la taille des grains obtenue. Sur la colonne de gauche, les grains sont compacts. Sur celle de droite, les grains croissent avec une variation de porosité. Le temps est donné en années.

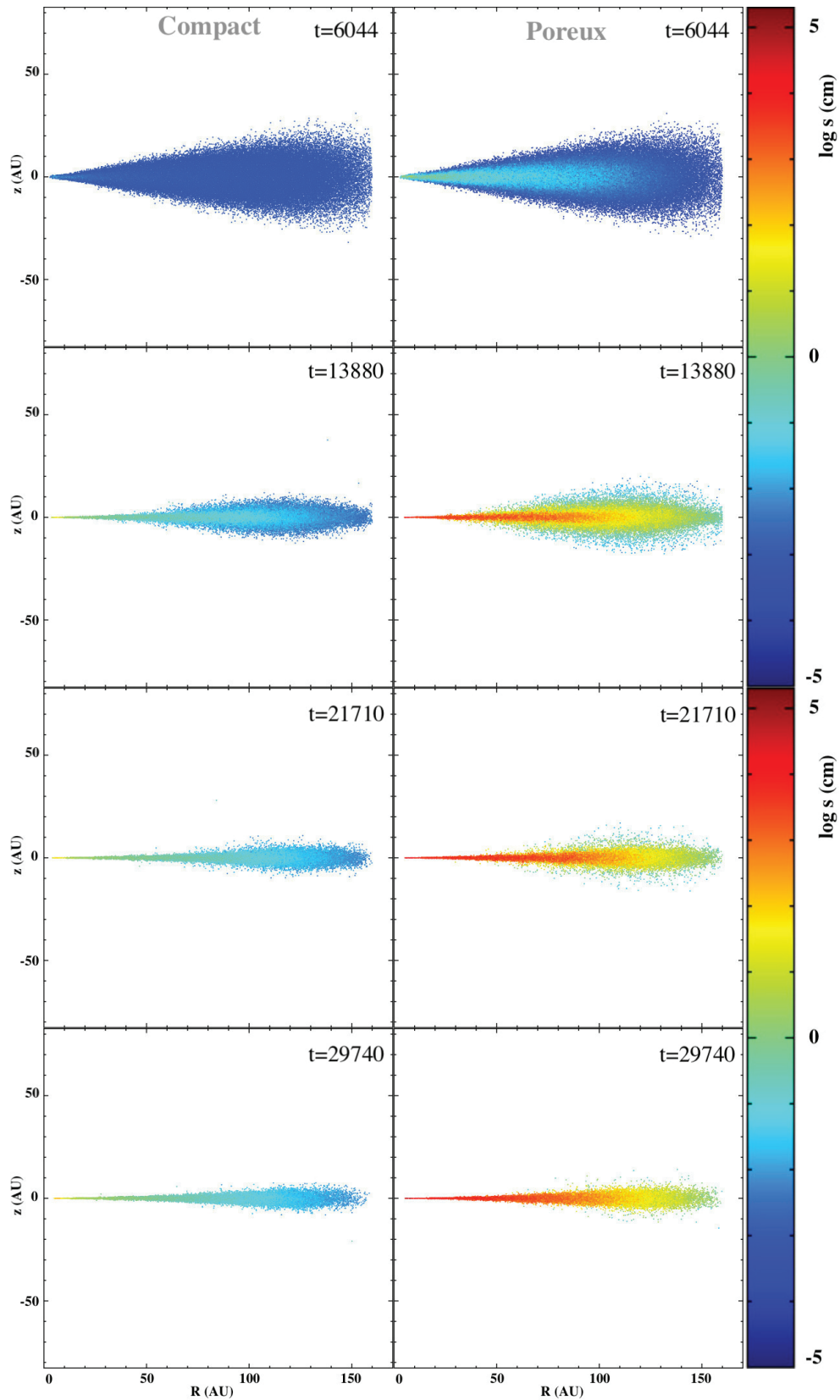


FIGURE 4.12: Evolution temporelle de la distribution de la poussière dans un disque Flat vu par la tranche obtenue avec le code SPH. La barre de couleur représente la taille des grains. Sur la colonne de gauche, les grains sont compacts. Sur celle de droite, les grains croissent avec une variation de porosité. Le temps est donné en années.

la surface du disque et sur une hauteur plus importante que les grains très poreux. Les grains peu poreux à la surface du disque correspondent à des petits grains. La porosité leur permet de rester couplés avec le gaz jusqu'à de plus grandes tailles avant de sédimenter et dériver. De plus, en observant le zoom, on retrouve également des grains moins poreux (avec un facteur de remplissage de l'ordre de 10^{-2}) vers le bord interne du disque. Ces grains sont de grandes tailles et sont moins poreux car comprimés par la traînée du gaz ou leur autogravité. Les grains les plus poreux se retrouvent dans les parties internes et proche du plan médian du disque. Il y a un tri vertical du facteur de remplissage i.e. de la densité interne ρ_d des grains.

Le temps caractéristique de sédimentation est proportionnel au produit $(\rho_s \phi s)^{-1}$ (eq. (2.64)), le produit $(\rho_s \phi s)$ étant appelé paramètre aérodynamique. A densité interne $\rho_d = \rho_s \phi$ constante, les grains les plus grands se retrouvent dans le plan médian plus rapidement tandis qu'à taille constante, les grains les plus denses sédimenteront le plus vite. Grâce à des simulations multi-espèces (donc multi-densités) de grains compacts, Pignatale et al. [2017] trouvent que le tri vertical de tailles et de densités sont reliés. Les grains les plus denses (comme le fer ou le silicate) grossissent moins rapidement que les grains de glaces mais se trouvent dans le plan médian alors que les grains les moins denses comme la glace d'eau se trouvent sur une hauteur plus grande malgré qu'ils croissent plus vite. Dans ce cas, bien que le paramètre aérodynamique ait une dépendance similaire en la densité et la taille, la croissance va dépendre de la densité interne du grain et ainsi briser cette symétrie et le tri vertical se fait donc en fonction de la densité des grains. Les grains sont composés de fer, silicates ou glace d'eau, la densité des grains varie donc entre $0,117 \rho_{\text{fer}}$ et $1 \rho_{\text{fer}}$ où ρ_{fer} est la masse volumique du fer. Nous pouvons faire une analogie avec le facteur de remplissage : la densité des grains varie entre $10^{-4} \rho_{\text{ice}}$ et $1 \rho_{\text{ice}}$ (avec ρ_{ice} , masse volumique de la glace d'eau) grâce à la figure 4.13 (bas) qui présente l'évolution temporelle du paramètre aérodynamique. D'après cette figure, plus le paramètre aérodynamique des grains est grand, plus le grain est proche du plan médian, ce qui est en accord avec les résultats de Pignatale et al. [2017] et la théorie de la sédimentation (partie 2.2.3). Dans notre cas, les grains millimétriques - métriques sont les grains les plus poreux (i.e. les moins denses). Cependant, ces grains sont dans le plan médian alors que les grains plus denses (et plus petits) se trouvent sur une plus grande hauteur. La croissance des grains dépend de la densité interne des grains donc de leur facteur de remplissage. Néanmoins, le facteur de remplissage dépend de la masse des grains qui est reliée à leur taille. Ainsi, il y a ici aussi une brisure de symétrie dans le paramètre aérodynamique, néanmoins en faveur de la taille des grains. On peut en conclure que dans notre étude, le paramètre aérodynamique dépend plus de la taille des grains que de la densité interne (et donc du facteur de remplissage).

4.5 Résumé de l'influence de la porosité sur le comportement des grains

Si la porosité ne ralentit que peu la dérive des grains, elle accélère leur croissance, ingrédient indispensable pour leur permettre de se découpler du gaz et passer outre la barrière de dérive radiale. De plus, comme le montre la comparaison entre simulations numériques et résultats analytiques, les effets collectifs de la poussière sont importants et la dérive des grains dans les parties internes où le rapport poussière/gaz se retrouve alors plus important favorise la croissance. Par ailleurs, le code SPH permet de calculer de manière plus physique la différence de vitesse entre les

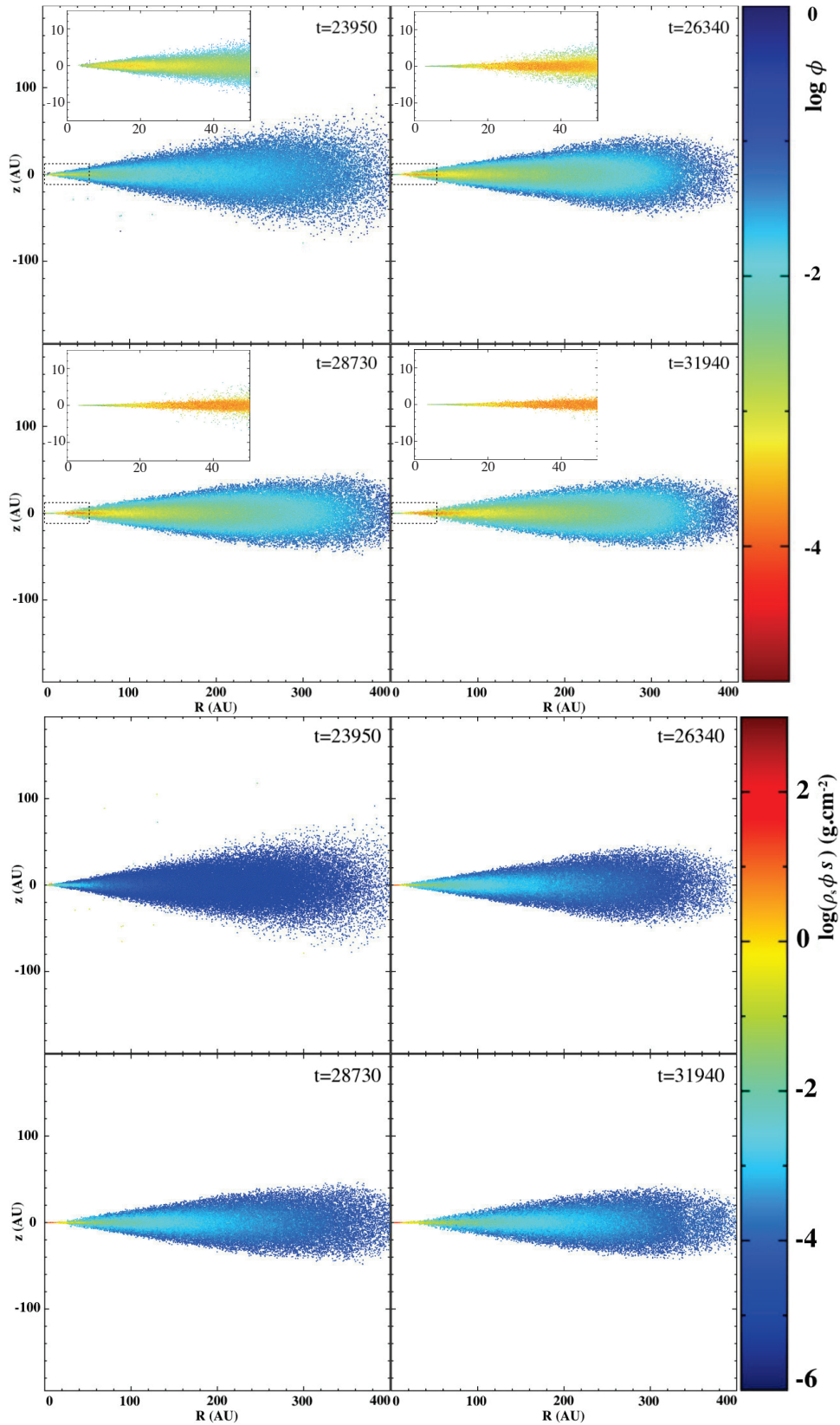


FIGURE 4.13: Evolution temporelle de la distribution de la poussière dans un disque CTTS vu par la tranche obtenue avec le code SPH. En haut, la barre de couleur représente le facteur de remplissage des grains et en bas, le paramètre aérodynamique ($\rho_s \phi_s$). Sur la figure du haut, les encarts représentent un zoom sur la zone des parties internes indiquée par le cadre en pointillés. Le temps est donné en années.

deux phases, ce qui avec les propriétés locales du gaz (densité, pression) et leur évolution temporelle jouent un rôle notamment pour la compression des grains due à la traînée du gaz lorsqu'ils dérivent dans les parties internes. De surcroît, à masse égale, la porosité permet d'augmenter la taille des grains, ce qui les aide à passer dans le régime de traînée de Stokes. Ce régime est un point crucial pour la maintien des grains dans le disque en facilitant leur découplage du gaz.

L'ordre de grandeur des valeurs de facteur de remplissage obtenues (autour de 10^{-3}) sont en accord avec les mesures faites sur des grains millimétriques composant la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko [Fulle et al., 2015]. Ainsi, le processus de croissance poreuse permet de mieux comprendre la formation des *pebbles* retrouvés sur cette comète. Par ailleurs, bien que la signature observationnelle des agrégats poreux soit encore étudiée et discutée [Kataoka et al., 2014, Tazaki et al., 2016, Tazaki and Tanaka, 2018, Brunngräber et al., 2017, Ysard et al., 2018], Kataoka et al. [2016b] ont montré que l'émission en lumière polarisée dans le disque de HL Tau peut correspondre à de petits grains compacts mais aussi à de plus gros solides très poreux. Les distributions spatiales de la taille et du facteur de remplissage obtenues dans ce chapitre permettent d'apporter des contraintes pour déterminer si l'émission polarisée des grains observés peut s'accorder avec l'hypothèse de grains poreux.

La croissance directe de grains poreux en planétésimaux permet la formation de grains kilométriques sur une étendue d'environ 100 UA. Ces grains pourront participer à la formation de cœurs planétaires [Kobayashi et al., 2016, Kobayashi and Tanaka, 2018] ou accréter des grains plus petits (*pebbles*) [Wahlberg Jansson and Johansen, 2014]. On observe un tri vertical de la taille des poussières : les grains les plus grands et poreux, découplés du gaz, se retrouvent dans le plan médian et les parties internes du disque. On remarque aussi un tri vertical du facteur de remplissage relié à celui de la taille : les grains très poreux sont dans le plan médian tandis que les grains plus compacts occupent une hauteur plus importante. De plus, nous retrouvons des grains de grandes tailles plus compacts proche du bord interne du disque comprimés par la forte densité du gaz ou leur autogravité.

Chapitre 5

Fragmentation et rebond des grains

*La plupart du temps, on ne résout pas les difficultés ;
on les déplace, comme la poussière.*

RAYMOND D'ALOST

Nous venons de voir que la porosité permet aux grains de se découpler et se maintenir dans le disque. Cependant, de nombreuses expériences en laboratoire ont montré que les collisions entre grains ne mènent pas seulement la croissance par coagulation mais aussi à la fragmentation et au rebond [Güttler et al., 2010]. Par ailleurs, les expérimentations en laboratoire menées par Shimaki and Arakawa [2012a] sur des grains de glace révèlent que le seuil de fragmentation peut dépendre du facteur de remplissage et fragiliser les grains poreux. De plus, le rebond peut limiter la croissance des grains et empêcher la formation de planétésimaux [Zsom et al., 2010].

Le but de ce chapitre est d'étudier l'impact que peut avoir la fragmentation seule, le rebond seul puis les deux sur le maintien des grains dans le disque afin de déterminer si la porosité des grains peut être une solution pour les barrières de fragmentation et de rebond.

5.1 Influence de la fragmentation

Dans cette section, nous étudierons la répercussion de la fragmentation sur l'évolution de la taille des grains et leur dérive. Cet impact à l'échelle du disque a été étudié numériquement. Le comportement de grains compacts et poreux avec fragmentation et érosion a été examiné par Krijt et al. [2015] et Krijt et al. [2016] à l'aide de simulations numériques Monte Carlo. Ils ont trouvé que la croissance vers de grands grains est entravée par l'érosion qui ne permet pas de former des objets avec un nombre de Stokes au delà de l'unité. Une population de galets pouvant servir à la *pebble accretion* est alors créée. Plus récemment, grâce à des simulations numériques SPH semblables à celles présentées dans ce chapitre, Gonzalez et al. [2017] ont montré que la rétroaction de la poussière sur le gaz retarde la dérive des grains compacts et mène à leur accumulation dans des pièges à poussière auto-induits. Ce mécanisme est efficace pour permettre aux grains compacts de passer outre les barrières de dérive radiale et de fragmentation.

5.1.1 Etat des simulations utilisées dans ce chapitre

Nous utilisons tout d'abord le code PACED pour étudier la dérive, croissance et fragmentation d'un grain dans un disque stationnaire en lois de puissance avec deux types de fragmentation. Premièrement, nous prenons un seuil de fragmentation constant à 15 m.s^{-1} en accord avec la valeur mesurée expérimentalement par Arakawa and Tomizuka [2004] pour des grains de glace compacts. Dans un second

N° de la simulation	1	2	3	4	5	6
Type de disque	Flat	Flat	Flat	CTTS	CTTS	CTTS
Type de grains	compact	poreux	poreux	compact	poreux	poreux
Seuil de fragmentation	constant	constant	variable	constant	constant	variable
Date de l'injection de la poussière (années)	6000	6000	6000	23850	23850	23850
Durée totale (années)	46120	41290	149500	182300	99570	182300
Nombre d'orbites avec la poussière	158.4	139.2	566.4	158.2	75.6	158.2

TABLE 5.1: Caractéristiques des simulations numériques utilisées dans le chapitre 5. Ces simulations ne prennent pas en compte le rebond. Le nombre d'orbites est donné au rayon de référence R_{sys} (cf. chapitre 3). Le seuil de fragmentation fixe est pris égal à 15 m.s^{-1} et le seuil variable suit la formule (2.118) avec $\phi_{\text{fr}} = 0.3$.

temps, nous examinons l'incidence du seuil de fragmentation variant avec le facteur de remplissage présenté dans la section 2.3.3. Nous avons ensuite mené des simulations SPH pour compléter l'étude avec l'influence des effets collectifs de la poussière. Les caractéristiques de ces simulations sont présentées dans le tableau 5.1. Les grains ont une taille initiale de $10 \mu\text{m}$ et nous considérons cette valeur comme taille minimale des grains. En effet, si la collision mène à la fragmentation des grains en monomères, la croissance vers des grains de $10 \mu\text{m}$ est rapide. Notons que les simulations comprennent toutes la rétroaction de la poussière, ingrédient important pour le maintien des grains dans le disque d'après Gonzalez et al. [2017].

Nous considérons des grains composés de monomères de $0,1 \mu\text{m}$ dans des disques avec $\alpha = 10^{-2}$.

5.1.2 Conséquences sur la taille et la dynamique des grains

Cas d'un disque stationnaire en lois de puissance :

Dans un premier temps, nous nous intéressons à l'impact de la fragmentation sur la taille des grains et leur dérive avec le code PACED. La figure 5.1 montre l'évolution radiale de la taille des grains (en haut), de leur vitesse relative (au milieu) et de leur nombre de Stokes (en bas) pour des grains compacts et poreux avec les deux types de fragmentation considérés dans le disque CTTS.

Les petits grains ont une vitesse relative faible et croissent en dérivant peu. Cependant, ils atteignent le seuil de fragmentation avant de dériver rapidement dans le cas où le grain part de 20 UA ou peu après avoir commencé à se rapprocher rapidement de l'étoile dans le cas où $R_0 = 100 \text{ UA}$. En effet, au moment d'entamer une dérive rapide, les grains des parties externes sont plus petits et ne se rencontrent pas avec une vitesse relative assez grande pour fragmenter, ils l'atteignent néanmoins en se rapprochant de l'étoile.

On distingue ensuite trois comportements face à la fragmentation semblables à ceux déjà étudiés par Birnstiel et al. [2010] et illustrés par la figure 5.2. Lorsqu'ils commencent à fragmenter, les grains ont $v_{\text{rel}} \approx v_{\text{frag}}$, ils perdent une partie de leur

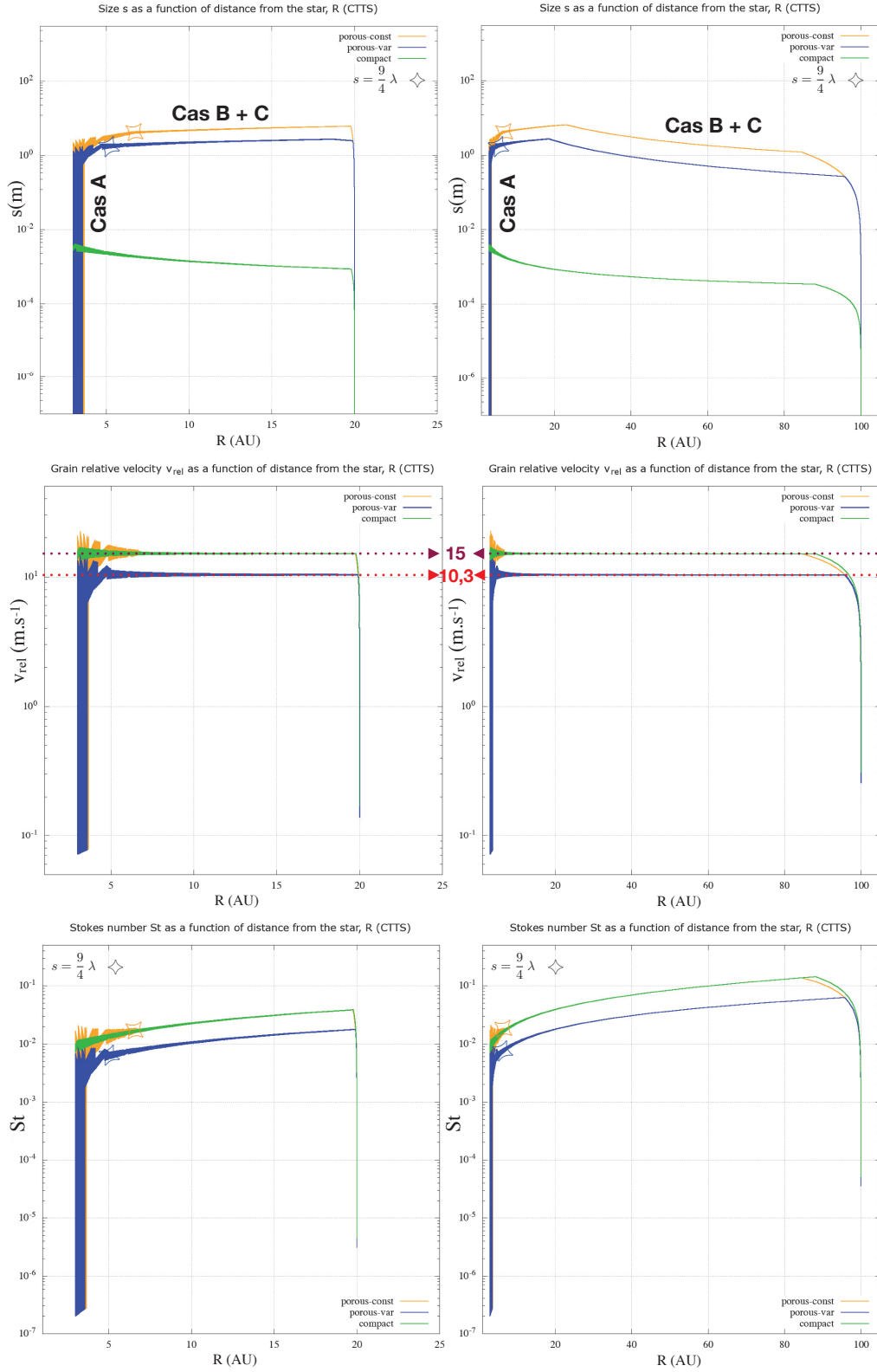


FIGURE 5.1: Taille s (ligne du haut), vitesse relative (ligne du milieu) et nombre de Stokes (ligne du bas) des grains en fonction de la distance à l'étoile pour $R_0 = 20$ UA (colonne de gauche) et $R_0 = 100$ UA (colonne de droite). Les grains compacts et poreux dont le seuil de fragmentation vaut 15 $m.s^{-1}$ sont représentés respectivement par la courbe verte et orange. Les grains poreux dont le seuil de fragmentation est variable (avec $\phi_{fr} = 0,3$, soit $v_{frag} \approx 10,3$ $m.s^{-1}$ pour $\phi \leq 0,3$) correspondent à la courbe bleue. Les valeurs des seuils de fragmentation sont placées sur la ligne du milieu. Des symboles sont placés pour montrer le passage du régime d'Epstein (vers les parties externes) au régime de Stokes (vers les parties internes). Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS.

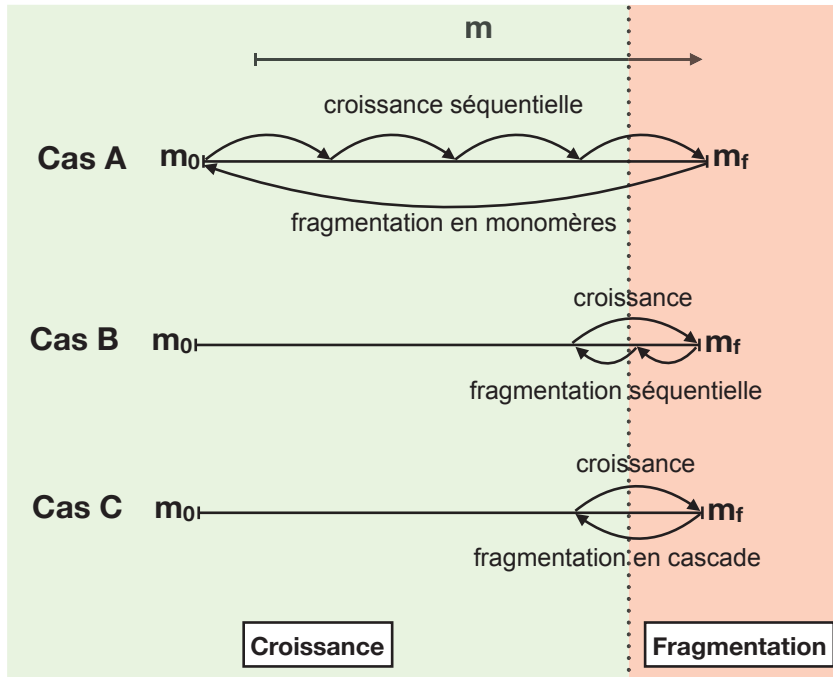


FIGURE 5.2: Illustrations des différents comportements des grains pendant la fragmentation. Cas A : les grains se rencontrent à grande vitesse et fragmentent en monomères. Les grains grossissent alors de façon séquentielle jusqu'à refragmenter. Cas B : Les grains fragmentent en plusieurs fois puis la croissance engendre des grains qui fragmentent à nouveau. Cas C : les grains fragmentent avant de croître en une fois vers la masse pour laquelle ils fragmentent. Les cas A et C ont été étudiés par Birnstiel et al. [2010].

masse en une ou plusieurs fois. Ils dérivent alors un peu vers l'étoile puis grossissent jusqu'à atteindre de nouveau $v_{\text{rel}} \approx v_{\text{frag}}$ et ainsi de suite en se rapprochant de l'étoile. Ils sont dans les cas B et C de la figure 5.2. Dans ces cas, la taille peut en moyenne augmenter légèrement ou diminuer. On observe d'ailleurs une cassure autour de 20 UA pour les courbes des grains poreux dérivant à partir de 100 UA. Cela s'explique par la dépendance radiale de la vitesse relative. En effet, comme le montre la figure 5.1 (en bas), les grains ont un nombre de Stokes inférieur à l'unité pendant toute leur dérive vers l'étoile et sont dans le régime d'Epstein jusqu'à une distance proche de l'étoile (cf. figure B.5), leur vitesse relative augmente donc en se rapprochant de l'astre central. Ainsi, les grains dérivant de l'extérieur du disque croissent un peu plus qu'ils ne fragmentent, leur taille augmente légèrement. Cependant en se rapprochant des parties internes, ce mécanisme produit l'effet inverse. Les grains poreux pour lesquels la croissance est favorisée, grossissent un peu trop et fragmentent d'autant plus fort vers des tailles plus petites, la taille moyenne diminue donc doucement en allant vers l'étoile.

Une fois proche du bord interne, les grains poreux passent dans le régime de Stokes et leur nombre de Stokes, toutefois inférieur à l'unité, augmente plus facilement avec la taille, les grains se rencontrent donc avec une plus grande vitesse et ils fragmentent en monomères. La poussière se trouve alors dans le cas A de la figure 5.2. La croissance est séquentielle jusqu'à ce que la vitesse relative atteigne de nouveau le seuil de fragmentation et que les grains se séparent en monomères comme le montre la figure 5.3 qui est un zoom sur la zone où les traits bleus et orange sont

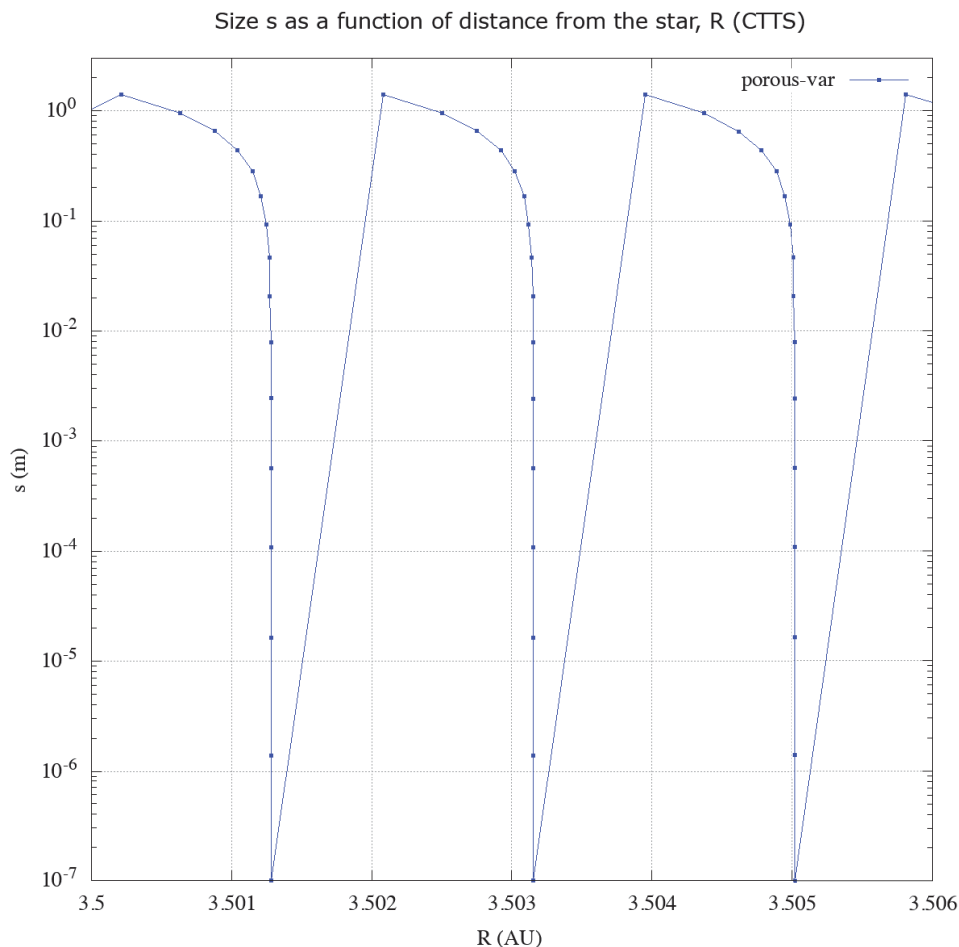


FIGURE 5.3: Zoom sur la taille s (haut à gauche de la figure 5.1) des grains en fonction de la distance à l'étoile pour $R_0 = 20$ UA entre 3,5 et 3,52 UA. Les grains sont poreux et ont un seuil de fragmentation variable (avec $\phi_{\text{fr}} = 0,3$, soit $v_{\text{frag}} \approx 10,3 \text{ m.s}^{-1}$ pour $\phi \leq 0,3$). Cette courbe est obtenue avec le code PACED pour le disque CTTS. On observe clairement le cas A de la figure 5.2.

épais près de l'étoile. Une fois retournés vers des tailles micrométriques, les grains dérivent peu mais au fur et à mesure qu'ils grossissent, ils dérivent légèrement avant de refragmenter et ainsi de suite.

