

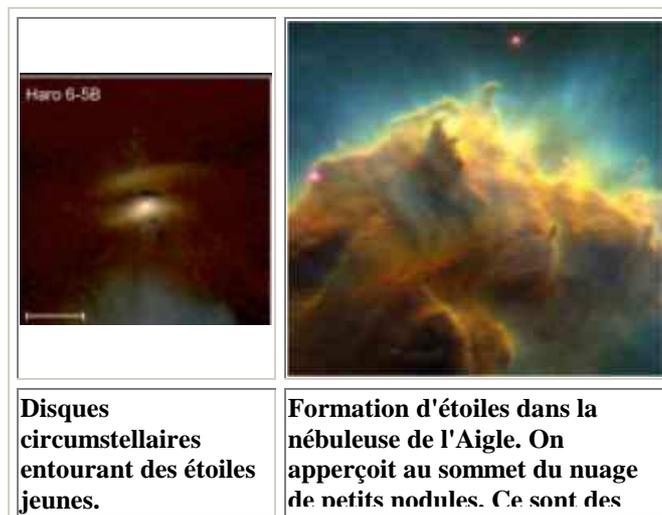
1. LA FORMATION DES PLANETES TERRESTRES

Une pièce en 5 actes...

Kant (" Théorie du Ciel ", 1755) et Laplace (en 1796) ont indépendamment proposés un modèle semblable de formation des planètes par condensation d'un nuage de gaz et de poussières initialement froid, en rotation autour du Soleil. Ce nuage a la forme d'un disque, qui repose dans le plan de l'écliptique. Ce modèle a l'avantage d'expliquer naturellement le fait observationnel le plus évident pour l'époque : les orbites de toutes les planètes sont regroupées dans un même plan (plan écliptique). L'idée centrale est donc de considérer ce plan privilégié comme une " trace " des conditions initiales du Système Solaire. Le nuage initial, dit "protoplanétaire", est le point de départ de la théorie actuelle de la formation des planètes. Dans la suite de ce chapitre, nous brossons les grandes lignes du modèle actuel afin d'en mettre en lumière les grandes lignes ainsi que les aspects directement reliés au présent travail de thèse.

a. Un disque issu de la naissance d'une étoile

Les modèles de formations stellaires s'accordent sur le fait qu'une étoile en formation s'entoure naturellement d'un " nid " de poussières et de gaz, résidu du nuage interstellaire au sein duquel se forme l'étoile. Cette enveloppe chaude et opaque n'est pas soutenue par sa propre pression et s'effondre, adoptant alors la forme d'un disque qui repose dans le plan équatorial de l'étoile (Basri et Bertout 1993). De plus en plus fréquemment de tels " berceaux " de poussières sont détectés. Les figures 1 et 2 montrent de spectaculaires observations faites à l'aide des caméras WFPC2 et NICMOS embarquées sur le télescope spatial. La durée de vie de l'enveloppe circumstellaire est cependant courte : une estimation faite à partir d'observations montre que l'enveloppe se dissipe totalement en quelques 10⁷ ans (Strom et al. 1989, Brandner et al. 2000).



Cliquer sur l'image pour l'agrandir.
Images HST / NASA

nuages de poussières et de gaz au sein desquels des étoiles sont en train de naître.

Cliquer sur l'image pour l'agrandir.
Image HST/NASA

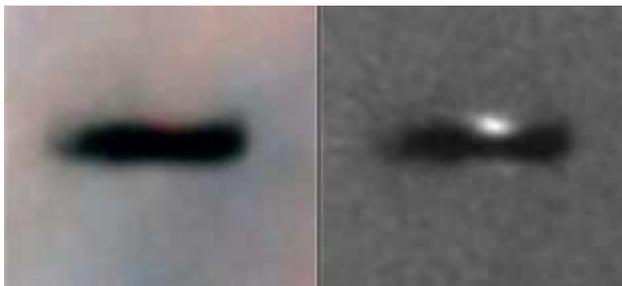


Nébuleuse d'Orion, véritable "nursérie" stellaire : des centaines d'étoiles en formation y ont été détectées.

Cliquer sur l'image pour l'agrandir.
Cliché HST/NASA

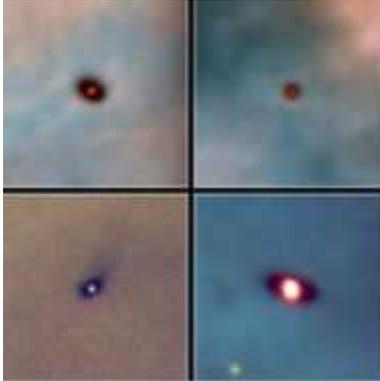
b. Un disque de gaz et de grains

Après s'être effondrée sous forme de disque, la nébuleuse solaire se refroidit lentement. Les éléments silicatés, carbonés ou contenant du fer, se condensent à haute température donc au voisinage de l'étoile, les éléments volatils se condensent en glaces plus loin de l'étoile centrale. Très tôt dans son histoire, le disque protoplanétaire est chimiquement stratifié. Loin du Soleil, le disque est froid et des glaces d'eau, de méthane, d'ammoniaque et d'oxyde de carbone sont apparues. La température étant beaucoup plus élevée près du Soleil, des éléments réfractaires sont apparus tels que l'alumine, ou certains composés réfractaires du calcium, du magnésium, et des oxydes métalliques. A de telles température, les gaz ne peuvent survivre car leur agitation thermique leur permet de s'échapper du disque. Ainsi, dans la région des planètes terrestres, il n'y avait que peu d'hydrogène et d'hélium. Finalement, la composition chimique du système solaire s'explique comme une conséquence directe des variations de température dans le disque protoplanétaire.



Disques protoplanétaires vus par la tranche dans la nébuleuse d'Orion. Il y a au centre de chacun une jeune étoile qui commence à briller. Ces disques sont les "cocons" dans lesquels naissent les étoiles.

Cliquer sur
l'image pour
l'agrandir.
Clichés
HST/NASA



Disques protoplanétaires. La jeune étoile brille au centre..

Cliquer sur l'image pour
l'agrandir.
Clichés HST/NASA

Le disque protoplanétaire contient en plus du gaz, environ 1% (en masse) de grains interstellaires micrométriques composés de matériaux réfractaires (un cœur de silicate et une couche de métaux) dont la dimension est de l'ordre du micron. Le problème de la formation des planètes peut donc se résumer simplement ainsi :

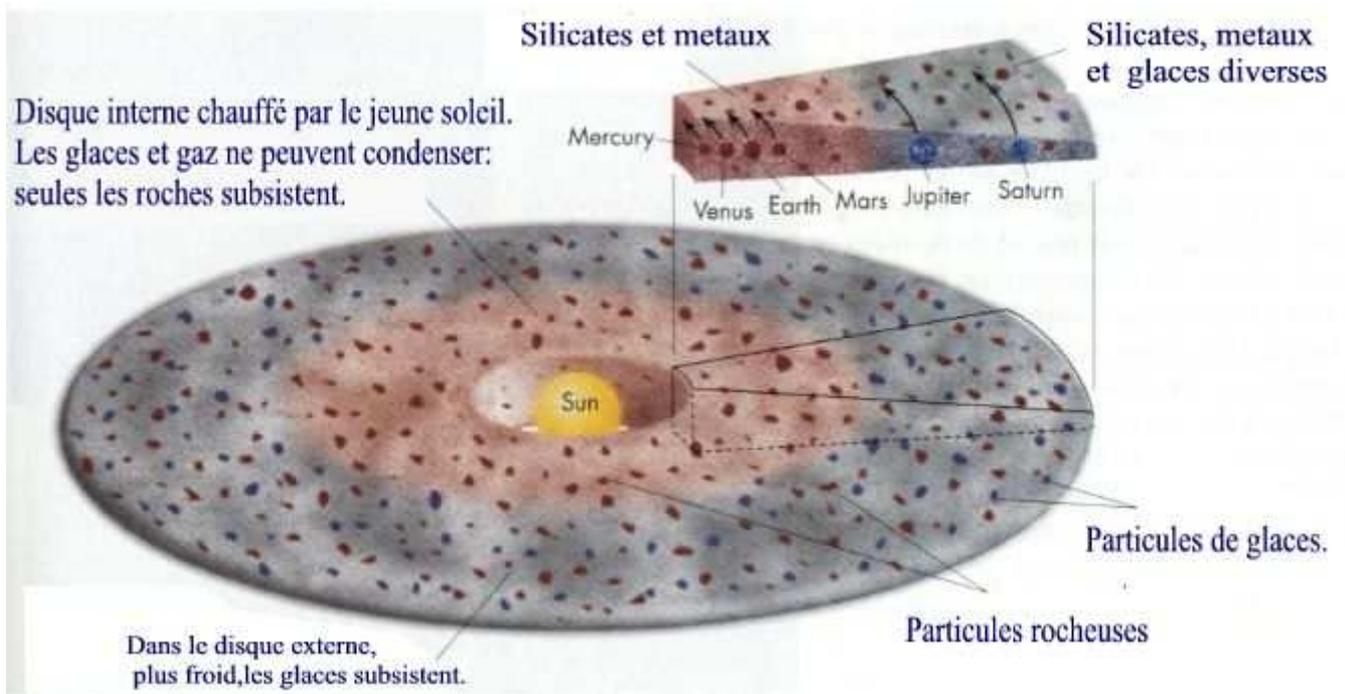
Par quel(s) processus physique(s) des grains initialement micrométriques vont-ils pouvoir grandir et atteindre des tailles planétaires (de quelques 1000 à 10 000 kilomètres) ?

L'observation du Système Solaire permet de déduire un certain nombre de contraintes sur le disque protoplanétaire initial. L'une d'entre elles est la masse minimum du disque. En évaluant la quantité d'éléments lourds présents dans le Système Solaire à l'heure actuelle, et en y ajoutant la masse " manquante " d'éléments légers (déduite de la composition solaire), on obtient une masse minimum d'environ 0.01 à 0.02 masse solaire (Weidenschilling 1977, Hayashi 1981). Le profil de densité initial est déduit à partir des masses et des positions des planètes actuelles. La densité surfacique d'éléments lourds (i.e non volatils) semble bien modélisée par une loi qui décroît en $r^{-3/2}$ (r est la distance au Soleil, voir Figure 3), avec un sursaut vers 3-4 u.a dû à la condensation des glaces. La localisation de cette transition n'est cependant pas certaine : Hayashi (1981) la situe à 2.7 u.a, alors que des travaux plus récents (Stevenson et Lunine 1988) la placent plutôt à 4.5 u.a. Cette loi met en lumière un grand déficit actuel de masse entre Mars et Jupiter, correspondant à la ceinture d'astéroïdes. Au vu du Système Solaire actuel, cette région semble avoir perdu environ 99% de sa masse. Comme nous le verrons, les temps de formation des planètes dépendent fortement de la masse initiale du disque. Le disque de masse minimum est couramment utilisé comme point de départ des modèles de formation planétaire. Cependant un certain nombre de preuves indirectes suggèrent que le disque initial aurait pu être trois à dix fois plus massif (Lissauer 1987, Lissauer et al. 1995).

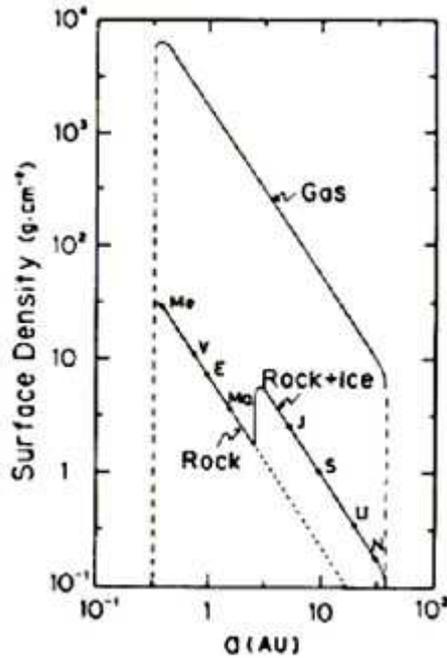
NOTE DE COURS: L'unité astronomique (notée u.a) est la distance moyenne entre la Terre et le Soleil, soit approximativement cent cinquante millions de kilomètres.

Remarque de notation :

Le symbole "^" signifie "puissance". Je suis obligé de l'utiliser car les navigateurs n'acceptent pas (ou difficilement) les exposants et indices. Ainsi 1000 , ou 10 puissance 3, se note "10^3" par exemple.



Stratification chimique et thermique du disque protoplanétaire

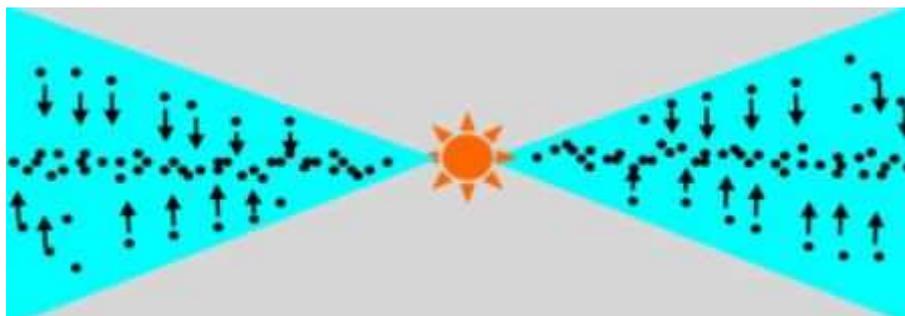


Profil de densité surfacique du gaz et des silicates dans la nébuleuse "de masse minimum" dans le disque protoplanétaire. D'après Hayashi, 1981.