Bien que le seuil de fragmentation constant à 15 m.s^{-1} laisse les grains poreux grossir plus qu'avec le seuil variable, les tailles atteintes ne sont pas suffisantes pour permettre aux grains de se découpler et subsister dans le disque. Leur nombre de Stokes ne dépasse pas l'unité vers de plus grandes valeurs (cf. figure 5.1, bas). Sans considérer les effets collectifs de la poussière, la fragmentation reste une barrière à la formation de planétésimaux par croissance directe. Ces résultats sont en accord avec les simulations de Krijt et al. [2015] et Krijt et al. [2016]. Tout comme eux, nous formons des grains ayant un nombre de Stokes supérieur à $1,5 \cdot 10^{-3}$, une des caractéristiques nécessaires pour déclencher la *streaming instability* d'après Carrera et al. [2015] et Yang et al. [2017]. Par ailleurs, sous couvert de la création d'objets déjà assez massifs pour avoir une gravité suffisamment forte, la production de galets permet la croissance par accrétion [Brouwers et al., 2018, Ronnet et al., 2017].

Cas d'un disque avec effets collectifs :

Gonzalez et al. [2017] ont montré que la barrière de dérive radiale et de fragmentation pouvaient être surmontées en considérant la rétroaction de la poussière sur le gaz.

Pour étudier cet effet, nous avons mené des simulations présentées en début de section. Les figures 5.4 et 5.5 présentent l'évolution temporelle de la taille des grains dans les disques CTTS et Flat. Les deux disques donnent des situations semblables selon le cas étudié.

Les grains compacts (colonne de gauche) fragmentent efficacement dans les parties internes du disque où les vitesses relatives sont fortes. Cependant, la dérive des grains des parties externes est ralentie par la rétroaction, un bouchon se crée vers 100 UA pour le disque CTTS et 20 UA pour le disque Flat. Les poussières sont ralenties en arrivant dans cette zone et commencent à s'accumuler. Sous l'effet de la rétroaction, le gaz se concentre sur cette zone créant un maximum de pression locale, synonyme de piège à particules comme l'atteste la figure 5.6. Les grains sont confinés et continuent de grossir. Ils ont outrepassé la barrière de dérive radiale et la barrière de fragmentation comme l'indique la couleur bleue associée aux particules, représentative d'une vitesse relative inférieure au seuil de fragmentation. Notons que les grains entre le piège auto-induit et l'étoile continuent d'être accrétés. Contrairement à Gonzalez et al. [2017], la croissance se fait de l'intérieur vers l'extérieur. Cela peut s'expliquer par la différence du modèle de fragmentation utilisé, celui de Gonzalez et al. [2017] favorisant une fragmentation plus forte dans les parties internes. La forme des pièges à particules formés est aussi impactée par cette différence.

La colonne du milieu fait état de l'évolution pour les grains poreux avec un seuil de fragmentation constant de 15 m.s^{-1} . La fragmentation ralentit la croissance dans les parties internes jusqu'à ce que les grains deviennent suffisamment poreux. Contrairement aux simulations avec les grains compacts, le disque interne ne se vide pas de ses grains poreux. En effet, les grains poreux restent couplés avec le gaz jusqu'à de plus grandes tailles, ce qui leur permet d'atteindre le régime de Stokes et ainsi se découpler et parvenir à de grands nombres de Stokes pour lesquels la vitesse relative est faible. Cette croissance est aidée par l'accumulation des grains dans les parties internes. Finalement, les grains atteignent des tailles semblables à celles obtenues sans fragmentation, mais en des temps plus longs. La figure 5.6 montre, pour le disque CTTS, que ce maintien des grains dans le disque n'est pas dû à un maximum de pression, un piège à particules ne s'est donc pas formé.

En comparaison avec les grains poreux, la poussière compacte dérive davantage vers l'étoile. Ainsi, en considérant la fragmentation, la porosité a un impact plus important sur l'étendue radiale des grains. De plus, la formation de grains de taille supérieure à la centaine de mètres se cantonne à la vingtaine d'unités astronomiques autour de l'étoile contrairement à la croissance pure où cette zone s'étalait sur une centaine d'UA. Cependant, la formation de planétésimaux reste possible dans ce contexte. Ces planétésimaux peuvent ainsi grossir en accrétant les galets formés à cause de la fragmentation.

Discussions autour du seuil de fragmentation variable :

Les expériences de Shimaki and Arakawa [2012a] ont révélé que la porosité des grains pouvait être favorable en augmentant le seuil de fragmentation lorsque les grains sont peu poreux mais que cette vitesse seuil se retrouve plus faible que celle des grains compacts lorsque les grains deviennent très poreux. Le seuil se retrouve

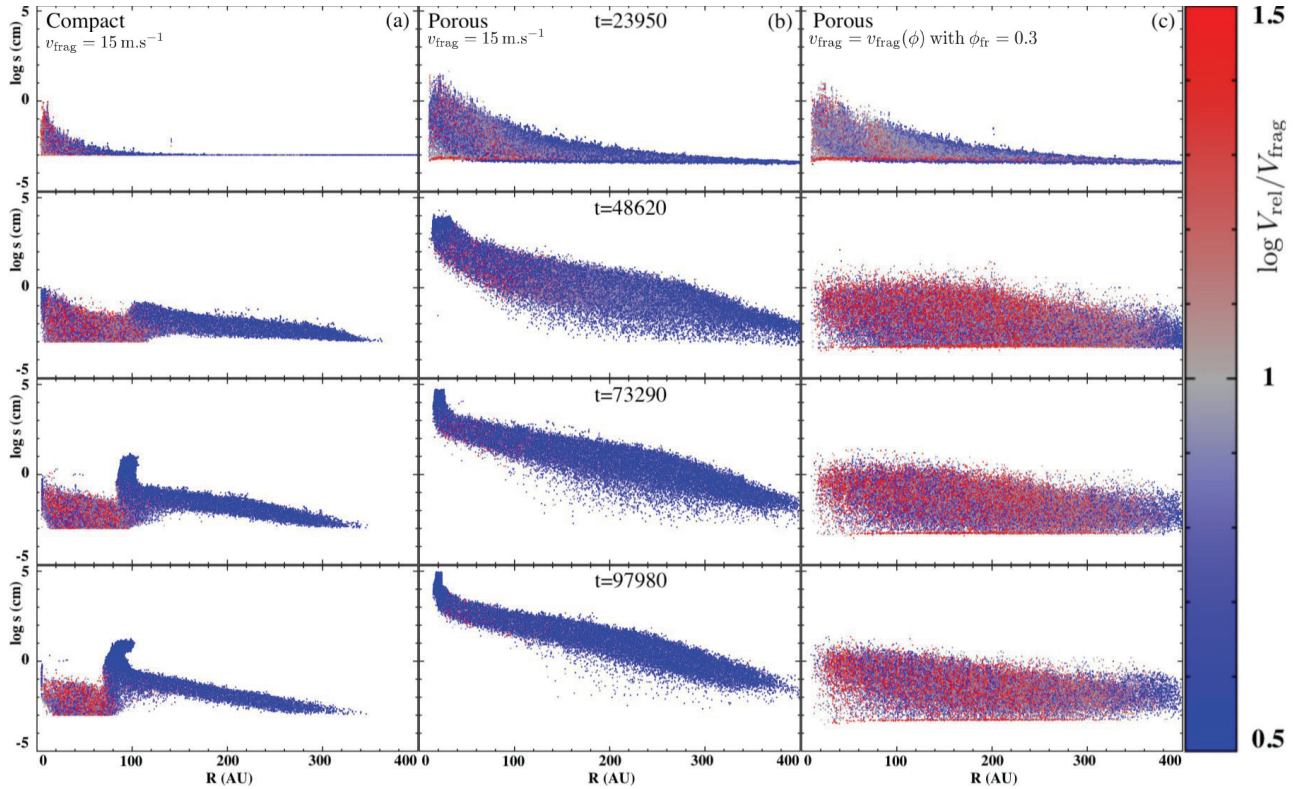


FIGURE 5.4: Evolution temporelle de la taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour le disque CTTS avec le code SPH. La couleur représente le rapport $v_{\text{rel}}/v_{\text{frag}}$. Chaque ligne représente un même moment des simulations, le temps est donné en années. Colonne (a) : les grains sont compacts, le seuil de fragmentation vaut $v_{\text{frag}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. Colonne (b) : les grains sont poreux et le seuil de fragmentation est constant et vaut $v_{\text{frag}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. Colonne (c) : les grains sont poreux et le seuil de fragmentation est variable avec $\phi_{\text{fr}} = 0,3$.

constant et proche de 10 m.s^{-1} pour des grains dont le facteur de remplissage est inférieur à $0,3$. D'après la figure 5.1, en raison de ce palier plus bas, les grains poreux commencent à fragmenter pour des tailles plus faibles que pour le seuil fixe à 15 m.s^{-1} . Ils ont cependant un comportement proche pendant leur dérive rapide jusqu'aux parties internes. Ils atteignent toutefois des tailles du même ordre de grandeur que celles des grains fragmentant avec un seuil fixe. La colonne de droite des figures 5.4 et 5.5 montre l'évolution radiale de la taille avec ce seuil variable. Alors que les effets collectifs aident les grains compacts et poreux fragmentant avec un seuil fixe à 15 m.s^{-1} à se maintenir dans le disque, le seuil variable entraîne une fragmentation forte. Les grains sont incapables de grossir au delà du centimètre et donc se découpler et finissent accrétés dans l'étoile. Le disque se vide alors peu à peu de sa poussière et de son gaz comme le montre la baisse de la pression du gaz de la figure 5.6. De plus, l'étude du profil radial de pression ne laisse pas apparaître de maximum local, signe qu'un piège à poussière ne s'est pas formé. Cependant, Gonzalez et al. [2017] montrent que pour $v_{\text{frag}} = 10 \text{ m.s}^{-1}$, les grains compacts s'accumulent et se découplent dans des structures étendues sur plusieurs dizaines d'UA. En effet, les grains compacts fragmentent efficacement vers des tailles très faibles mais commencent à grossir dans les parties externes grâce à la rétroaction avant de dériver vers l'étoile. Pour la même taille, les grains poreux se rencontrent moins

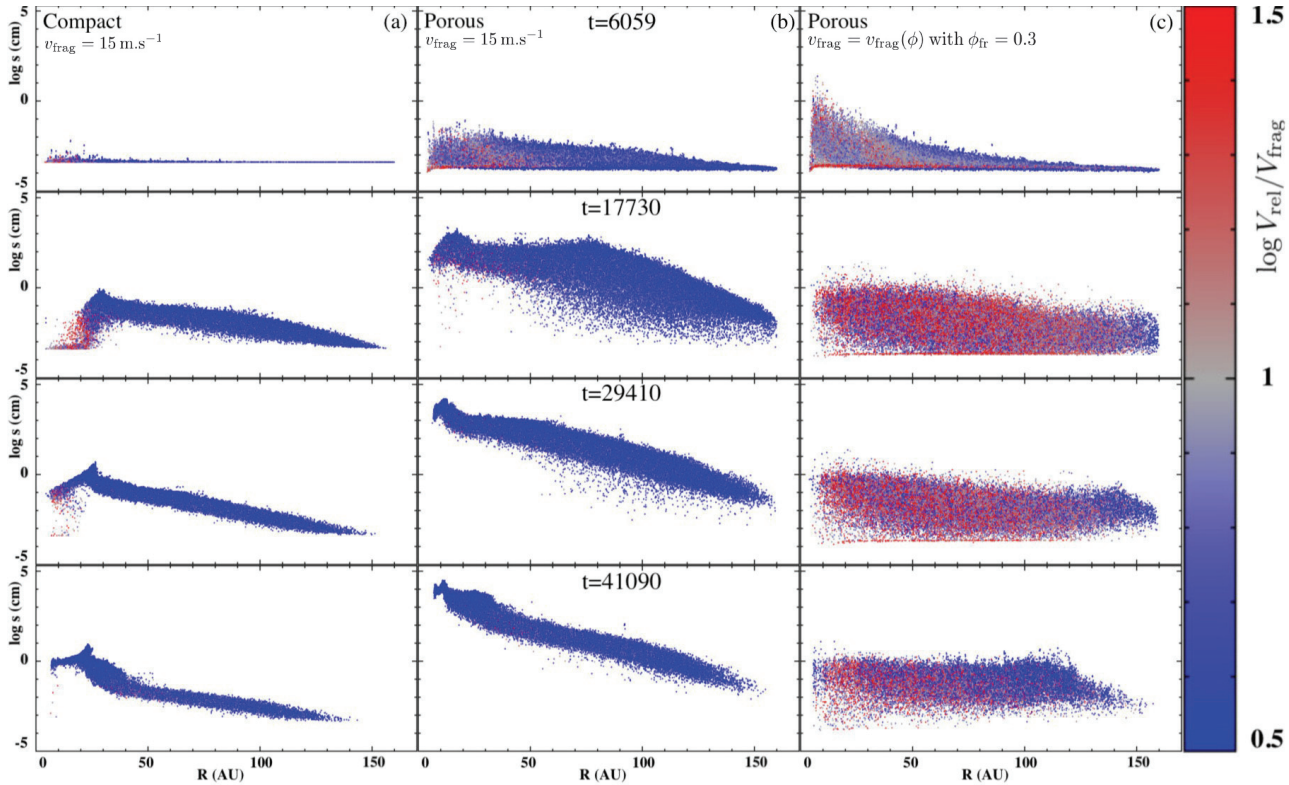


FIGURE 5.5: Evolution temporelle de la taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour le disque Flat avec le code SPH. La couleur représente le rapport $v_{\text{rel}}/v_{\text{frag}}$. Chaque ligne représente un même moment des simulations, le temps est donné en années. Colonne (a) : les grains sont compacts, le seuil de fragmentation vaut $v_{\text{frag}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. Colonne (b) : les grains sont poreux et le seuil de fragmentation est constant et vaut $v_{\text{frag}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. Colonne (c) : les grains sont poreux et le seuil de fragmentation est variable avec $\phi_{\text{fr}} = 0,3$.

rapidement, ils fragmentent mais vers des tailles plus élevés, suffisamment importantes pour dériver. La croissance poreuse est freinée par la fragmentation et le seuil de vitesse faible, les grains ne se découpent pas et dérivent rapidement vers l'étoile avant d'y finir leur course. La fragmentation reste donc une barrière en considérant un seuil de fragmentation variant avec le facteur de remplissage. Dans notre cas, ce seuil de fragmentation dépend seulement du facteur de remplissage mais Meru et al. [2013] ont montré numériquement qu'il dépend aussi de la taille des grains pour des grains de silice. Une étude plus approfondie du seuil de fragmentation des grains poreux semble être une piste intéressante pour des recherches futures.

5.1.3 Evolution de facteur de remplissage

Nous avons vu que l'évolution des grains peut être affectée par la fragmentation selon le seuil considéré. La croissance est corrélée avec l'évolution du facteur de remplissage qui peut s'en trouver impactée comme le montre la figure 5.7.

Lorsque le seuil de fragmentation est fixé à 15 m.s^{-1} (colonne de gauche), la croissance est peu affectée par la fragmentation, seulement retardée. Le facteur de remplissage évolue donc comme dans le cas de la croissance pure (cf. figure 4.9) mais de manière plus lente. Dans un premier temps, les petits grains croissent en devenant

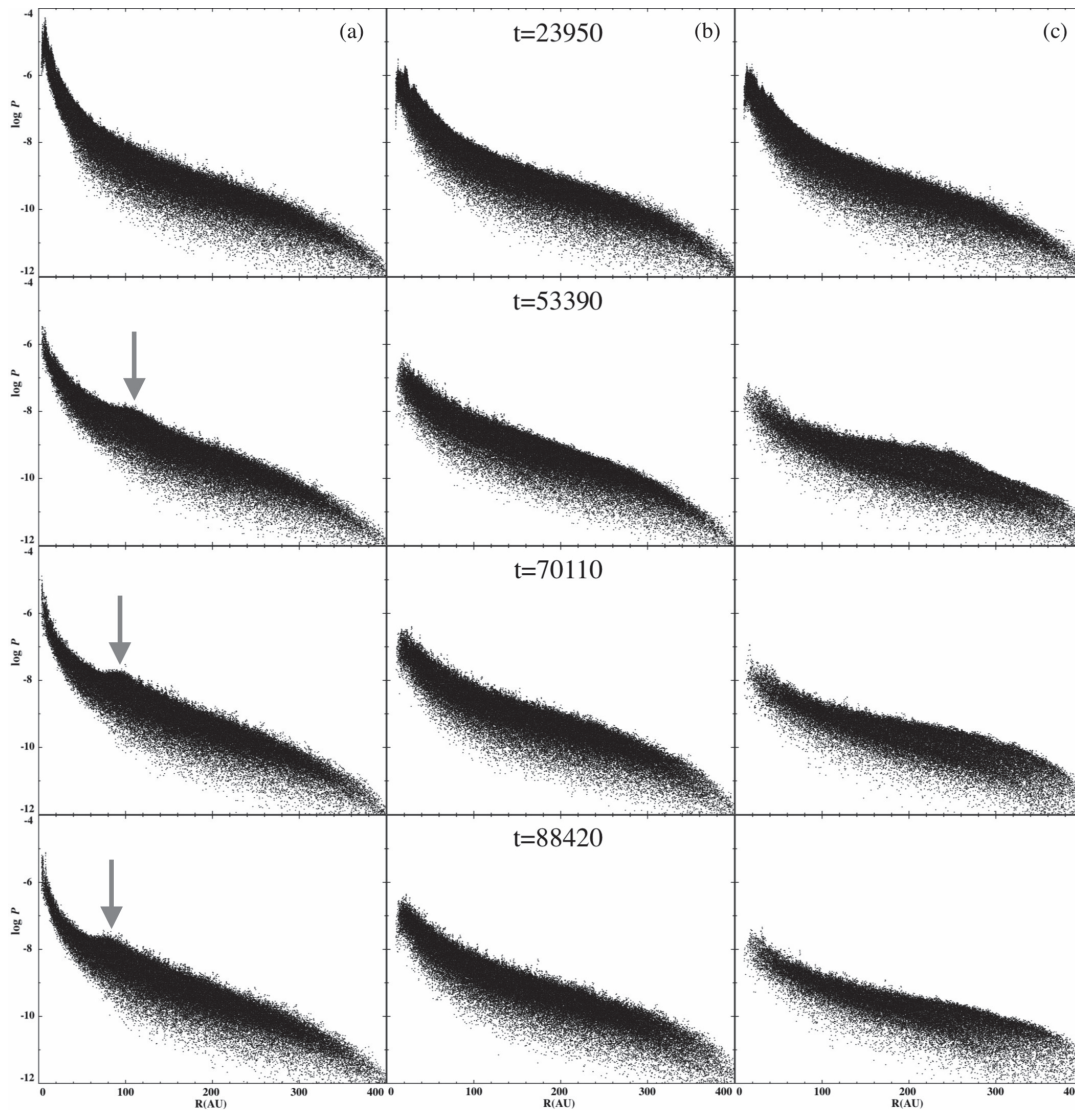


FIGURE 5.6: Evolution temporelle de la pression du gaz (en Pa) en fonction de la distance à l'étoile pour le disque CTTS avec le code SPH. Chaque ligne représente un même moment des simulations, le temps est donné en années. Colonne (a) : les grains du disque sont compacts, le seuil de fragmentation vaut $v_{\text{frag}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. Colonne (b) : les grains du disque sont poreux et le seuil de fragmentation est constant et vaut $v_{\text{frag}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. Colonne (c) : les grains du disque sont poreux et le seuil de fragmentation est variable avec $\phi_{\text{fr}} = 0,3$. Les flèches indiquent un maximum de pression du gaz local.

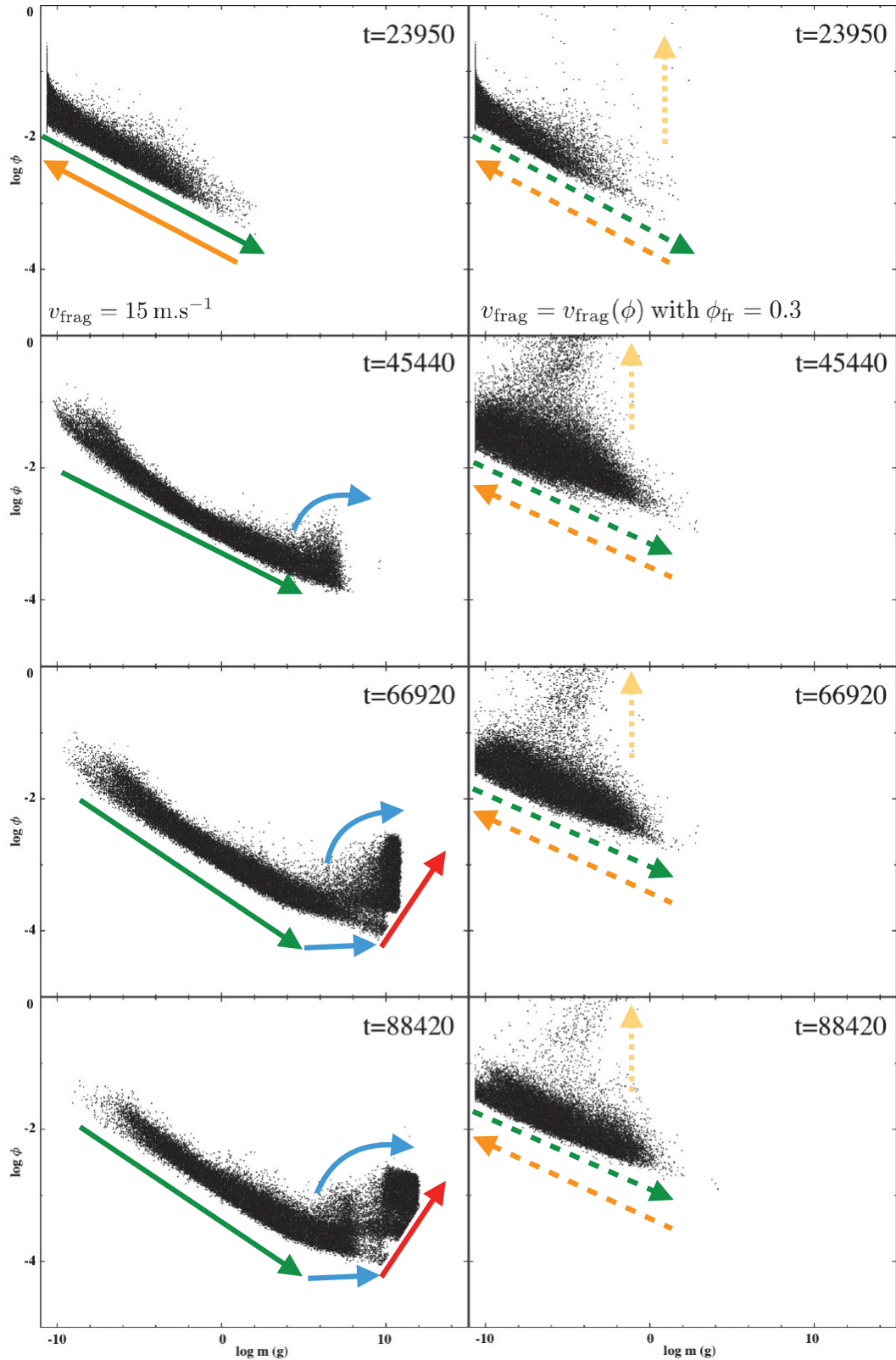


FIGURE 5.7: Evolution temporelle du facteur de remplissage en fonction de la masse des grains pour le disque CTTS avec le code SPH. Sur la colonne de gauche, le seuil de fragmentation est constant et vaut $v_{\text{frag}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. Sur celle de droite, le seuil de fragmentation est variable avec $\phi_{\text{fr}} = 0,3$. Les différents régimes, illustrés par les flèches sont légendés dans la figure 5.8. Le temps est donné en années.

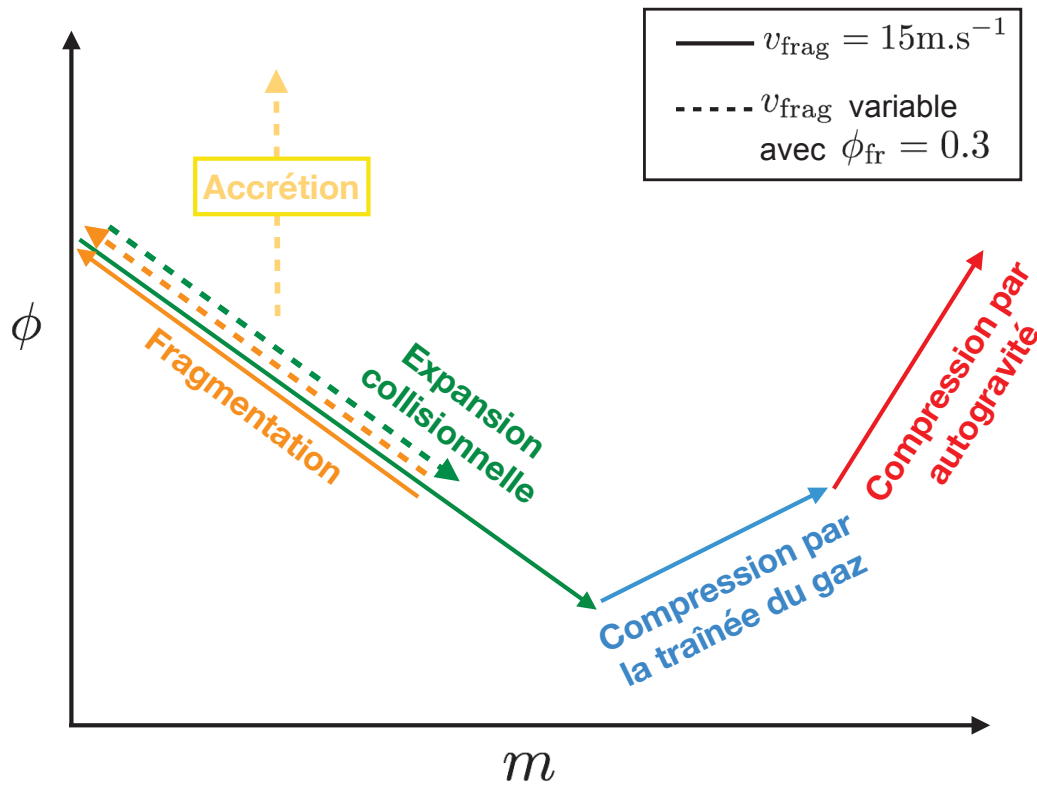


FIGURE 5.8: Illustration de la variation du facteur de remplissage en fonction de la masse des grains. En trait plein, les grains sont soumis à un seuil de fragmentation constant $v_{\text{frag}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. En pointillés, les grains fragmentent en fonction d'un seuil variable avec $\phi_{\text{fr}} = 0,3$.

de plus en plus poreux via l'expansion collisionnelle mais fragmentent et retournent vers de plus petites masses et de plus grands facteurs de remplissage. Cependant, ils continuent à croître doucement, aidés par l'accumulation de la poussière au bord interne, jusqu'à se rencontrer à vitesse suffisamment lente pour grossir. Ils deviennent alors de plus en plus poreux puis sont comprimés par la traînée du gaz et par leur autogravité. Ces différentes évolutions sont schématisées dans la figure 5.8.

Pour un seuil de fragmentation variable, nous avons vu que les grains gardaient des tailles faibles et finissaient accrétés dans l'étoile, vidant doucement le disque. D'après la figure 5.7 (colonne de droite), les grains croissent et fragmentent en continu. Par conséquent, les grains ne dépassent pas le kilogramme et ne deviennent pas assez poreux pour se découpler. On observe distinctement l'accrétion massive des grains, symbolisée par la flèche jaune.

Ainsi, le seuil de fragmentation constant retarde la croissance et la variation du facteur de remplissage mais les valeurs obtenues sont semblables à celles dans le cas de la croissance pure. Cependant, l'utilisation d'un seuil variable ne permet pas aux grains de devenir assez poreux pour se maintenir dans le disque.

5.2 Rebond et fragmentation des grains poreux

Dans le chapitre 4, nous avons vu que la porosité permet aux grains du disque CTTS de subsister. Nous nous plaçons dans le cadre de ce disque pour étudier les

conséquences du rebond seul puis avec la fragmentation sur la croissance et la dynamique des grains avec le code PACED. En effet, si Zsom et al. [2010] ont souligné que le rebond pouvait constituer une entrave à la formation planétaire, des collisions de grains poreux étudiées par des simulations numériques ont montré que les poussières très poreux ne rebondissaient pas [Langkowski et al., 2008, Wada et al., 2011]. Nous présentons d'abord l'influence du rebond seul avec les limites fixées par les expérimentations et les simulations numériques de collisions. Ensuite, nous nous affranchirons de ce seuil pour voir si le rebond a toutefois un impact sur la croissance et la dynamique des grains. Enfin, nous ajouterons la fragmentation à ce cas pour voir l'effet de ces deux phénomènes combinés.

5.2.1 Influence du rebond seul avec seuil limite de rebond en accord avec la littérature

Dans cette sous-section, nous étudions l'impact du rebond avec une condition sur le facteur de remplissage comme présenté par la figure 2.11. Ainsi, lorsque $\phi > 0,3$, les grains peuvent rebondir mais dès lors que $\phi \leq 0,3$, les grains collent ou fragmentent sans subir de rebond. La figure 5.9 (gauche) rend compte de l'évolution radiale de la taille des grains pour des grains avec seulement la croissance et des grains avec croissance et rebond avec seuil. La figure 5.9 (droite) montre le facteur de remplissage correspondant en fonction de la masse des grains. Nous présentons les résultats pour une distance initiale de 20 UA mais les conclusions restent les mêmes pour d'autres distances de départ. Les grains de petites tailles se rencontrent avec une vitesse faible, inférieure à v_{stick} (cf. figure 2.10) et croissent en devenant de plus en plus poreux. Leur facteur de remplissage passe alors en dessous de la valeur limite au bout de quelques collisions pour y rester inférieur. Ce passage se fait pour une taille submicrométrique. Ainsi, le reste de l'évolution du grain est dominée par la croissance et il évolue comme le grain soumis seulement à la croissance (cf. chapitre 4). Par conséquent, avec notre modèle d'évolution du facteur de remplissage, le rebond n'intervient jamais grâce au seuil fixé par les expérimentations et les simulations numériques. Lorek et al. [2018], dont les recherches seront discutées plus en détails dans le chapitre 6, étudient avec le modèle de Kataoka et al. [2013b] les conditions de rebond dans les disques. Ils trouvent également que l'évolution n'est pas affectée par le rebond en utilisant un seuil limite $\phi_{\text{lim}} = 0,1$. Le comportement étant proche de celui de la croissance pure, les conclusions quant au rebond dans les disques Flat et H81m restent les mêmes.

5.2.2 Influence du rebond seul sans seuil limite de rebond

Bien que nous venons de montrer que le rebond pouvait être négligé lorsque le seuil limite ϕ_{lim} est pris en compte, nous choisissons de nous affranchir de ce seuil pour étudier l'impact du rebond sur l'évolution du grain. Le but est de montrer que le rebond a une influence minime même sans seuil.