Remarquer le saut de densité à la limite de condensation de la glace, ici à 3 a.u.

c. Chute et sédimentation des grains dans le plan équatorial

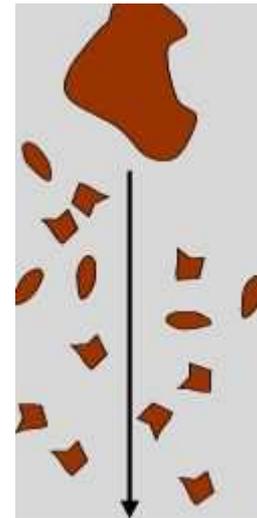
Aux premiers temps de la nébuleuse protoplanétaire, la densité du gaz est suffisante pour freiner fortement les mouvements des grains, ce qui a pour conséquence de diminuer l'inclinaison (et l'excentricité) de ces derniers et de les regrouper ainsi dans le plan du disque. Le gaz étant supporté par sa propre pression (équilibre entre la pression et la force de gravitation) sa vitesse de rotation est inférieure à la vitesse de rotation keplerienne. Ainsi, les grains de tailles différentes (plus ou moins couplés avec le gaz) se placent sur des orbites différentes. En effet, les plus petits grains, qui sont fortement freinés par le gaz, acquièrent une vitesse orbitale proche de celle du gaz. A l'opposé, les plus gros, peu couplés avec le gaz, ont une orbite keplerienne. Ceci se traduit par une forte vitesse relative entre les grains de différentes tailles, et donc un fort taux de rencontres. Des grains micrométriques pourraient ainsi grandir jusqu'au centimètre en quelques milliers d'années, à 3 unités astronomiques (Hayashi et al 1985).



Les grains, en frottant contre le gaz, tombent dans le plan équatorial du disque protoplanétaire.

Les grains sont symbolisés par les points noirs, et le gaz est en bleu.

Les grains de tailles différentes chutent à des vitesses différentes (propriété du frottement contre le gaz). Les plus gros corps sentent donc un "vent de face" et accumulent par collage de surface les plus petits corps qu'ils balayent sur leur passage.



d. Formation des planétésimaux

Au cours de ce processus de sédimentation dans le plan équatorial, le disque de poussière devient de plus en plus fin. Trois mécanismes différents sont proposés pour expliquer la croissance des grains du centimètre au kilomètre. S'il n'y a pas de turbulence, la densité du disque peut être suffisante pour que le disque de grains devienne instable (instabilité de Jeans). Il se fragmente alors en " grumeaux " (Safronov 1969, Goldreich et Ward 1973) qui s'effondrent ensuite sur eux-mêmes et donnent naissance à des corps kilométriques, appelés " planétésimaux ". Néanmoins les conditions nécessaires pour atteindre un régime d'instabilité sont très " contraignantes " : l'épaisseur du disque doit être de l'ordre de quelques tailles de grains, et la moindre perturbation pourrait détruire ce délicat équilibre. Weidenschilling et Cuzzi (1993), ont montré que de la turbulence aurait pu être présente, rendant le mécanisme précédent inopérant. Il est proposé que la turbulence favorise les rencontres proches entre les grains, leur permettant ainsi de se " coller " efficacement les uns aux autres, via des processus chimiques de surface. Cette physique est cependant très mal connue. Des modèles simples montrent que le disque de poussière aurait pu effectivement être turbulent (Weidenschilling & Cuzzi 1993), mais s'accordent sur le fait que des corps kilométriques peuvent apparaître en quelques centaines de milliers d'années. Ces corps sont les briques à partir desquelles les planètes vont se former. On les appelle : **planétésimaux** .

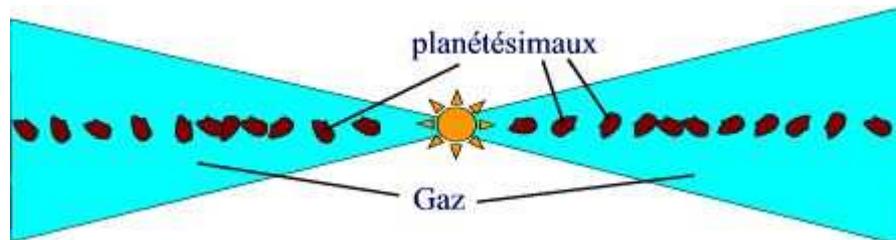
Un autre mécanisme prometteur, héritier en quelque sorte des idées de Descartes, propose que de la matière puisse être accumulée au sein de tourbillons. Des simulations numériques récentes (Chavanis 2000) montrent que des tourbillons initialement présents dans la nébuleuse solaire peuvent, dans certaines conditions, se maintenir contre le cisaillement (le cisaillement provient de la rotation différentielle : une particule fluide est déformée, " étalée " par la rotation différentielle). Le jeu couplé des forces de Coriolis et de la rotation différentielle accumule alors les grains au cœur des tourbillons, créant localement des surdensités. Ces dernières deviennent suffisamment denses pour devenir gravitationnellement instables et s'effondrer en planétésimaux ou en planètes. Ces divers processus aboutissent à un même résultat final (sauf pour le mécanisme de croissance au sein de tourbillons) : le disque protoplanétaire est désormais composé d'un disque de gaz auquel se superpose un disque fin d'objets condensés appelés " planétésimaux " dont la taille typique est de quelques kilomètres dans le Système Solaire interne.

Les planétésimaux ainsi formés devaient ressembler aux astéroïdes observés aujourd'hui, dont voici une image à haute résolution.



Cliquer sur l'image pour l'agrandir.

À l'issue de cette phase, le disque contient du gaz (comme toujours) et un disque très fin et très froid de planétésimaux, regroupés dans le plan équatorial du Soleil, comme illustré ci-dessous:



e. Des planétésimaux aux protoplanètes

La phase qui mène des planétésimaux aux planètes est la plus activement étudiée aujourd'hui. C'est également sur cette phase que porte le présent travail de thèse. Le disque de planétésimaux est initialement très " froid ", ce qui signifie que la vitesse d'agitation des planétésimaux est très faible comparée à leur vitesse orbitale. La vitesse moyenne de rencontre est de l'ordre de la vitesse d'évasion des corps (~ 10 m/s, Safronov 1969). Lors d'une collision physique inélastique, la vitesse de rebond devient inférieure à la vitesse de libération. Les deux planétésimaux sont alors " liés " gravitationnellement et finissent par s'accréter. Ce modèle d'accrétion par " collage gravitationnel " est le point de départ des théories de formation des protoplanètes. Ce processus est évidemment très dépendant de la vitesse d'agitation dans le disque : c'est le paramètre qui fixe le taux d'accrétion et l'issue des collisions. À l'aide d'un mécanisme d'emballement de l'accrétion, appelé " effet Boule de Neige " (ou " runaway growth "), les auteurs semblent s'accorder sur le fait que les corps les plus gros peuvent atteindre quelques centièmes de masse terrestre en environ 100 000 ans à une unité astronomique (Wetherill et Stewart 1989, Weidenschilling et al. 1997, Kokubo et Ida 2000). Le temps caractéristique d'accrétion est proportionnel à T/s où T est la période orbitale et s la densité surfacique.

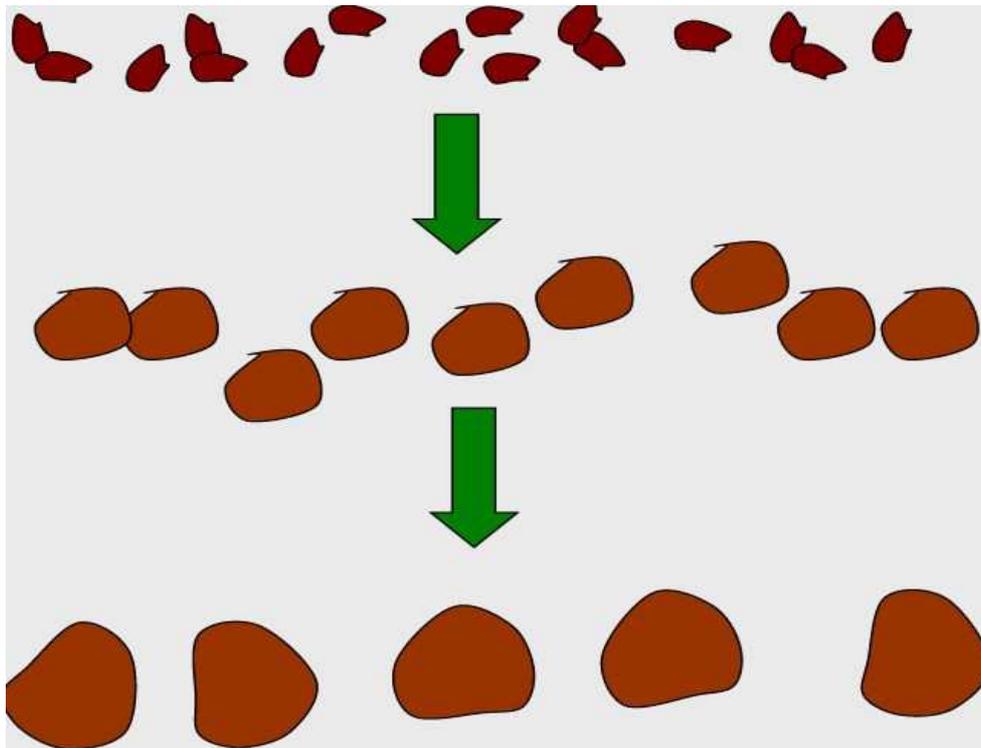
NOTES DE COURS: croissance ordonnée et croissance par effet "boule-de-neige"

Historiquement, il y a eu 2 écoles qui ont suggérées deux mécanismes différents de croissance des planétésimaux.

Ecole Soviétique : la croissance ordonnée

La première est Soviétique, développé principalement au travers des articles de Safronov (Safronov 1969 principalement). Dans ce mécanisme, tous les corps grandissent à la même vitesse, de manière totalement ordonnée. Bref, soviétique quoi... C'est ce à quoi on peut s'attendre à l'issue de rencontres stochastiques dans le nuage de planétésimaux. Mais ce mécanisme est en réalité beaucoup trop long : il faut en moyenne 100 millions d'années pour

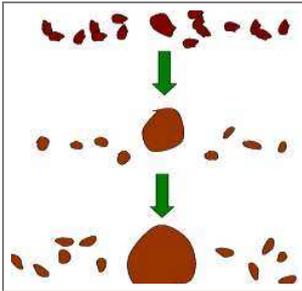
faire un *embryon* de planète terrestre, alors que des datations de roches ont montré qu'en 100 millions d'années, la Terre était déjà complètement formée.



La croissance ordonnée des planétésimaux, comme décrite par Safronov (1969)

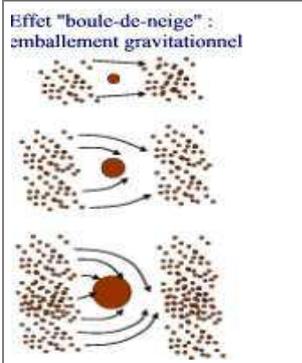
Ecole Américaine : la croissance "boule-de-neige"

La deuxième école est américaine, et fut principalement développée à partir de la fin des années 70, à l'aide des premières simulations numériques (travaux de Greenberg et al., 1978). Dans le modèle américain la croissance n'est pas ordonnée du tout: seul un unique corps grandit : le plus gros ! 2tant plus massif il attire plus efficacement les petits planétésimaux qui l'entourent. Il devient alors ENCORE plus gros, et attire encore plus efficacement les autres petits corps et ainsi de suite. C'est une sorte d'instabilité. Les deux dessins ci dessous l'illustrent graphiquement.



La croissance des protoplanètes par effet "boule-de-neige" ne concerne que *très peu* de corps.

Cliquer sur l'image pour l'agrandir



C'est une sorte d'emballage gravitationnel. Ce mécanisme est très rapide : à peine 100 000 ans à 1 a.u pour former un corps d'un centième de masse terrestre.

Cliquer sur l'image pour l'agrandir

***** *DETAILS TECHNIQUES* *****

La croissance boule-de-neige fut bien expliqué analytiquement par Wetherill et Stewart (1989), Barge et Pellat (1992). Ils ont montré que

L'effet boule-de-neige est une conséquence de **l'équipartition de l'énergie** (aussi appelé friction dynamique) entre les corps de différentes tailles : la vitesse d'agitation est une fonction décroissante de la masse du corps. Par conséquent, plus un corps est massifs apparaissent sur des orbites resques circulaires.

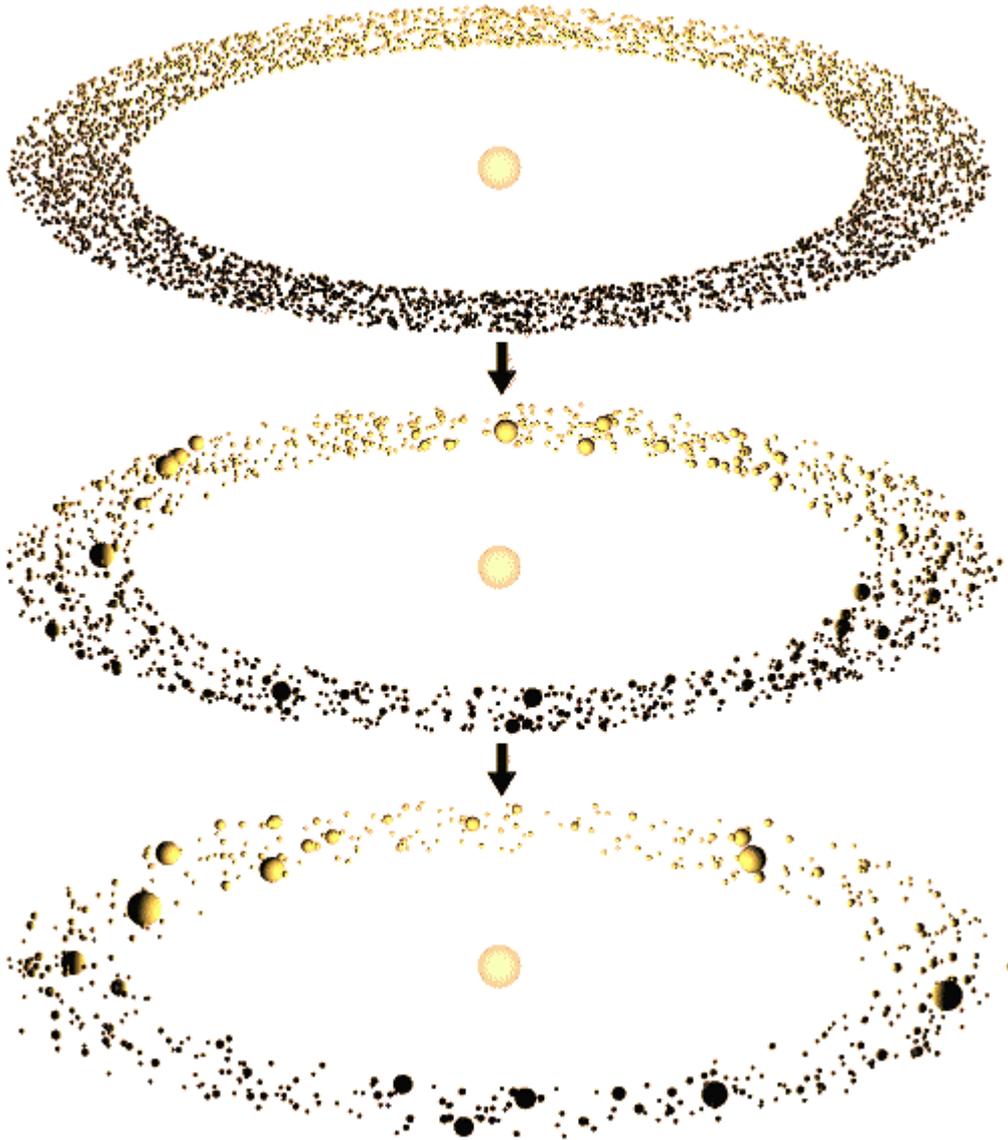
La quasi-totalité de la masse du système reste dans les petits corps.

Les vitesses relatives doivent être très faibles devant la vitesse de libération des corps.

Une simulation numérique de croissance des planètes

(D'après Tanaka et al. 2000)

Dans cette image, chaque sphère est un petit planétésimal. Au bout de quelques temps, on voit des embryons de planètes apparaître. Le Soleil est symbolisé au milieu.



f. Des protoplanètes aux planètes

A la fin de l'époque de l'accrétion Boule de Neige, le système se compose d'un grand nombre de protoplanètes (quelques dizaines à quelques centaines) qui n'accrètent quasiment plus de matériaux, ayant "consommé" tout ce qui était à leur portée. La suite de l'histoire diffère maintenant pour le Système Solaire interne et externe. Pour que les embryons des planètes terrestres continuent à grandir jusqu'à leur masse actuelle, le système doit entrer alors dans un

processus d'échauffement. Les protoplanètes se perturbent gravitationnellement les unes les autres, augmentant de plus en plus leur excursions radiales, jusqu'à ce que les orbites se croisent (Wetherill 1992). Les rencontres se traduisent alors par de gigantesques collisions physiques. Etant donné leur grande taille, les jeunes protoplanètes sont capables de résister à des chocs aussi violents et de réaccréter les fragments issus des collisions. Wetherill a mené de nombreuses simulations de cette époque finale. Il montre qu'en un temps de l'ordre de 10^8 ans, quelques centaines de corps de 0.01 masse terrestre peuvent former 2 à 5 planètes de masses terrestres. La Lune par exemple pourrait avoir été formée à cette époque à la suite d'un impact géant. Bien que les masses obtenues par les simulations numériques soient comparables à celles des planètes telluriques, il est en général difficile d'obtenir un Système Solaire " final " qui ressemble au nôtre. Par exemple, les excentricités sont en général bien plus élevées dans les simulations que celles observées dans le Système Solaire (Agnor et al., 1999, Chambers & Wetherill 1998).



Différents "systèmes solaires" obtenus par simulation numérique. Chaque ellipse est la trajectoire de chacune des planète restante. A la même échelle, le système Mercure-Venus-Terre ressemblerait exactement à 3 cercles concentriques.

Cliquer sur l'image pour l'agrandir.

g. Des disques post-planétaires

Une fois que la nébuleuse de gaz s'est dissipée, au bout de 10 millions d'années environ, et que les planètes se sont formées il ne reste plus qu'un disque de ... débris, composé des "restes", du matériau non encore utilisé pour la formation des planètes. De tels disques de débris, ou appelés également "post-planétaires", sont maintenant détectés autour d'étoiles jeunes depuis quelques années. Un disque post-planétaire se distingue d'un disque protoplanétaire car il ne contient quasiment plus de gaz, et uniquement des grains. Un magnifique exemple est celui de Béta-Pictoris, découvert en 1984 par B. Smith et R.J. Terrile. Une photo est présentée en dessous, prise par mes amis Pierre Olivier Lagage et Eric Pantin, chercheurs au CEA Saclay. Le magnifique "anneau" autour de HR4796A est également présenté.

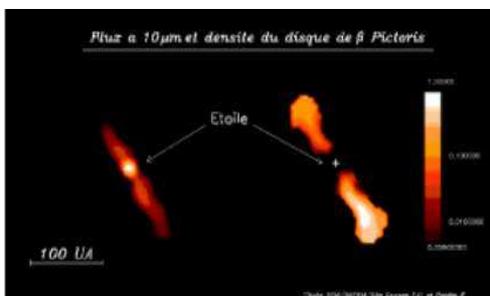
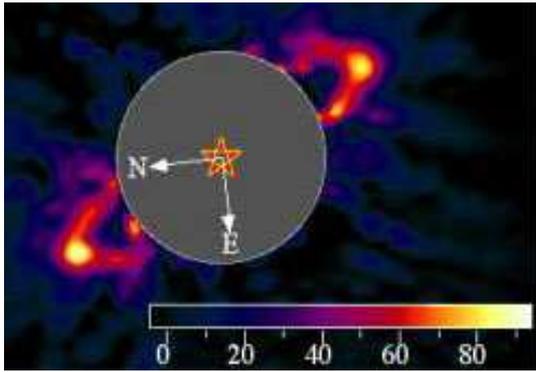


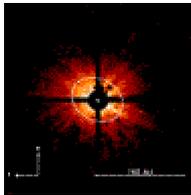
Image du disque de débris autour de l'étoile de Béta-Picoris. Le disque fait environ 100 u.a de long. Le trou centra est réel... Il y a-t-il des planètes? mystère...

Cliquez sur l'image pour l'agrandir



Disque circumstellaire autour de HR4796A. Le disque semble en fait être un anneau de matière ? Certains y voient la signature de la présence d'une planète. Des mécanismes de confinement, en dehors du cadre de cette page web, pourraient effectivement parvenir à faire cela....

Disque circumstellaire Iota Horologii, photographié durant l'été 2000 Par Lagage & Pantin en Infrarouge (bande H) à l'aide du système ADONIS. Le centre est occulté du au coronographe. Autour de ce disque une planète extrasolaire a déjà été détectée par vitesse radiale (~ 3 masses de Jupiter à 1 a.u) de manière indépendante, par une autre équipe.



Le grand cercle externe est l'orbite de Neptune, pour indiquer l'échelle. Le petit cercle interne est l'orbite de la planète extrasolaire hypothétique.

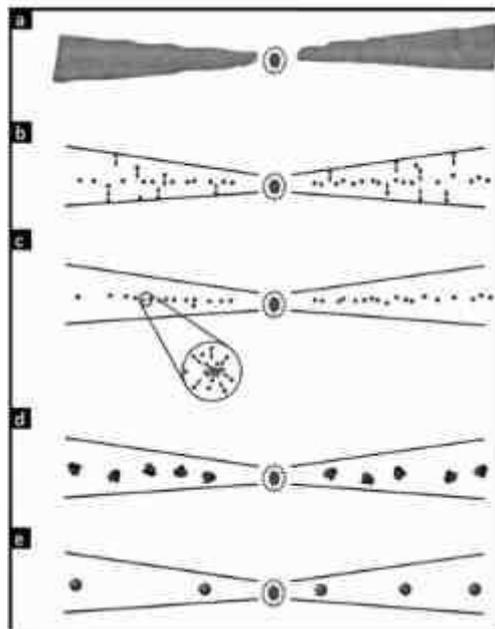
Quelques mots de l'auteur de la photo :

type G0V, age environ 1 GyR, Zero age main sequence, distance : 17.2 pc, 1 planète détectée par vitesses radiales (Kurster et al., 2000) sur une orbite de 1 AU, $\text{masse} \cdot \sin(i) = 2.26 \text{ M}_{\text{Jup}}$. L'inclinaison du disque (43 degrés) permet de lever l'ambiguïté sur la masse de la planète i.e. $3.42 \text{ M}_{\text{Jup}} \pm 0.18$
Masse du disque : environ $0.5 \cdot \beta \text{ pc}$.

Cliquez sur l'image pour l'agrandir

h. En Résumé

Il y a 4,5 milliards d'années, le jeune Soleil était plusieurs dizaines de fois plus lumineux qu'aujourd'hui et enfoui dans une nébuleuse de gaz et de grains, qui s'est aplatie ensuite sous la forme d'un disque sous l'action de la force centrifuge et de la viscosité. C'est ce dernier qui donnera naissance aux planètes. Les astronomes l'appellent " disque protoplanétaire ". Ce disque passe par cinq phases : un disque de gaz, un disque de grains, un disque de planétésimaux, un disque d'embryons, et un disque de planètes. Tout cela est résumé sur l'image ci-dessous.



Résumé des 5 étapes :

Ce schéma résume notre conception actuelle de la formation des planètes, à savoir la formation d'un disque de gaz (a), suivie de celle d'un disque de grains qui migrent dans le plan équatorial (b), puis d'un disque de planétésimaux (c). Ces petits corps, d'une taille de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres, forment un disque d'embryons de planètes (d) et finalement les planètes qui nous sont familières (e).

[cliquez sur l'image pour l'agrandir.](#)

D'après A. Brahic "Les enfants du Soleil", Ed. Odile Jacob.

i. Conclusion provisoire

Ce tableau rapidement brossé ne doit pas occulter le fait que les étapes décrites précédemment comportent encore de nombreuses lacunes théoriques et que nombre de détails sont encore mal connus. D'une manière générale, nous pouvons dire que l'ensemble du scénario semble se tenir à " l'ordre un ", ce qui étant donné la complexité du système et la diversité des mécanismes physiques, est un grand pas. Ce scénario standard constitue donc un point de départ dont les différents aspects doivent maintenant être justifiés et affinés, voire infirmés. Notre modeste contribution à ce modèle concerne l'époque intermédiaire où le disque est encore dominé par les planétésimaux, où les premiers embryons planétaires apparaissent. Les sections suivantes sont donc consacrées à une description plus détaillée de cette époque afin de situer précisément le contexte de notre travail.

La formation des planètes géantes gazeuses

Un scénario controversé...

Nous avons vu jusqu'ici comment les planètes terrestres se forment. Nous nous intéressons maintenant aux planètes géantes qui ont la particularité de posséder une atmosphère de gaz très massive, qui peut représenter plus de 90% de leur masse totale. Les scénarios de formation des planètes géantes sont divisés en deux grandes familles: le modèle de " l'instabilité gravitationnelle " et celui du " cœur solide ". Ce dernier, bien que présentant des difficultés majeures (en particulier en ce qui concerne les échelles de temps), semble s'être imposé face au modèle d'instabilité gravitationnelle pour les planètes géantes de notre Système Solaire, mais la question demeure encore ouverte. Nous décrivons ci-dessous les grandes lignes des deux approches.

a. Instabilité de Jeans

Dans le scénario de formation par instabilité, une planète géante se forme par un mécanisme analogue à celui d'une étoile. Le disque protoplanétaire, s'il est initialement assez massif, peut devenir gravitationnellement instable (instabilité de Jeans), s'effondrer et se fragmenter en corps dont la masse typique est de l'ordre de celle de Jupiter (Cameron et al 1985, Boss 1996). Un tel mécanisme est capable de former des corps de la masse de Jupiter (10^{-3} masse solaire, ou 300 masses terrestres) en quelques 1000 ans. Bien qu'expliquant de manière naturelle la présence de planètes géantes dans notre Système Solaire, ce scénario présente deux difficultés majeures. En effet, pour que l'instabilité se déclenche, la nébuleuse initiale doit être massive, de l'ordre de 1 masse solaire, ce qui est 100 fois supérieur à la " nébuleuse de masse minimum " (Hayashi 1981). Il faut donc un mécanisme capable d'éliminer 99% de la masse totale du Système Solaire. Ceci semble assez improbable (mais peut-être pas impossible, au vu de la faible masse de la ceinture d'astéroïdes par exemple). Mais l'objection majeure concerne les abondances atmosphériques en éléments lourds. En effet, selon ce scénario, la composition des atmosphères des planètes géantes devrait être proche de celle de la nébuleuse primitive, qui est également proche de la composition solaire. Or on note un fort enrichissement des planètes géantes en éléments lourds (tableau ci dessous), qui ne semble pas pouvoir être expliqué dans le cadre du scénario d'instabilité gravitationnelle .