Conséquences sur la taille et la dynamique des grains :

La figure 5.10 présente la variation radiale de la taille des grains pour deux distances à l'étoile initiales différentes. Nous nous intéressons dans un premier temps aux courbes représentant la croissance seule (en noir) et la croissance et le rebond (en vert). Les petits grains croissent en dérivant peu car ils ne sont pas concernés par le rebond. Cependant, dès que le rebond opère, la probabilité de collage n'est plus

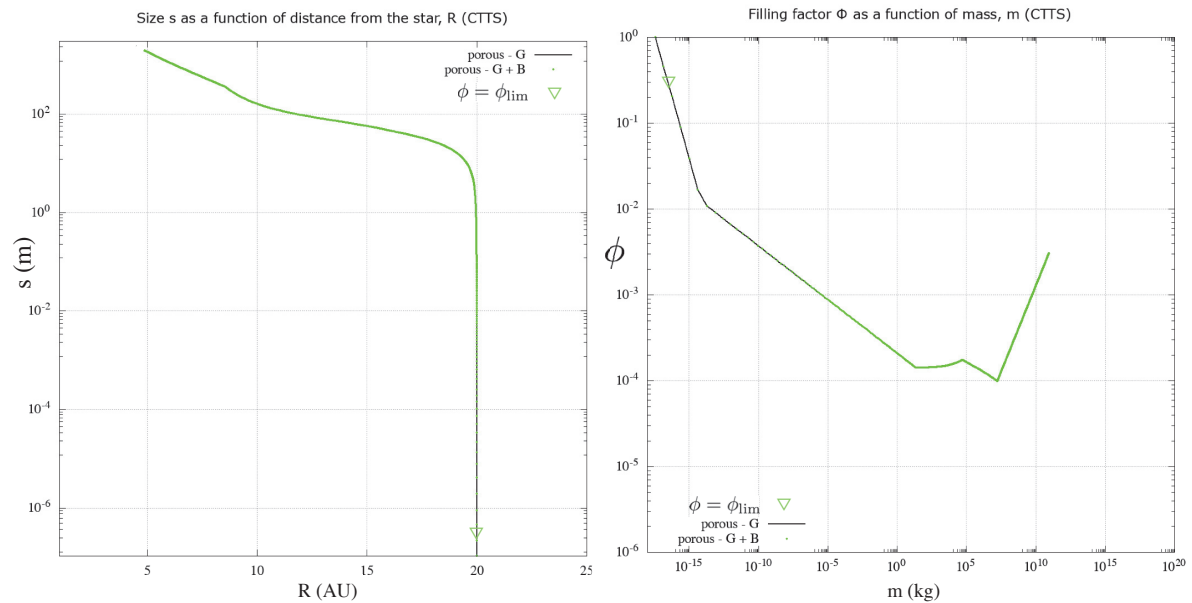


FIGURE 5.9: A gauche : taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour $R_0 = 20$ UA dans le disque CTTS pendant 1,5 million d'années. A droite : facteur de remplissage ϕ en fonction de la masse des grains. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED. Les courbes noires représentent l'évolution des grains avec croissance et les points verts représentent l'évolution avec croissance et rebond avec $\phi_{lim} = 0,3$. Le triangle vert symbolise le passage du facteur de remplissage en dessous du seuil limite pour le rebond.

de 100% et une partie des grains croît alors que l'autre rebondit. La taille moyenne est alors plus faible que la taille obtenue avec la croissance seule. La croissance lors de la dérive rapide est également entravée par le rebond. Néanmoins, ces grains grossissent assez pour atteindre le régime de Stokes (symbolisé par le losange) mais plus proche de l'étoile que les grains soumis seulement à la croissance. Le régime de Stokes aide les grains de se découpler plus rapidement. Seulement, le nombre de Stokes des grains soumis au rebond ne dépasse l'unité que près du bord interne, ne permettant à ces grains de se découpler totalement (cf. figure 5.11). Ils finissent donc accrétés par l'étoile. Ainsi, sans considérer la fragmentation, le rebond sans seuil ne permet plus à la porosité d'être une solution pour la barrière de dérive radiale en freinant la croissance de la poussière.

Evolution du facteur de remplissage :

Si le rebond impacte la croissance, les chocs inélastiques compactent aussi les grains. La figure 5.12 expose l'évolution du facteur de remplissage au cours de la croissance des grains. Les petits grains ne sont pas touchés par le rebond et suivent le comportement des grains en croissance seule à savoir, la diminution du facteur de remplissage par expansion collisionnelle. Au delà d'environ $m = 10^{-5}$ kg, les grains commencent à être comprimés par le rebond. Cependant, l'influence de cette compaction reste faible et ne suffit pas à impacter significativement la croissance ou la dynamique des grains. Par la suite, la poussière soumise au rebond est accrétée avant d'atteindre l'autogravité. Nous notons néanmoins que la compaction comme la croissance pendant le rebond restent fortement dépendantes de la probabilité de

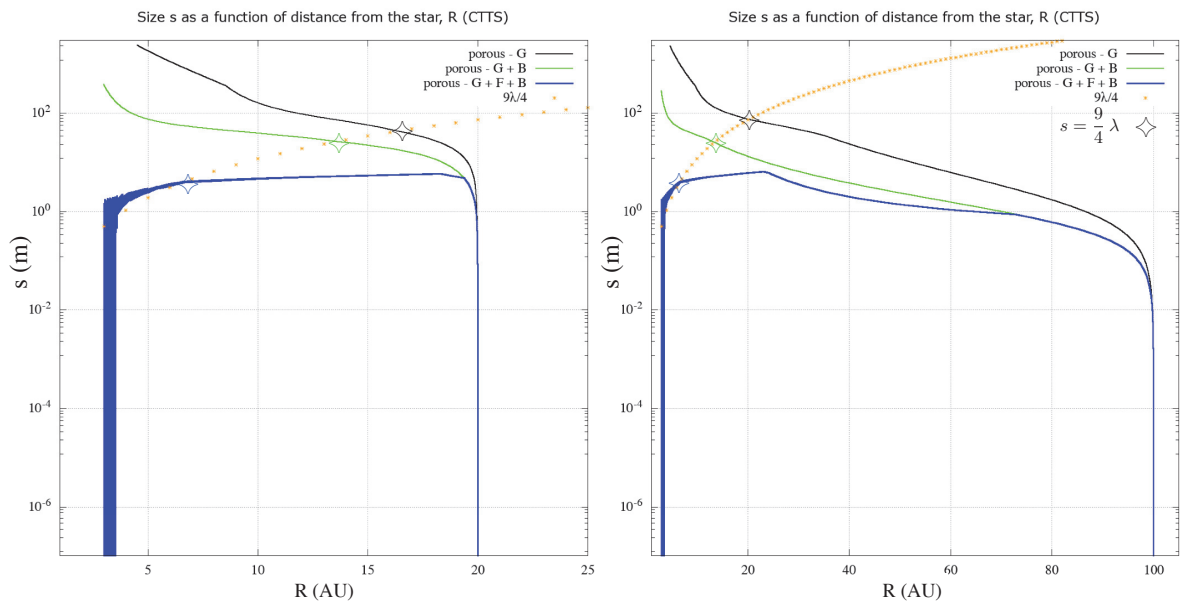


FIGURE 5.10: Taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour $R_0 = 20$ UA (à gauche) et $R_0 = 100$ UA (à droite) dans le disque CTTS. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED. L'évolution des grains avec croissance est illustrée en noir et les courbes vertes représentent l'évolution avec croissance et rebond. Les courbes bleues représentent les grains avec croissance, rebond et fragmentation avec un seuil fixe à 15 m.s^{-1} . La limite $s = 9 \lambda/4$ est représentée par les points oranges. Des symboles sont placés pour montrer le passage du régime d'Epstein (vers les parties externes) au régime de Stokes (vers les parties internes).

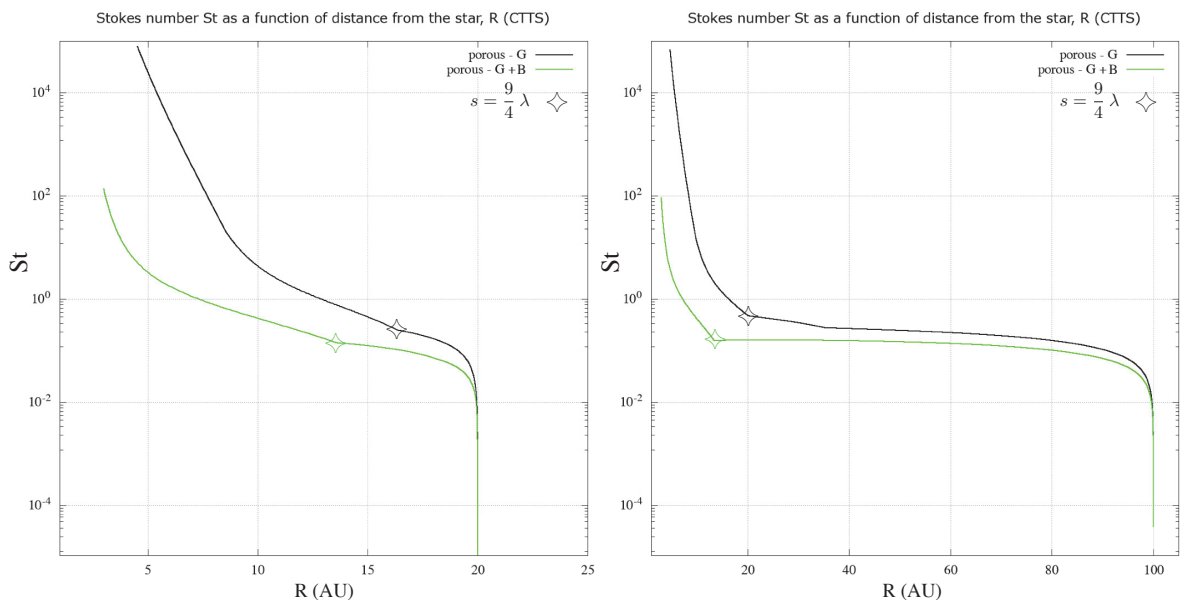


FIGURE 5.11: Nombre de Stokes en fonction de la distance à l'étoile pour $R_0 = 20$ UA (à gauche) et $R_0 = 100$ UA (à droite) dans le disque CTTS. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED. L'évolution des grains avec croissance est illustrée en noir et les courbes vertes représentent l'évolution avec croissance et rebond.

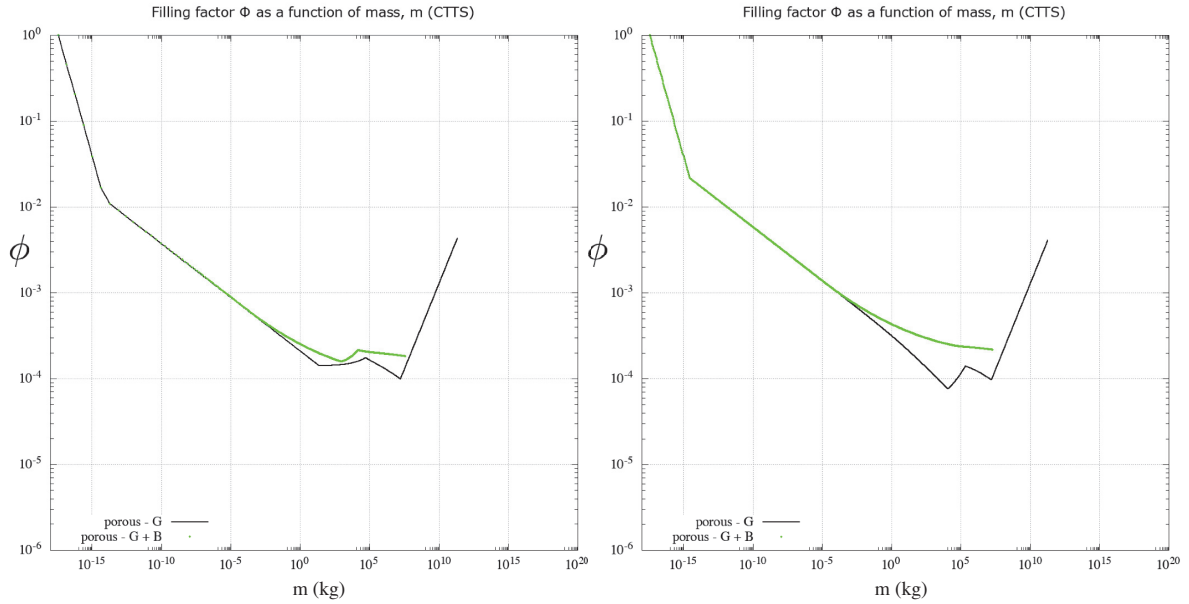


FIGURE 5.12: Facteur de remplissage en fonction de la masse des grains pendant la dérive pour $R_0 = 20$ UA (à gauche) et $R_0 = 100$ UA (à droite) dans le disque CTTS. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED. L'évolution des grains avec croissance est illustrée en noir et les points verts représentent l'évolution avec croissance et rebond.

collage, dont la formule a été déterminée empiriquement par Weidling et al. [2012] et pour laquelle la valeur de v_{end} est mal connue. Une plus grande valeur de v_{end} peut entraîner une probabilité de collage plus faible et ainsi une influence plus forte du rebond sans toutefois considérer de seuil.

5.2.3 Ajout de la fragmentation sans seuil limite de rebond

Jusque là, nous négligeons l'impact de la fragmentation. Cependant, comme le suggère la valeur des vitesses présentées dans la figure 5.13, avec ou sans le rebond, la vitesse relative des grains dépasse le seuil de fragmentation de 15 m.s^{-1} et la fragmentation ne peut pas être négligée. Nous pouvons donc comparer les trois types d'évolution de la taille des grains avec la figure 5.1. En accord avec les résultats de la partie 5.1, les petits grains croissent en dérivant peu (cf. figure 5.10). Alors qu'ils commencent à dériver rapidement, ils sont affectés par le rebond qui diminue leur croissance. En se rapprochant de l'étoile, ils commencent à fragmenter avec des comportements semblables à ceux commentés dans la section 5.1. Les grains soumis au rebond et à la fragmentation atteignent des tailles proches à celles obtenues en négligeant le rebond. De la même manière, ils sont accrétés par l'étoile. Ainsi, l'effet du rebond est ici aussi négligeable en comparaison à celui de la fragmentation qui domine l'évolution de la taille des grains pendant leur dérive rapide. Ce travail pourra être étendu grâce à des simulations SPH afin d'étudier l'influence des effets collectifs sur ces phénomènes.

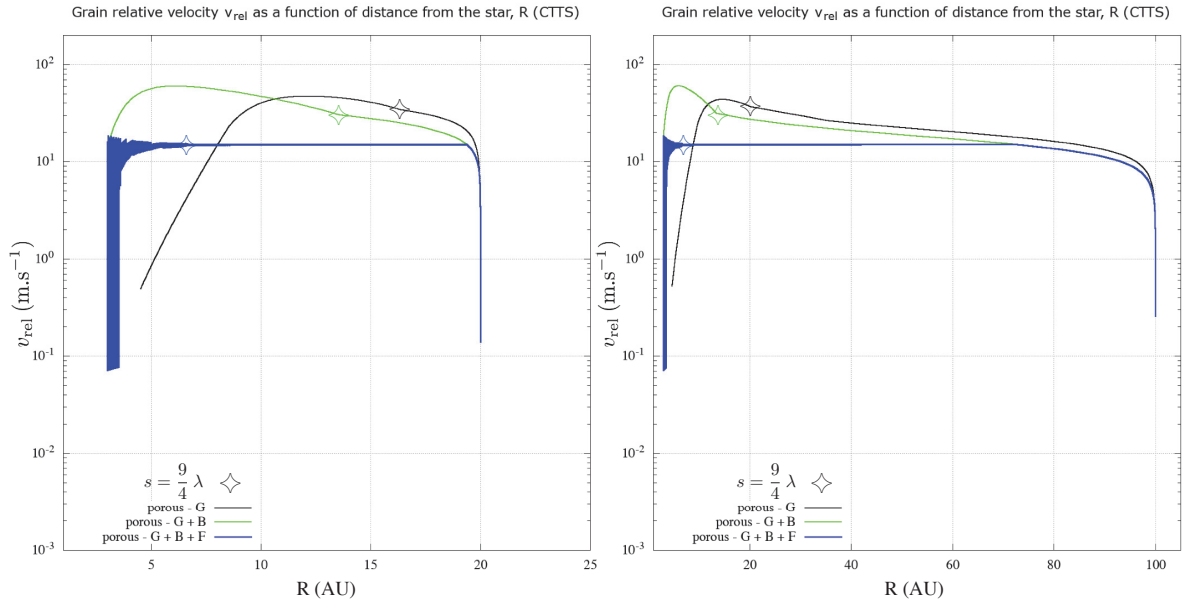


FIGURE 5.13: Vitesse relative des grains en fonction de la distance à l'étoile pour $R_0 = 20$ UA (à gauche) et $R_0 = 100$ UA (à droite) dans le disque CTTS. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED. L'évolution des grains avec croissance est illustrée en noir et les courbes vertes représentent l'évolution avec croissance et rebond. Les courbes bleues représentent les grains avec croissance, rebond et fragmentation avec un seuil fixe à 15 m.s^{-1} . Des symboles sont placés pour montrer le passage du régime d'Epstein (vers les parties externes) au régime de Stokes (vers les parties internes).

5.3 Résumé autour du rebond et de la fragmentation des grains

Les valeurs atteintes par les vitesses relatives des grains pendant leur croissance montrent que les grains sont soumis au rebond et à la fragmentation et leurs effets doivent être considérés.

Sans tenir compte des effets collectifs de la poussière, les grains fragmentent dans tous les cas de figure bien qu'une faible augmentation de la taille soit possible pendant la dérive rapide vers l'étoile. Cependant, les effets collectifs de la poussière permettent aux grains compacts de s'accumuler dans des pièges à poussière auto-induits. Par ailleurs, pour un seuil de fragmentation fixe, mesuré initialement pour des grains de glace compacts, la croissance des grains poreux est retardée par la fragmentation dans les parties internes du disque mais les grains atteignent néanmoins des tailles kilométriques proche du bord interne. Lorsque le seuil varie avec le facteur de remplissage, la fragmentation est juste assez forte pour garder les grains dans des tailles pour lesquels la dérive est rapide. La poussière est accrétée par l'astre central. En perspective future à ce travail, mieux contraindre le seuil de fragmentation pour de plus petites valeurs du facteur de remplissage et en considérant la dépendance en taille pourrait permettre d'étudier plus précisément la fragmentation des grains très poreux.

De plus, nous avons montré qu'avec notre modèle d'évolution du facteur de remplissage, le rebond n'avait qu'une influence mineure sur la croissance qu'il soit limité par une valeur seuil ou non, négligeable par rapport à celui de la fragmentation.

Chapitre 6

Influence de la taille des monomères et viscosité sur la porosité

*I'm stepping through the door
And I'm floating in a most peculiar way
And the stars look very different today.*
Space Oddity - DAVID BOWIE

Dans ce chapitre, nous étudions l'influence de la taille des monomères et du paramètre α sur la porosité et la croissance pure des grains. A l'aide de simulations numériques Monte Carlo de grains poreux avec croissance par coagulation, fragmentation et rebond pour différentes tailles de monomères ou différents paramètres α , Lorek et al. [2018] ont déterminé si l'évolution du grain est menacé en premier par la dérive radiale ou le rebond. Avant que les grains ne soient menacés par la dérive radiale ou le rebond, ils trouvent que plus le paramètre α est faible, plus le grain devient poreux. Il atteint de plus grandes tailles avant de rebondir. Avec des simulations en croissance pure, ils ont également montré que plus le monomère est grand, moins le grain devient poreux durant sa croissance. Sa croissance est ainsi impactée et il atteint des tailles moins importantes. Le but de ce chapitre est d'étudier l'impact de ces paramètres dans un contexte plus global en considérant la croissance et la dérive des grains pour déterminer si la porosité reste une solution à la barrière de dérive radiale.

6.1 Taille du monomère

La valeur de la taille du monomère reste très discutée. La taille habituellement utilisée pour des monomères de glace dans les simulations est de $0,1 \mu\text{m}$ [Suyama et al., 2008, Okuzumi et al., 2012, Kataoka et al., 2013b, Krijt et al., 2015]. Cependant, la ligne de gel d'une espèce peut modifier la taille du monomère. En effet, la sublimation de la poussière augmente localement la pression partielle de cette espèce. Cette espèce sous forme gazeuse peut se recondenser sur les monomères, accroissant leur taille et modifiant les propriétés locales de la croissance [Okuzumi et al., 2016, Stammler et al., 2017]. Récemment, en étudiant les grains présents sur la comète 67P avec le microscope à force atomique de l'expérience MIDAS, Bentley et al. [2016] ont découvert des agrégats composés de grains de $1 \mu\text{m}$ eux-même faits de plus petits grains de l'ordre de $0,1 \mu\text{m}$. On peut considérer que la taille des monomères varie entre $0,1$ et $1 \mu\text{m}$.

La taille du monomère influe sur plusieurs grandeurs liée à la porosité des grains comme l'énergie de roulement (eq. (2.145)) ou la pression de compression statique

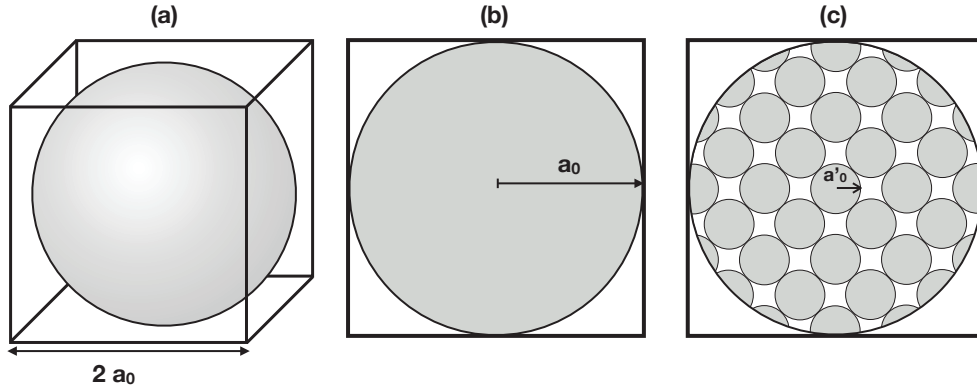


FIGURE 6.1: Illustration de la démonstration. (a) Considérons un monomère de rayon a_0 . (b) Coupe du monomère. (c) Coupe du monomère lorsqu'on le remplit de monomères de rayon a'_0 .

(eq. (2.177)). Par conséquent, cela peut avoir un impact sur la croissance et la dérive des grains.

Dans cette partie, nous gardons le paramètre de viscosité turbulente α égal à 10^{-2} .

6.1.1 Une démonstration simple pour commencer

Nous pouvons démontrer par des calculs simples que plus la taille du monomère est petite, plus le grain composé de ces monomères peut être poreux.

Considérons deux monomères de rayons différents a_0 et a'_0 tels que $a_0 \geq a'_0$. Remplissons le volume occupé par le plus grand monomère par les monomères de plus petites tailles comme l'illustre la figure 6.1. Même si les petits monomères s'agencent pour occuper le plus d'espace possible, il reste tout de même un volume de vide.

Calculons la densité des grains associé au cas (b) et (c). Pour le cas (b), tout le volume du monomère est occupé par de la matière, sa densité ρ vaut donc ρ_0 , la densité du matériau. Pour le cas (c), la densité ρ' est donnée par :

$$\rho' = \frac{n m'_0}{V_0}, \quad (6.1)$$

où n est le nombre de petits monomères de volume V'_0 et de masse m'_0 compris dans le volume V_0 d'un grand monomère. On peut faire une analogie de notre cas avec la cristallographie et l'agencement des atomes dans les mailles d'un cristal. On peut définir la compacité c du réseau créé par les monomères occupant le volume V_0 comme :

$$c = \frac{n V'_0}{V_0}. \quad (6.2)$$

En faisant apparaître la compacité dans l'équation (6.1), on obtient :

$$\rho' = c \rho. \quad (6.3)$$

La cristallographie nous apprend que la compacité maximale dans une maille est de $\pi \sqrt{2}/6 \approx 0,74$ (pour une maille cubique face centrée ou hexagonale [Conway et al., 2013]). Ainsi, le grain composé de plus petits monomères est au moins 0,74 fois moins compact qu'un grain composé de plus grands monomères.

Type de disque	Taille des monomères	Date de l'injection de la poussière (années)	Durée totale (années)	Nb d'orbites avec la poussière
Flat	$0,1\mu\text{m}$	6000	32550	104,7
Flat	$1\mu\text{m}$	6000	32550	77,8

TABLE 6.1: Caractéristiques des simulations numériques utilisées dans le chapitre 6.1. Les paramètres plus généraux concernant les simulations de ces disques sont donnés dans le chapitre 3. Le nombre d'orbites est donné au rayon de référence.

6.1.2 Influence sur l'évolution du facteur de remplissage

Nous venons de voir que plus le grain est composé de petits monomères, plus il peut devenir poreux. Nous nous intéressons dans un premier temps à l'impact de la taille du monomère sur la valeur de facteur de remplissage avec le code PACED pour un disque stationnaire en lois de puissance puis dans un second temps au facteur de remplissage obtenu avec le code SPH en ajoutant les effets collectifs de la poussière et l'évolution temporelle du disque de gaz dont les simulations sont résumées dans le tableau 6.1.

Cas d'un disque stationnaire en lois de puissance :

Kataoka et al. [2013b] ont obtenu des valeurs du facteur de remplissage pour des agrégats composés de monomères de $0,1\mu\text{m}$. La figure 6.2 montre le facteur de remplissage pour les trois disques considérés et deux tailles de monomères avec le code PACED. De manière générale, les grains composés de monomères de $1\mu\text{m}$ forment des grains moins poreux que les grains composés de monomères plus petits. Cela corrobore la démonstration 6.1.1. Les grains composés de petits monomères atteignent un facteur de remplissage minimal proche de 10^{-4} tandis que les grains composés de monomères de $1\mu\text{m}$ permettent d'obtenir un facteur de remplissage minimal d'environ 10^{-3} . Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues par Lorek et al. [2018].

Les courbes de la figure 6.2 ne commencent pas pour la même masse, ceci étant dû à la différence de la masse des monomères. Les grains sont tout d'abord dans le régime *hit & stick*. Ce régime s'arrête lorsque l'énergie cinétique de collision des grains atteint $0,15 E_{\text{roll}}$ [Okuzumi et al., 2012]. L'énergie de roulement dépend de la taille du monomère comme $a_0^{4/3}$ (eq. (2.146)). Toutefois, le régime de compression par collision commence pour des masses semblables, ce que l'on peut retrouver dans la figure 6.3. Cette figure montre le rapport $E_{\text{cin}}/(0,15 E_{\text{roll}})$, ainsi quand ce rapport dépasse l'unité, les collisions commencent à comprimer les grains. Les rapports obtenus sont proches pour les deux types de monomères et ils dépassent 1 pour des masses semblables. En effet, bien que l'énergie de roulement pour des monomères de $0,1\mu\text{m}$ soit plus faible, les grains qui en sont composés ont le temps de devenir plus poreux et ainsi diminuer leur vitesse relative et leur énergie cinétique. Ils atteignent ainsi $E_{\text{cin}} = 0,15 E_{\text{roll}}$ pour de plus grandes masses, semblables à celles obtenues avec des monomères de $1\mu\text{m}$. On retrouve ainsi que les grains composés de monomères de $1\mu\text{m}$ grossissent moins avant d'atteindre le régime de compression par collision. Certains grains y sont d'ailleurs pour de très faibles masses comme dans le disque Flat, ils grossiront sans que leur facteur de remplissage ne diminue rapidement avec le régime *hit & stick*.

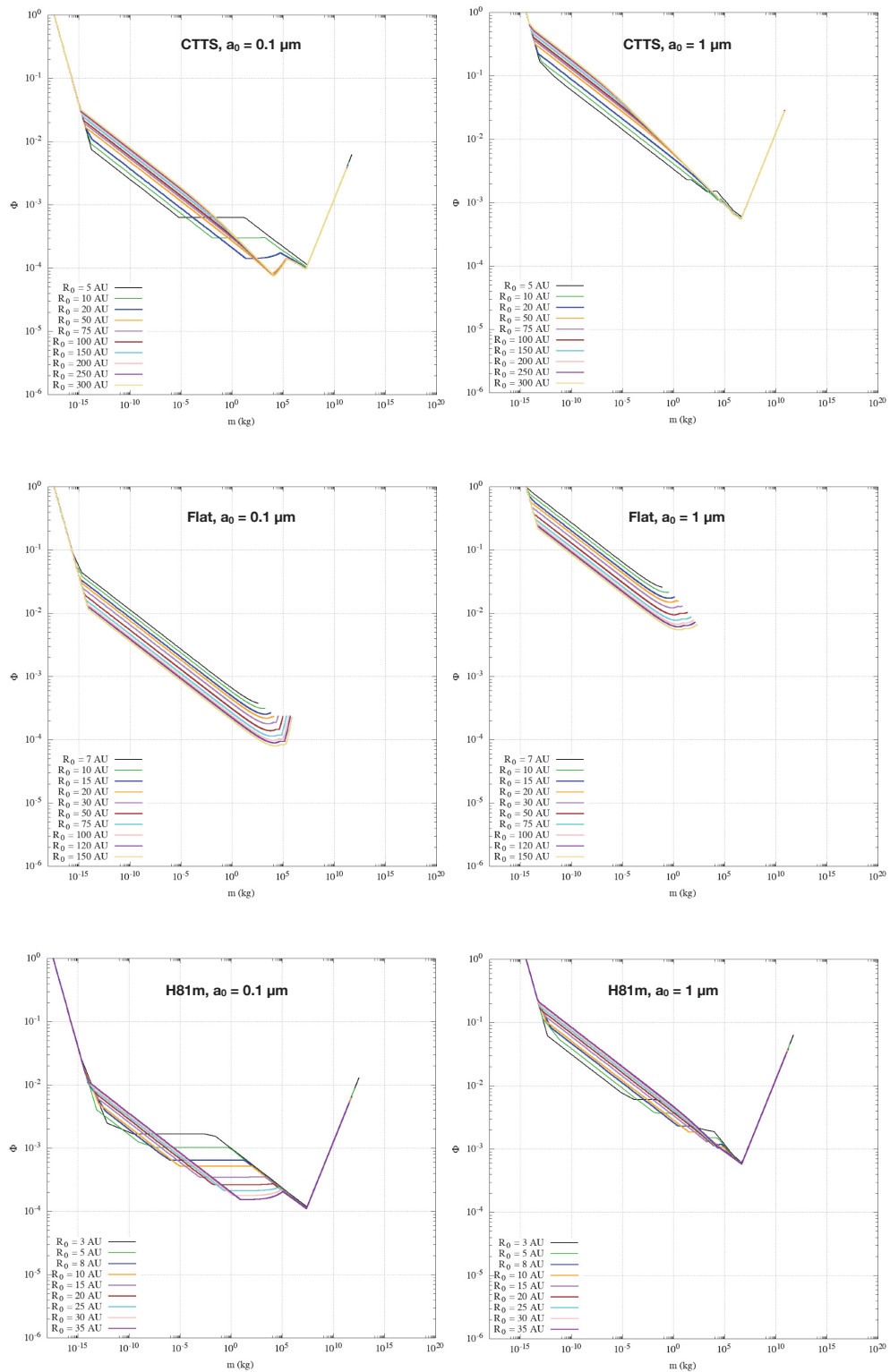


FIGURE 6.2: Facteur de remplissage ϕ en fonction de la masse du grain pour différentes distances à l'étoile initiales R_0 . Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (au milieu) et le disque H81m (en bas). La colonne de gauche est calculée à partir de monomères de $0,1 \mu\text{m}$ et à droite de $1 \mu\text{m}$.

Nous pouvons noter une différence pour la compression du grain via la traînée du gaz. Le facteur de remplissage obtenu avec la compression statique augmente avec la taille des monomères (eq. (2.183) et (2.185)). En effet, un grain de masse donnée peut être vu comme deux agrégats identiques en contact (illustré sur la figure 2.24). Plus les monomères sont gros, moins il y a de monomères en contact et ainsi moins il y en a à réagencer pour comprimer le grain. Donc l'énergie associée à la friction ou l'autogravité comprime plus le grain. La compression due à la traînée du gaz commence à comprimer les grains composés de monomères de $1 \mu\text{m}$ pour des masses plus importantes que ceux composés de monomères de $0,1 \mu\text{m}$. Cela est dû au fait que les plus gros monomères forment des grains plus compacts qui sont donc moins sujets à la compression du gaz. Cette compression est surtout présente dans les parties très internes du disque et elle est peu efficace car elle donne des facteurs de remplissage du même ordre de grandeur que la compression par collision. Donc plus la taille du monomère est grande, moins le grain est comprimé par la traînée du gaz. Par ailleurs, la compression par l'autogravité du grain commence pour des masses plus faibles pour les grains composés de gros monomères. Elle donne aussi des facteurs de remplissage plus importants quand les grains sont faits de gros monomères. Par ailleurs, la figure 6.4 montre le facteur de remplissage obtenu pour la compression par autogravité pour des grains composés de monomères de $0,1$ et $1 \mu\text{m}$ avec les valeurs pour quelques comètes présentes dans A'Hearn [2011]. Les résultats de cette figure reposent sur deux hypothèses : premièrement, les comètes étudiées sont composées de glace d'eau et deuxièmement, elles se forment par croissance directe comme ont pu le suggérer Okuzumi et al. [2012] et Kataoka et al. [2013b]. Les facteurs de remplissage associés aux comètes correspondent à des objets formés à partir de monomères de $1 \mu\text{m}$. Cependant, Bentley et al. [2016] ont mesuré des monomères de $0,1 \mu\text{m}$ sur la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. Pour expliquer cette différence, on peut considérer les comètes comme composées de grains de $1 \mu\text{m}$, eux mêmes composés de monomères de $0,1 \mu\text{m}$ comme ont pu le mesurer Bentley et al. [2016] en considérant que les grains micrométriques sont suffisamment peu poreux pour agir comme des monomères. De plus, les comètes contiennent aussi des silicates comme le montre l'analyse des grains à la surface de la comète 67P avec l'instrument COSIMA [Bardyn et al., 2017]. Dans leurs simulations, Seizinger et al. [2012] utilisent des monomères de silicates de $0,6 \mu\text{m}$. Ainsi, une mixture de glace (composée de petits monomères) et de silicates (composés de plus gros monomères) est plus compacte que de la glace d'eau seule et permet de recréer au mieux la densité des comètes [Lorek et al., 2016].