Planète	Masse d'éléments lourds en masses terrestres	Masse de gaz (H+He) en masses terrestres	Fraction d'éléments lourds	Enrichissement par rapport au Soleil
Jupiter	10 à 30	290	6%	3
Saturne	15 à 25	70	20%	10
Uranus	10 à 16	4	75%	38
Neptune	10 à 16	4	75%	38

Abondances en éléments lourds des planètes géantes

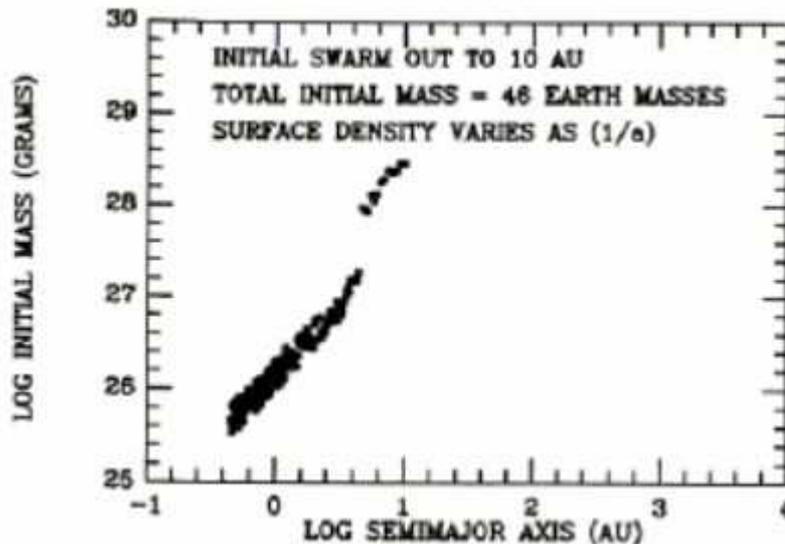
NOTE DE COURS: Qu'est ce que l' Instabilité de Jeans ?

L'instabilité de Jeans est le mécanisme par lequel un nuage de gaz interstellaire peut s'effondrer sous son propre poids et donner naissance à des étoiles. C'est la gravité qui est à l'origine de ce phénomène. En effet, considérons un nuage de gaz pesant. Son équilibre interne résulte de l'équilibre entre deux forces : la gravité qui tend à le contracter sur lui-même, et la pression, engendrée par sa chaleur, qui tend à le dilater (par exemple, quand un pneu de voiture est chaud, il a tendance à se dilater). Le plus souvent ces deux mécanismes agissent en sens contraire et s'équilibrent pour former une structure stable comme une étoile. Cependant, si le nuage de gaz est vraiment trop massif, ou trop dense, la gravité l'emporte sur les forces de pression : la moindre perturbation peut engendrer une contraction locale très forte. Dans la réalité, des perturbations sont toujours présentes. Ainsi, quand le nuage de gaz a atteint sa densité critique, il se fragmente en milliards de plus petits grumeaux qui individuellement se contractent très vite. Ces derniers augmentent alors leur pression interne, qui finit par contrebalancer la force de contraction gravitationnelle. Une étoile est à l'origine une de ces grumeaux. Sa composition chimique, au début de son histoire au moins, est exactement celle de la nébuleuse de gaz initiale.

b. Modèle du Cœur Solide

Formation d'un cœur solide

Cette forte abondance d'éléments lourds dans l'atmosphère des planètes géantes semble naturellement être expliqué par le scénario " concurrent " dit du " cœur solide " qui prévaut aujourd'hui pour les planètes géantes de **notre** Système Solaire (pour les planètes extra-solaires du type "Jupiter chaud" c'est peut-être bien l'instabilité de Jeans, le bon mécanisme). Dans ce scénario, les planètes géantes se forment en deux temps. Dans un premier temps, un gros embryon de silicates et de glaces (de quelques masses terrestres à quelques dizaines de masses terrestres) se forme rapidement par [accrétion Boule de Neige](#), comme dans le cadre de la formation des planètes telluriques. Les modèles d'évolutions (Wetherill 1992, Lissauer et al. 1995) suggèrent que dans le système externe, les embryons peuvent être de 10 à 1000 fois plus massifs que dans le système interne. Ceci est le résultat de l'effet combiné de l'augmentation de la masse des planétésimaux au-delà de 4.5 u.a, en raison de la condensation de l'eau, et de l'augmentation de la masse disponible dans la zone d'alimentation des embryons qui croît proportionnellement au cube de la distance au Soleil (voir figure plus loin).

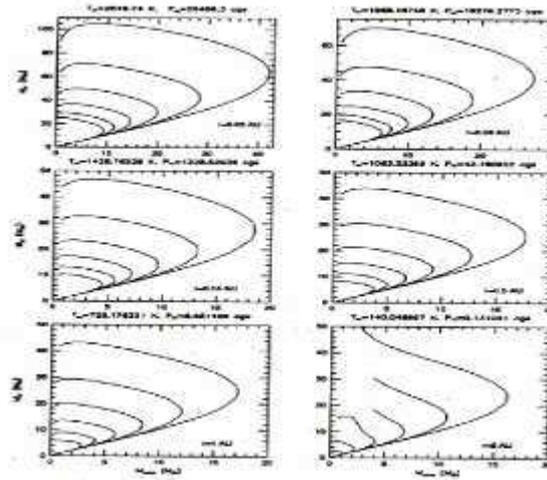


Masse des embryons planétaires en fonction de leur position dans le disque protoplanétaire. Remarquer l'accroissement avec la distance au Soleil. Pour mémoire, la masse de la Terre est de 6×10^{27} grammes. D'après Wetherill (1992).

Accrétion d'une enveloppe de gaz

Le mécanisme par lequel une grande masse de gaz peut s'accumuler autour d'un embryon planétaire a été mis en évidence au début des années 80 par Mizuno (Mizuno et al. 1978). Ce dernier considère l'équilibre d'une enveloppe gazeuse reposant sur un cœur solide et relié à la nébuleuse environnante. En faisant varier la masse du cœur solide, Mizuno montre qu'il existe une masse critique au-delà de laquelle il n'est plus possible de construire une enveloppe en équilibre hydrostatique. Dans ces conditions, l'enveloppe de gaz se contracte rapidement (voir Figure 8). L'accrétion devient exponentiellement rapide : en un temps court (qui n'est pas estimé avec précision, mais plutôt extrapolé à partir des premiers instants, voir Pollack 1996 par exemple) une très grande quantité de gaz est accrétée (plusieurs dizaines à plusieurs centaines de masses terrestres). La masse critique est en général atteinte lorsque la masse de gaz est égale à celle du cœur rocheux (Lissauer et al. 1995; Terquem et al. 1999). Dans le cas des planètes géantes, cette masse est environ de 10 à 15 masses terrestres (Pollack et al. 1996). La Figure 9 montre le résultat d'un calcul récent prenant en compte de manière couplée l'accrétion des planétésimaux et du gaz. En environ 5×10^5 ans, le cœur solide cesse de grandir par accrétion de boules de neige, en raison du vidage de sa zone d'alimentation. Il accumule ensuite progressivement une enveloppe de gaz, augmentant sa masse et élargissant en conséquence, sa zone d'alimentation. La planète entre alors dans une période où l'accrétion du gaz et des planétésimaux se régulent mutuellement : l'enveloppe tend à se contracter en se refroidissant, mais cette perte d'énergie est contrebalancée par l'apport d'énergie gravitationnelle des planétésimaux lors de leur chute sur la planète. Lorsque la masse critique du cœur solide est atteinte (environ 15 masses terrestres) au bout de 8 millions d'années l'accrétion du gaz devient alors exponentielle et la protoplanète devient une géante gazeuse. Bodenheimer et Pollack (1986) montrent que la masse critique du cœur solide est très sensible au taux d'accrétion des planétésimaux. En effet, les planétésimaux absorbés par la protoplanète en réchauffent l'atmosphère. Cette énergie thermique sert à contrebalancer le refroidissement des couches supérieures qui rayonnent leur énergie thermique. L'accrétion rapide du gaz commence quand se crée un déséquilibre entre l'énergie perdue par rayonnement et l'énergie gagnée par capture de planétésimaux. La Figure suivante illustre ceci.

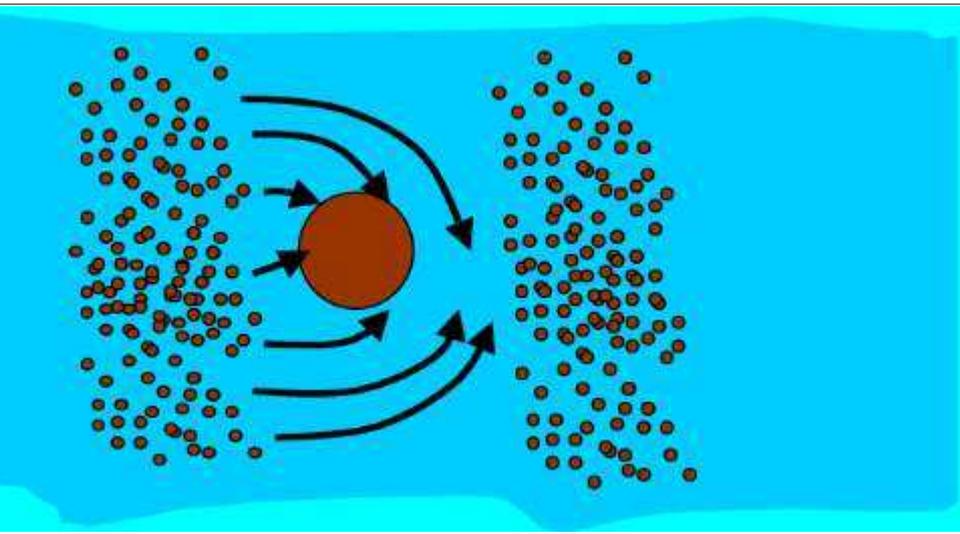
D'après Terquem et Papaloizou 1999. Masse totale de l'embryon (gaz + coeur de silicate) en fonction de la masse du cœur rocheux pour que l'enveloppe de gaz soit en équilibre hydrostatique sur le cœur . Le taux d'accrétion de gaz est de 10^{-7} Mt /an. Les différentes courbes sur un même graphique correspondent à des taux d'accrétion de planétésimaux différents (de gauche à droite, de 10^{-11} à 10^{-6} Mt par an). La masse critique est atteinte quand la courbe se retourne. On remarque que lorsque le taux d'accrétion de planétésimaux est plus faible, la masse critique est atteinte plus rapidement. Lorsque la courbe se retourne, l'instabilité hydrodynamique se met en place.



Notation : 1 Mt = 1 masse terrestre

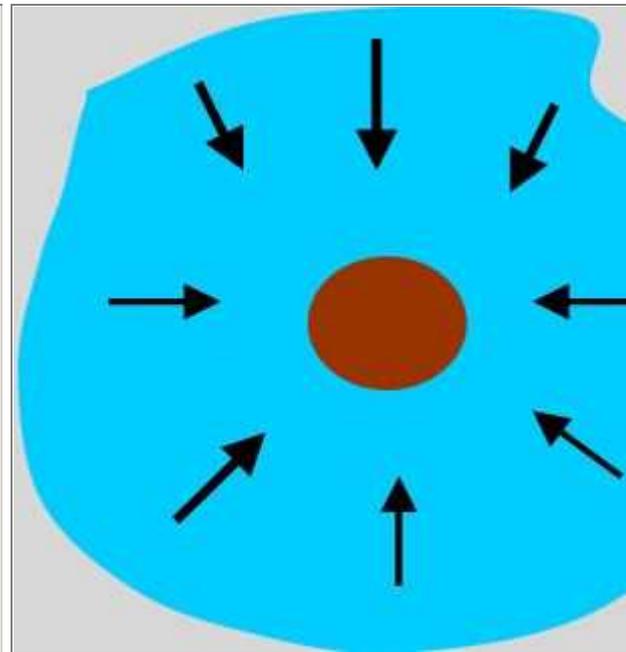
Cliquez sur l'image pour l'agrandir

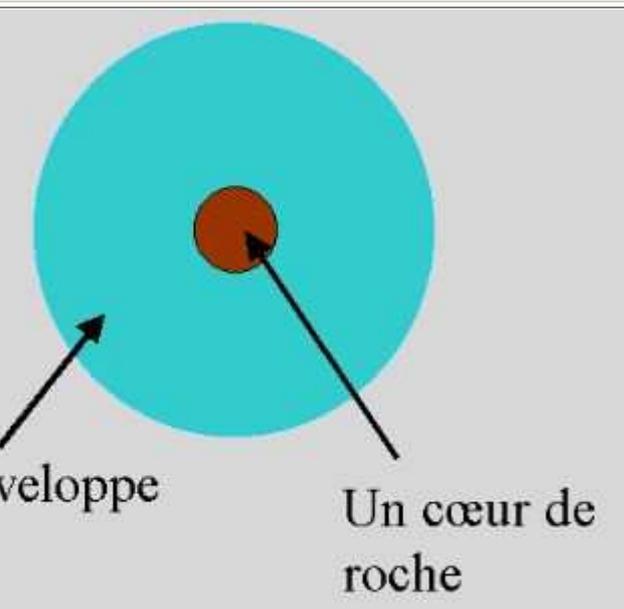
Petit résumé en image du modèle du coeur solide



1. En bleu est représenté le gaz, les petits cercles sont les planétésimaux, et le gros cercle au centre l'embryon rocheux de la planète géante. Tout d'abord, l'embryon grandit par effet Boule-de-Neige, en attirant les planétésimaux qui l'entourent.

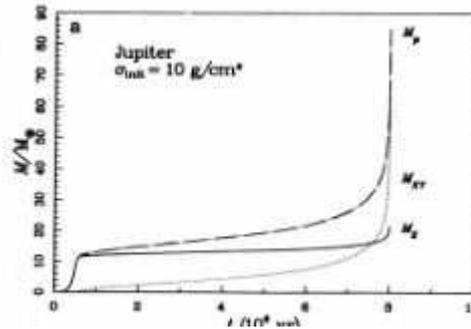
2. Au cours de sa croissance, l'embryon accrète une enveloppe de gaz. Quand sa masse devient suffisante, l'enveloppe de gaz s'effondre rapidement sur le coeur rocheux. Ce dernier est alors entouré d'une atmosphère très massive. Il devient une protoplanète géante.





3. A la fin nous obtenons une planète géante, composée d'une enveloppe de gaz très massive, et d'un petit cœur de roche central. Ultérieurement ce dernier pourra être englouti partiellement dans l'enveloppe de gaz.

Ce scénario explique naturellement la présence de plusieurs masses terrestres de silicates dans les planètes géantes. Le problème majeur concerne les échelles de temps de formation. Pour une nébuleuse dont la densité est 5 fois supérieure à celle de la nébuleuse de masse minimum, le temps de formation de Jupiter est d'environ $8 \cdot 10^6$ ans, alors que le temps de dissipation estimé de la nébuleuse est environ 10 millions d'années. Pollack et al. (1996) montrent que de faibles variations de la densité de la nébuleuse (qui n'en modifient pas l'ordre de grandeur) suffisent à faire varier le temps de formation par un facteur 10. En adoptant la densité de la nébuleuse de masse minimum, le temps de formation de Jupiter est d'environ 10^8 ans, ce qui est beaucoup plus long que le temps de dissipation de la nébuleuse initiale et rendent ce scénario improbable. C'est pour cette raison que certains auteurs comme Lissauer (1987, 1995) suggèrent que la nébuleuse protoplanétaire a été entre 3 et 10 fois plus massive que la nébuleuse de masse minimum. La détermination de cette densité est donc un objectif majeur de la planétologie actuelle car elle conditionne la chronologie de formation des planètes. En ce qui concerne Uranus et Neptune, il ne semble pas possible qu'elles aient pu atteindre leur masse critique avant la dissipation de la nébuleuse. Ainsi, elles auraient pu être stoppées dans leur processus de formation. Ce dernier point est conforté par le fait que le rapport Z/H (rapport de la masse totale d'atomes lourds sur la masse d'atomes légers) est beaucoup plus grand pour Uranus et Neptune que pour Jupiter et Saturne.



D'après Pollack et al. 1996. Evolution couplée de la masse du cœur et du gaz pour Jupiter. La ligne en pointillée est la masse de gaz, la ligne en trait plein est la masse du cœur de roches. La ligne en traits et points alternés est la masse totale du proto-Jupiter. Remarquer l'emballement de l'accrétion du gaz à 8 millions d'années. L'axe des Y est en masses terrestres.

Cliquez sur l'image pour l'agrandir

Des travaux récents (Guillot 1999) jettent encore une ombre supplémentaire sur ce scénario. A l'aide d'une modélisation sophistiquée des intérieurs de Jupiter et de Saturne, Guillot montre qu'il semble que la masse du cœur de silicates de Jupiter soit inférieure (entre 0 et 10 masses terrestres) à celle prédite par le modèle du cœur solide (~10 à 20 masses terrestres) . Nous voyons que le débat sur le mécanisme de formation des planètes géantes est encore loin d'être tranché.

Physique du disque de planétésimaux

un équilibre fragile

a. Les différentes interactions

Le disque de "planétésimaux" est constitué de corps solides kilométriques (planétésimaux) plongés dans un disque plus épais de gaz, en rotation autour de l'étoile centrale. Les interactions entre les corps sont les suivantes:

Les déflexions gravitationnelles dues aux rencontres mutuelles.

Ces rencontres convertissent de l'énergie associée au mouvement orbital en mouvement aléatoire. En termes « hydrodynamiques » les interactions gravitationnelles donnent une viscosité au disque. Cette viscosité alimente le disque en énergie interne (chaleur) grâce au cisaillement képlérien.

NOTE DE COURS : le cisaillement képlérien

Le "cisaillement képlérien" est la propriété qu'ont les orbites d'avoir une vitesse orbitale variable avec la distance au corps central. En termes plus clairs, cela signifie que la vitesse de rotation varie avec la distance. Dans un disque képlérien (les planètes par exemple), la vitesse orbitale est proportionnelle à la puissance $-1/2$ de la distance au corps central. Ainsi, si l'on considère deux corps initialement très proches l'un de l'autre et suivant des orbites circulaires de rayon légèrement très différents, ils ne vont pas à la même vitesse. Au bout d'un certain temps, ils finissent toujours par s'éloigner l'un de l'autre. Cela s'oppose à la rotation "solide" qu'aurait un disque de métal autour de son axe central : dans ce cas il n'y a pas de "cisaillement" car deux points

initialement proches sur le disque solide resteront toujours proches. Dans un disque képlérien, on tourne d'autant plus vite que l'on est proche du centre.

C'est une propriété particulièrement importante des disques képlériens car s'il y a cisaillement il a inévitablement **frottement**. En effet, considérons deux anneaux de matière concentriques, et qui se touchent. Celui à l'intérieur tourne plus vite que celui qui est à l'extérieur. Sur la ligne de contact entre les deux, des particules lentes (appartenant à l'anneau externe) touchent et rentrent en collision avec des particules rapides (appartenant à l'anneau interne). Ces rencontres et collisions sont à l'origine d'une **viscosité** (qui n'est autre qu'un transfert de quantité de mouvement), qui se traduit par un transfert de chaleur. Par exemple quand je frotte une surface (mouvement lent) avec du papier de verre (mouvement rapide) il se crée de la chaleur. C'est plus ou moins le même phénomène.

Les collisions physiques inélastiques.

Elles peuvent se traduire soit par une accrétion, soit par un rebond, soit par une fragmentation (catastrophique ou non). L'issue d'une collision est déterminée par la vitesse de rencontre, par la masse et par les propriétés mécaniques des corps en présence. A l'instar des déflexions gravitationnelles, les collisions convertissent de l'énergie associée au mouvement orbital en mouvements aléatoires (énergie interne du disque), mais avec une efficacité plus faible que les déflexions gravitationnelles (pour des rencontres « classiques » à faible vitesse). En effet, une partie de l'énergie associée aux mouvements aléatoires est transférée aux planétésimaux eux-mêmes, sous forme d'énergie thermique, qui sera ensuite rayonnée. Les collisions remplissent donc un double rôle de « réchauffement » et de « refroidissement » du disque. Près de l'équilibre thermodynamique, c'est avant tout le mécanisme de « refroidissement » qui domine.

Le frottement avec le gaz

Le frottement des planétésimaux sur le gaz (qui a une vitesse orbitale différente) se traduit par une dissipation de l'énergie interne (refroidissement) ainsi qu'orbitale (modification des orbites). Les rôles de ces différentes interactions sont résumés dans la suivante.

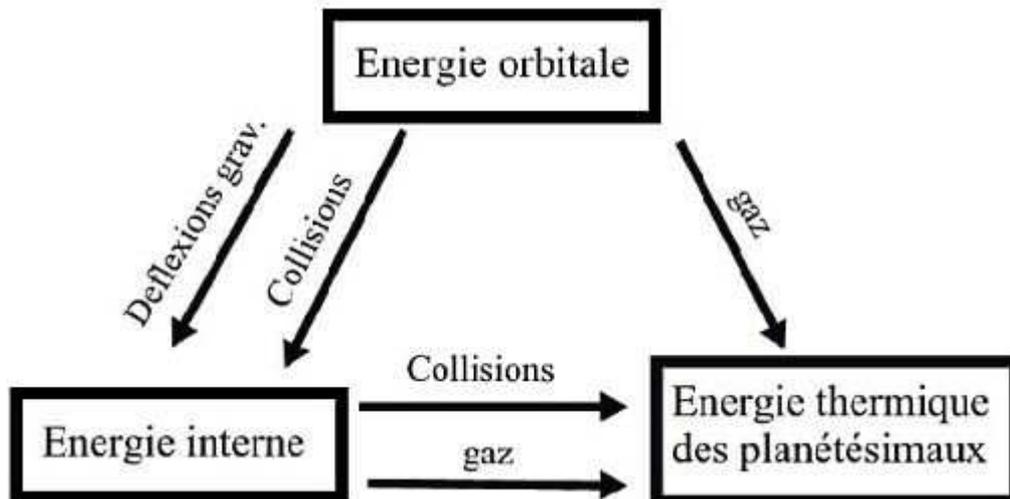


Diagramme des transferts d'énergie dans le disque de planétésimaux. L'énergie interne désigne l'énergie d'agitation des planétésimaux autour de leur position moyenne (un peu comme la chaleur du disque de planétésimaux). L'énergie thermique désigne celle associée à la température physique de planétésimaux (celle de leur surface par exemple). Cette dernière est évacuée ultérieurement par rayonnement (corps noir) dans l'infrarouge.

b. Les vitesses relatives dans un disque de planétésimaux

Le taux d'accrétion des corps est intimement lié à leur vitesse relative (ou vitesse d'agitation) car elle détermine la probabilité d'impact entre deux corps et l'issue d'une rencontre. Il est donc de première importance d'en avoir une estimation. L'interaction du gaz avec les planétésimaux est la partie la plus simple du problème et peut être résolue avec les équations de Gauss. Les corps dont la taille est inférieure au kilomètre voient leur inclinaison et excentricité (inclinaison et excentricité mesurent « l'écart » à l'orbite circulaire) diminuer rapidement et donc favoriser les rencontres à faible vitesse.

Cependant, l'effet des collisions et des déflexions gravitationnelles est beaucoup plus difficile à estimer. La manière la plus rigoureuse de traiter le problème est de s'inspirer de la théorie cinétique des gaz, et de décrire le système à l'aide de la fonction (f) de densité dans l'espace des phases : $f(x,v,t) dv$ est le nombre de corps à l'instant t dans le volume d'espace des phases $dr dv$ centré sur le point (r,v) . Cette approche a été adoptée par de nombreux auteurs (Goldreich et Tremaine 1978 ; Barge et Pelat 1990,1991 ; Hornung et al. 1985). Le point de départ consiste à poser l'équation de Boltzman (ou équation de Vlasov collisionnelle), en choisissant un opérateur décrivant les collisions physiques et un autre décrivant les déflexions gravitationnelles. L'équation d'évolution de f prend la forme suivante (faussement simple) :

$$\text{Equation 1} \quad \frac{Df}{Dt}(r, v, t) = \left(\frac{df}{dt} \right)_{\text{collisions}} + \left(\frac{df}{dt} \right)_{\text{deflexions}}$$

où D est la dérivée totale de f (incluant le potentiel). Le premier problème vient du choix des opérateurs de collisions et de déflexions qui peuvent être très complexes, en particulier dans le cas des rencontres gravitationnelles. L'équation 1. est ensuite multipliée successivement par 1, V, V², V³, ... et puis moyennée en intégrant sur les vitesses. On obtient ainsi une série infinie d'équations qui décrivent l'évolution des différents moments de la fonction de distribution des vitesses f. Comme on ne peut traiter une hiérarchie infinie d'équations, une « relation de fermeture » est nécessaire pour ne prendre en compte qu'un nombre fini d'équations.

Cette approche, la plus généraliste, mène très rapidement à des calculs d'une grande complexité dont l'interprétation physique est particulièrement ardue. De plus, pour les besoins de la relation de fermeture, un certain nombre d'hypothèses doit être introduit (par exemple un faible libre parcours moyen). Celles-ci limitent finalement le champ d'application de cette approche. Pour simplifier cette dernière, une technique souvent utilisée à l'heure actuelle consiste à supposer que la vitesse moyenne locale est proche de la vitesse keplerienne circulaire et que les orbites sont toutes déphasées (ce qui est parfaitement raisonnable quand les perturbations gravitationnelles sont faibles). Dans ce cas, la seule variable indépendante est la vitesse d'agitation locale. Cette approche a été utilisée historiquement par Safronov, puis plus récemment par de nombreux auteurs (Wetherill et Stewart 1988, Ohtsuki 1999, Stewart et Ida 2000, à titre d'exemples). Pour les besoins de ce chapitre d'introduction, nous estimons la vitesse relative d'équilibre en nous basant sur une démonstration simplifiée (Greenberg 1982) mais qui garde l'essence des phénomènes en jeu.

Supposons que deux corps de même masse m se rencontrent avec une vitesse relative v. Il nous faut calculer la variation de magnitude de v, donnée par Δv^2 dans le cas de rencontres gravitationnelles et de rencontres collisionnelles. Pour une rencontre gravitationnelle, nous nous plaçons dans l'hypothèse (très approximative) où la déflexion peut être modélisée par une diffusion à deux corps, du type Rutherford :

$$\text{Equation 2} \quad \Delta v = \frac{v}{2} \sin(2\chi)$$

$$\text{Equation 3} \quad \sin \chi = \left[1 + \frac{b^2 v^4}{G^2 (2m)^2} \right]^{-1/2}$$

où v est la vitesse relative à l'infini, Δv est la magnitude de la variation de v (projetée sur un axe), b est le paramètre d'impact, G est la constante de gravitation universelle. Pour prendre en compte toutes les interactions de la particule avec le disque, il faut sommer Δv sur tous les paramètres d'impacts. De plus, le nombre de corps rencontrés en un temps dt avec un paramètre d'impact db et une vitesse relative v est : $\sigma v db dt$, où s est la densité surfacique de corps. Nous négligeons ici l'épaisseur du disque devant son extension radiale, sur laquelle est intégré b . On obtient une équation d'évolution de v^2 :

$$\text{Equation 4} \quad \frac{dv^2}{dt} = \int (dv)^2 \sigma v db$$

Nous nous plaçons donc dans le cas où v est la seule vitesse différentielle keplerienne (cas où il n'y a aucune agitation thermique et où seule demeure la rotation différentielle). Entre deux points espacés de la distance b , la vitesse relative v est approximativement $b [dV_k/dr] = n b/2$ où n est la fréquence orbitale et V_k est la vitesse orbitale keplerienne. L'intégrale (Équation 4) donne alors :

$$\text{Equation 5} \quad \frac{dv^2}{dt} \approx G^{4/3} n^{1/3} m^{4/3} \sigma$$

où sont omises les constantes multiplicatives, qui ne modifient pas l'ordre de grandeur. Nous voyons dans l'équation 5 que le cisaillement keplerien produit de l'énergie interne à un taux constant qui dépend uniquement de la masse des corps, de la densité et de la vitesse orbitale locale. De leur côté, les collisions dissipent une partie de l'énergie associée aux mouvements aléatoires. Lors d'une collision la variation de vitesse est (à un facteur près) égale à v . Le facteur multiplicatif correspond au coefficient de restitution de la collision. Il est en général de l'ordre de 50%. Le nombre de collisions en un temps dt est donné par $A \sigma v / h$ où h est l'épaisseur du disque, qui est de l'ordre de v/n , A est la section efficace ($\sim \pi r^2$, en supposant que les vitesses relatives sont de l'ordre de la vitesse d'évasion). Le taux de perte d'énergie due aux collisions est alors :

$$\text{Equation 6} \quad \frac{dv^2}{dt} \approx -r^2 \sigma n v^2$$

En écrivant l'équilibre énergétique, on obtient une estimation de la vitesse d'équilibre (Greenberg 1982) :

Equation 7
$$V^2 \sim V_e^2 \left(\frac{\rho}{\rho_*} \right)^{1/3} \left(\frac{a}{R_*} \right)$$

où ρ et ρ_* sont respectivement la densité du corps et la densité du soleil, et où R_* est le rayon du soleil. Ce calcul très simplifié nous donne à 1 unité astronomique :

Equation 8
$$V \sim 10 V_e$$

Cette estimation est un peu forte, cependant elle nous indique que les vitesses relatives sont globalement de l'ordre de la vitesse d'évasion. En effet des calculs rigoureux et plus réalistes, comme ceux menés par Safronov (1969), Wetherill et Stewart (1989), Barge et Pelat (1990) s'accordent sur ce point crucial :

Les vitesses relatives à l'équilibre dans un disque de planétésimaux sont de l'ordre de la vitesse d'évasion des corps dominants (~10 m/s).