De plus, d'après la figure 6.2, l'issue quant au maintien des grains dans le disque est la même quelque soit la taille des monomères : les grains des disques CTTS et H81m atteignent des grandes tailles donc subsistent dans le disque tandis que les grains du disque Flat sont accrétés par l'étoile après une phase de dérive rapide. Ainsi, la taille du monomère (entre $0,1$ et $1 \mu\text{m}$) n'a pas d'influence directe sur le maintien des grains dans le disque. Bien que l'augmentation de la taille du monomère entraîne une augmentation du facteur de remplissage, les grains des disques H81m et CTTS deviennent assez poreux pour ne pas être accrétés. Cette taille peut toutefois impacter la croissance via la modification du facteur de remplissage.

Cas d'un disque avec effets collectifs :

Nous avons vu dans le chapitre 4 que les simulations SPH apportaient des aspects non pris en compte dans le code PACED comme l'évolution temporelle du gaz qui peut influencer sur la compression par friction aérodynamique par exemple.

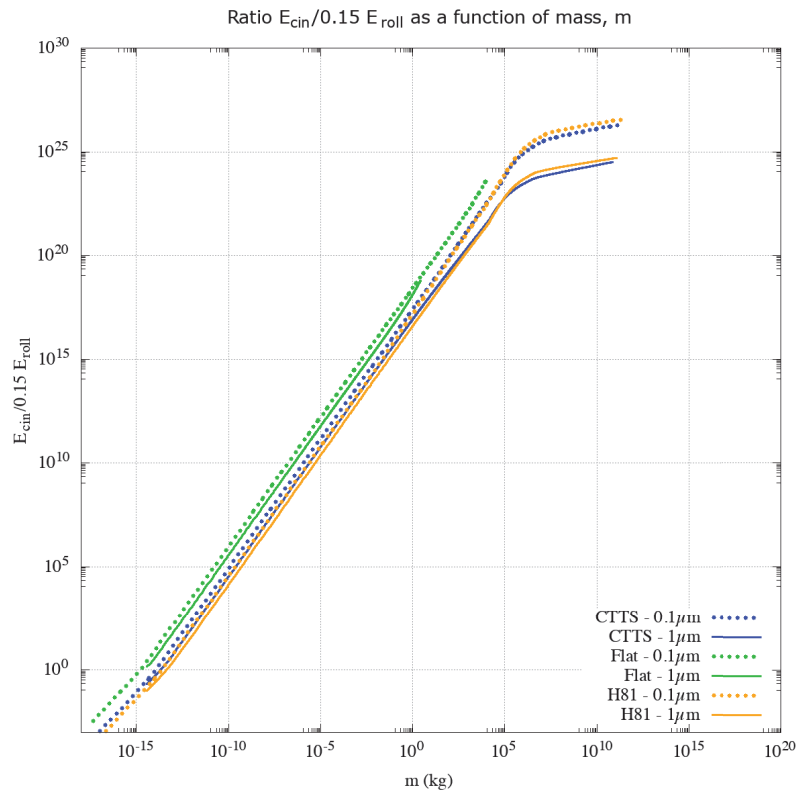


FIGURE 6.3: Rapport $E_{cin}/(0,15 E_{roll})$ en fonction de la masse du grain avec le code PACED. En trait plein sont représentées les valeurs pour les grains composés de monomères de $1 \mu\text{m}$ et en pointillés, celles pour des monomères de $0,1 \mu\text{m}$.

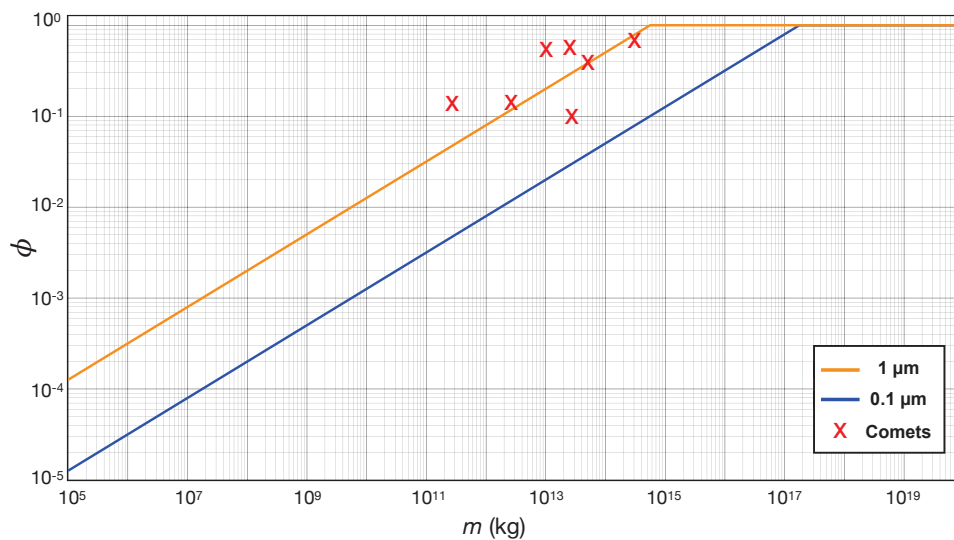


FIGURE 6.4: Facteur de remplissage dans le régime de compression statique par autogravité (eq. 2.185) en fonction de la masse du grain pour différentes tailles de monomères. Les croix représentent différents comètes dont les caractéristiques sont tirées de A'Hearn [2011]. Pour calculer leur facteur de remplissage, nous supposons qu'elles sont composées de glace d'eau.

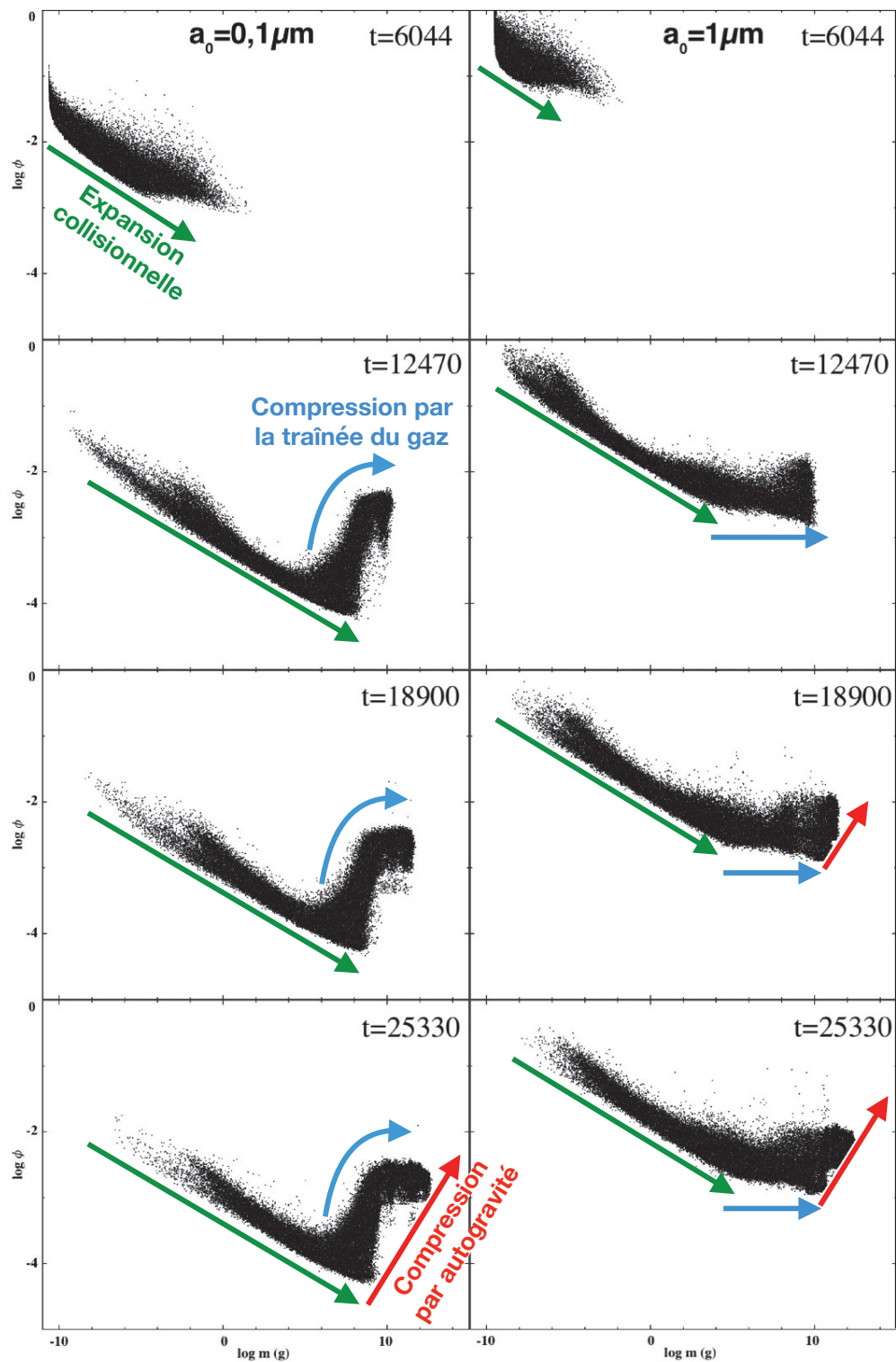


FIGURE 6.5: Evolution temporelle du facteur de remplissage en fonction de la masse du grain pour le disque Flat avec le code SPH. Dans la colonne de gauche, les grains sont composés de monomères de $0,1 \mu\text{m}$. Sur celle de droite, les monomères font $1 \mu\text{m}$. Le temps indiqué est en années.

La figure 6.5 compare l'évolution temporelle du facteur de remplissage obtenu avec des monomères de $0,1 \mu\text{m}$ (à gauche) et $1 \mu\text{m}$ (à droite) via des simulations SPH du disque Flat. Tout comme dans le chapitre 4, nous constatons une forme légèrement différente entre les résultats du code PACED et du code SPH. Contrairement aux résultats du code PACED, les grains étudiés avec le code SPH atteignent de plus grandes masses, on peut donc supposer qu'ils ne sont pas accrétés (ce qui sera confirmé par la suite). Cependant, on retrouve un comportement similaire pour le régime d'expansion collisionnelle (*hit & stick* et compression par collision). Les grains composés de plus gros monomères croissent jusqu'à atteindre un facteur de remplissage de l'ordre de 5.10^{-3} . Cette valeur correspond au facteur de remplissage qu'atteignent les grains venant des parties externes avant d'être accrétés dans la figure 6.2. Or, dans le code SPH, les effets collectifs de la poussière dérivant dans les parties internes permettent aux grains de croître rapidement et de se découpler proche de l'étoile. Ainsi, ces grains massifs peuvent être comprimés par la traînée du gaz comme on peut le voir sur la figure 6.5 (à droite). De plus, les grains composés de plus gros monomères sont plus comprimés que les grains faits de monomères de $0,1 \mu\text{m}$. Enfin, la compression par l'autogravité mène également à des grains plus compacts pour des monomères plus gros.

De manière générale, les grains composés de plus gros monomères sont plus compacts. Ce résultat va impacter la croissance et la dynamique des grains. Cela peut se voir sur la figure 6.6 qui présente la distribution du facteur de remplissage dans le disque. La taille du monomère influe sur la sédimentation des grains mais un tri vertical du facteur de remplissage est toujours observable. En règle générale, à taille égale, plus un grain est poreux, moins il sédimente rapidement. Les petits grains composés de monomères de $0,1 \mu\text{m}$ sont plus poreux que leurs équivalents faits de plus gros monomères et sédimentent donc moins vite. Le disque de poussière composée de plus gros monomères est donc légèrement plus sédimenté que celui rempli de grains faits de plus petits monomères.

6.1.3 Répercussions sur la croissance et dynamique des grains

Lorek et al. [2018] ont trouvé que la croissance pure des grains composés de monomères de $1 \mu\text{m}$ est entravée par une dérive radiale rapide pour de plus petites masses que les grains faits de monomères plus petits.

Cas d'un disque stationnaire en lois de puissance :

Pour étudier l'influence de la taille du monomère sur la croissance et la dérive, la figure 6.7 présente l'évolution radiale de la taille des grains. L'augmentation du facteur de remplissage due aux gros monomères affecte la croissance des grains. En effet, les grains composés de monomères de $1 \mu\text{m}$ se retrouvent moins couplés au gaz via la friction aérodynamique et commencent à dériver rapidement vers l'étoile pour des tailles plus faibles que les grains faits de plus petits monomères, ce qui est en accord avec les résultats de Lorek et al. [2018]. Cependant, la porosité reste suffisamment forte pour accélérer la croissance lors de la dérive et permettre aux grains de passer dans le régime de Stokes pour les disques CTTS et H81m (les tailles à la transition des régimes peuvent être trouvées dans l'annexe B). Dans ces disques, les grains se découplent ainsi du gaz dans les parties internes et peuvent continuer à croître en dérivant peu. Ils atteignent néanmoins des tailles plus faibles que les grains composés de plus petits monomères, cela est dû à leur facteur de remplissage plus élevé qui facilite moins leur croissance. De plus, la hausse du facteur de

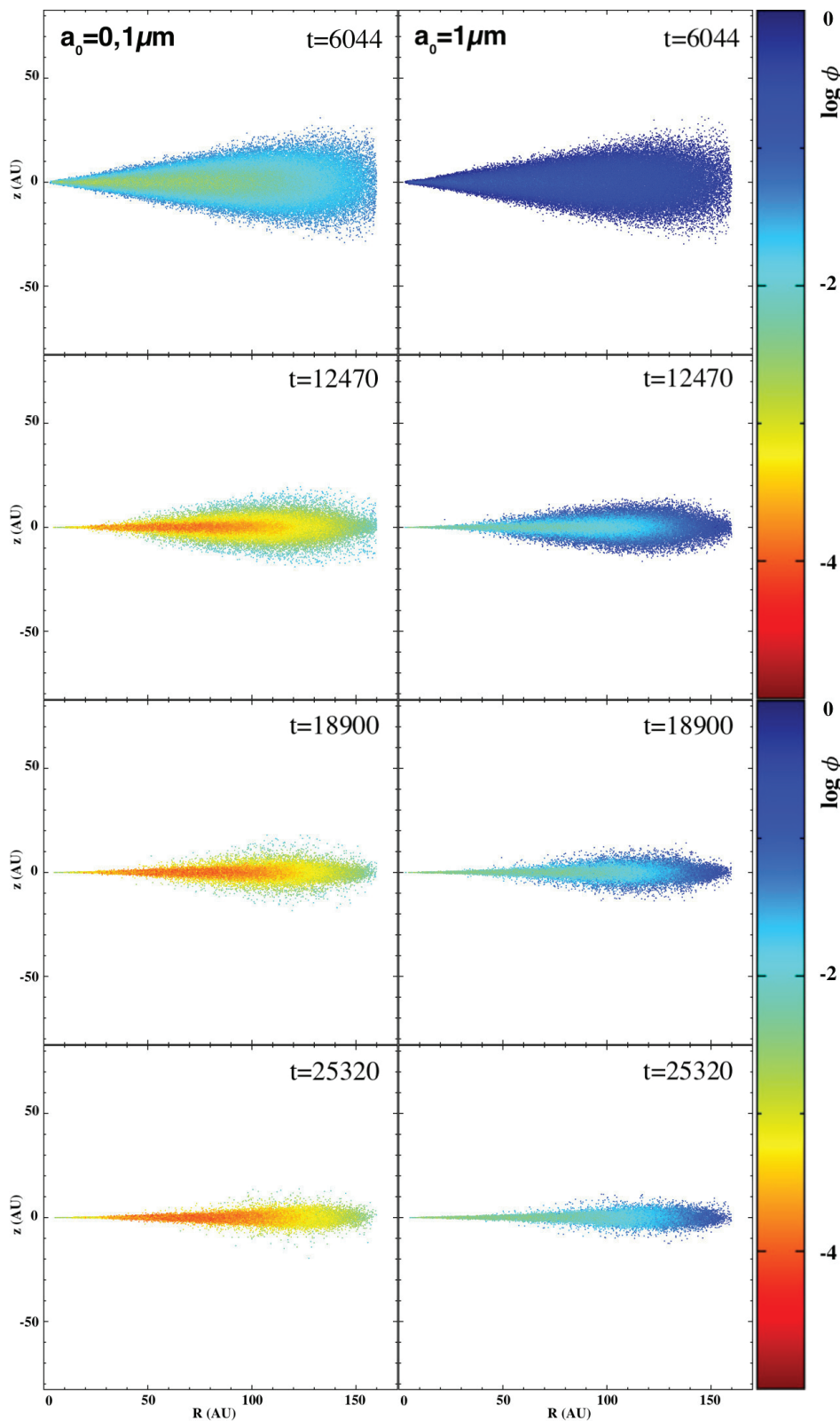


FIGURE 6.6: Evolution temporelle de la distribution de la poussière dans un disque Flat vu par la tranche obtenue avec le code SPH. La barre de couleur représente le facteur de remplissage des grains. Dans la colonne de gauche, les grains sont composés de monomères de $0,1 \mu\text{m}$. Sur celle de droite, les monomères font $1 \mu\text{m}$. Le temps indiqué est en années.

remplissage augmente la dérive radiale dans le disque H81m. Les grains venant des parties externes dérivent plus près de l'étoile que leurs équivalents aux monomères plus petits. Par ailleurs, les grains du disque Flat restent dans le régime d'Epstein et finissent accrétés dans l'étoile, la taille du monomère n'influant pas sur l'issue finale. Ainsi, les effets des gros monomères sur la porosité de la poussière n'affecte pas suffisamment sa croissance et sa dynamique pour changer drastiquement l'issue des grains dans le disque.

Cas d'un disque avec effets collectifs :

La figure 6.8 montre comment la taille des grains varie radialement en prenant en compte les effets collectifs de la poussière et l'évolution temporelle du gaz pour le disque Flat. On retrouve que les grains composés de monomères de $1 \mu\text{m}$ atteignent de moins grandes tailles sur l'ensemble du disque. Cependant, les grains dérivant des parties externes augmentent la densité locale de poussière dans les parties internes y favorisant la croissance. Cela est suffisant pour permettre aux grains de passer dans le régime de Stokes et de se découpler du gaz. Ainsi, ils se maintiennent à une distance proche de l'étoile. La figure 6.9 illustre la distribution de la taille des poussières dans le disque. Une fois de plus, la sédimentation des grains composés de monomères de $1 \mu\text{m}$ vers le plan médian est légèrement plus efficace. D'après ces deux figures, la production de grains de taille supérieure à la centaine de mètres est affectée par la croissance à partir de gros monomères. Elle se retrouve cantonnée aux premières dizaines d'unités astronomiques contrairement aux grains composés de plus petits monomères qui forment des grains hectométriques sur presque 100 UA. Cependant, le disque externe est composé de grains pouvant servir pour l'accrétion de *pebbles* par des objets plus massifs [Lambrechts and Johansen, 2012, Ronnet et al., 2017] ou pour la *streaming instability* [Youdin and Goodman, 2005, Yang et al., 2017].

6.2 Influence du paramètre de viscosité turbulente

La viscosité turbulente est transmise à la poussière par la friction et est la source principale de la vitesse relative des grains avant que l'autogravité soit suffisamment forte pour dominer la croissance [Stepinski and Valageas, 1997, Ormel and Cuzzi, 2007]. Le paramètre α modélise la force de la turbulence et intervient dans le calcul de la vitesse relative des grains et donc dans celui de l'énergie cinétique de collision. Nous étudions avec le code PACED l'influence que cela peut avoir sur la croissance des grains et sur leur porosité.

Répercussions sur la porosité des grains :

Kataoka et al. [2013b] ont montré qu'une turbulence faible favorisait la production de grains très poreux. La figure 6.10 présente le facteur de remplissage obtenu pour des grains en croissance dans les disques étudiés pour différentes valeurs du paramètre α . Les grains restent dans le régime *hit & stick* pour des masses d'autant plus grandes que la turbulence est faible. En effet, la faible turbulence permet aux grains de se rencontrer lentement et ainsi de se coller sans compression par collision, cela favorise donc la diminution rapide du facteur de remplissage. Cependant, la compression par la traînée du gaz garde la même valeur quelque soit la valeur de α , elle ne dépend pas de la vitesse de collision et n'est donc pas affectée par la turbulence. Elle commence néanmoins pour des masses plus faibles quand la turbulence

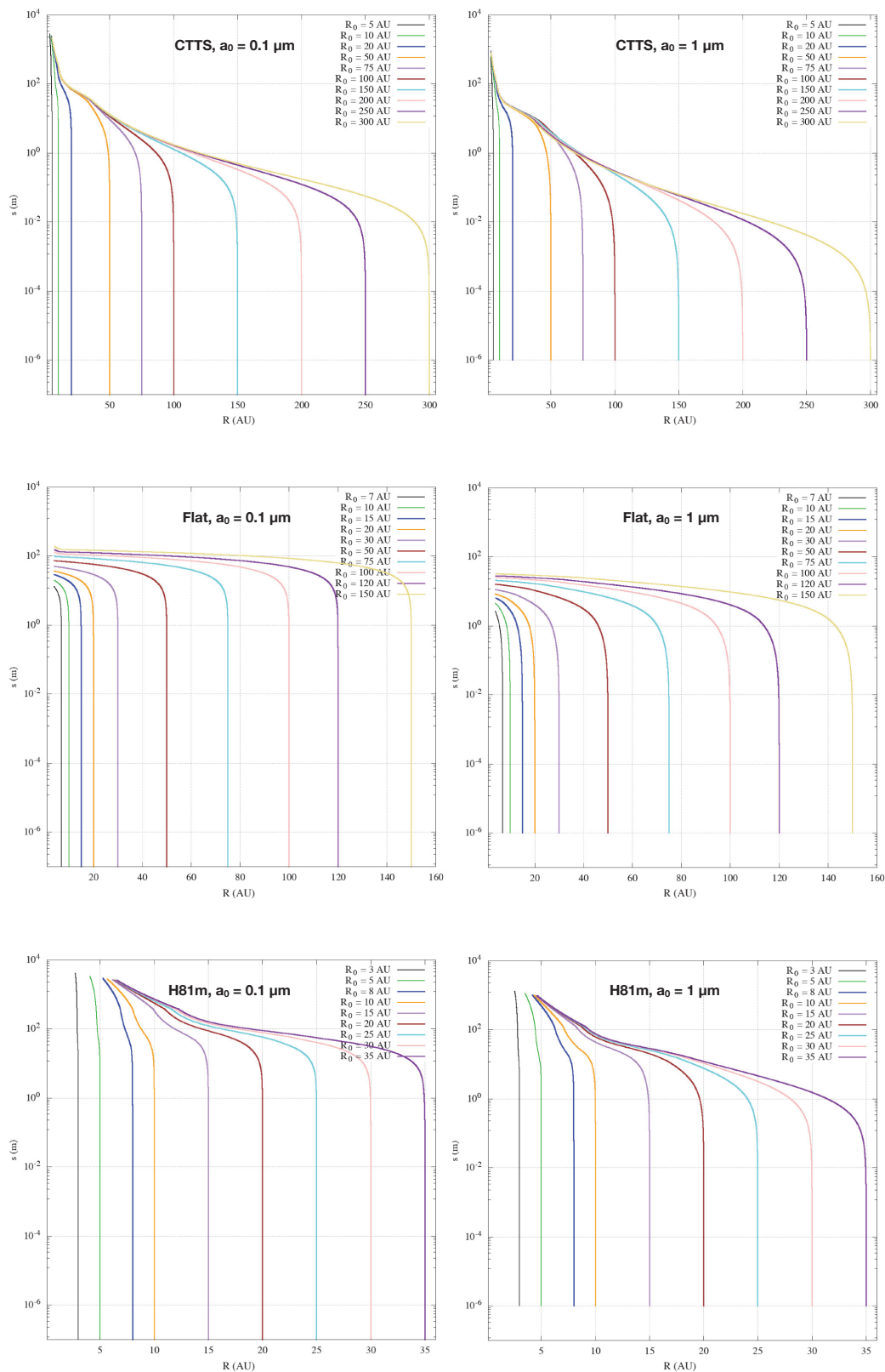


FIGURE 6.7: Taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour différentes positions initiales R_0 . Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (au milieu) et le disque H81m (en bas). La colonne de gauche est calculée à partir de monomères de $0,1 \mu\text{m}$ et à droite de $1 \mu\text{m}$.

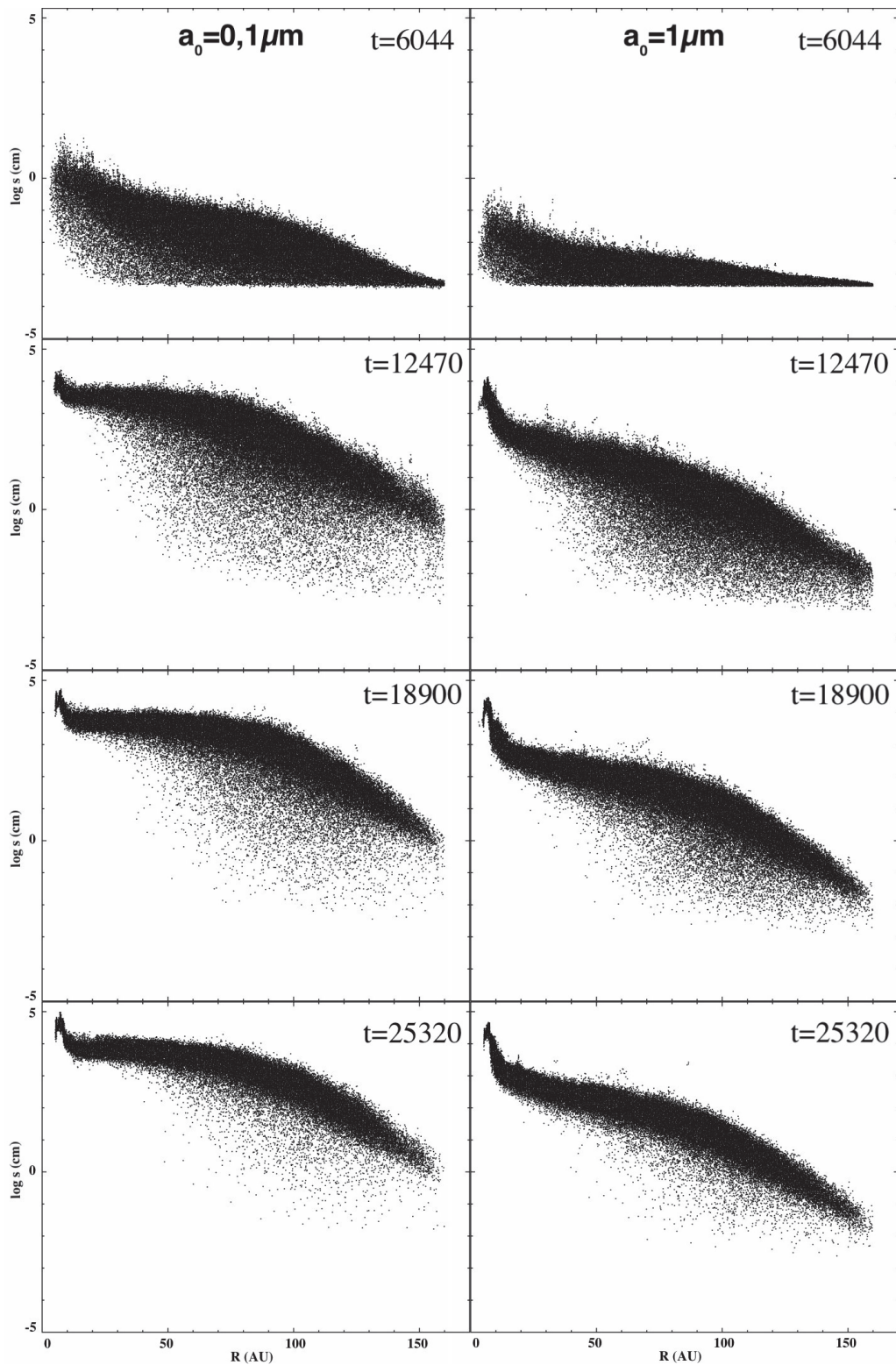


FIGURE 6.8: Evolution temporelle de la taille des grains en fonction de leur distance à l'étoile dans le disque Flat obtenue avec le code SPH. Dans la colonne de gauche, les grains sont composés de monomères de $0,1 \mu\text{m}$. Sur celle de droite, les monomères font $1 \mu\text{m}$. Le temps indiqué est en années.

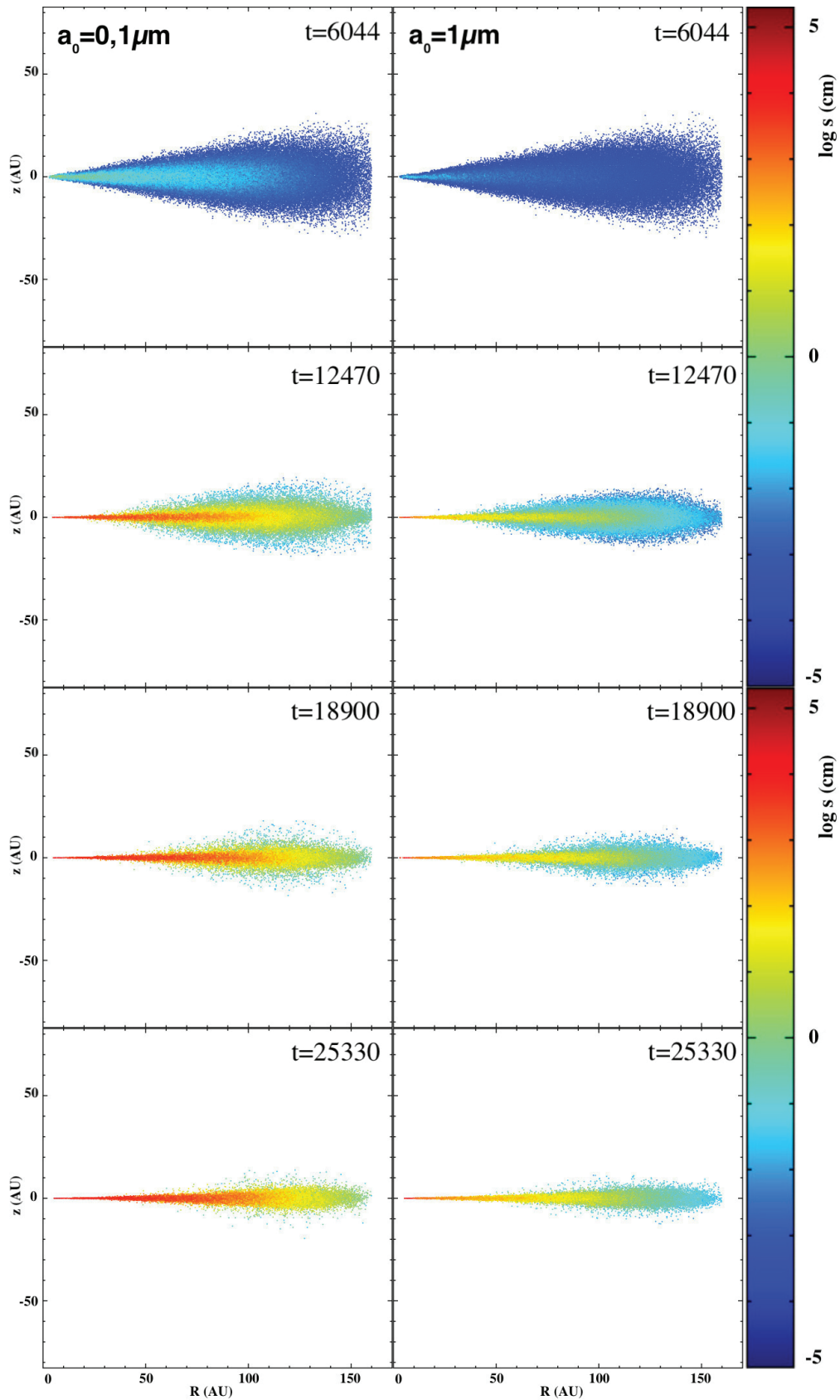


FIGURE 6.9: Evolution temporelle de la distribution de la poussière dans un disque Flat vu par la tranche obtenue avec le code SPH. La barre de couleur représente la taille des grains. Dans la colonne de gauche, les grains sont composés de monomères de $0,1 \mu\text{m}$. Sur celle de droite, les monomères font $1 \mu\text{m}$. Le temps indiqué est en années.

n'est pas forte. Les grains sont alors plus poreux et donc plus propices à être comprimés par le gaz. De plus, les grains venant de l'extérieur du disque subissent une compression plus importante par le gaz, cela s'explique par la dérive de ces grains vers une distance plus proche de l'étoile où la traînée du gaz est plus forte. Ainsi, le paramètre de viscosité affecte la compression statique par la traînée du gaz via la dérive. Enfin, la compression par autogravité commence pour des masses semblables et ne semble pas affectée par la turbulence du gaz. Nous notons également que les valeurs ont des ordres de grandeur semblables à celles de Lorek et al. [2018]. Toutefois, nous montrons dans le paragraphe suivant l'influence sur la croissance et surtout la dérive qui n'est pas pris en compte dans leurs travaux.

Incidences sur la dérive radiale et la croissance des grains :

Grâce à leurs simulations mais sans considérer la dérive des grains, Lorek et al. [2018] ont trouvé que plus la turbulence était faible, plus les grains pouvaient devenir poreux et ainsi grossir plus lentement mais vers de plus grandes masses. Cependant, la croissance de leurs grains est stoppée par le rebond que nous ne prenons pas en compte dans ce chapitre. Si l'on se cantonne à la partie avant que le rebond n'opère, une forte turbulence permet de faire croître plus rapidement les grains.

Tout d'abord, nous examinons l'effet de la turbulence sur la dérive radiale des grains avec la figure 6.11 qui présente l'évolution temporelle de la distance à l'étoile des grains pour plusieurs paramètres α . $\alpha = 10^{-4}$ représente une turbulence faible quand $\alpha = 10^{-2}$ modélise une turbulence soutenue. La turbulence n'affecte pas le mouvement radial des petits grains. Ils grossissent à une distance à l'étoile quasiment fixe avant de dériver rapidement. Plus la turbulence est faible, plus les grains mettent du temps avant de commencer à se rapprocher rapidement de l'étoile. En effet, ils ont une vitesse relative plus faible donc ils croissent moins vite et par conséquent, ils sont menacés par la dérive maximale après plus de temps comme ont pu également le constater Lorek et al. [2018]. Par ailleurs, la dérive radiale rapide entre la position initiale et le bord interne du disque se déroule sur des échelles de temps semblables quelque soit la valeur de α . Elle n'est donc pas affectée par l'intensité de la turbulence.

Nous pouvons distinguer deux cas différents quant au comportement des grains dans les parties internes : les grains du disque Flat ont la même issue quelque soit l'intensité de la turbulence, tout comme ceux du disque H81m, alors que ceux du disque CTTS diffère selon la valeur de α . La poussière du disque Flat est accrétée peu importe la valeur du paramètre α . Ainsi, même une forte turbulence ne permet pas aux grains de subsister dans le disque. De leur côté, les grains du disque H81m persistent dans le disque dans tous les cas. Pour ce disque, même une faible turbulence est suffisante pour faire croître les grains jusqu'à atteindre le régime de Stokes et se découpler du gaz. Cela peut être expliqué par la petite taille nécessaire proche de l'étoile pour passer dans le régime de Stokes (cf. annexe B). Par ailleurs, le maintien de la poussière du disque CTTS dépend de la force de la turbulence. Les grains dans les disques suffisamment turbulents ($\alpha = 10^{-2}$ et 10^{-3}) se découlent dans les parties internes et y subsistent en dérivant peu tandis que les grains du disque peu turbulent ($\alpha = 10^{-4}$) finissent accrétés dans l'étoile. Ainsi, pour ces disques, la turbulence peut affecter l'issue de la poussière et cela peut être relié à son influence sur la croissance des grains.

L'évolution radiale de la taille des grains est illustrée par la figure 6.12 pour plusieurs valeurs de α . La taille optimale, taille à laquelle les grains commencent à se rapprocher rapidement de l'étoile, n'est pas affectée par l'intensité de la turbulence.

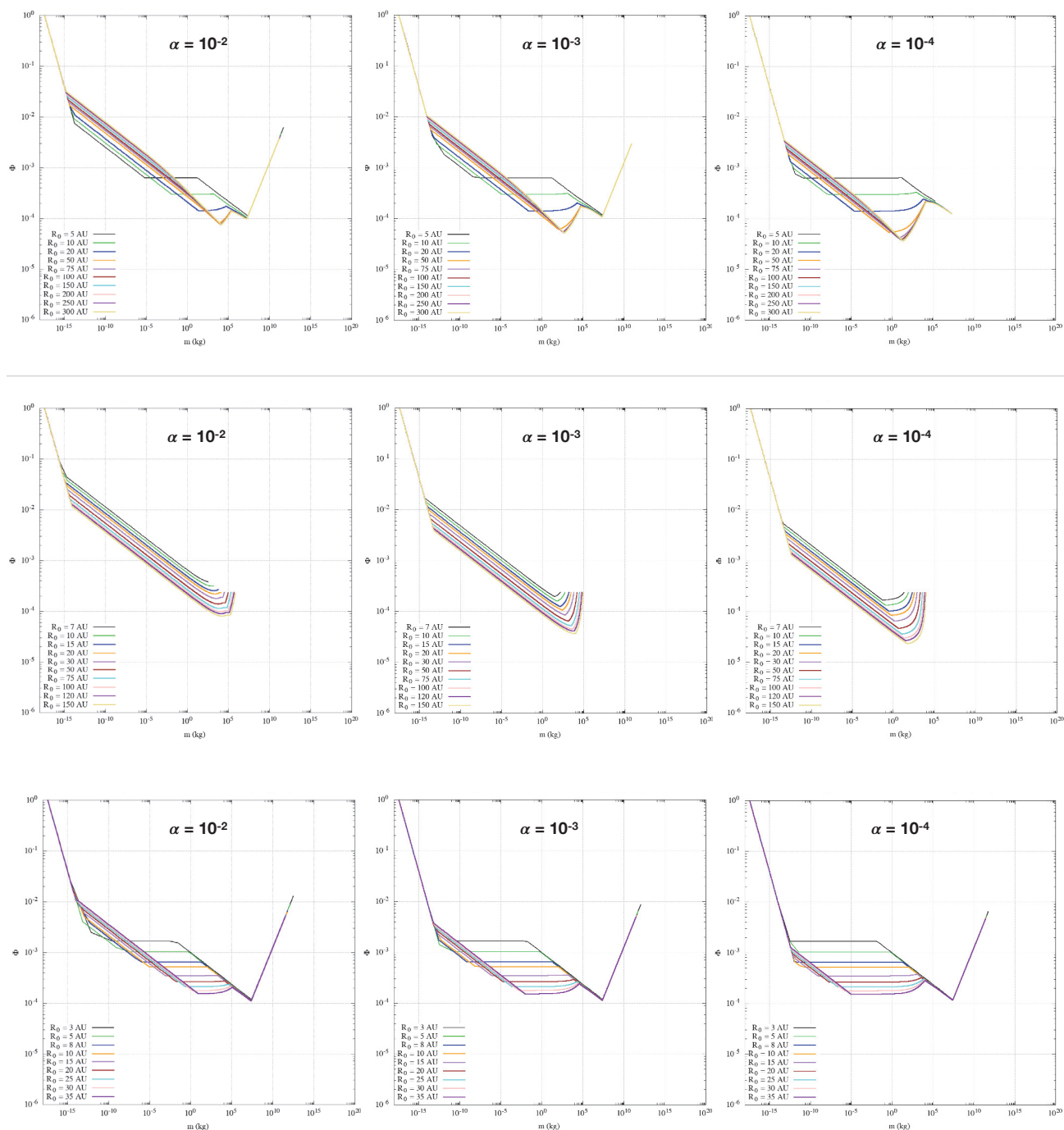


FIGURE 6.10: Facteur de remplissage ϕ en fonction de la masse du grain pour différentes distances à l'étoile initiales R_0 . Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (au milieu) et le disque H81m (en bas). Les résultats de la colonne de gauche correspond à $\alpha = 10^{-2}$, celle du milieu à $\alpha = 10^{-3}$ et celle de droite à $\alpha = 10^{-4}$.

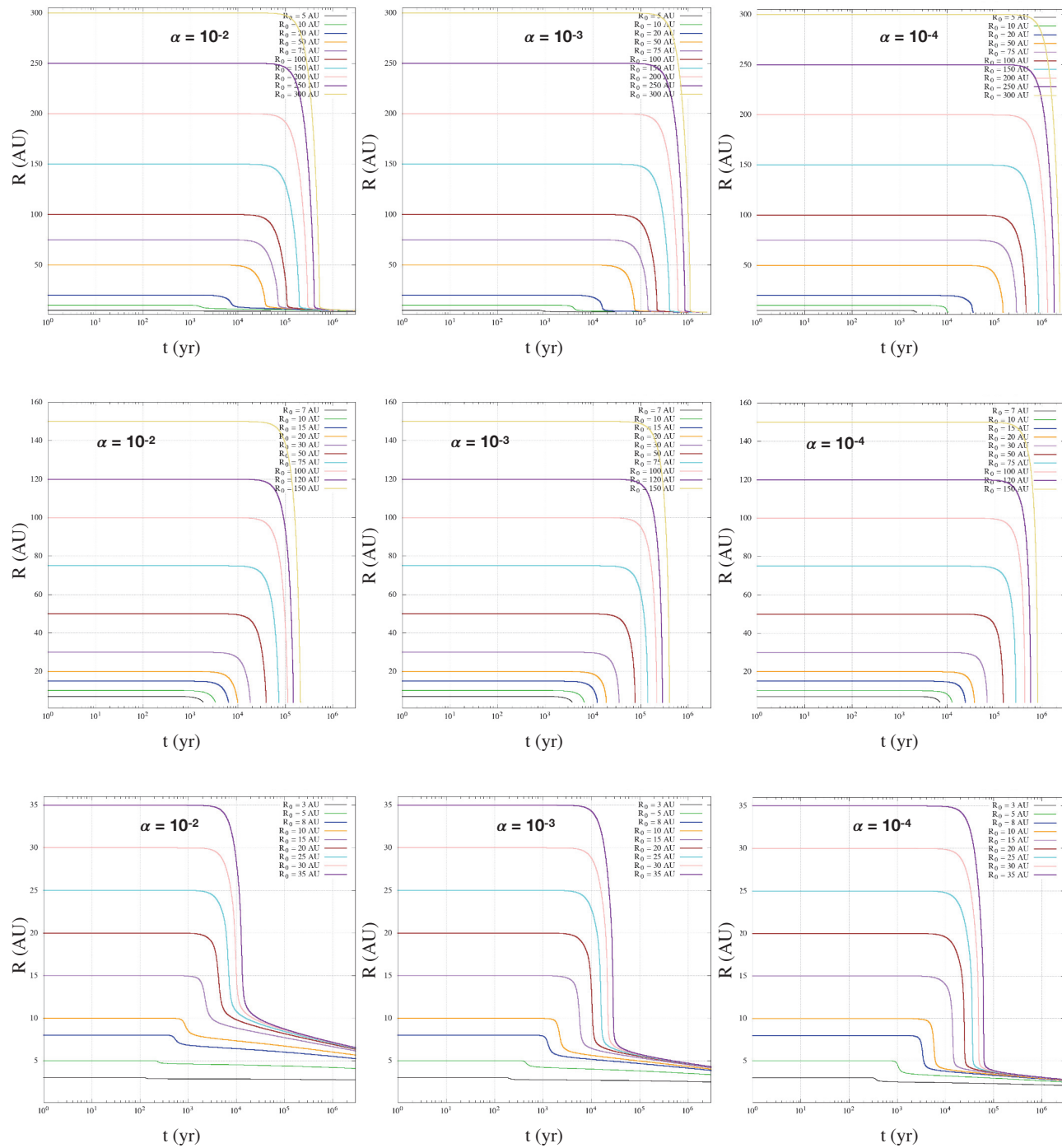


FIGURE 6.11: Distance à l'étoile R en fonction du temps pour différentes positions initiales R_0 durant 3 millions d'années. Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (au milieu) et le disque H81m (en bas). Les résultats de la colonne de gauche correspond à $\alpha = 10^{-2}$, celle du milieu à $\alpha = 10^{-3}$ et celle de droite à $\alpha = 10^{-4}$.

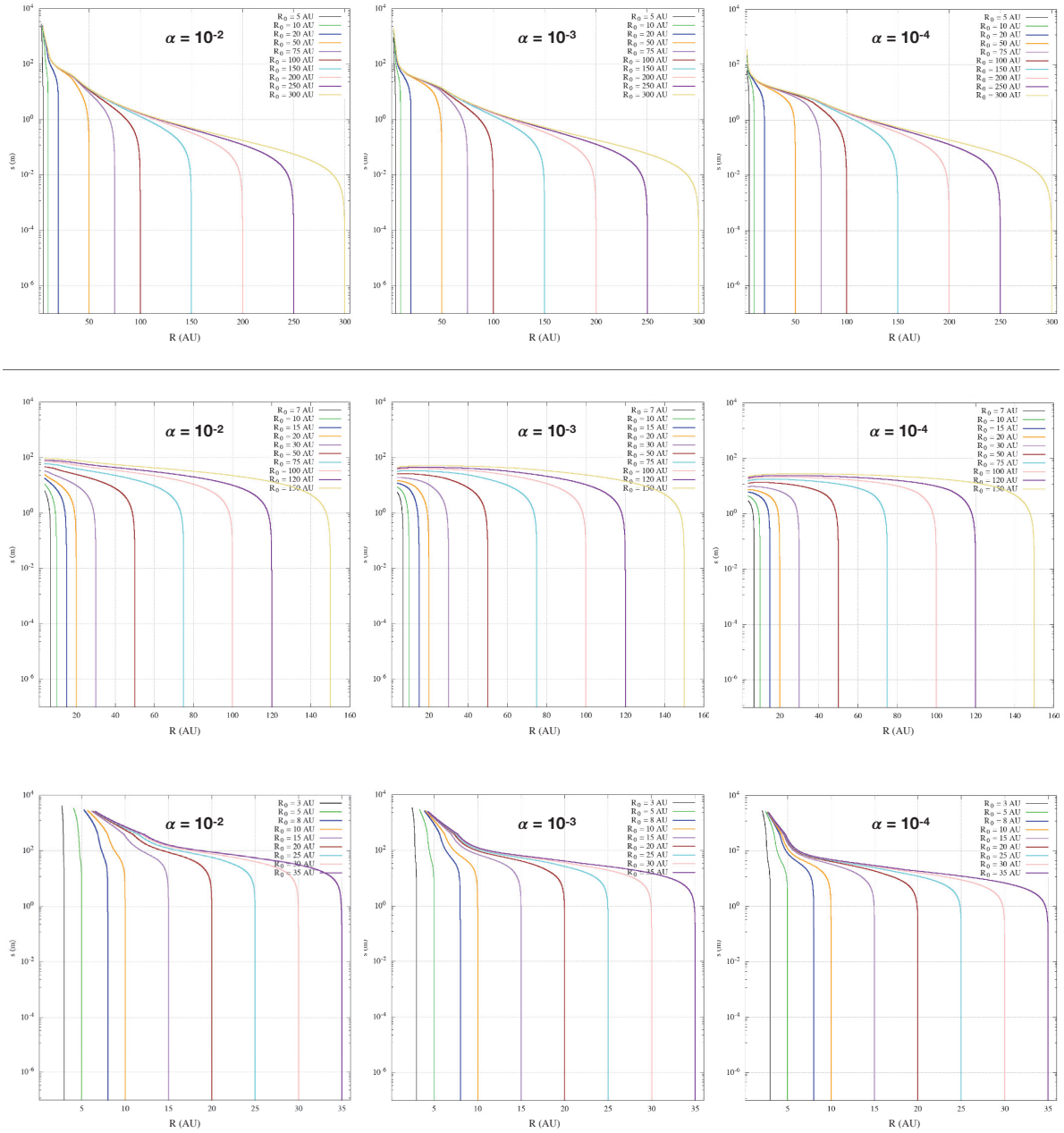


FIGURE 6.12: Taille des grains s en fonction de la distance à l'étoile pour différentes positions initiales R_0 . Ces courbes sont obtenues avec le code PACED pour le disque CTTS (en haut), le disque Flat (au milieu) et le disque H81m (en bas). Les résultats de la colonne de gauche correspondent à $\alpha = 10^{-2}$, celle du milieu à $\alpha = 10^{-3}$ et celle de droite à $\alpha = 10^{-4}$.

Cependant, la vitesse relative des grains diminue donc la croissance est ralentie, ce qui est en accord avec Lorek et al. [2018]. Ce fait explique que les grains mettent plus de temps à atteindre leur taille optimale et ainsi, restent plus longtemps à s'éloigner peu de leur distance à l'étoile d'origine avant de subir une dérive rapide, ce que l'on retrouve dans la figure 6.11. La distribution radiale de la taille des grains varie dans les parties internes mais peu sur le reste du disque. La turbulence n'influe donc pas la croissance pendant la dérive rapide de la poussière. Cependant, les parties internes sont plus affectées par l'intensité de la turbulence. Dans le disque CTTS, plus α est faible, moins les grains atteignent de grandes tailles car la croissance est moins efficace. Par conséquent, la poussière du disque peu turbulent est accrétée dans l'étoile car la croissance est trop lente pour permettre aux grains de se découpler du gaz. Malgré le fait qu'ils soient accrétés dans tous les cas (avec le code PACED), on observe également cette baisse de la taille générale des grains dans les parties internes pour le disque Flat. Ainsi, envisager une turbulence plus forte pour aider les grains à se découpler n'est pas une solution pour ce disque. Enfin, pour le disque H81m, les grains atteignent quasiment la même taille dans les parties internes peu importe l'intensité de la turbulence. En effet, plus α est petit, moins la croissance est efficace mais plus les grains dérivent à une distance proche de l'étoile où les conditions de la croissance sont plus favorables, ce qui permet aux grains du disque H81m, déjà grands, de continuer à croître. De surcroît, la croissance est affectée directement par la turbulence via la vitesse relative des grains mais elle peut l'être indirectement aussi par l'influence de la vitesse relative sur le facteur de remplissage. La compression via la traînée du gaz comprime les grains à partir de plus faibles masses dans les parties internes, désavantageant la croissance (fig. 6.10). Enfin, cet impact sur la croissance a des répercussions sur le maintien des grains selon les types de disques considérés, notamment à travers les différences des gradients de pression ou des valeurs de transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes.

6.3 Résumé de l'impact de la taille des monomères et du paramètre visqueux

L'étude des grains composant la comète 67P a montré la présence d'agrégats formés de grains micrométriques eux-mêmes faits de plus petits grains [Bentley et al., 2016]. La question de la taille des monomères composant les grains des disques protoplanétaires reste ouverte. Nous avons étudié l'influence que peut avoir cette taille sur la croissance et de la dérive des grains. Dans un premier temps, nous trouvons que les grains composés de plus gros monomères ont tendance à être plus compacts. Plus le monomère est conséquent, plus le grain atteint rapidement le régime de compression par collision et ainsi, moins le grain devient poreux. Ces grains moins poreux sont moins sensibles à la compression par la traînée du gaz et subissent par ailleurs un compactage plus intense par leur autogravité. En considérant que les comètes se forment par croissance directe à partir de grains de glace, nous montrons également que les densités mesurées sur plusieurs de ces objets correspondent à la formation à partir de monomères micrométriques. C'est le changement du facteur de remplissage avec la taille du monomère qui impacte le comportement de la poussière. En effet, sans que ça n'affecte vraiment le maintien des grains dans le disque, la hausse du facteur de remplissage aboutit à une croissance moins efficace sur l'ensemble du disque et favorise ainsi une dérive des grains vers une distance plus proche de l'étoile.

De surcroît, nous avons étudié l'impact de l'intensité de la turbulence sur la dynamique, la croissance et la porosité des grains. Le paramètre α influe sur la vitesse relative des grains et ainsi sur la croissance et le facteur de remplissage. Une turbulence faible favorise une diminution rapide du facteur de remplissage sans que la compression par la traînée du gaz ou l'autogravité ne soit touchée directement. Cette baisse du facteur de remplissage est censée accélérer la croissance mais la faiblesse de la turbulence reste défavorable à la croissance. Les grains grossissent moins et dérivent plus, ils subissent ainsi une traînée plus importante dans les parties internes qui les comprime et peuvent finir accrétés selon le modèle de disque envisagé. A contrario, une forte turbulence produit des petits grains plus compacts mais favorise la croissance, permettant ainsi aux grains de se découpler plus rapidement et de se maintenir dans le disque. Si ces résultats sont validés par des travaux comprenant les effets non pris en compte dans cette étude (comme les effets collectifs de la poussière ou la fragmentation), cela peut aider à contraindre la valeur minimale du paramètre α nécessaire pour permettre aux grains de subsister dans un disque dont on connaît la masse, l'étendue et les profils de température et de densité de surface.

Conclusion

La croissance des monomères submicrométriques jusqu'aux planétésimaux dans les disques protoplanétaires est entravée par plusieurs barrières. Si l'évolution des petits grains se passe sans encombre, arrivée à une certaine taille optimale, la poussière subit une dérive rapide vers l'étoile à cause de la friction aérodynamique et peut y finir accrétée (Chap. 1.4.1). Les grains de taille similaire se rencontrent aussi avec une vitesse relative élevée transmise par la turbulence du gaz via la traînée. Les collisions peuvent mener à une perte de masse et impacter la croissance et la dynamique des grains (Chap. 1.4.2). De multiples solutions ont été proposées pour résoudre ces problèmes en concentrant les poussières pour leur permettre de grossir rapidement et se découpler (Chap. 1.5). Cependant, j'ai choisi d'étudier une grandeur variant à l'échelle du grain et des collisions : la porosité. Dans un premier temps, je me suis intéressé à l'influence de l'évolution du facteur de remplissage sur la croissance et la dérive des grains afin de déterminer si cela pouvait permettre aux grains de se découpler (Chap. 4). Par la suite, j'ai étudié l'impact de la fragmentation et du rebond sur le facteur de remplissage et réciproquement pour savoir si la porosité permettait de limiter les effets de ces phénomènes (Chap. 5). Enfin, j'ai cherché l'influence de la taille des monomères et de l'intensité de la turbulence sur la croissance des grains poreux dans l'optique d'étudier la robustesse de cette solution (Chap. 6).

Grâce aux résultats de mon code PACED et des simulations SPH que j'ai menées, j'ai montré dans le chapitre 4 que la porosité permet aux grains de ralentir légèrement leur dérive radiale mais surtout d'accélérer leur croissance. Cela les aide à passer dans le régime de Stokes, régime crucial pour leur permettre de se découpler du gaz et passer outre la barrière de dérive radiale. Par ailleurs, les simulations SPH nous montrent que les effets collectifs de la poussière constituent un élément important dans le maintien car ils favorisent la croissance dans les parties internes. En effet, la dérive des grains vers une distance proche de l'étoile augmente le rapport poussière/gaz et donc la rencontre des grains. De plus, le code SPH calcule de manière plus physique certaines grandeurs comme la différence de vitesse entre les deux phases qui entre dans le calcul de la compression des grains due à la traînée du gaz. J'ai également trouvé que la croissance directe de grains poreux permet de former de grains kilométriques sur une étendue d'environ 100 UA. Ces résultats peuvent aider à comprendre l'origine et la formation des comètes et servir de points de départ à l'étude de la formation de cœurs planétaires à partir de planétésimaux.

Dans le chapitre 5, j'ai d'abord exposé l'influence des effets collectifs de la poussière et de la rétroaction sur la barrière de fragmentation afin de montrer que les grains compacts peuvent surmonter ce problème et continuer à grossir pour se découpler. Par la suite, j'ai montré qu'avec un seuil constant de fragmentation de 15 m.s^{-1} , la fragmentation retardait un temps la croissance des grains poreux mais qu'ils pouvaient toutefois grossir jusqu'à atteindre des tailles de plusieurs centaines de mètres. Bien qu'ils ne forment pas de pièges à particules auto-induits, ces grains sont capables de s'affranchir de la barrière de fragmentation. Néanmoins, lorsque le seuil varie avec le facteur de remplissage, la fragmentation est modérée par la

croissance et les grains gardent des tailles pour lesquels ils dérivent rapidement. La poussière est ainsi accrétée par l'étoile. De plus, nous avons montré qu'avec notre modèle d'évolution du facteur de remplissage, le rebond peut limiter la croissance mais qu'en considérant un facteur de remplissage limite en dessous duquel le rebond ne se produit pas, le rebond n'intervient jamais. Cependant, dans ces deux cas, les effets du rebond sont négligeables par rapport à ceux de la fragmentation.

Enfin, j'ai étudié dans le chapitre 6 l'influence de la taille des monomères et de l'intensité de la turbulence sur la croissance et la dynamique des grains poreux. J'ai trouvé que les grains composés de plus gros monomères ont tendance à atteindre plus rapidement le régime de compression par collision et rester plus compacts que les grains faits de monomères plus petits. Ils sont ainsi moins sensibles à la compression par la traînée du gaz mais subissent un compactage plus intense par leur auto-gravité. En supposant que les comètes se forment par croissance directe à partir de grains de glace, j'ai également montré que les densités cométaires semblent correspondre mieux à une formation à partir de monomères micrométriques. Par ailleurs, le comportement de la poussière se trouve impacté par la baisse de la porosité. Bien que cela n'affecte pas vraiment le devenir des grains dans le disque, la croissance est moins efficace sur l'ensemble du disque et favorise la dérive des grains vers une distance plus proche de l'étoile. Par ailleurs, j'ai investigué l'impact de l'intensité de la turbulence sur la dynamique, la croissance et la porosité des grains. Une faible turbulence n'affecte pas la compression par la traînée du gaz ou l'autogravité mais rend les petits grains plus poreux grâce aux collisions avec une vitesse relative plus petite. Si cette diminution du facteur de remplissage peut accélérer la croissance, la faiblesse de la turbulence baisse la fréquence des collisions et est défavorable à la croissance. La poussière grandit moins mais dérive plus et peut finir accrétée en fonction du modèle de disque envisagé. En revanche, une turbulence forte produit des petits grains plus compacts mais accélère les rencontres entre grains et donc la croissance, leur permettant de se découpler et de subsister dans le disque. Ces résultats pourront aider à contraindre la turbulence des disques à partir de la croissance des grains poreux.

J'ai pu montrer que les grains poreux peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres voire quelques kilomètres avec un facteur de remplissage de 10^{-2} dans les parties internes en considérant la croissance et la fragmentation avec un seuil constant à 15 m.s^{-1} . Les planétésimaux du disque peuvent servir d'état initial à des simulations incluant leur autogravité afin d'étudier la croissance vers les planètes. Les grains millimétriques et centimétriques obtenus ont aussi un facteur de remplissage proche de celui des grains observés sur la comète 67P [Fulle et al., 2015]. Par ailleurs, j'ai montré que les grains les plus poreux se trouvent dans le plan médian alors que les plus compacts se retrouvent à la surface et dans les parties externes du disque. Le facteur de remplissage dans le plan médian évolue radialement : il est proche de 0,1-1 dans les parties externes, atteint 10^{-3} - 10^{-4} en allant vers les parties internes jusqu'à être de l'ordre de 10^{-2} près du bord interne du disque. Cela peut apporter des contraintes observationnelles pour détecter des grains poreux, notamment pour déterminer si la poussière d'un disque est poreuse ou compacte selon sa polarisation [Kataoka et al., 2016a].

Ainsi, dans cette thèse, j'ai développé des modèles permettant de mieux traiter la physique des collisions à l'échelle du disque et pouvant être utilisés dans des simulations SPH¹. Les résultats obtenus aideront à contraindre les observations notamment avec la détection de grains poreux dans les disques protoplanétaires. Ils

1. Arnaud, Maxime, à vous de jouer.

permettront aussi de mieux comprendre la formation des comètes et des cœurs planétaires à partir de glace.

Annexe A

Algorithmes de porosité et évolution de la masse

A.1 Algorithme d'évolution de la masse

Après un pas de temps dt , correspondant à n collisions, la masse du grain m_i avant collisions devient m_f . Nous utilisons des constantes G_{growth} , G_{frag} et G_{bounce} servant d'interrupteurs pour le régime correspondant. Ils prennent comme valeurs 0 ou 1. Par exemple, si G_{growth} vaut 1, la croissance est considérée. S'il vaut 0, le grain ne croît pas. $\left(\frac{dm}{dt}\right)_g$ est la variation de masse au cours du temps pendant la croissance, donnée par l'équation (2.91). $\left(\frac{dm}{dt}\right)_b$ est la variation de masse au cours du temps pendant le rebond, donnée par l'équation (2.106). $\left(\frac{dm}{dt}\right)_f$ est la variation de masse au cours du temps pendant la fragmentation, donnée par la formule (2.121). Parce que $\left(\frac{dm}{dt}\right)_f$ est négatif, la masse du grain diminue et peut mathématiquement devenir négative. Pour palier à ce problème, nous forçons la masse du grain à être plus grande ou égale à la masse du monomère, grain élémentaire. L'algorithme pour calculer la masse après un pas de temps dt est :

Algorithm 1 Calcul de m_f

```

if  $G_{\text{growth}} = 1$  then
  if  $v_{\text{rel}} \geq v_{\text{frag}}$  then
    if  $G_{\text{frag}} = 1$  then
       $m_f = m_i + \left(\frac{dm}{dt}\right)_f \times dt$ 
    else
       $m_f = m_i + \left(\frac{dm}{dt}\right)_g \times dt$ 
    end if
  else
    if  $G_{\text{bounce}} = 1$  then
      if  $v_{\text{rel}} \leq v_{\text{stick}}$  then
         $m_f = m_i + \left(\frac{dm}{dt}\right)_g \times dt$ 
      else
        if  $\phi_i \leq \phi_{\text{lim}}$  then
           $m_f = m_i + \left(\frac{dm}{dt}\right)_b \times dt$ 
        else
           $m_f = m_i + \left(\frac{dm}{dt}\right)_g \times dt$ 
        end if
      end if
    else
       $m_f = m_i + \left(\frac{dm}{dt}\right)_g \times dt$ 
    end if
  end if
else
   $m_f = m_i$ 
end if
if  $m_f < m_0$  then
   $m_f = m_0$ 
else
   $m_f = m_f$ 
end if

```

A.2 Algorithme d'évolution du facteur de remplissage pendant la collision

Pour calculer l'expression du facteur de remplissage ϕ_{col} dû à la collision en fonction de la masse m du grain, nous utilisons l'algorithme suivant :

Algorithm 2 Calcul de ϕ_{col}

```

if  $M_2 < M_1$  then
  if  $m < M_2$  then
     $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{h\&s}}$ 
  else
    if  $m < M_5$  then
       $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{h\&s}}$ 
    else
       $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{St-St}>1}$ 
    end if
  end if
else
  if  $m < M_1$  then
     $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{h\&s}}$ 
  else
    if  $M_4 > M_3$  then
      if  $m < M_3$  then
         $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{Ep-St}<1}$ 
      else
        if  $m < M_5$  then
           $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{St-St}<1}$ 
        else
           $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{St-St}>1}$ 
        end if
      end if
    else
      if  $m < M_4$  then
         $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{Ep-St}<1}$ 
      else
         $\phi_{\text{col}} = \phi_{\text{Ep-St}>1}$ 
      end if
    end if
  end if
end if

```

où les différentes grandeurs sont définies dans le chapitre 2. Les masses de transition et les différents régimes sont illustrés dans la figure A.1 pour les disques Flat et H81m et dans la figure 2.21 pour le disque CTTS.