Ce résultat très important est confirmé par les simulations numériques (Aarseth et Palmer, 1993 par exemple). Pour des vitesses d'évasion typiques de l'ordre de 10 m/s, les excentricités et inclinaisons des planétésimaux sont de l'ordre de quelques 10^{-4} (entre 1 et 3 unités astronomiques) ce qui est très faible (environ quelques centièmes des excentricités des planètes actuelles). Pour caractériser l'état d'excitation du disque, on introduit donc naturellement un paramètre, θ , appelé " paramètre de Safronov " qui est une mesure du rapport des vitesses relatives aux vitesses d'évasion des corps :

Equation 9
$$\theta = \frac{Gm}{r} \frac{1}{V^2}$$

Comme nous allons le voir maintenant, la croissance des planétésimaux dépend de manière cruciale de ce paramètre.

C. L'accrétion des planétésimaux : l'effet Boule de Neige

Nous nous intéressons ici à la vitesse de croissance des planétésimaux et présentons par un calcul simplifié un mécanisme " clef " : l'effet "Boule de Neige".

Le taux de rencontres entre une particule 1 et une population de particules 2, de densité spatiale ρ_2 est :

Equation 10
$$N_{12} = \rho_2 V_{12} A_2$$

où A_2 est la section efficace, $\pi r^2 (1 + (V_e/V)^2)$ et V_{12} la vitesse relative des deux populations. En exprimant explicitement A , l'équation 10 devient :

$$\text{Equation 11} \quad N_{12} = \rho_2 V_{12} \pi (r_1 + r_2)^2 \left[1 + \left(\frac{V_e(1)}{V_{12}} \right)^2 \right]$$

où r_1 et r_2 sont le rayon des particules 1 et 2 respectivement, et où $V_e(1)$ est la vitesse d'évasion de la particule 1. Nous nous plaçons dans l'hypothèse simple où un gros corps (de masse m_1 et de rayon r_1) accrete des corps beaucoup plus petits (de masse m_2 et de rayon r_2). La densité spatiale de ces derniers est ρ_2 . Nous faisons de plus l'hypothèse d'accrétion parfaite, c'est à dire le cas très optimiste où chaque rencontre se traduit par une accrétion. Les taux d'accrétion s'écrivent de manière générale :

$$\text{Equation 12. a} \quad \frac{dm_1}{dt} = m_2 \rho_2 V_{12} \pi r_1^2 \left[1 + \left(\frac{V_e(1)}{V_{12}} \right)^2 \right]$$

$$\text{Equation 12. b} \quad \frac{dm_2}{dt} = m_2 \rho_2 V_{22} \pi r_2^2 \left[1 + \left(\frac{V_e(2)}{V_{22}} \right)^2 \right]$$

Le taux d'accroissement relatif des deux populations est donc donné par :

$$\text{Equation 13} \quad \frac{m_2}{m_1} \frac{dm_1/dt}{dm_2/dt} = \frac{1}{R} \left[\frac{1 + \left(\frac{V_e(1)}{V_{12}} \right)^2}{1 + \left(\frac{V_e(2)}{V_{22}} \right)^2} \right] = \frac{1}{R} \left[\frac{1 + 2\theta_1}{1 + 2\theta_2} \right]$$

où $R=r_1/r_2 \gg 1$; θ_1 et Les vitesses d'agitation dans le disque sont indirectement reliées à q qui nous indique quels sont les corps dominants. Si $q < 3$ alors la majeure partie de la masse est dans les gros corps. Dans le cas contraire, la masse est contenue dans les petits corps. De nombreuses simulations numériques (Greenberg 1978, Weidenshilling et al. 1997 par exemple) montrent que la masse du système demeure toujours dans les corps de petite taille,

correspondant à la population 2 dans notre modèle simplifié. Il vient donc $V \ll V_e(1)$ (où V est la vitesse relative, et $V_{12} \sim V_{22}$). En conséquence $q_1 \gg 1$ et $q_2 \sim 1$. En remarquant de plus que $q_1 = q_2 \times R^2$ (car $q_1 \propto r_1^2$), l'Équation 13 se transforme ainsi : et sont les paramètres de Safronov des deux populations (ce qui est une entorse à la définition de ce paramètre, car historiquement Θ n'est défini que par rapport aux gros corps). A partir de l' Équation 13 nous pouvons distinguer deux régimes de croissance possibles. Si le terme de droite est inférieur à 1, alors le taux de croissance des deux populations tend asymptotiquement vers la même valeur, ce qui correspond à une croissance ordonnée (décrite par Safronov). Par contre, si le terme de droite est supérieur à 1, les corps grandissent d'autant plus rapidement qu'ils sont massifs, ce qui est un mécanisme instable et aboutit à l'effet " Boule de Neige ". Les vitesses relatives dans un disque de planétésimaux sont de l'ordre de la vitesse d'évasion des particules qui sont dynamiquement dominantes. La masse de ces dernières nous est donnée par la distribution de taille, qui peut être en général décrite par une loi de puissance :

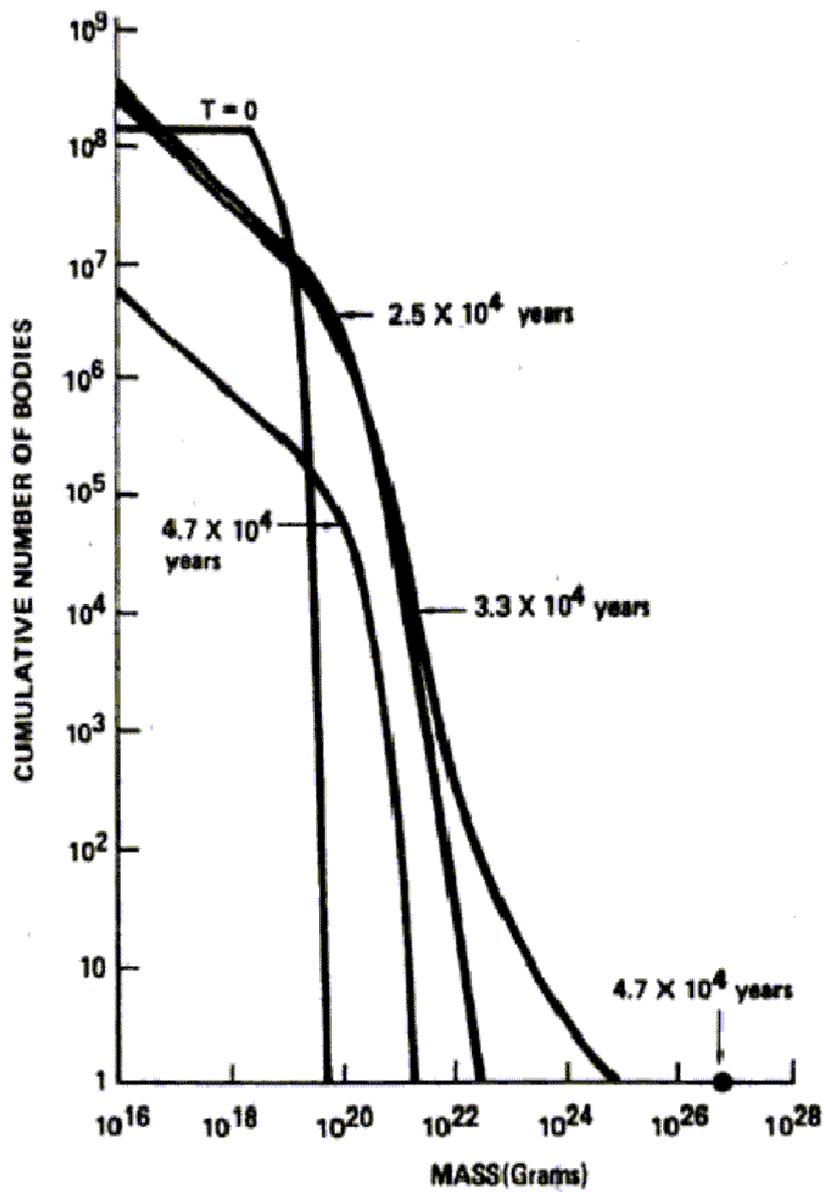
Equation 14
$$\frac{dN}{dm} = m^{-q}$$

Les vitesses d'agitation dans le disque sont indirectement reliées à q qui nous indique quels sont les corps dominants. Si $q < 3$ alors la majeure partie de la masse est dans les gros corps. Dans le cas contraire, la masse est contenue dans les petits corps. De nombreuses simulations numériques (Greenberg 1978, Weidenshilling et al. 1997 par exemple) montrent que la masse du système demeure toujours dans les corps de petite taille, correspondant à la population 2 dans notre modèle simplifié. Il vient donc $V \ll V_e(1)$ (où V est la vitesse relative, et $V_{12} \sim V_{22}$). En conséquence $\Theta_1 \gg 1$ et $\Theta_2 \sim 1$. En remarquant de plus que $\Theta_1 = \Theta_2 \times R^2$ (car Θ_1 proportionnel à r_1^2), l'Équation 13 se transforme ainsi :

Equation 15
$$\frac{m_2}{m_1} \frac{dm_1 / dt}{dm_2 / dt} = R \left[\frac{2\theta_2}{1 + 2\theta_2} \right]$$

Le terme de droite dans l'Équation 15 est très supérieur à 1, donc le plus gros corps grossit de plus en plus rapidement par rapport aux plus petits. C'est la clef de l'effet "Boule de Neige". Ceci s'explique qualitativement d'une manière aisée : quand le plus gros corps n'impose pas sa dynamique au système (il ne contrôle pas les vitesses relatives), les vitesses de rencontres demeurent très inférieures à la vitesse de libération de ce dernier. Sa section efficace gravitationnelle est donc très grande. Il accrète donc très efficacement les petites particules de son environnement. En retour, sa masse augmente ainsi que sa section efficace. Le mécanisme s'emballe alors et le plus gros corps se " détache " progressivement de la distribution de masse : il devient l'unique représentant de la population la plus massive du système. Depuis, d'autres approches confirment également l'existence du mécanisme d'accrétion Boule de Neige (Spaute et al. 1991; Wetherill Stewart 1989, Stewart et Ida 1999, Kokubo et Ida 2000). Les temps caractéristiques de formation d'embryons planétaires à 1 u.a sont de l'ordre de quelques 10^4 à 10^5 ans (voir Figure 6) soit environ 1000 fois plus courts que dans le cas de "

l'accrétion ordonnée " (premier modèle d'accrétion, décrit initialement en 1969 par Safronov). Une simulation numérique très récente (N-Corps) donne un temps de formation de 500 000 ans pour créer un corps de 10^{26} g à 1 u.a (Kokubo et Ida, 2000). Wetherill et Setwart (1989) ont montré également que l'équipartition de l'énergie entre les populations de différentes masses joue un rôle déterminant pour le déclenchement de l'accrétion Boule de Neige. En effet, si un corps de masse m_1 et de vecteur vitesse V_1 rencontre un corps de masse m_2 et de vitesse V_2 , on peut montrer simplement que le bilan de toute interaction sans perte d'énergie (ce qui est le cas d'une rencontre gravitationnelle) tend à équipartitionner l'énergie cinétique totale entre les deux corps, de sorte que $M_1 V_1^2 = M_2 V_2^2$ (produit de la masse par le carré de la vitesse). Ainsi, les vitesses d'agitation des plus gros corps diminuent et les plus petits corps sont accélérés. Ce mécanisme d'équipartition s'appelle également "friction dynamique". En conséquence, les rencontres impliquant les plus gros corps se feront à une vitesse beaucoup plus faible que les rencontres entre petits corps, ce qui accroît d'autant le rapport des sections efficaces, et donc le taux de collisions. Encore une fois, les plus gros corps sont favorisés, et les plus petits sont ralentis dans leur croissance. Ohtsuki et Ida (1990) confirment indépendamment que l'accrétion Boule de Neige est favorisée si la vitesse d'agitation est une fonction décroissante de la masse, ce qu'implique la friction dynamique.



Evolution de la distribution de taille au cours de l'accrétion des planétésimaux à l'aide d'une simulation statistique. On voit clairement qu'en quelques 10^4 ans un embryon massif se sépare de la distribution de taille. (Wetherill et Stewart 1989)

Bibliographie exhaustive

Bibliographie grand public

Il n'y a pas beaucoup de textes "vulgarisés" qui traitent en profondeur de l'origine des planètes.