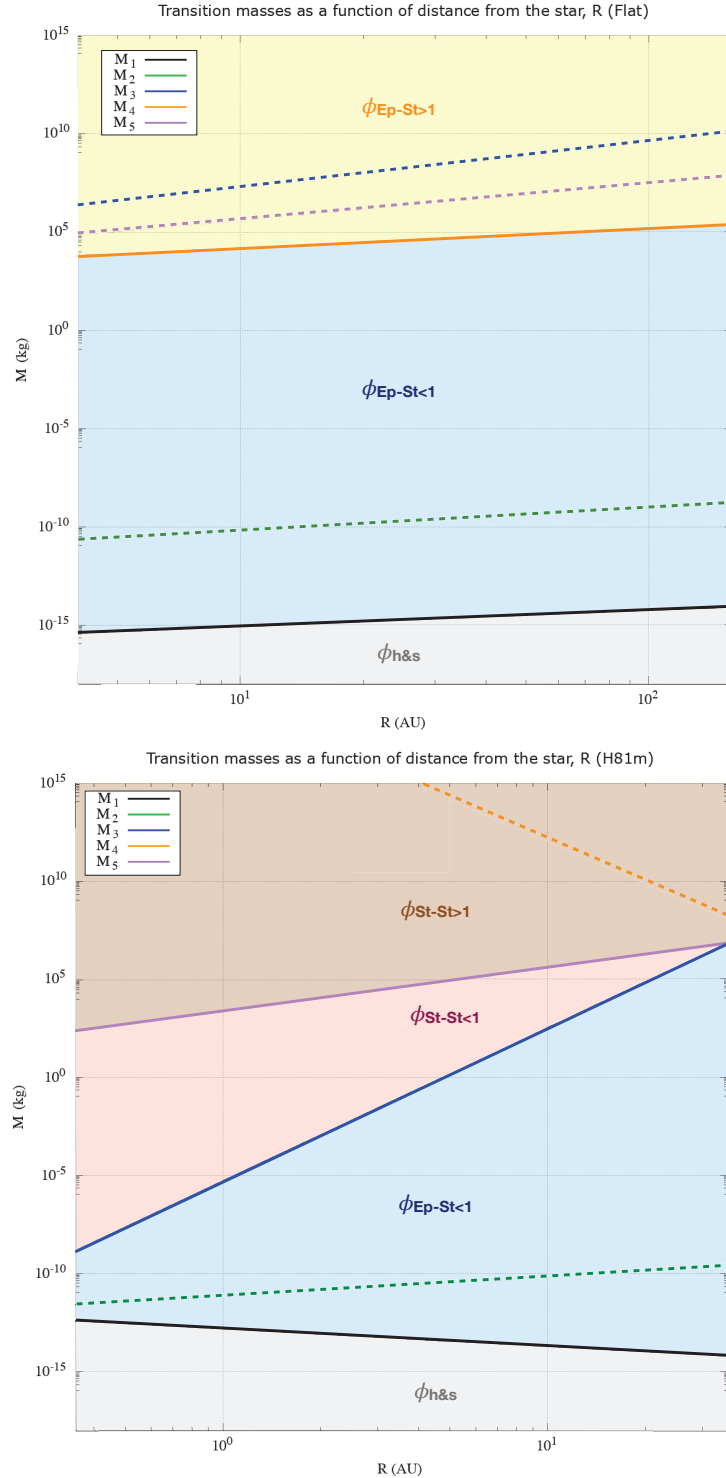


FIGURE A.1: Masses de transition en fonction de la distance à l'étoile pour des grains formés à partir de monomères de $0,1 \mu\text{m}$ dans le disque Flat (en haut) et H81m (en bas) avec $\alpha = 10^{-2}$. Lorsqu'une courbe devient pointillée, cela signifie qu'elle n'est plus prise en compte dans l'algorithme A.2. Les zones colorées représentent les régimes du facteur de remplissage.

Des figures A.1 et 2.21, nous pouvons remarquer des comportements différents selon les modèles de disque. Ces comportements sont dus aux différentes dépendances radiales des masses de transition (cf. tableau 2.3). On peut constater que pour

le disque Flat, les grains restent dans le régime *hit and stick* jusqu'à de plus grandes masses, ils peuvent ainsi diminuer davantage leur facteur de remplissage. On observe également que le régime de Stokes n'est pas atteint, cela peut s'expliquer par le fait que la transition entre les deux régimes de traînée se fait pour de très grandes tailles, non atteintes par les grains. Pour le disque H81m, les grains passent dans le régime de Stokes pour des tailles faibles, avant de passer $St = 1$ (cf. fig.(B.5)). Ainsi, le régime $Ep-St > 1$ n'est pas atteint dans ce disque. De manière générale, dans les 3 disques que nous étudions, le régime $St-St < 1$ associé à la masse M_2 n'est jamais atteint. En effet, cela supposerait que les grains de très petites tailles soient dans le régime de Stokes. Pour cela, il faudrait un disque très mince et très dense.

A.3 Algorithme d'évolution du facteur de remplissage avec la compression statique

L'algorithme utilisé pour calculer le facteur de remplissage du grain ϕ est le suivant :

Algorithm 3 Calcul de ϕ

```

if  $\phi_{\text{col}} > \phi_{\text{gas}}$  then
  if  $\phi_{\text{col}} > \phi_{\text{grav}}$  then
     $\phi = \phi_{\text{col}}$ 
  else
     $\phi = \phi_{\text{grav}}$ 
  end if
else
  if  $\phi_{\text{gas}} > \phi_{\text{grav}}$  then
     $\phi = \phi_{\text{gas}}$ 
  else
     $\phi = \phi_{\text{grav}}$ 
  end if
end if

```

Ce facteur de remplissage représente la valeur minimale qu'un grain peut avoir. Dans la suite des algorithmes, il sera renommé ϕ_{min} .

A.4 Algorithme d'évolution du facteur de remplissage global

Après n collisions, le facteur de remplissage ϕ_i avant collisions devient ϕ_f . $\phi_{f,\text{gr}}$ est le facteur de remplissage lors de la croissance donné par l'équation (2.191), $\phi_{f,\text{bounce}}$ le facteur de remplissage lors du rebond donné par la formule (2.193). Lors de la fragmentation, le facteur de remplissage reste constant. L'algorithme 4 est utilisé pour calculer le facteur de remplissage du grain ϕ_f .

La dernière boucle IF correspond à la comparaison du facteur de remplissage final avec le facteur de remplissage minimal en dessous duquel le grain est comprimé jusqu'à atteindre ϕ_{min} . La première boucle IF, sur la taille du grain, impose que les monomères soient compacts.

Algorithm 4 Calcul de ϕ_f

```

if  $s > a_0$  then
  if  $G_{\text{growth}} = 1$  then
    if  $v_{\text{rel}} \geq v_{\text{frag}}$  then
      if  $G_{\text{frag}} = 1$  then
         $\phi_f = \phi_i$ 
      else
         $\phi_f = \phi_{f,\text{gr}}$ 
      end if
    else
      if  $G_{\text{bounce}} = 1$  then
        if  $v_{\text{rel}} \leq v_{\text{stick}}$  then
           $\phi_f = \phi_{f,\text{gr}}$ 
        else
          if  $\phi_i \geq \phi_{\text{lim}}$  then
             $\phi_f = \phi_{f,\text{bounce}}$ 
          else
             $\phi_f = \phi_{f,\text{gr}}$ 
          end if
        end if
      else
         $\phi_f = \phi_{f,\text{gr}}$ 
      end if
    end if
  else
     $\phi_f = \phi_i$ 
  end if
else
   $\phi_f = 1$ 
end if
if  $\phi_f < \phi_{\text{min}}$  then
   $\phi_f = \phi_{\text{min}}$ 
else
   $\phi_f = \phi_f$ 
end if

```

Annexe B

Régimes d'Epstein et de Stokes - Nombre de Stokes

Les comportements des grains et des grandeurs associées (nombre de Stokes, *stopping time*...) dépendent du régime de traînée dans lequel ils se trouvent. Il dépend aussi fortement de la valeur du nombre de Stokes par rapport à l'unité, valeur pour laquelle les barrières ont leur effet maximal.

Pour passer outre les barrières, les grains ont besoin de passer $St = 1$ rapidement et grossir jusqu'à se découpler du gaz, ce qui correspond à des grands nombres de Stokes. De plus, Laibe et al. [2012] ont montré que pour certains types de disque, atteindre $St > 1$ et être dans le régime de Stokes permet aux grains d'être freinés efficacement par la traînée du gaz et ne pas finir accrétés dans l'étoile.

A facteur de remplissage constant, dans le régime d'Epstein, le nombre de Stokes est proportionnel à s tandis que dans le régime de Stokes, il varie comme s^2 . Ainsi, plus le grain atteint le régime de Stokes tôt, plus son nombre de Stokes va augmenter rapidement pour se découpler.

Le but de cette annexe est de situer dans un disque où se trouvent les différents régimes de traînée et les zones pour lesquelles le grain a $St \approx 1$.

B.1 Transition entre $St < 1$ et $St > 1$

Le nombre de Stokes représente le rapport de la force de friction aérodynamique sur la force de gravité de l'étoile. Lorsque le nombre de Stokes St est très petit devant 1, la friction est dominante et le grain rejoint rapidement la vitesse du gaz. La dérive radiale est alors faible. Lorsque le grain a un nombre de Stokes très grand devant 1, la gravité de l'étoile domine et il orbite à vitesse képlérienne en dérivant très peu. Cependant quand il est autour de l'unité, aucune des forces ne domine l'autre et la dérive devient maximale.

De plus, la vitesse relative des grains dépend aussi du nombre de Stokes et est maximale autour de l'unité, entraînant notamment la fragmentation.

Savoir où le nombre de Stokes atteint l'unité permet de déterminer où les grains commencent à subir les barrières de dérive radiale et fragmentation.

B.1.1 Dépendance radiale du nombre de Stokes

Le nombre de Stokes représente le couplage entre le gaz et la poussière via la friction aérodynamique. Connaître sa dépendance radiale nous en apprend plus sur l'influence de cette force sur le grain et notamment, là où elle est maximale.

D'après la figure B.1, on peut remarquer un comportement commun aux trois types de disque en accord avec l'équation 2.52 : le nombre de Stokes augmente avec la taille du grain. Cependant, le comportement radial est différent. Dans le disque

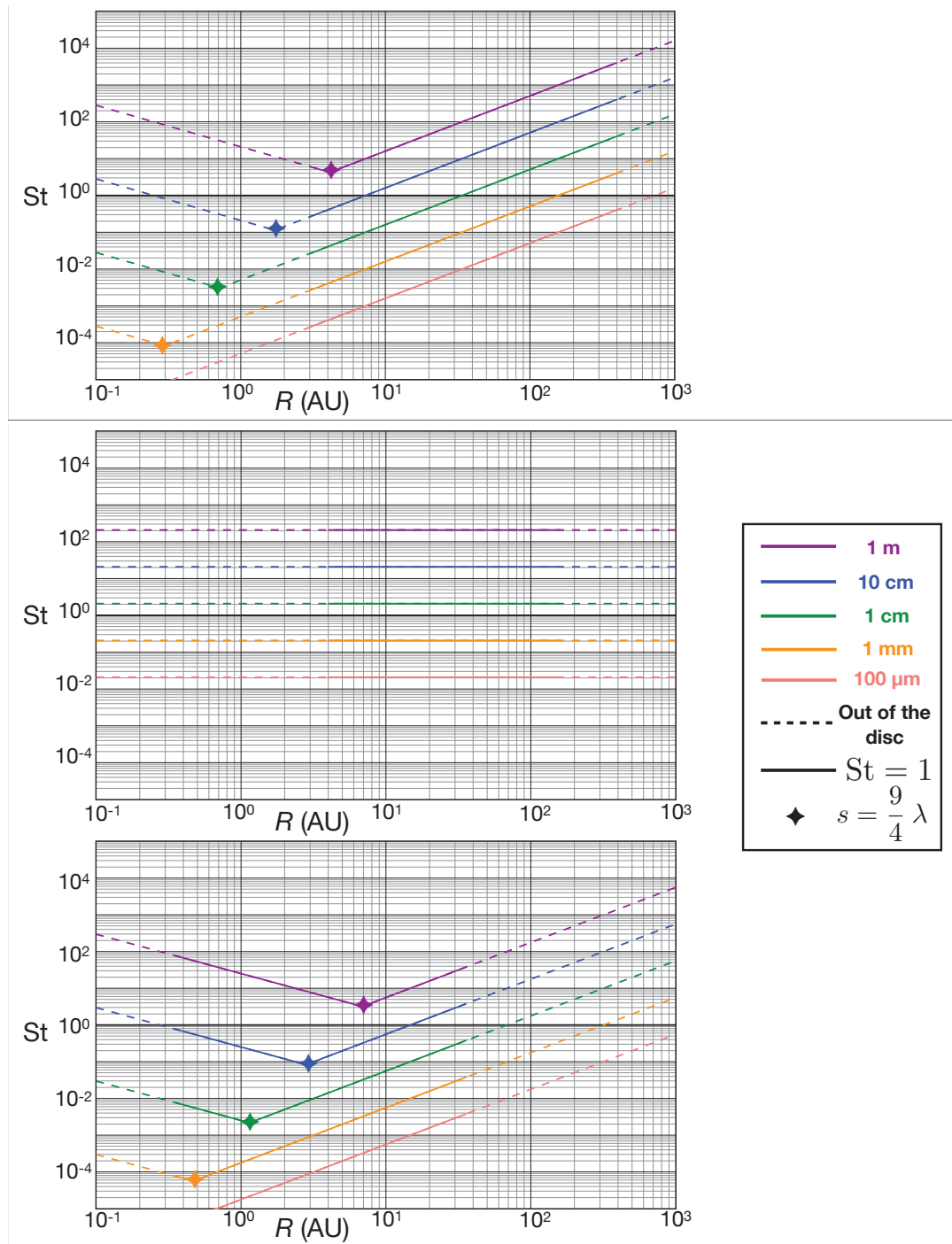


FIGURE B.1: Nombre de Stokes en fonction de la distance à l'étoile pour plusieurs tailles de grains compacts dans différents disques (CTTS en haut, Flat au milieu et H81m en bas). L'étendue du disque est indiquée par les traits pleins, les pointillés représentant l'extérieur de disque. La courbe noire indique $St = 1$. Les étoiles représentent le passage du régime de traînée d'Epstein (à droite du losange) à celui de Stokes (à gauche du losange).

Flat (milieu), le nombre de Stokes est indépendant de la distance à l'étoile, il est constant à une taille et un facteur de remplissage donnés. Par ailleurs, il dépasse l'unité entre 1 mm et 1 cm. Pour les disques CTTS et H81m, le nombre de Stokes augmente en se rapprochant de l'astre central dans les parties internes du disque si les grains se trouvent dans le régime de Stokes ou augmente quand ils s'en éloignent lorsque les grains sont dans le régime d'Epstein.

Dans le disque CTTS (haut), à partir d'une certaine taille comprise entre le décimètre et le mètre, les grains ont un nombre de Stokes supérieur à 1 sur toute l'étendue du disque. De même, en dessous d'une taille comprise entre 100 μm et 1 mm, les grains ont $St < 1$ dans tout le disque. Cependant, entre ces tailles critiques (approximativement entre le mm et le m), les grains ont un nombre de Stokes inférieur à l'unité dans la partie interne du disque mais peuvent avoir $St > 1$ à partir d'une certaine distance à l'étoile. Ainsi, les grains de tailles intermédiaires à l'extérieur du disque subissent une dérive plus rapide, atteinte pour de plus grandes tailles dans le disque interne. Les grains de tailles intermédiaires dans les parties internes du disque sont moins menacés par la barrière de dérive radiale. Dans le disque H81m, les grains de tailles intermédiaires changent de régime de traînée dans le disque (contrairement au disque CTTS pour lequel cela se faisait pour les grandes tailles). Le nombre de Stokes des grains au delà du mètre est supérieur à l'unité et celui des grains plus petits qu'un centimètre est plus petit que 1. Entre ces tailles, les grains de tailles intermédiaires dans les parties externes peuvent avoir $St > 1$ et subir une dérive rapide, tout comme le disque CTTS. Cependant, le changement de régime de traînée peut permettre aux grains de dépasser $St = 1$ dans les parties internes, c'est le cas pour les grains entre 10 cm et 1 m d'après la figure B.1.

Ainsi, passer dans le régime de Stokes durant la dérive permet aux grains d'atteindre des nombres de Stokes plus grands en se rapprochant de l'étoile, ce qui les aide à se découpler du gaz. De plus, dans le régime de Stokes, le nombre de Stokes varie comme s^2 , les grains seront donc plus à même de se découpler.

Par ailleurs, la porosité des grains peut permettre aux grains de diminuer leur nombre de Stokes. En effet, les nombres de Stokes d'un grain poreux et compact sont proportionnels avec un facteur ϕ (eq. (2.53)). Ainsi, un grain poreux aura un nombre de Stokes ϕ fois plus petit qu'un grain compact de même taille.

B.1.2 Taille du grain pour $St = 1$ ou taille optimale

La taille optimale, taille du grain pour laquelle $St = 1$, $s_{St=1}$ correspond à la dérive la plus rapide. Elle est donnée par :

$$s_{St=1} = \begin{cases} \frac{\rho_g c_g}{\Omega_K \rho_s \phi}, & \text{si } s_{St=1} \leq 9\lambda/4, \\ \sqrt{\frac{9\mu}{2\Omega_K \rho_s \phi}}, & \text{si } s_{St=1} \geq 9\lambda/4. \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

De manière générale, on peut voir sur la figure B.2 que plus le grain est poreux, plus il atteint $St = 1$ (et donc commence à dériver de manière significative) pour de grandes tailles. Par exemple, pour le disque CTTS, les grains compacts atteignent au maximum quelques décimètres avant de dériver rapidement quand les grains les plus poreux peuvent atteindre plusieurs dizaines de mètres. Ainsi, les grains poreux ont une section efficace plus grande, ce qui leur permet de grossir plus facilement pendant leur dérive et donc pouvoir se découpler du gaz.

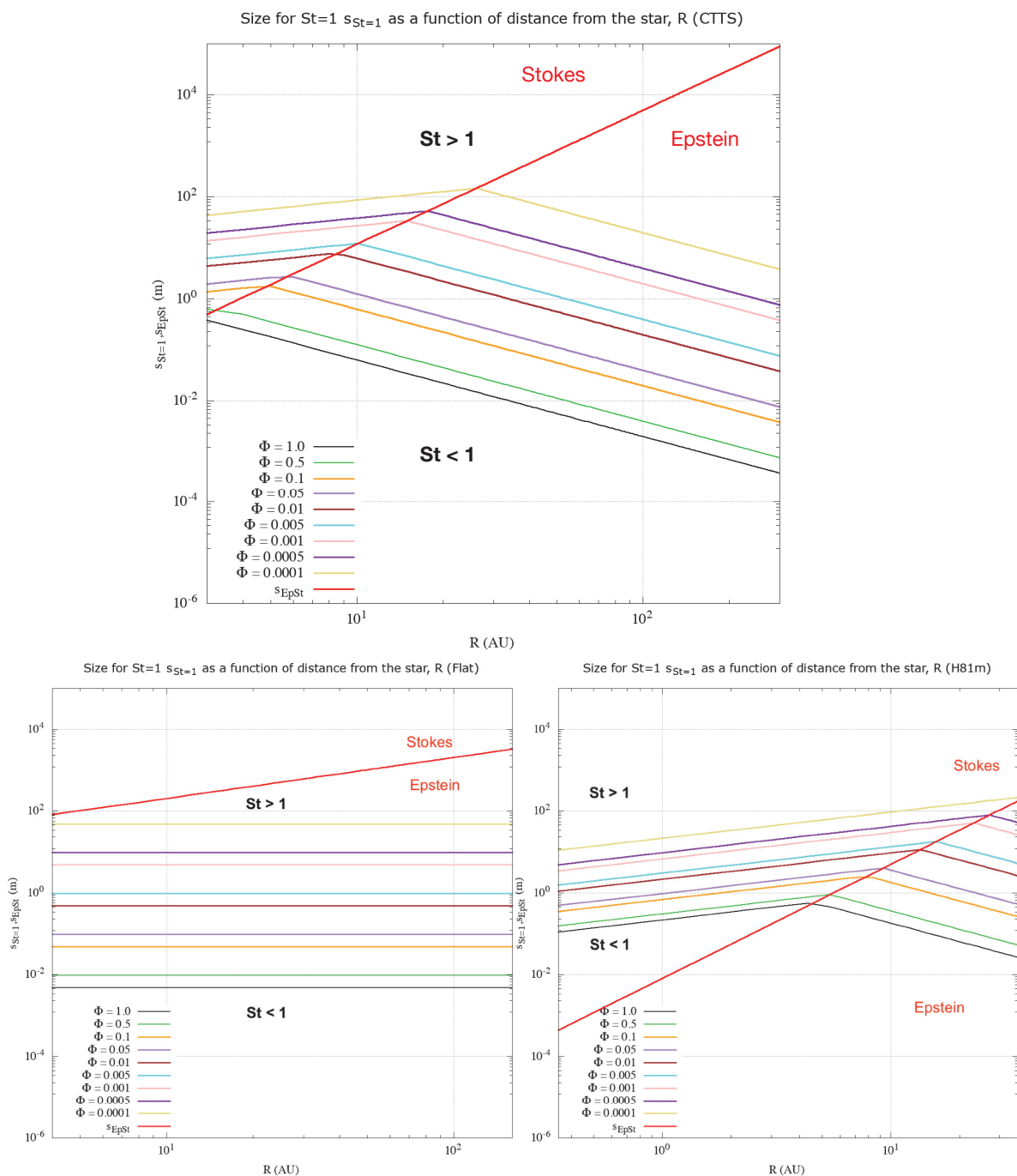


FIGURE B.2: Taille optimale $s_{St=1}$ en fonction de la distance à l'étoile pour différents facteurs de remplissage dans le disque CTTS (haut), Flat (bas, gauche) et H81m (bas, droite). Le changement de pente correspond au changement de régime de traînée. La taille s_{EpSt} à la transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes est représentée en rouge.

La courbe rouge représente la transition entre les régimes d'Epstein (au dessous) et de Stokes (au dessus). On retrouve ici que les grains compacts atteignent $St = 1$ dans le régime d'Epstein pour les disques Flat et CTTS tandis que pour le disque H81m, il existe une zone du disque où les grains compacts passent dans le régime de Stokes avant d'atteindre $St=1$. Pour les grains poreux, cette zone dans les parties internes existe pour les disques H81m et CTTS, et est d'autant plus grande que le grain est poreux. La taille pour laquelle la dérive est maximale diminue avec la distance à l'étoile dans le régime d'Epstein pour les disques CTTS et H81m. Ainsi, les grains commencent à dériver rapidement avec des tailles plus petites vers l'extérieur du disque et il leur faudra d'avantage grossir en dérivant pour se découpler du gaz. Cette taille optimale augmente avec la distance à l'étoile dans le régime de Stokes. Ainsi, la taille maximale qu'un grain peut atteindre avant de dériver de manière significative est la taille de transition entre les régimes d'Epstein et Stokes, $s = 9\lambda/4$. Si on considère un grain des parties externes, il grossit en dérivant peu jusqu'à atteindre $s_{St=1}$ puis il dérive vers l'étoile où, dans le régime d'Epstein, $s_{St=1}$ diminue en se rapprochant de l'astre. Il peut alors grossir jusqu'à atteindre la taille optimale locale et ainsi de suite jusqu'à passer dans le régime de Stokes. Une fois dans le régime de Stokes, avec $St \geq 1$, Laibe et al. [2012] ont montré que si $q \leq 2/3$, les grains sont freinés efficacement par la traînée du gaz et ne sont pas accrétés.

La taille optimale est constante pour le disque Flat et est toujours atteinte dans le régime d'Epstein (en considérant que le facteur de remplissage reste supérieur à 10^{-5}). Par conséquent, les grains commencent à dériver rapidement pour la même taille partout dans le disque et ainsi, les grains ne peuvent pas grossir pour des tailles très supérieures à $s_{St=1}$ et ainsi atteindre le régime de Stokes où ils pourront passer outre la barrière de dérive radiale.

B.1.3 facteur de remplissage pour $St = 1$

A partir de l'équation (B.1), on peut déterminer un facteur de remplissage limite $\phi_{St=1}$ en fonction de la distance à l'étoile et de la masse du grain pour lequel le nombre de Stokes vaut 1. A une masse et position dans le disque données, si un grain a un facteur de remplissage inférieur, il a un St inférieur à 1. S'il est au dessus, son Stokes est supérieur à l'unité.

D'après la figure B.3, dans le régime d'Epstein, plus le grain est loin de l'étoile, plus il a besoin d'être poreux pour avoir $St < 1$. Autrement dit, les grains des parties externes du disque atteignent $St = 1$ pour des masses plus faibles que les grains proches de l'étoile.

Lorsque le facteur de remplissage des grains (en vert) croise le facteur de remplissage limite $\phi_{St=1}$, les grains subissent une dérive rapide. Sur les figures B.4, on retrouve que les grains loin de l'étoile ont $St = 1$ pour des masses plus faibles que proche de l'étoile. La dérive maximale est atteinte pour un facteur de remplissage proche de 10^{-4} . En se reportant à la figure B.3, pour cette valeur, les grains des parties externes sont dans le régime d'Epstein tandis que ceux des parties internes sont dans le régime de Stokes. De 50 à 150 AU, les grains dérivent rapidement avec une masse entre 10^2 et 10^5 kg. Dans les parties internes, les courbes sont proches et la masse est pour toutes de l'ordre de 10^6 kg, valeur qu'on retrouve dans les figures du haut et milieu de la figure B.4.

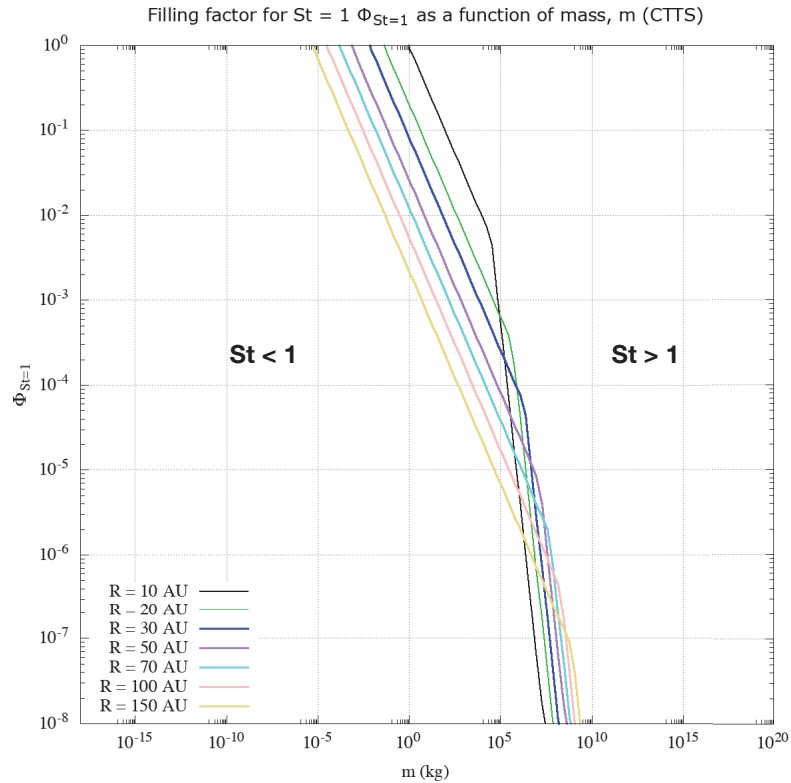


FIGURE B.3: Facteur de remplissage pour $St = 1$ en fonction de la masse du grain pour différentes distances à l'étoile dans le disque CTTS. Le changement de pente correspond au changement de régime de traînée (Epstein en haut et Stokes en bas).

B.2 Transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes

Entre les régimes d'Epstein et de Stokes, le nombre de Stokes change de dépendance en s , la taille du grain. Savoir dans quel régime de traînée se trouvent les grains permet de savoir où on peut faire l'approximation de ne considérer que le régime d'Epstein pour simplifier les calculs.

B.2.1 Taille du grain à la transition

A la transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes, la taille du grain s vaut $9\lambda/4$.

La figure B.5 (gauche) nous montre que la taille de transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes augmente avec la distance à l'étoile. Pour le disque CTTS, les grains dans les parties externes sont exclusivement dans le régime d'Epstein. Dans les parties internes, les grains passent dans le régime de Stokes au delà de quelques mètres. Pour le disque Flat, la transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes se fait pour des tailles élevées. Ainsi, à moins d'atteindre plusieurs centaines de mètres dans les parties internes, les grains sont dans le régime d'Epstein. Enfin, dans le disque H81m, la taille de transition entre les régimes de traînée est très faible dans les parties internes de l'ordre du mm - cm. Les grains des parties internes peuvent donc atteindre très rapidement le régime de Stokes.

Dans la figure B.5 (droite), les courbes illustrant la croissance de grains poreux et compact obtenues avec le code PACED ont été ajoutées. Les grains compacts sont accrétés dans l'étoile sans avoir dépassé le mètre et donc sans être passés dans le

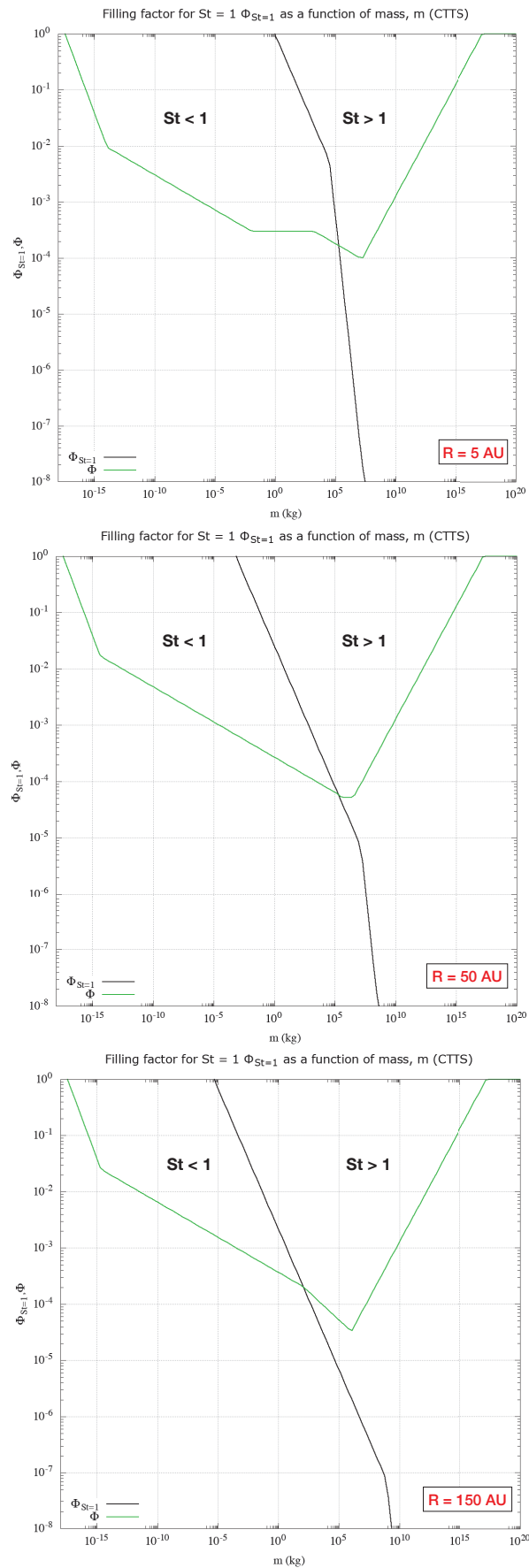


FIGURE B.4: Facteur de remplissage pour $St = 1$ (en noir) en fonction de la masse du grain pour différentes distances à l'étoile (de haut en bas : 10, 50 et 150 UA) dans le disque CTTS. Le changement de pente correspond au changement de régime de traînée (Epstein en haut et Stokes en bas). La courbe verte correspond à l'évolution de la porosité d'un grain à la distance à l'étoile correspondante en ne considérant que la croissance.

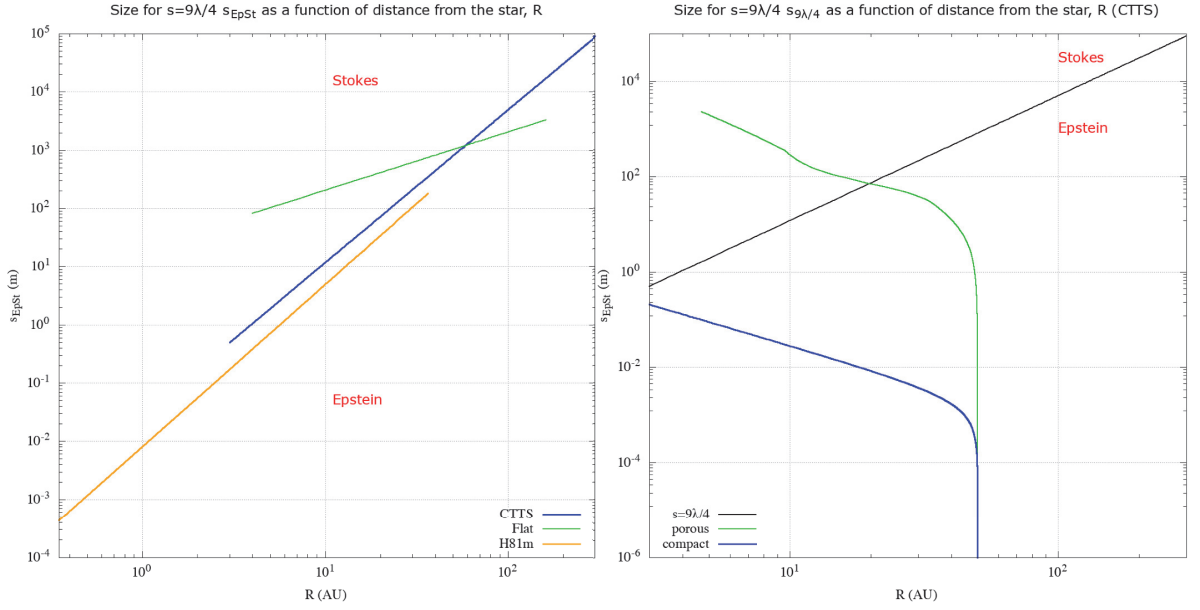


FIGURE B.5: A gauche : taille du grain pour la transition $s_{EpSt} = 9\lambda/4$ en fonction de la distance à l'étoile pour les différents modèles de disque. Les courbes séparent les deux régimes : au dessus Stokes et en dessous Epstein. A droite : taille du grain pour la transition $s_{EpSt} = 9\lambda/4$ (en noir) en fonction de la distance à l'étoile pour le disque CTTS. Les courbes colorées représentent l'évolution de la taille du grain obtenue avec le code PACED en fonction de la distance à l'étoile pour des grains poreux (en vert) et compact (en bleu) partant de 50 UA en ne considérant que la croissance.

régime de Stokes. L'étude des grains compacts peut donc se faire dans le cadre du régime d'Epstein. Cependant, le grain poreux dépasse le libre parcours moyen du gaz dans les parties intermédiaires du disque pour se retrouver dans le régime de Stokes vers l'étoile. Le régime de Stokes ne peut donc pas être négligé dans l'étude des grains poreux.

B.2.2 Nombre de Stokes à la transition

A la transition entre les régimes d'Epstein et de Stokes, le nombre de Stokes St_{EpSt} vaut :

$$St_{EpSt} = \frac{9 \Omega_K \phi \lambda}{4 \rho_g c_g}. \quad (B.2)$$

Cette valeur dépend de la distance à l'étoile mais aussi du facteur de remplissage du grain.

Les courbes de la figure B.6 séparent les régimes d'Epstein et de Stokes. Un grain qui a un nombre de Stokes en dessous de la courbe correspondante à son facteur de remplissage est dans le régime d'Epstein, son St varie comme s . S'il est au dessus, il est dans le régime de Stokes, son St varie comme s^2 .

La figure B.6 nous montre que les grains compacts ($\phi = 1$) atteignent $St = 1$ avant de passer dans le régime de Stokes. Leur migration est maximale et leur Stokes augmente doucement avec la taille, pas assez fort pour atteindre des valeurs de St assez grandes pour se découpler du gaz et ralentir leur migration. Pour les grains poreux, il existe des zones pour lesquelles le régime de Stokes est atteint avant que leur

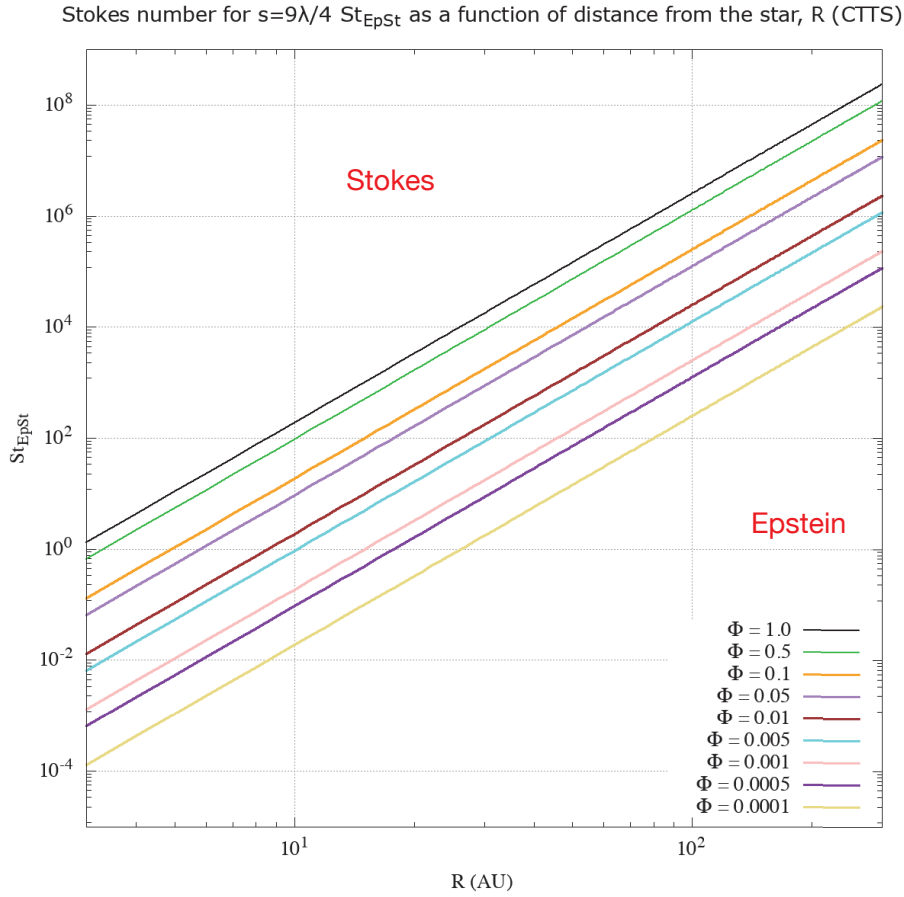


FIGURE B.6: Valeur du nombre de Stokes pour la transition $s = 9\lambda/4$ en fonction de la distance à l'étoile pour différents *filling factors* dans le disque CTTS.

nombre de Stokes ne vaille 1. Ces zones sont d'autant étendues que le facteur de remplissage du grain est faible. Ainsi, les grains poreux à l'intérieur de cette zone passe dans le régime de Stokes et St augmente plus fortement avec la taille des grains, ce qui leur permet de se découpler plus rapidement du gaz.

B.2.3 Distance à l'étoile à la transition

En utilisant le modèle du disque de gaz en lois de puissance, le libre parcours moyen du gaz λ est donné par :

$$\lambda = \frac{2 \mu_0}{\rho_{g,0} c_{g,0}} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{p - \frac{q}{2} + \frac{3}{2}}, \quad (B.3)$$

où les grandeurs annotées d'un "0" correspondent à un rayon de référence R_0 .

La transition $s = 9\lambda/4$ permet de déterminer une distance à l'étoile limite R_{EpSt} à l'intérieur de laquelle les grains se trouvent dans le régime de Stokes et à l'extérieur, dans celui d'Epstein :

$$R_{EpSt} = R_0 \left(\frac{2 \rho_{g,0}^3 c_{g,0}^3 m}{243 \pi \rho_s \phi \mu_{g,0}^3} \right)^{1/3(p - \frac{q}{2} + \frac{3}{2})}. \quad (B.4)$$

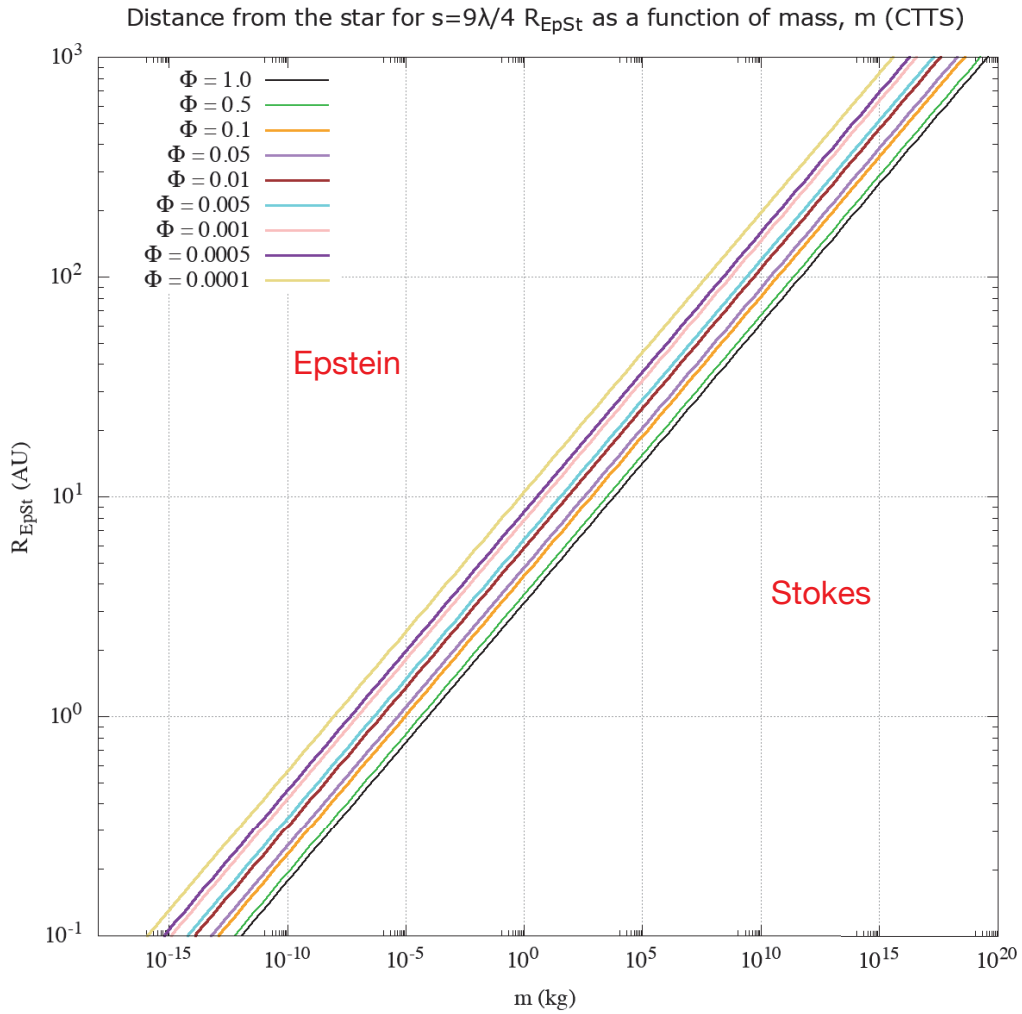


FIGURE B.7: Distance à l'étoile R_{EpSt} pour $s = 9\lambda/4$ en fonction de la masse du grain pour différents facteurs de remplissage dans le disque CTTS.

Cette distance à l'étoile limite dépend de la masse du grain et de son facteur de remplissage.

Dans le disque CTTS, le bord interne du disque se trouve à 3 UA. Ainsi d'après la figure B.7, les petits grains sont nécessairement dans le régime d'Epstein. De plus, pour une masse donnée, plus le grain est poreux, plus il passe dans le régime de Stokes loin de l'étoile.

B.3 Conclusion

Après l'étude des régimes d'Epstein et de Stokes de cette annexe, nous pouvons faire les conclusions suivantes :

- Le régime d'Epstein est suffisant pour l'étude des grains compacts (exception faite du disque H81m). Le régime de Stokes ne peut pas être négligé quand on considère des grains poreux.
- Les grains compacts atteignent $St = 1$ dans le régime d'Epstein alors que les grains poreux peuvent atteindre cette valeur dans le régime de Stokes et ainsi

avoir leur nombre de Stokes variant comme s^2 , ce qui aide les grains à arriver à des grandes valeurs de St synonymes de découplage du gaz.

- Plus la poussière est poreuse, plus les zones où elle se trouve dans le régime de Stokes sont étendues.
- Les grains poreux subissent la dérive maximale associée à $St = 1$ pour un facteur de remplissage de l'ordre 10^{-4} . Pour cette valeur, les grains sont suffisamment grands pour grossir rapidement et se découpler du gaz pendant leur dérive.
- Les grains de tailles intermédiaires peuvent atteindre $St = 1$ dans les parties externes du disque alors qu'ils l'atteignent pour de plus grandes tailles dans les parties internes.

Annexe C

Equivalence masse - taille - facteur de remplissage

Afin de donner un ordre de grandeur, les valeurs des tailles associées à une masse et à un facteur de remplissage donnés sont présentées dans le tableau C.1.

m (kg)	s (m)				
	$\phi = 1$	$\phi = 10^{-1}$	$\phi = 10^{-2}$	$\phi = 10^{-3}$	$\phi = 10^{-4}$
$1,0 \cdot 10^{-18}$	$6,39 \cdot 10^{-8}$	$1,38 \cdot 10^{-7}$	$2,96 \cdot 10^{-7}$	$6,39 \cdot 10^{-7}$	$1,38 \cdot 10^{-6}$
$1,0 \cdot 10^{-17}$	$1,38 \cdot 10^{-7}$	$2,96 \cdot 10^{-7}$	$6,39 \cdot 10^{-7}$	$1,38 \cdot 10^{-6}$	$2,96 \cdot 10^{-6}$
$1,0 \cdot 10^{-16}$	$2,96 \cdot 10^{-7}$	$6,39 \cdot 10^{-7}$	$1,38 \cdot 10^{-6}$	$2,96 \cdot 10^{-6}$	$6,39 \cdot 10^{-6}$
$1,0 \cdot 10^{-15}$	$6,39 \cdot 10^{-7}$	$1,38 \cdot 10^{-6}$	$2,96 \cdot 10^{-6}$	$6,39 \cdot 10^{-6}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$
$1,0 \cdot 10^{-14}$	$1,38 \cdot 10^{-6}$	$2,96 \cdot 10^{-6}$	$6,39 \cdot 10^{-6}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$	$2,96 \cdot 10^{-5}$
$1,0 \cdot 10^{-13}$	$2,96 \cdot 10^{-6}$	$6,39 \cdot 10^{-6}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$	$2,96 \cdot 10^{-5}$	$6,39 \cdot 10^{-5}$
$1,0 \cdot 10^{-12}$	$6,39 \cdot 10^{-6}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$	$2,96 \cdot 10^{-5}$	$6,39 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-4}$
$1,0 \cdot 10^{-11}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$	$2,96 \cdot 10^{-5}$	$6,39 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$
$1,0 \cdot 10^{-10}$	$2,96 \cdot 10^{-5}$	$6,39 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$	$6,39 \cdot 10^{-4}$
$1,0 \cdot 10^{-9}$	$6,39 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$	$6,39 \cdot 10^{-4}$	$1,38 \cdot 10^{-3}$
$1,0 \cdot 10^{-8}$	$1,38 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$	$6,39 \cdot 10^{-4}$	$1,38 \cdot 10^{-3}$	$2,96 \cdot 10^{-3}$
$1,0 \cdot 10^{-7}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$	$6,39 \cdot 10^{-4}$	$1,38 \cdot 10^{-3}$	$2,96 \cdot 10^{-3}$	$6,39 \cdot 10^{-3}$
$1,0 \cdot 10^{-6}$	$6,39 \cdot 10^{-4}$	$1,38 \cdot 10^{-3}$	$2,96 \cdot 10^{-3}$	$6,39 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \cdot 10^{-2}$
$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-3}$	$2,96 \cdot 10^{-3}$	$6,39 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$2,96 \cdot 10^{-2}$
$1,0 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-3}$	$6,39 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$2,96 \cdot 10^{-2}$	$6,39 \cdot 10^{-2}$
$1,0 \cdot 10^{-3}$	$6,39 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$2,96 \cdot 10^{-2}$	$6,39 \cdot 10^{-2}$	$1,38 \cdot 10^{-1}$
$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$2,96 \cdot 10^{-2}$	$6,39 \cdot 10^{-2}$	$1,38 \cdot 10^{-1}$	$2,96 \cdot 10^{-1}$
$1,0 \cdot 10^{-1}$	$2,96 \cdot 10^{-2}$	$6,39 \cdot 10^{-2}$	$1,38 \cdot 10^{-1}$	$2,96 \cdot 10^{-1}$	$6,39 \cdot 10^{-1}$
1,0	$6,39 \cdot 10^{-2}$	$1,38 \cdot 10^{-1}$	$2,96 \cdot 10^{-1}$	$6,39 \cdot 10^{-1}$	1,38
$1,0 \cdot 10^1$	$1,38 \cdot 10^{-1}$	$2,96 \cdot 10^{-1}$	$6,39 \cdot 10^{-1}$	1,38	2,96
$1,0 \cdot 10^2$	$2,96 \cdot 10^{-1}$	$6,39 \cdot 10^{-1}$	1,38	2,96	6,39
$1,0 \cdot 10^3$	$6,39 \cdot 10^{-1}$	1,38	2,96	6,39	$1,38 \cdot 10^1$
$1,0 \cdot 10^4$	1,38	2,96	6,39	$1,38 \cdot 10^1$	$2,96 \cdot 10^1$
$1,0 \cdot 10^5$	2,96	6,39	$1,38 \cdot 10^1$	$2,96 \cdot 10^1$	$6,39 \cdot 10^1$
$1,0 \cdot 10^6$	6,39	$1,38 \cdot 10^1$	$2,96 \cdot 10^1$	$6,39 \cdot 10^1$	$1,38 \cdot 10^2$
$1,0 \cdot 10^6$	$1,38 \cdot 10^1$	$2,96 \cdot 10^1$	$6,39 \cdot 10^1$	$1,38 \cdot 10^2$	$2,96 \cdot 10^2$
$1,0 \cdot 10^8$	$2,96 \cdot 10^1$	$6,39 \cdot 10^1$	$1,38 \cdot 10^2$	$2,96 \cdot 10^2$	$6,39 \cdot 10^2$
$1,0 \cdot 10^9$	$6,39 \cdot 10^1$	$1,38 \cdot 10^2$	$2,96 \cdot 10^2$	$6,39 \cdot 10^2$	$1,38 \cdot 10^3$
$1,0 \cdot 10^{10}$	$1,38 \cdot 10^2$	$2,96 \cdot 10^2$	$6,39 \cdot 10^2$	$1,38 \cdot 10^3$	$2,96 \cdot 10^3$
$1,0 \cdot 10^{11}$	$2,96 \cdot 10^2$	$6,39 \cdot 10^2$	$1,38 \cdot 10^3$	$2,96 \cdot 10^3$	$6,39 \cdot 10^3$
$1,0 \cdot 10^{12}$	$6,39 \cdot 10^2$	$1,38 \cdot 10^3$	$2,96 \cdot 10^3$	$6,39 \cdot 10^3$	$1,38 \cdot 10^4$
$1,0 \cdot 10^{13}$	$1,38 \cdot 10^3$	$2,96 \cdot 10^3$	$6,39 \cdot 10^3$	$1,38 \cdot 10^4$	$2,96 \cdot 10^4$
$1,0 \cdot 10^{14}$	$2,96 \cdot 10^3$	$6,39 \cdot 10^3$	$1,38 \cdot 10^4$	$2,96 \cdot 10^4$	$6,39 \cdot 10^4$
$1,0 \cdot 10^{15}$	$6,39 \cdot 10^3$	$1,38 \cdot 10^4$	$2,96 \cdot 10^4$	$6,39 \cdot 10^4$	$1,38 \cdot 10^5$

TABLE C.1: Taille correspondante à une masse et un facteur de remplissage donnés.

Bibliographie

- M. F. A'Hearn. Comets as Building Blocks. *ARA&A*, 49 :281–299, September 2011. doi : 10.1146/annurev-astro-081710-102506.
- P. Andre and T. Montmerle. From T Tauri stars to protostars : Circumstellar material and young stellar objects in the rho Ophiuchi cloud. *ApJ*, 420 :837–862, January 1994. doi : 10.1086/173608.
- P. Andre, D. Ward-Thompson, and M. Barsony. Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps. *ApJ*, 406 :122–141, March 1993. doi : 10.1086/172425.
- S. M. Andrews and J. P. Williams. Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga : The Submillimeter Perspective. *ApJ*, 631 :1134–1160, October 2005. doi : 10.1086/432712.
- S. M. Andrews and J. P. Williams. A Submillimeter View of Circumstellar Dust Disks in ρ Ophiuchi. *ApJ*, 671 :1800–1812, December 2007. doi : 10.1086/522885.
- G. Anglada-Escudé, P. J. Amado, J. Barnes, Z. M. Berdiñas, R. P. Butler, G. A. L. Coleman, I. de La Cueva, S. Dreizler, M. Endl, B. Giesers, S. V. Jeffers, J. S. Jenkins, H. R. A. Jones, M. Kiraga, M. Kürster, M. J. López-González, C. J. Marvin, N. Morales, J. Morin, R. P. Nelson, J. L. Ortiz, A. Ofir, S.-J. Paardekooper, A. Reiners, E. Rodríguez, C. Rodríguez-López, L. F. Sarmiento, J. P. Strachan, Y. Tsapras, M. Tuomi, and M. Zechmeister. A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri. *Nature*, 536 :437–440, August 2016. doi : 10.1038/nature19106.
- M. Arakawa. Collisional Disruption of Ice by High-Velocity Impact. *Icarus*, 142 :34–45, November 1999. doi : 10.1006/icar.1999.6207.
- M. Arakawa and D. Tomizuka. Ice-silicate fractionation among icy bodies due to the difference of impact strength between ice and ice-silicate mixture. *Icarus*, 170 :193–201, July 2004. doi : 10.1016/j.icarus.2004.02.009.
- M. Arakawa, J. Leliwa-Kopystynski, and N. Maeno. Impact Experiments on Porous Icy-Silicate Cylindrical Blocks and the Implication for Disruption and Accumulation of Small Icy Bodies. *Icarus*, 158 :516–531, August 2002. doi : 10.1006/icar.2002.6893.
- S. E. Arena and J.-F. Gonzalez. Characterization of global flow and local fluctuations in 3D SPH simulations of protoplanetary discs. *MNRAS*, 433 :98–116, July 2013. doi : 10.1093/mnras/stt706.
- P. J. Armitage. *Astrophysics of Planet Formation*. 2010.
- J. Auffinger and G. Laibe. Linear growth of streaming instability in pressure bumps. *MNRAS*, 473 :796–805, January 2018. doi : 10.1093/mnras/stx2395.

- H. Avenhaus, S. P. Quanz, A. Garufi, S. Perez, S. Casassus, C. Pinte, G. H.-M. Bertrang, C. Caceres, M. Benisty, and C. Dominik. Disks ARound TTauri Stars with Sphere (DARTTS-S) I : Sphere / IRDIS Polarimetric Imaging of 8 prominent TTauri Disks. *ArXiv e-prints*, March 2018.
- 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.
- K. Baillié, S. Charnoz, and E. Pantin. Trapping planets in an evolving protoplanetary disk : preferred time, locations, and planet mass. *A&A*, 590 :A60, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201528027.
- 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, 1965. doi : 10.1093/mnras/130.1.63.
- A. Bardyn, D. Baklouti, H. Cottin, N. Fray, C. Briois, J. Paquette, O. Stenzel, C. Enggrand, H. Fischer, K. Hornung, R. Isnard, Y. Langevin, H. Lehto, L. Le Roy, N. Ligié, S. Merouane, P. Modica, F.-R. Orthous-Daunay, J. Rynö, R. Schulz, J. Silén, L. Thirkell, K. Varmuza, B. Zaprudin, J. Kissel, and M. Hilchenbach. Carbon-rich dust in comet 67P/Churyumov-Gerasimenko measured by COSIMA/Rosetta. *MNRAS*, 469 :S712–S722, July 2017. doi : 10.1093/mnras/stx2640.
- 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.
- L. Barrière-Fouchet. *Distribution des grains de poussière dans les disques protoplanétaires*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2005.
- K. R. Bell, P. M. Cassen, H. H. Klahr, and T. Henning. The Structure and Appearance of Protostellar Accretion Disks : Limits on Disk Flaring. *ApJ*, 486 :372–387, September 1997. doi : 10.1086/304514.
- M. S. Bentley, R. Schmied, T. Mannel, K. Torkar, H. Jeszczyszky, J. Romstedt, A.-C. Levasseur-Regourd, I. Weber, E. K. Jessberger, P. Ehrenfreund, C. Koeberl, and O. Havnes. Aggregate dust particles at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Nature*, 537 :73–75, September 2016. doi : 10.1038/nature19091.
- W. Benz and M. Jutzi. Collision and impact simulations including porosity. In G. B. Valsecchi, D. Vokrouhlický, and A. Milani, editors, *Near Earth Objects, our Celestial Neighbors : Opportunity and Risk*, volume 236 of *IAU Symposium*, pages 223–231, May 2007. doi : 10.1017/S1743921307003262.
- T. Birnstiel, C. P. Dullemond, and F. Brauer. Gas- and dust evolution in protoplanetary disks. *A&A*, 513 :A79, April 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, March 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118136.

- B. Bitsch, A. Crida, A. Morbidelli, W. Kley, and I. Dobbs-Dixon. Stellar irradiated discs and implications on migration of embedded planets. I. Equilibrium discs. *A&A*, 549 :A124, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220159.
- B. Bitsch, A. Morbidelli, E. Lega, and A. Crida. Stellar irradiated discs and implications on migration of embedded planets. II. Accreting-discs. *A&A*, 564 :A135, April 2014a. doi : 10.1051/0004-6361/201323007.
- B. Bitsch, A. Morbidelli, E. Lega, K. Kretke, and A. Crida. Stellar irradiated discs and implications on migration of embedded planets. III. Viscosity transitions. *A&A*, 570 :A75, October 2014b. doi : 10.1051/0004-6361/201424015.
- J. Blum. Grain Growth and Coagulation. In A. N. Witt, G. C. Clayton, and B. T. Draine, editors, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 369, May 2004.
- J. Blum and G. Wurm. Experiments on Sticking, Restructuring, and Fragmentation of Preplanetary Dust Aggregates. *Icarus*, 143 :138–146, January 2000. doi : 10.1006/icar.1999.6234.
- 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.
- J. Blum, G. Wurm, T. Poppe, and L.-O. Heim. Aspects of Laboratory Dust Aggregation with Relevance to the Formation of Planetesimals. *Earth Moon and Planets*, 80 :285–309, December 1998. doi : 10.1023/A:1006386417473.
- J. Blum, G. Wurm, T. Poppe, S. Kempf, and T. Kozasa. First results from the cosmic dust aggregation experiment codag. *Advances in Space Research*, 29 :497–503, 2002. doi : 10.1016/S0273-1177(01)00647-0.
- J. Blum, R. Schräpler, B. J. R. Davidsson, and J. M. Trigo-Rodríguez. The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. I. Mechanical Properties and Relations to Primitive Bodies in the Solar System. *ApJ*, 652 :1768–1781, December 2006. doi : 10.1086/508017.
- J. Blum, B. Gundlach, M. Krause, M. Fulle, A. Johansen, J. Agarwal, I. von Borstel, X. Shi, X. Hu, M. S. Bentley, F. Capaccioni, L. Colangeli, V. Della Corte, N. Fougere, S. F. Green, S. Ivanovski, T. Mannel, S. Merouane, A. Migliorini, A. Rotundi, R. Schmied, and C. Snodgrass. Evidence for the formation of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko through gravitational collapse of a bound clump of pebbles. *MNRAS*, 469 :S755–S773, July 2017. doi : 10.1093/mnras/stx2741.
- A. P. Boss. Giant planet formation by gravitational instability. *Science*, 276 :1836–1839, 1997. doi : 10.1126/science.276.5320.1836.
- F. Brauer, T. Henning, and C. P. Dullemond. Planetesimal formation near the snow line in MRI-driven turbulent protoplanetary disks. *A&A*, 487 :L1–L4, August 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809780.
- J. Brisset, J. Colwell, A. Dove, and D. Maukonen. NanoRocks : Design and performance of an experiment studying planet formation on the International Space Station. *Review of Scientific Instruments*, 88(7) :074502, July 2017. doi : 10.1063/1.4991857.

- M. G. Brouwers, A. Vazan, and C. W. Ormel. How cores grow by pebble accretion. I. Direct core growth. *A&A*, 611 :A65, March 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201731824.
- R. Brunngräber, S. Wolf, F. Kirchschräger, and S. Ertel. The influence of dust grain porosity on the analysis of debris disc observations. *MNRAS*, 464 :4383–4389, February 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2675.
- G. Bryden, X. Chen, D. N. C. Lin, R. P. Nelson, and J. C. B. Papaloizou. Tidally Induced Gap Formation in Protostellar Disks : Gap Clearing and Suppression of Protoplanetary Growth. *ApJ*, 514 :344–367, March 1999. doi : 10.1086/306917.
- A. G. W. Cameron. Physics of the primitive solar accretion disk. *Moon and Planets*, 18 :5–40, February 1978. doi : 10.1007/BF00896696.
- D. Carrera, A. Johansen, and M. B. Davies. How to form planetesimals from mm-sized chondrules and chondrule aggregates. *A&A*, 579 :A43, July 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425120.
- M. Carroll and A. C. Holt. Suggested Modification of the P- α Model for Porous Materials. *Journal of Applied Physics*, 43 :759–761, February 1972. doi : 10.1063/1.1661203.
- S. Chapman and T. G. Cowling. *The mathematical theory of non-uniform gases. an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases*. 1970.
- S. Charnoz and E. Taillifet. A Method for Coupling Dynamical and Collisional Evolution of Dust in Circumstellar Disks : The Effect of a Dead Zone. *ApJ*, 753 :119, July 2012. doi : 10.1088/0004-637X/753/2/119.
- E. Chiang, Y. Lithwick, R. Murray-Clay, M. Buie, W. Grundy, and M. Holman. A Brief History of Transneptunian Space. *Protostars and Planets V*, pages 895–911, 2007.
- A. Chokshi, A. G. G. M. Tielens, and D. Hollenbach. Dust coagulation. *ApJ*, 407 :806–819, April 1993. doi : 10.1086/172562.
- J. E. Colwell and M. Taylor. Low-Velocity Microgravity Impact Experiments into Simulated Regolith. *Icarus*, 138 :241–248, April 1999. doi : 10.1006/icar.1998.6073.
- J. E. Colwell, S. Sture, M. Cintala, D. Durda, A. Hendrix, T. Goudie, D. Curtis, D. J. Ashcom, M. Kanter, T. Keohane, A. Lemos, M. Lupton, and M. Route. Ejecta from impacts at 0.2–2.3 m/s in low gravity. *Icarus*, 195 :908–917, June 2008. doi : 10.1016/j.icarus.2007.12.019.
- J.H. Conway, E. Bannai, N.J.A. Sloane, J. Leech, S.P. Norton, A.M. Odlyzko, R.A. Parker, L. Queen, and B.B. Venkov. *Sphere Packings, Lattices and Groups*. *Grundlehren der mathematischen Wissenschaften*. Springer New York, 2013. ISBN 9781475720167. URL <https://books.google.fr/books?id=ITDvBwAAQBAJ>.
- A. Crida, A. Morbidelli, and F. Masset. On the width and shape of gaps in protoplanetary disks. *Icarus*, 181 :587–604, April 2006. doi : 10.1016/j.icarus.2005.10.007.
- A. J. Cridland, R. E. Pudritz, and T. Birnstiel. Radial drift of dust in protoplanetary discs : the evolution of ice lines and dead zones. *MNRAS*, 465 :3865–3878, March 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2946.