A ma connaissance , le plus complet, est le livre de André Brahic:

"Les enfants du Soleil"

Par André Brahic

Editions : Odile Jacob

1999

A part ça, on pourra toujours chercher fructueusement dans l'Encyclopedia Universalis mais à ma connaissance, les articles sur le mécanisme de formation des planètes ne sont pas très détaillés et sont un peu anciens.

Il y a également :

"The Origin and evolution of the Solar System"

Michel M. Woolfson

Ed. Institute of Physics publishing

University of York

Je l'ai trouvé récemment en librairie. Il est très accessible, mais les auteurs sont parmi les derniers tenants

de la théorie de formation catastrophique du système solaire (un bout du Soleil arraché par effet de marée).

Cependant, il expose clairement et sans équation "l'histoire" des différentes théories. A lire avec précaution.

Si quelqu'un connaît de bonnes références sur ce sujet, qu'il m'en fasse part ! Je serai heureux de les inclure ici.

Bibliographie professionnelle

Je reporte ci dessous la bibliographie complète de ma thèse. Tous les articles cités dans la page web

y sont présents avec de nombreuses autres références. Un article est "indexé" par le nom des auteurs, l'année, le titre de la revue (en abrégé), le numéro ainsi que le numéros des pages de début et de fin. A partir du nom du premier auteur et de l'année on peut retrouver rapidement un article, mais attention, il y a plus de 150 papiers ci-dessous.

Le plus facile pour retrouver un papier est d'utiliser la fonction "rechercher" du navigateur pour y rechercher directement le nom de l'auteur. Cette bibliographie peut servir aux chercheurs et étudiants ayant rapidement besoin d'un biblio (quasi) complète sur le sujet de la formation des planètes et de l'origine de la ceinture d'astéroïdes. Pour faciliter l'utilisation de cette bibliographie j'ai reporté

explicitement les titres de tous les articles. Elle s'adresse clairement aux professionnels et aux étudiants, et la plupart

des revues ci dessous ne sont accessibles qu'en bibliothèque. La meilleure à mon avis (sur Paris) est celle de l'Observatoire de Meudon

(www.obspm.fr), qui sous certaines conditions d'horaires (se renseigner) est accessible au public et aux étudiants de toutes disciplines.

Attention : la quasi-totalité des références ci-dessous sont en anglais !!

Notation des revues :

ApJ : Astrophysical Journal

Icarus : Icarus

A&A : Astronomy & Astrophysics

MNRAS : Monthly Notice of the Royal Astronomical Society

JCP : Journal of Computational physics

Planet. Space Sci. ou PSS : Planetary and space sciences

Bull. Am. Astron. Soc.: Bulletin of the American Astronomical Society

Astrophys. Space Sci. : Astrophysics and space sciences

Astron. J. : Astronomical Journal

Astrophys. J. : Astrophysical Journal

Aarseth S. J, Lin D. N. C, Palmer P. L, 1993. Evolution of Planetesimals. II. Numerical Simulations. ApJ 403, 351-366

Adachi I., Hayashi C., Nakazawa K., 1976. The gas drag effect on the elliptical motion of a solid body in the primordial solar nebula. Prog. Theor. Phys. 56, 1756-1771

Aggarwal H. R., Oberbeck V. R., 1974. Roche limit of a solid body. Astrophys. J. 191, 577-588

Agnor C. B., Canup R. M., Levison H. F., 1999. On the Character and Consequences of Large Impacts in the Late Stage of Terrestrial Planet Formation. Icarus 142, 219-237

- Allen M.P., Tildesley D.J., 1987. Computer simulation of liquids. Oxford Scientific Publications
- Barge P., Pellat R., 1990. Self-consistent velocity dispersions and mass spectra in the protoplanetary cloud. *Icarus* 85, 481-498
- Barge P., Pellat R., 1991. Mass spectrum and velocity dispersions during planetesimal accumulation. *Icarus* 93, 270-287
- Basri G., Bertout C., 1993. T Tauri stars and their accretion disks. In *Protostars and Planets III*, Editors : E.H.Levy and J.I.Lunine. The university of Arizona Press (1993), 543-566
- Benz W., Asphaug E., 1999. Catastrophic disruption revisited. *Icarus* 142, 5-20
- Bodenheimer P., Pollack J.B., 1986. Calculations of the accretion and evolution of giant planets The effects of solid cores. *Icarus* 67, 391-408
- Bosh A.S., Rivkin A.S., 1996. Observation of Saturn's inner satellites during the May 1995 ring-plane crossing. *Science* 272, 518-521
- Boss A.P., 1998. Evolution of the solar nebula. IV. Giant gaseous protoplanet formation. *ApJ* 503, 923-937
- Brahic A., 1976. Numerical simulation of a system of colliding bodies in a gravitational field, *Jour. Comp. Phys.* 22, 171-188
- Brahic A., Sicardy B., 1981. Apparent thickness of Saturn's rings. *Nature* 289, 447-450
- Brandner W., Zinnecker H., Alcalá J.M., Allard F., Covino E., Frink S., Köhler R., Kunkel M., Moneti A., Schweitzer A., 2000. Timescales of disk evolution and planet formation : HST, adaptive optics, and ISO observations of weak-line and post-T Tauri stars. *Astron. J.* , in press
- Brunini A., 1998. Dynamical behaviour of the primitive asteroid belt. *MNRAS* 293, 405-412
- Brouwer D., Clemence G., 1961. *Methods of celestial dynamics.* (New York : Academic Press)
- Cambers J.E., Wetherill G.W., 1998. Making the Terrestrial Planets: N-Body Integrations of Planetary Embryos in Three Dimensions. *Icarus* 136, 304-327
- Cameron A.G.W., 1985. Formation and evolution of the primitive solar nebula. In *Protostars and planets II*, D.C. Black and M.S. Matthews, eds. (Tucson : Univ. of Arizona Press), 1073-1099
- Cassen P., Moosman A., 1981. On the formation of protostellar disks. *Icarus* 48, 353-376
- Campbell J.K., Anderson J.D., 1989. Gravity field of the saturnian system from Pioneer and Voyager tracking data. *Astron. J.* 97, 1485-1495

Chambers J.E., Wetherill G.W., 1998. Making the Terrestrial Planets: N-Body Integrations of Planetary Embryos in Three Dimensions. *Icarus* 136, 304-327

Chapman C.R., Paolicchi P., Zappala V., Binzel R.P., Bell J.F., 1989. Asteroid families - Physical properties and evolution. . In *Asteroids II*. Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S., Eds.(Tucson : Univ. of Arizona Press),386-415

Chavanis P.H. 2000. Trapping of dust by coherent vortices in the solar nebula. *A&A*, in press

Cuzzi J.N., Lissauer J.J., Esposito L.W., Holberg J.B., Marouf E.A., Tyler G.L., 1984. Saturn's rings : properties and processes. In *Planetary rings*, Tucson, AZ, University of Arizona Press, editors : Greenberg and Brahic, 73-199

Cuzzi J.N., Burns J.A., 1988. Charged particles depletion surrounding Saturn's F ring: evidence for a moonlet belt ? *Icarus* 74, 284-324

Davis D.R., Chapman C.R., Weidenschilling S.J., Greenberg R., 1985. Collisional history of asteroids : Evidence from Vesta and the Hirayama families. *Icarus* 62, 30-53

Dermott S.F., 1984. Dynamics of narrow rings. In *Planetary rings*, Tucson, AZ, University of Arizona Press, editors : Greenberg and Brahic, 589-539

Dumas C., Terrile R.J., Smith B.A., Schneider G., Becklin E.E., 1999. Stability of Neptune's ring arcs in question. *Nature* 400, 733-735

Duncan M.J., Levison H.F., Lee M.H., 1998. Multiple Time Step Symplectic Algorithm for Integrating Close Encounters. *ApJ* 116, 2067-2077

Durisen R.H., 1984. Transport effects due to particle erosion mechanisms. In *Planetary rings*, Tucson, AZ, University of Arizona Press, editors : Greenberg and Brahic, 416-446

Dvorak R., Muller P., Kallrath J., 1993. A Survey of the Dynamics of Main-Belt Asteroids. *A&A* 274, 627-641

Evans M.W., Murray C.D., Porco C.C. 1998. The orbit of prometheus at Voyager Epochs. *Bull. Am. Astron. Soc.* 31, 4402

Ferrari C., Brahic A., 1994. Azimuthal brightness asymmetries in planetary rings. 1: Neptune's arcs and narrow rings. *Icarus* 111, 193-210

Ferrari, C.; Brahic, A.; Charnoz, S.; Thebault, P.; Roddier, F. 1997. Azimuthal distribution of arcs and clumps in the F ring of Saturn during August 1995 ring plane crossing. *Bull. Am. Astron. Soc.* 29, 1703

Ferrari, C.; Brahic, A.; Charnoz, S.; Thebault, P.; 1998. Actes du 2ème colloque national de Planétologie de l'INSU, Vol. 2, 57.5

Foryta D.W., Sicardy B., 1996. The Dynamics of the Neptunian ADAMS Ring's Arcs. *Icarus* 123, 129-167

- Franklin F., Lecar M., Lin D.N.C., Papaloizou J., 1980. Tidal torques on infrequently colliding particle disks in binary systems and the truncation of the asteroid belt. *Icarus* 42, 271-280
- Franklin F., Lecar M., 1984. Ring particles dynamics in resonances. In *Planetary rings*, Tucson, AZ, University of Arizona Press, editors : Greenberg and Brahic, 563-588
- French R.G., Hall K.J., McGhee C.A., Nicholson P.D., Cuzzi J., Dones L., Lissauer J. 1998. The peregrination of Prometheus. *Bull. Am. Astron. Soc.* 30, 0204
- Fridman A.M., Gorkavyi N.N., 1999. *Physics of planetary rings : celestial mechanics of continuous media.* (Springer : Astronomy and Astrophysics library)
- Fujiwara A., Kamimoto G., Tsukamoto A., 1977. Destruction of basaltic bodies by high-velocity impact. *Icarus* 31, 277-288
- Fujiwara A., Kamimoto G., Tsukamoto A., 1977. Destruction of basaltic bodies by high-velocity impact. *Icarus* 31, 277-288
- Gehrels, T., Baker L.R., Beshore E., Belnman C., Burke J.J., Castillo N.D., SaCosta B., Degewij J., Doose L.R., Fountain J.W., Gotobed J., KenKnight C.E., Kingston R., McLaughlin J.W., McMillan R., Murphy R., Smith P.H., Stoll C.P., Strickland R.N., Tomasko M.G., Wojesinghe M.P., Coffeen D.L., Esposito L., 1980
Imaging photopolarimeter on Pioneer Saturn. *Science* 207, 434-439
- Goldreich P., Tremaine S.D., 1978. The velocity dispersion in Saturn's rings. *Icarus*, 34, 227-239
- Goldreich P., Tremaine S.D., Borderies N., 1986. Towards a theory of Neptune's arc rings. *Astron. J.* 92, 490-494
- Goldreich P., Ward W.R., 1973. The formation of planetesimals. *Astrophys. J.* 183, 1051-1062
- Gradie J., Tedesco E., 1982. Compositional structure of the asteroid belt. *Science* 216, 1405-1407
- Greenberg J.M., Wacker J.F., Hartmann W.L., Chapman C.R., 1978. Planetesimals to planets : Numerical simulation of collisional evolution. *Icarus* 35, 1-26
- Greenberg, R.; Hartmann, W. K.; Chapman, C. R.; Wacker, J. F 1978. Planetesimals to planets - Numerical simulation of collisional evolution. *Icarus* 35, 1-26
- Greenberg J.M., 1982. Planetesimals to planets. In *Formation of planetary systems* (Eds. Brahic A.) Toulouse Cepadeus Editions (1982), 519-569
- Guillot T., 1999. A comparison of the interiors of Jupiter and Saturn. *Planet. Space Sci.* 47, 1183-1200

- Hanninen J., Salo H., 1992. Collisional simulations of satellite Lindblad resonances. *Icarus* 97, 228-247
- Hanninen J., Salo H., 1994 Collisional simulations of satellite Lindblad resonances. 2 : Formation of narrow ringlets. *Icarus* 108, 325-346
- Harris A.W., 1984. The origin and evolution of planetary rings. In *Planetary rings*, Tucson, AZ, University of Arizona Press, editors : Greenberg and Brahic, 641-659
- Hartmann, W.K., 1969. Terrestrial, lunar, and interplanetary rock fragmentation. *Icarus* 10, 201-213
- Hayashi C., Nakazawa K., Adachi I., 1977. Long term behaviour of planetesimals and the formation of planets. *Publ. Astron. Soc. Japan.* 29, 163-196
- Hayashi, C. 1981. Structure of the solar nebula, growth and decay of magnetic fields and effects of magnetic and turbulent viscosities on the nebula. *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 70, 35-53
- Hayashi C., Nakazawa K., Nakagawa Y., 1985. Formation of the solar system. In *Protostars and Planets II*, Eds. D.C. Black and M.S. Matthews (Tucson : University of Arizona Press), 1100-1153
- Hertzsch J.-M., Scholl H., Spahn F., Katzorke I., 1997. Simulation of collisions in planetary rings. *A&A* 320, 319-324
- Holsapple K.A., 1994. Catastrophic disruptions and cratering of Solar System bodies: A review and new results. *Planet. Space. Sci.* 42, 1067-1078
- Holtzman J.A., Burrows C.J., Casertano S., Hester J.J., Trauger J.T., Watson A.M., Worthey G., 1995. The photometric performance and calibration of WFPC2. *Pub. Astron. Soc. Pacific* 107, 156
- Hornung P., Pellat R., Barge P., 1985. Thermal velocity equilibrium in the protoplanetary cloud. *Icarus* 64, 295-307
- Housen K.R., 1991. Laboratory simulations of large-scale fragmentation events. *Icarus* 94, 180-190
- Ida S., Makino J., 1993. Scattering of planetesimals by a protoplanet : slowing down of runaway growth. *Icarus* 106, 210-227
- Ida S., 1990. Stirring and dynamical friction rates of planetesimals in the solar gravitational field. *Icarus* 88, 129-145
- Ida S., Nakazawa, K., 1989. Collisional probability of planetesimals revolving in the solar gravitational field III. *Astron. Astrophys.* 224, 303-315
- Ida S., Makino J., 1993. cattering of planetesimals by a protoplanet - Slowing down of runaway growth. *Icarus* 106, 210-223

- Ida S., Lin D.N.C., 1996. Long Term Gas Drag Effect on the Structure of the Asteroid Belt and its Implications for the Solar Nebula. *Astron. J.* 112, 1239-1256
- Kolvoord R.A., Burns J.A., Showalter M.R., 1990. Periodic features in Saturn's F-ring: evidence for nearby moonlets. *Nature* 345, 695-697
- Kokubo E., Ida S., 2000. Formation of protoplanets from planetesimals in the solar nebula. *Icarus* 143, 15-27
- Kortenkamp S.J., Wetherill G.W., 2000. Terrestrial planet and asteroid formation in the presence of giant planets. I. Relative velocities of planetesimals subject to Jupiter and Saturn perturbations. *Icarus* 143, 60-73
- Lecar M., Franklin F., Soper P., 1992. On the original distribution of the asteroids. IV - Numerical experiments in the outer asteroid belt. *Icarus* 96, 234-250
- Lecar M., Franklin F., 1997. The Solar Nebula, Secular Resonances, Gas Drag, and the Asteroid Belt. *Icarus* 129, 134-146
- Levison H.F., Duncan M.J., 1994. The long term dynamical behaviour of short-period comets. *Icarus* 108, 18-36
- Lin D.N.C., Papaloizou J.C.B., Kley W., 1993. On the Nonaxisymmetric Convective Instabilities in Accretion Disks. *ApJ* 416, 689-709
- Lissauer J.J., 1987. Timescales for planetary accretion and the structure of the protoplanetary disk. *Icarus* 69, 249-265
- Lissauer J.J., Stewart G.R., 1993. Growth of planets from planetesimals. . In *Protostars and Planets III*, Eds. E.H. Levy and J.I. Lunine (Tucson : University of Arizona Press), 1061-1088
- Lissauer J.J., Pollack J.B., Wetherill G.W., Stevenson D.J., 1995. Formation of the neptune system. In *Neptune and Triton* (D. Cruikshank, Ed), 37-108, University of Arizona Press, Tucson
- Lissauer J.J., Espresate J., 1998. Resonant Satellite Torques on Low Optical Depth Particulate Disks. *Icarus* 134, 155-162
- Malhotra R., 1998. Outer planet orbital migration in the early Solar system. *Bull. Am. Astron. Soc.* 193, 9602
- Meyer-Vernet N., Sicardy B., 1987. On the physics of resonant disk-satellite interaction. *Icarus* 69, 157-175
- Milani A., Nobili A.M., 1985. The depletion of the outer asteroid belt. *A&A* 144, 261-274
- Millis R.L., Wasserman L.H., Birch P., 1977. Detection of rings around Uranus. *Nature* 267, 330-331

- Mizuno H., Nakazawa K., Hayashi C., 1978. Instability of a gaseous envelope surrounding a planetary core and formation of giant planets. *Prog. Theor. Phys.* 60, 699-710
- Moons M., Morbidelli A., 1995. Secular resonances inside mean-motion commensurabilities: the 4/1, 3/1, 5/2 and 7/3 cases. *Icarus* 114, 33-50
- Morbidelli A., 1996. The Kirkwood Gap at the 2/1 Commensurability With Jupiter: New Numerical Results. *Astron. J.* 111, 2453-2469
- Murray C.D., Giuliatti Winter S.M., 1996. Periodic collisions between the moon Prometheus and Saturn's F ring. *Nature* 380, 139-141
- Murray C.D., Gordon M.K., Giuliatti Winter S.M., 1997. Unraveling the strands of Saturn's F ring. *Icarus* 129, 304-316
- Murison A. 1989. On an efficient and accurate method to integrate restricted three-body orbits. *Astron. J.* 97, 1496-1509
- Nagasawa M., Tanaka H., Ida S., 2000. Orbital Evolution of Asteroids during Depletion of the Solar Nebula. *Astron. J.* 119, 1480-1497
- Nakamura A., Fujiwara A., 1991. Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption. *Icarus* 92, 132-146
- Newcomb S., 1895. Development of the perturbing function. *Astron. Pap. Of Amer. Eph.* 5, 1-48
- Nicholson P.D., Showalter M.R., Dones L., French R.G., Larson M., Lissauer J., McGhee Colleen A., Seitzer P., Sicardy B., Danielson E.G., 1996. Observations of Saturn's ring-plane crossing in August and November 1995. *Science* 272, 509-515
- Ockert-Bell M.E., Burns J.A., Daubar I.J., Thomas P.C., Verveka J., Belton M.J.S., Klaasen P.K., 1999. The structure of Jupiter's ring system as revealed by the galileo imaging experiment. *Icarus* 138, 188-213
- Ohtsuki K., Ida S., 1990. Runaway planetary growth with collision rate in the solar gravitational field. *Icarus* 85, 499-511
- Ohtsuki K., 1999. Evolution of particle velocity dispersion in a circumplanetary disk due to inelastic collisions and gravitational interactions. *Icarus* 137, 152-177
- Peale, 1986. Orbital resonances, unusual configurations and exotic rotation states among planetary satellites. In *Satellites*. Burns J.A., Matthews M.S., Eds. (Tucson : University of Arizona Press), 159-223
- Petit J-M., Farinella P., 1993. Modelling the outcomes of high-velocity impacts between small solar system bodies. *CeMDA* 57, 1-28
- Petit J-M, Morbidelli A., Valsecchi G.B., 1999. Large Scattered Planetesimals and the Excitation of the Small Body Belts. *Icarus* 141, 367-387

- Petit J-M, Morbidelli A., Chambers J., 2000. The primordial excitation and clearing of the asteroid belt. *Soumis à Icarus*
- Pollack J.B., Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J.J, Podolack M., Greenzweig Y. 1996. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus* 124, 62-85
- Pollack J.B., Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J.J, Podolack M., Greenzweig Y. 1996. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus* 124, 62-85
- Porco, C, Danielson, G. E, Goldreich, P, Holberg, J. B, Lane, A. L, 1984. Saturn's nonaxisymmetric ring edges at 1.95 R(s) and 2.27 R(s). *Icarus* 60, 17-28
- Poulet F., Sicardy B., Nicholson P.D., Karkoschka E., Caldwell J., 2000-a. Saturn's Ring-Plane Crossings of August and November 1995: A Model for the New F-Ring Objects. *Icarus* 144, 135-148
- Poulet F., Sicardy B., Dumas C., Tiphène D., 2000-b. The crossing of Saturn ring plane by the Earth in 1995 : Ring thickness. *Icarus* 145, 147-165
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992. *Numerical Recipes in Fortran, the art of scientific computing*. Cambridge University Press
- Richardson D.C., Quinn T., Stadel J., Lake G., 2000. Direct large-scale N-body simulations of planetesimals dynamics. *Icarus* 143, 45-59
- Ries J.G., 1996. Numerical Investigation of Depletion in the Outer Asteroid Belt. *Icarus* 121, 202-212
- Roddier, C.; Roddier, F.; Brahic, A.; Graves, J. E.; Northcott, M. J.; Owen, T. 1996. Satellites of Saturn. *IAU Circular* 6515
- Roddier, F., Roddier, C., Brahic, A., Dumas, C., Graves, J. E., Northcott, M. J, Owen, T, 2000. Adaptive Optics Observations of Saturn's Ring Plane Crossing in August 1995. *Icarus* 143, 299-307
- Roy A.E, 1988. *Orbital Motion*. (Bristol and Philadelphia : Institute of Physics publishing)
- Safronov V.S., 1969, in *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the Earth and planets* (Moscou : Nauka Press) ; également NASA-TT-F-677 (1972)
- Sicardy B., 1991. Planetary rings dynamics : secular exchange of angular momentum and energy with a satellite. In *Interrelations between physics and dynamics for minor bodies in the solar system*. D. Benest and C. Froschlé Eds., Goutelas 1991. Ed. Frontières
- Sicardy, B.; Brahic, A.; Bouchet, P. et al., 1985. Occultation by Neptune on 1985 August 20. *IAU Circ.*, 4100
- Sicardy, B, Beuzit, J.-L, Poulet, F, Prado, P, 1995. Satellites of Saturn. *IAU Circ.*, 6269

- Sicardy B., Roddier F., Perozzi E., Graves J.E., Guyon O., Northcott M.J., 1999. Images of neptune's ring arcs obtained by a ground based telescope. *Nature* 400, 731-732
- Showalter M.R., 1982. A numerical study of Saturn's F-ring. *Icarus* 52 , 526-544
- Showalter, M. R, Cuzzi, J. N., Marouf, E. A, Esposito, L. W., 1986. Satellite 'wakes' and the orbit of the Encke Gap moonlet. *Icarus* 66, 297-323
- Showalter, M. R, 1991. Visual detection of 1981-S13, Saturn's eighteenth satellite, and its role in the Encke gap. *Nature* 351, 709-713
- Showalter M.R., Pollack J.B., Maureen E.O., Laurance R.D., Dalton J.B., 1992. A photometric study of Saturn's F ring. *Icarus* 100, 394-411
- Showalter M. R, Dones L, Lissauer J. J, 1999. Interactions between Prometheus and the F Ring. *Bull. Am. Astron. Soc.* 31, 0902
- Shu F.H., 1984. Waves in planetary rings. In *Planetary rings*, Tucson, AZ, University of Arizona Press, editors : Greenberg and Brahic, 513-561
- Smith B.A., and 26 colleagues 1981. Encounter with Saturn: Voyager 1 imaging science results. *Science* 212, 163-190
- Smith B.A., Terrile R.J., 1984. A circumstellar disk around Beta Pictoris. *Science* 226, 1421-1424
- Spaute D., Weidenschilling S.J., Davis D.R., Marzari F., 1991. Accretional evolution of a planetesimal swarm. I - A new simulation. *Icarus* 92, 147-164
- Stevenson D.J., Lunine J.I., 1998. Rapid formation of Jupiter by diffuse redistribution of water vapor in the solar nebula. *Icarus* 75, 146-155
- Stewart G.R., Lin D.N.C., Bodenheimer P., 1984. Collision-induced transport processes. In *Planetary rings*, Tucson, AZ, University of Arizona Press, editors : Greenberg and Brahic, 447-512
- Stewart G.R., Wetherill G.W., 1988. Evolution of planetesimal velocities. *Icarus* 74, 542-553
- Stewart G.R., Ida S., 2000. Velocity evolution of planetesimals : Unified analytical formulation and comparisons with N-Body simulations. *Icarus* 143, 28-44
- Strom K.M., Strom S.E., Edwards S., Cabrit S., Skrutskie M.F., 1989. Circumstellar material associated with solar-type pre-main-sequence stars - A possible constraint on the timescale for planet building. *Astron. J.* 97, 1451-1470
- Synott S.P., Terrile S.J., Jacobson R.A., Smith B.A., 1983. Note: Orbits of Saturn's F ring and its shepherding satellites. *Icarus* 53, 156-158
- Tanaka H., Ida S., 1996. Distribution of Planetesimals around a Protoplanet in the Nebula Gas. *Icarus* 120, 371-386

- Terrile S.J., 1982. IAU Coll. 75, Ed A. Brahic, Cepadues, pp 225-227
- Terquem C. Papaloizou J.C.B., Nelson R.P., 1999. Tidally-induced warps in protostellar Discs. In Astrophysical discs, An EC summer school, Astronomical Society of the Pacific, Conference series Vol #160, Edited by J. A. Sellwood and Jeremy Goodman, 1999, p. 71.
- Thebault P., Brahic A., 1999. Dynamical influence of a proto-Jupiter on a disc of colliding planetesimals. Planet. Space Sci. 47, 233-243
- Trulsen J., 1971. Towards a theory of jet streams. Astrophys. Space. Sci. 18, 3
- Weidenschilling S.J., Chapman C.R., Davis D.R., Greenberg R., 1984. Ring particles : collisional interactions and physical nature. In Planetary rings, Tucson, AZ, University of Arizona Press, editors : Greenberg and Brahic, 367-415
- Weidenschilling S.J., 1977. The distribution of mass in planetary systems and solar nebula. Astrophys. Space Sci. 180, 57-70
- Weidenschilling S.J., Cuzzi J.N., 1993. Formation of planetesimals in the solar nebula. In Protostars and Planets III, Editors : E.H.Levy and J.I.Lunine. The university of Arizona Press (1993), 1031-1060
- Weidenschilling S. J, Spaute, D, Davis, D. R, Marzari, F, Ohtsuki, K, 1997. Accretional Evolution of a Planetesimal Swarm. Icarus 128, 429-455
- Wetherill G.W., Cox L.P., 1985. The range of validity of the two-body approximation in models of terrestrial planet accumulation. Icarus 60, 40-55
- Wetherill G.W., 1989. Origin of the asteroid Belt. In Asteroids II, eds. R.P. Binzel, T.Gehrels and M.S. Matthews (Tucson : Univ. of Arizona Press), 661-680
- Wetherill G.W., Stewart G.R., 1989. Accumulation of a swarm of small planetesimals. Icarus 77, 330-357
- Wetherill G.W., 1992. An alternative model for the formation of the asteroids. Icarus 100, 307-325
- Wetherill G.W., Stewart G.R., 1993. Formation of planetary embryos - Effects of fragmentation, low relative velocity, and independent variation of eccentricity and inclination. Icarus 106, 190-207
- Winter G., Murray C.D., 1998. Possible configurations of the F ring after meeting Prometheus. Bull. Am. Astron. Soc. 30, 5011
- Wisdom J. , 1982. The origin of the Kirkwood gaps - A mapping for asteroidal motion near the 3/1 commensurability. Astron. J. 87, 577-593