- N. Cuello. *Mécanismes de transport dans les disques protoplanétaires et impact sur la formation des premiers solides*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon 1, 2015.
- N. Cuello, J.-F. Gonzalez, and F. C. Pignatale. Effects of photophoresis on the dust distribution in a 3D protoplanetary disc. *MNRAS*, 458 :2140–2149, May 2016. doi : 10.1093/mnras/stw396.
- J. N. Cuzzi and R. C. Hogan. Blowing in the wind. I. Velocities of chondrule-sized particles in a turbulent protoplanetary nebula. *Icarus*, 164 :127–138, July 2003. doi : 10.1016/S0019-1035(03)00104-0.
- J. N. Cuzzi, A. R. Dobrovolskis, and J. M. Champney. Particle-gas dynamics in the midplane of a protoplanetary nebula. *Icarus*, 106 :102, November 1993. doi : 10.1006/icar.1993.1161.
- J. N. Cuzzi, R. C. Hogan, J. M. Paque, and A. R. Dobrovolskis. Size-selective Concentration of Chondrules and Other Small Particles in Protoplanetary Nebula Turbulence. *ApJ*, 546 :496–508, January 2001. doi : 10.1086/318233.
- J. N. Cuzzi, R. C. Hogan, and K. Shariff. Toward Planetesimals : Dense Chondrule Clumps in the Protoplanetary Nebula. *ApJ*, 687 :1432–1447, November 2008. doi : 10.1086/591239.
- C. de Beule, T. Kelling, G. Wurm, J. Teiser, and T. Jankowski. From Planetesimals to Dust : Low-gravity Experiments on Recycling Solids at the Inner Edges of Protoplanetary Disks. *ApJ*, 763 :11, January 2013. doi : 10.1088/0004-637X/763/1/11.
- 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.
- 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.
- J. Drażkowska and Y. Alibert. Planetesimal formation starts at the snow line. *A&A*, 608 :A92, December 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731491.
- J. Drażkowska, 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 :237–246, April 1995. doi : 10.1006/icar.1995.1058.
- C. Duermann, G. Wurm, and M. Kuepper. Radiative forces on macroscopic porous bodies in protoplanetary disks : laboratory experiments. *A&A*, 558 :A70, October 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321365.
- C. P. Dullemond and C. Dominik. The effect of dust settling on the appearance of protoplanetary disks. *A&A*, 421 :1075–1086, July 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20040284.
- 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 and C. Dominik. Size-sorting dust grains in the surface layers of protoplanetary disks. *A&A*, 487 :205–209, August 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809745.
- F. Ehrenhaft. Die Photophorese. *Annalen der Physik*, 361 :81–132, 1918. doi : 10.1002/andp.19183611002.
- P. S. Epstein. On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases. *Physical Review*, 23 :710–733, June 1924. doi : 10.1103/PhysRev.23.710.
- 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 :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.
- M. A. Franzen, S. Nichols, K. Bogdon, C. White, R. Godsey, N. Napieralski, P. H. Benoit, and D. W. G. Sears. Size and density sorting of metal and silicate grains under microgravity conditions and the origin of chondrites. *Geophys. Res. Lett.*, 30 :1780, July 2003. doi : 10.1029/2003GL017659.
- S. Fromang and J. Papaloizou. Dust settling in local simulations of turbulent protoplanetary disks. *A&A*, 452 :751–762, June 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054612.
- M. Fulle, V. Della Corte, A. Rotundi, P. Weissman, A. Juhasz, K. Szego, R. Sordini, M. Ferrari, S. Ivanovski, F. Lucarelli, M. Accolla, S. Merouane, V. Zakharov, E. Mazzotta Epifani, J. J. López-Moreno, J. Rodríguez, L. Colangeli, P. Palumbo, E. Grün, M. Hilchenbach, E. Bussoletti, F. Esposito, S. F. Green, P. L. Lamy, J. A. M. McDonnell, V. Mennella, A. Molina, R. Morales, F. Moreno, J. L. Ortiz, E. Palomba, R. Rodrigo, J. C. Zarnecki, M. Cosi, F. Giovane, B. Gustafson, M. L. Herranz, J. M. Jerónimo, M. R. Leese, A. C. López-Jiménez, and N. Altobelli. Density and Charge of Pristine Fluffy Particles from Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *ApJ*, 802 :L12, March 2015. doi : 10.1088/2041-8205/802/1/L12.
- M. Fulle, V. Della Corte, A. Rotundi, F. J. M. Rietmeijer, S. F. Green, P. Weissman, M. Accolla, L. Colangeli, M. Ferrari, S. Ivanovski, J. J. Lopez-Moreno, E. M. Epifani, R. Morales, J. L. Ortiz, E. Palomba, P. Palumbo, J. Rodriguez, R. Sordini, and V. Zakharov. Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko preserved the pebbles that formed planetesimals. *MNRAS*, 462 :S132–S137, November 2016. doi : 10.1093/mnras/stw2299.
- E. S. Gaffney. Hugoniot of water ice. In J. Klinger, D. Benest, A. Dollfus, and R. Smoluchowski, editors, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 156 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, pages 119–148, 1985.
- C. F. Gammie. Layered Accretion in T Tauri Disks. *ApJ*, 457 :355, January 1996. doi : 10.1086/176735.
- M. Gillon, A. H. M. J. Triaud, B.-O. Demory, E. Jehin, E. Agol, K. M. Deck, S. M. Lederer, J. de Wit, A. Burdanov, J. G. Ingalls, E. Bolmont, J. Leconte, S. N. Raymond, F. Selsis, M. Turbet, K. Barkaoui, A. Burgasser, M. R. Burleigh, S. J. Carey, A. Chaushev, C. M. Copperwheat, L. Delrez, C. S. Fernandes, D. L. Holdsworth,

- E. J. Kotze, V. Van Grootel, Y. Almleaky, Z. Benkhaldoun, P. Magain, and D. Queloz. Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1. *Nature*, 542 :456–460, February 2017. doi : 10.1038/nature21360.
- 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.
- 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 :466–469, May 2005. doi : 10.1038/nature03676.
- J.-F. Gonzalez, G. Laibe, S. T. Maddison, C. Pinte, and F. Ménard. ALMA images of discs : are all gaps carved by planets? *MNRAS*, 454 :L36–L40, November 2015a. doi : 10.1093/mnrasl/slv120.
- 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 2015b. 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 2017. doi : 10.1093/mnras/stx016.
- R. Greenberg, J. F. Wacker, W. K. Hartmann, and C. R. Chapman. Planetesimals to planets - Numerical simulation of collisional evolution. *Icarus*, 35 :1–26, July 1978. doi : 10.1016/0019-1035(78)90057-X.
- B. Gundlach and J. Blum. The Stickiness of Micrometer-sized Water-ice Particles. *ApJ*, 798 :34, January 2015. doi : 10.1088/0004-637X/798/1/34.
- B. Gundlach, S. Kiliyas, 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 :717–723, August 2011. doi : 10.1016/j.icarus.2011.05.005.
- N. Gunkelmann, C. Ringl, and H. M. Urbassek. Influence of porosity on collisions between dust aggregates. *A&A*, 589 :A30, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201628081.
- 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 and A. P. Boss. On Gas Drag-Induced Rapid Migration of Solids in a Nonuniform Solar Nebula. *ApJ*, 598 :1301–1311, December 2003. doi : 10.1086/378950.
- B. M. S. Hansen. Formation of the Terrestrial Planets from a Narrow Annulus. *ApJ*, 703 :1131–1140, September 2009. doi : 10.1088/0004-637X/703/1/1131.
- L. Hartmann. *Accretion Processes in Star Formation*. June 1998.

- C. Hayashi. Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70 :35–53, 1981. doi : 10.1143/PTPS.70.35.
- L.-O. Heim, J. Blum, M. Preuss, and H.-J. Butt. Adhesion and Friction Forces between Spherical Micrometer-Sized Particles. *Physical Review Letters*, 83 :3328–3331, October 1999. doi : 10.1103/PhysRevLett.83.3328.
- W. Herrmann. Constitutive Equation for the Dynamic Compaction of Ductile Porous Materials. *Journal of Applied Physics*, 40 :2490–2499, May 1969. doi : 10.1063/1.1658021.
- H. Hertz. Ueber die Berührung fester elastischer Körper. *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 92 :156–171, 1882.
- W. Hu, L. Xie, and X. Zheng. Contact charging of silica glass particles in a single collision. *Applied Physics Letters*, 101(11) :114107, September 2012. doi : 10.1063/1.4752458.
- S. Ida and J. Makino. Scattering of planetesimals by a protoplanet - Slowing down of runaway growth. *Icarus*, 106 :210, November 1993. doi : 10.1006/icar.1993.1167.
- A. Johansen, H. Klahr, and T. Henning. Gravoturbulent Formation of Planetesimals. *ApJ*, 636 :1121–1134, January 2006. doi : 10.1086/498078.
- A. Johansen, J. S. Oishi, M.-M. Mac Low, H. Klahr, T. Henning, and A. Youdin. Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks. *Nature*, 448 :1022–1025, August 2007. doi : 10.1038/nature06086.
- K. L. Johnson, K. Kendall, and A. D. Roberts. Surface energy and the contact of elastic solids. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 324(1558) :301–313, 1971. ISSN 0080-4630. doi : 10.1098/rspa.1971.0141. URL <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/324/1558/301>.
- A. Kataoka, H. Tanaka, S. Okuzumi, and K. Wada. Static compression of porous dust aggregates. *A&A*, 554 :A4, June 2013a. doi : 10.1051/0004-6361/201321325.
- A. Kataoka, H. Tanaka, S. Okuzumi, and K. Wada. Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression. *A&A*, 557 :L4, September 2013b. doi : 10.1051/0004-6361/201322151.
- A. Kataoka, S. Okuzumi, H. Tanaka, and H. Nomura. Opacity of fluffy dust aggregates. *A&A*, 568 :A42, August 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201323199.
- A. Kataoka, T. Muto, M. Momose, T. Tsukagoshi, and C. P. Dullemond. Grain Size Constraints on HL Tau with Polarization Signature. *ApJ*, 820 :54, March 2016a. doi : 10.3847/0004-637X/820/1/54.
- A. Kataoka, T. Tsukagoshi, M. Momose, H. Nagai, T. Muto, C. P. Dullemond, A. Pohl, M. Fukagawa, H. Shibai, T. Hanawa, and K. Murakawa. Submillimeter Polarization Observation of the Protoplanetary Disk around HD 142527. *ApJ*, 831 :L12, November 2016b. doi : 10.3847/2041-8205/831/2/L12.
- S. Kempf, S. Pfalzner, and T. K. Henning. N-Particle-Simulations of Dust Growth. I. Growth Driven by Brownian Motion. *Icarus*, 141 :388–398, October 1999. doi : 10.1006/icar.1999.6171.

- A. R. King, J. E. Pringle, and M. Livio. Accretion disc viscosity : how big is alpha? *MNRAS*, 376 :1740–1746, April 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11556.x.
- H. Kobayashi and H. Tanaka. Fragmentation model dependence of collision cascades. *Icarus*, 206 :735–746, April 2010. doi : 10.1016/j.icarus.2009.10.004.
- H. Kobayashi and H. Tanaka. From Planetesimal to Planet in Turbulent Disks. II. Formation of Gas Giant Planets. *ArXiv e-prints*, June 2018.
- H. Kobayashi, H. Tanaka, and S. Okuzumi. From Planetesimals to Planets in Turbulent Protoplanetary Disks. I. Onset of Runaway Growth. *ApJ*, 817 :105, February 2016. doi : 10.3847/0004-637X/817/2/105.
- G. A. Krasinsky, E. V. Pitjeva, M. V. Vasilyev, and E. I. Yagudina. Hidden Mass in the Asteroid Belt. *Icarus*, 158 :98–105, July 2002. doi : 10.1006/icar.2002.6837.
- K. A. Kretke and D. N. C. Lin. Grain Retention and Formation of Planetesimals near the Snow Line in MRI-driven Turbulent Protoplanetary Disks. *ApJ*, 664 :L55–L58, July 2007. doi : 10.1086/520718.
- S. Krijt, C. W. Ormel, C. Dominik, and A. G. G. M. Tielens. Erosion and the limits to planetesimal growth. *A&A*, 574 :A83, February 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425222.
- 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, February 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527533.
- M. Kruss, J. Teiser, and G. Wurm. Growing into and out of the bouncing barrier in planetesimal formation. *A&A*, 600 :A103, April 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201630251.
- 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. *Croissance des grains de poussière : premières étapes de la formation planétaire*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2009.
- G. Laibe. Growing dust grains in protoplanetary discs - II. The radial-drift barrier problem. *MNRAS*, 437 :3037–3054, February 2014. doi : 10.1093/mnras/stt1928.
- 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.
- G. Laibe, J.-F. Gonzalez, and S. T. Maddison. Growing dust grains in protoplanetary discs - I. Radial drift with toy growth models. *MNRAS*, 437 :3025–3036, February 2014a. doi : 10.1093/mnras/stt1927.
- G. Laibe, J.-F. Gonzalez, S. T. Maddison, and E. Crespe. Growing dust grains in protoplanetary discs - III. Vertical settling. *MNRAS*, 437 :3055–3062, February 2014b. doi : 10.1093/mnras/stt1929.

- M. Lambrechts and A. Johansen. Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion. *A&A*, 544 :A32, August 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219127.
- D. Langkowski, J. Teiser, and J. Blum. The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. II. Low-Velocity Collision Properties. *ApJ*, 675 :764-776, March 2008. doi : 10.1086/525841.
- S. Lorek, B. Gundlach, P. Lacerda, and J. Blum. Comet formation in collapsing pebble clouds. What cometary bulk density implies for the cloud mass and dust-to-ice ratio. *A&A*, 587 :A128, March 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201526565.
- S. Lorek, P. Lacerda, and J. Blum. Local growth of dust- and ice-mixed aggregates as cometary building blocks in the solar nebula. *A&A*, 611 :A18, March 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201630175.
- L. B. Lucy. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *AJ*, 82 : 1013–1024, December 1977. doi : 10.1086/112164.
- 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.
- S. Maddison. *Gravitational Instabilities in Protostellar Disks*. PhD thesis, Monash University, 1998.
- W. J. Markiewicz, H. Mizuno, and H. J. Voelk. Turbulence induced relative velocity between two grains. *A&A*, 242 :286–289, February 1991.
- F. Masset and M. Snellgrove. Reversing type II migration : resonance trapping of a lighter giant protoplanet. *MNRAS*, 320 :L55–L59, February 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04159.x.
- S. Matsumura and R. E. Pudritz. The Origin of Jovian Planets in Protostellar Disks : The Role of Dead Zones. *ApJ*, 598 :645–656, November 2003. doi : 10.1086/378846.
- M. Mayor and D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 :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, 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.
- M Mellor. A review of basic snow mechanics. 114 :251–291, 01 1975.
- F. Meru, R. J. Geretshauser, C. Schäfer, R. Speith, and W. Kley. Growth and fragmentation of centimetre-sized dust aggregates : the dependence on aggregate size and porosity. *MNRAS*, 435 :2371–2390, November 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1447.
- H. Mizuno. Formation of the Giant Planets. *Progress of Theoretical Physics*, 64 :544–557, August 1980. doi : 10.1143/PTP.64.544.
- H. Mizuno, W. J. Markiewicz, and H. J. Voelk. Grain growth in turbulent protoplanetary accretion disks. *A&A*, 195 :183–192, April 1988.

- J. J. Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics. *ARA&A*, 30 :543–574, 1992. doi : 10.1146/annurev.aa.30.090192.002551.
- J. J. Monaghan and A. Kocharyan. SPH simulation of multi-phase flow. *Computer Physics Communications*, 87 :225–235, May 1995. doi : 10.1016/0010-4655(94)00174-Z.
- J. J. Monaghan and J. C. Lattanzio. A refined particle method for astrophysical problems. *A&A*, 149 :135–143, August 1985.
- A. Morbidelli, H. F. Levison, K. Tsiganis, and R. Gomes. Chaotic capture of Jupiter’s Trojan asteroids in the early Solar System. *Nature*, 435 :462–465, May 2005. doi : 10.1038/nature03540.
- A. Moudens, O. Mousis, J.-M. Petit, G. Wurm, D. Cordier, and S. Charnoz. Photo-phoretic transport of hot minerals in the solar nebula. *A&A*, 531 :A106, July 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116476.
- O. Mousis, J.-M. Petit, G. Wurm, O. Krauss, Y. Alibert, and J. Horner. Photophoresis as a source of hot minerals in comets. *A&A*, 466 :L9–L12, May 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20077170.
- 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.
- Y. Nakagawa, K. Nakazawa, and C. Hayashi. Growth and sedimentation of dust grains in the primordial solar nebula. *Icarus*, 45 :517–528, March 1981. doi : 10.1016/0019-1035(81)90018-X.
- 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.
- M. L. Nietiadi, P. Umstätter, T. Tjong, Y. Rosandi, E. N. Millán, E. M. Bringa, and H. M. Urbassek. The bouncing threshold in silica nanograin collisions. *Physical Chemistry Chemical Physics (Incorporating Faraday Transactions)*, 19 :16555–16562, 2017. doi : 10.1039/C7CP02106B.
- S. Okuzumi, H. Tanaka, and M.-a. Sakagami. Numerical Modeling of the Coagulation and Porosity Evolution of Dust Aggregates. *ApJ*, 707 :1247–1263, December 2009. doi : 10.1088/0004-637X/707/2/1247.
- S. Okuzumi, H. Tanaka, H. Kobayashi, and K. Wada. Rapid Coagulation of Porous Dust Aggregates outside the Snow Line : A Pathway to Successful Icy Planesimal Formation. *ApJ*, 752 :106, June 2012. doi : 10.1088/0004-637X/752/2/106.
- S. Okuzumi, M. Momose, S.-i. Sirono, H. Kobayashi, and H. Tanaka. Sintering-induced Dust Ring Formation in Protoplanetary Disks : Application to the HL Tau Disk. *ApJ*, 821 :82, April 2016. doi : 10.3847/0004-637X/821/2/82.
- C. W. Ormel and J. N. Cuzzi. Closed-form expressions for particle relative velocities induced by turbulence. *A&A*, 466 :413–420, May 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066899.

- C. W. Ormel, M. Spaans, and A. G. G. M. Tielens. Dust coagulation in protoplanetary disks : porosity matters. *A&A*, 461 :215–232, January 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20065949.
- C. W. Ormel, C. P. Dullemond, and M. Spaans. A New Condition for the Transition from Runaway to Oligarchic Growth. *ApJ*, 714 :L103–L107, May 2010a. doi : 10.1088/2041-8205/714/1/L103.
- C. W. Ormel, C. P. Dullemond, and M. Spaans. Accretion among preplanetary bodies : The many faces of runaway growth. *Icarus*, 210 :507–538, November 2010b. doi : 10.1016/j.icarus.2010.06.011.
- F. Ott and E. Schnetter. A modified SPH approach for fluids with large density differences. *ArXiv Physics e-prints*, March 2003.
- 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.
- S.-J. Paardekooper and G. Mellema. Dust flow in gas disks in the presence of embedded planets. *A&A*, 453 :1129–1140, July 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054449.
- M. Pajola, A. Lucchetti, M. Fulle, S. Mottola, M. Hamm, V. Da Deppo, L. Penasa, G. Kovacs, M. Massironi, X. Shi, C. Tubiana, C. Güttler, N. Oklay, J. B. Vincent, I. Toth, B. Davidsson, G. Naletto, H. Sierks, C. Barbieri, P. L. Lamy, R. Rodrigo, D. Koschny, H. Rickman, H. U. Keller, J. Agarwal, M. F. A’Hearn, M. A. Barucci, J. L. Bertaux, I. Bertini, G. Cremonese, S. Debei, M. De Cecco, J. Deller, M. R. El Maarry, S. Fornasier, E. Frattin, A. Gicquel, O. Groussin, P. J. Gutierrez, S. Höfner, M. Hofmann, S. F. Hviid, W. H. Ip, L. Jorda, J. Knollenberg, J. R. Kramm, E. Kührt, M. Küppers, L. M. Lara, M. Lazzarin, J. J. L. Moreno, F. Marzari, H. Michalik, F. Preusker, F. Scholten, and N. Thomas. The pebbles/boulders size distributions on Sais : Rosetta’s final landing site on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *MNRAS*, 469 :S636–S645, July 2017. doi : 10.1093/mnras/stx1620.
- J. Papaloizou and D. N. C. Lin. On the tidal interaction between protoplanets and the primordial solar nebula. I - Linear calculation of the role of angular momentum exchange. *ApJ*, 285 :818–834, October 1984. doi : 10.1086/162561.
- D. Paszun and C. Dominik. Numerical determination of the material properties of porous dust cakes. *A&A*, 484 :859–868, June 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20079262.
- 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, N. Cuello, B. Bourdon, and C. Fitoussi. Size and density sorting of dust grains in SPH simulations of protoplanetary discs. *MNRAS*, 469 :237–254, July 2017. doi : 10.1093/mnras/stx801.
- 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, T. Birnstiel, and C. Walsh. Sequential planet formation in the HD 100546 protoplanetary disk? *A&A*, 580 :A105, August 2015a. doi : 10.1051/0004-6361/201425539.

- P. Pinilla, M. de Juan Ovelar, S. Ataiee, M. Benisty, T. Birnstiel, E. F. van Dishoeck, and M. Min. Gas and dust structures in protoplanetary disks hosting multiple planets. *A&A*, 573 :A9, January 2015b. doi : 10.1051/0004-6361/201424679.
- P. Pinilla, A. Pohl, S. M. Stammer, 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.
- J. B. Pollack, O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, and Y. Greenzweig. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, 124 :62–85, November 1996. doi : 10.1006/icar.1996.0190.
- T. Poppe, J. Blum, and T. Henning. New experiments on collisions of solid grains related to the preplanetary dust aggregation. *Advances in Space Research*, 23 :1197–1200, January 1999. doi : 10.1016/S0273-1177(99)00182-9.
- D. J. Price, N. Cuello, C. Pinte, D. Mentiplay, S. Casassus, V. Christiaens, G. M. Kennedy, J. Cuadra, M. Sebastian Perez, S. Marino, P. J. Armitage, A. Zurlo, A. Juhasz, E. Ragusa, G. Laibe, and G. Lodato. Circumbinary, not transitional : on the spiral arms, cavity, shadows, fast radial flows, streamers, and horseshoe in the HD 142527 disc. *MNRAS*, 477 :1270–1284, June 2018. doi : 10.1093/mnras/sty647.
- J. E. Pringle. Accretion discs in astrophysics. *ARA&A*, 19 :137–162, 1981. doi : 10.1146/annurev.aa.19.090181.001033.
- T. Ronnet, O. Mousis, and P. Vernazza. Pebble Accretion at the Origin of Water in Europa. *ApJ*, 845 :92, August 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa80e6.
- V. S. Safronov. *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets*. 1972.
- D. M. Salter, D. Heißelmann, G. Chaparro, G. van der Wolk, P. Reißaus, A. G. Borst, R. W. Dawson, E. de Kuyper, G. Drinkwater, K. Gebauer, M. Hutcheon, H. Linartz, F. J. Molster, B. Stoll, P. C. van der Tuijn, H. J. Fraser, and J. Blum. A zero-gravity instrument to study low velocity collisions of fragile particles at low temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 80(7) :074501–074501, July 2009. doi : 10.1063/1.3155508.
- 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.
- G. Schubert, J. D. Anderson, T. Spohn, and W. B. McKinnon. *Interior composition, structure and dynamics of the Galilean satellites*, pages 281–306. 2004.
- A. Seizinger and W. Kley. Bouncing behavior of microscopic dust aggregates. *A&A*, 551 :A65, March 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220946.
- 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.
- M. Sekiya and H. Takeda. Were planetesimals formed by dust accretion in the solar nebula? *Earth, Planets, and Space*, 55 :263–269, May 2003.

- M. Sekiya and H. Takeda. Does the gas flow through a porous dust aggregate help its growth in a protoplanetary disk? *Icarus*, 176 :220–223, July 2005. doi : 10.1016/j.icarus.2005.01.008.
- N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24 :337–355, 1973.
- Y. Shimaki. Experimental Study on the Collisional Accretion Process of Icy Planetesimals in Thermal Evolution. *M.S. Thesis, Nagoya University, Japan.*, 2010.
- Y. Shimaki and M. Arakawa. Experimental study on collisional disruption of highly porous icy bodies. *Icarus*, 218 :737–750, April 2012a. doi : 10.1016/j.icarus.2012.01.021.
- Y. Shimaki and M. Arakawa. Low-velocity collisions between centimeter-sized snowballs : Porosity dependence of coefficient of restitution for ice aggregates analogues in the Solar System. *Icarus*, 221 :310–319, September 2012b. doi : 10.1016/j.icarus.2012.08.005.
- Y. Shimaki, M. Arakawa, and M. Yasui. Experimental Study on the Collisional Disruption of Sintered Snowball with Various Porosity. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 41 of *Lunar and Planetary Science Conference*, page 1630, March 2010.
- H. Sierks, C. Barbieri, P. L. Lamy, R. Rodrigo, D. Koschny, H. Rickman, H. U. Keller, J. Agarwal, M. F. A’Hearn, F. Angrilli, A.-T. Auger, M. A. Barucci, J.-L. Bertaux, I. Bertini, S. Besse, D. Bodewits, C. Capanna, G. Cremonese, V. Da Deppo, B. Davidsson, S. Debei, M. De Cecco, F. Ferri, S. Fornasier, M. Fulle, R. Gaskell, L. Giacomini, O. Groussin, P. Gutierrez-Marques, P. J. Gutiérrez, C. Güttler, N. Hoekzema, S. F. Hviid, W.-H. Ip, L. Jorda, J. Knollenberg, G. Kovacs, J. R. Kramm, E. Kührt, M. Küppers, F. La Forgia, L. M. Lara, M. Lazzarin, C. Leyrat, J. J. Lopez Moreno, S. Magrin, S. Marchi, F. Marzari, M. Massironi, H. Michalik, R. Moissl, S. Mottola, G. Naletto, N. Oklay, M. Pajola, M. Pertile, F. Preusker, L. Sabau, F. Scholten, C. Snodgrass, N. Thomas, C. Tubiana, J.-B. Vincent, K.-P. Wenzel, M. Zaccariotto, and M. Pätzold. On the nucleus structure and activity of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Science*, 347(1) :aaa1044, January 2015. doi : 10.1126/science.aaa1044.
- C. Singh and M. G. Mazza. Early-stage aggregation in three-dimensional charged granular gas. *Phys. Rev. E*, 97(2) :022904, February 2018. doi : 10.1103/PhysRevE.97.022904.
- S.-i. Sirono. Conditions for collisional growth of a grain aggregate. *Icarus*, 167 : 431–452, February 2004. doi : 10.1016/j.icarus.2003.09.018.
- S. M. Stammer, T. Birnstiel, O. Panić, C. P. Dullemond, and C. Dominik. Redistribution of CO at the location of the CO ice line in evolving gas and dust disks. *A&A*, 600 :A140, April 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629041.
- T. F. Stepinski and P. Valageas. Global evolution of solid matter in turbulent protoplanetary disks. II. Development of icy planetesimals. *A&A*, 319 :1007–1019, March 1997.
- T. Suyama, K. Wada, and H. Tanaka. Numerical Simulation of Density Evolution of Dust Aggregates in Protoplanetary Disks. I. Head-on Collisions. *ApJ*, 684 :1310–1322, September 2008. doi : 10.1086/590143.

- T. Suyama, K. Wada, H. Tanaka, and S. Okuzumi. Geometric Cross Sections of Dust Aggregates and a Compression Model for Aggregate Collisions. *ApJ*, 753 :115, July 2012. doi : 10.1088/0004-637X/753/2/115.
- E. Swedenborg. *Opera Philosophica et Mineralia*, volume 3. 1734.
- D. Tabor. Indentation hardness : Fifty years on a personal view. *Philosophical Magazine, Part A*, 74 :1207–1212, November 1996. doi : 10.1080/01418619608239720.
- T. Takeuchi and D. N. C. Lin. Radial Flow of Dust Particles in Accretion Disks. *ApJ*, 581 :1344–1355, December 2002. doi : 10.1086/344437.
- H. Tanaka, S. Inaba, and K. Nakazawa. Steady-State Size Distribution for the Self-Similar Collision Cascade. *Icarus*, 123 :450–455, October 1996. doi : 10.1006/icar.1996.0170.
- H. Tanaka, Y. Himeno, and S. Ida. Dust Growth and Settling in Protoplanetary Disks and Disk Spectral Energy Distributions. I. Laminar Disks. *ApJ*, 625 :414–426, May 2005. doi : 10.1086/429658.
- R. Tazaki and H. Tanaka. Light Scattering by Fractal Dust Aggregates. II. Opacity and Asymmetry Parameter. *ApJ*, 860 :79, June 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aac32d.
- R. Tazaki, H. Tanaka, S. Okuzumi, A. Kataoka, and H. Nomura. Light Scattering by Fractal Dust Aggregates. I. Angular Dependence of Scattering. *ApJ*, 823 :70, June 2016. doi : 10.3847/0004-637X/823/2/70.
- C. Thornton and Z. Ning. A theoretical model for the stick/bounce behaviour of adhesive, elastic-plastic spheres. *Powder technology*, 99(2) :154–162, 1998. doi : 10.1016/S0032-5910(98)00099-0.
- 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 :459–461, May 2005. doi : 10.1038/nature03539.
- M. Turbet, J. Leconte, F. Selsis, E. Bolmont, F. Forget, I. Ribas, S. N. Raymond, and G. Anglada-Escudé. The habitability of Proxima Centauri b. II. Possible climates and observability. *A&A*, 596 :A112, December 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201629577.
- H. J. Voelk, F. C. Jones, G. E. Morfill, and S. Roeser. Collisions between grains in a turbulent gas. *A&A*, 85 :316–325, May 1980.
- J. Von Neumann and R. D. Richtmyer. A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks. *Journal of Applied Physics*, 21 :232–237, March 1950. doi : 10.1063/1.1699639.
- K. Wada, H. Tanaka, T. Suyama, H. Kimura, and T. Yamamoto. Numerical Simulation of Dust Aggregate Collisions. I. Compression and Disruption of Two-Dimensional Aggregates. *ApJ*, 661 :320–333, May 2007. doi : 10.1086/514332.
- K. Wada, H. Tanaka, T. Suyama, H. Kimura, and T. Yamamoto. Numerical Simulation of Dust Aggregate Collisions. II. Compression and Disruption of Three-Dimensional Aggregates in Head-on Collisions. *ApJ*, 677 :1296–1308, April 2008. doi : 10.1086/529511.

- K. Wada, H. Tanaka, T. Suyama, H. Kimura, and T. Yamamoto. Collisional Growth Conditions for Dust Aggregates. *ApJ*, 702 :1490–1501, September 2009. doi : 10.1088/0004-637X/702/2/1490.
- K. Wada, H. Tanaka, T. Suyama, H. Kimura, and T. Yamamoto. The Rebound Condition of Dust Aggregates Revealed by Numerical Simulation of Their Collisions. *ApJ*, 737 :36, August 2011. doi : 10.1088/0004-637X/737/1/36.
- K. Wahlberg Jansson and A. Johansen. Formation of pebble-pile planetesimals. *A&A*, 570 :A47, October 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201424369.
- K. J. Walsh, A. Morbidelli, S. N. Raymond, D. P. O’Brien, and A. M. Mandell. A low mass for Mars from Jupiter’s early gas-driven migration. *Nature*, 475 :206–209, July 2011. doi : 10.1038/nature10201.
- K. 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 :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 and J. N. Cuzzi. Formation of planetesimals in the solar nebula. In E. H. Levy and J. I. Lunine, editors, *Protostars and Planets III*, pages 1031–1060, 1993.
- R. Weidling, C. Güttler, and J. Blum. Free collisions in a microgravity many-particle experiment. I. Dust aggregate sticking at low velocities. *Icarus*, 218 :688–700, March 2012. doi : 10.1016/j.icarus.2011.10.002.
- G. W. Wetherill and G. R. Stewart. Accumulation of a swarm of small planetesimals. *Icarus*, 77 :330–357, February 1989. doi : 10.1016/0019-1035(89)90093-6.
- F. L. Whipple. On certain aerodynamic processes for asteroids and comets. In A. Elvius, editor, *From Plasma to Planet*, page 211, 1972.
- 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.
- M. Yasui, E. M. Schulson, and C. E. Renshaw. Experimental studies on mechanical properties and ductile-to-brittle transition of ice-silica mixtures : Young’s modulus, compressive strength, and fracture toughness. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 122 :6014–6030, August 2017. doi : 10.1002/2017JB014029.
- A. N. Youdin and J. Goodman. Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 620 :459–469, February 2005. doi : 10.1086/426895.
- N. Ysard, A. P. Jones, K. Demyk, T. Boutéraon, and M. Koehler. The optical properties of dust : the effects of composition, size, and structure. *ArXiv e-prints*, June 2018.

- Z. Zhu, J. M. Stone, R. R. Rafikov, and X.-n. Bai. Particle Concentration at Planet-induced Gap Edges and Vortices. I. Inviscid Three-dimensional Hydro Disks. *ApJ*, 785 :122, April 2014. doi : 10.1088/0004-637X/785/2/122.
- 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.