



HAL
open science

Les solides du système solaire primitif: géochimie et dynamique

Emmanuel Jacquet

► **To cite this version:**

Emmanuel Jacquet. Les solides du système solaire primitif: géochimie et dynamique. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Museum national d'histoire naturelle - MNHN PARIS, 2012. Français. NNT: . tel-00761687

HAL Id: tel-00761687

<https://theses.hal.science/tel-00761687v1>

Submitted on 6 Dec 2012

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.



MUSÉUM NATIONAL D'HISTOIRE NATURELLE
ÉCOLE DOCTORALE « SCIENCES DE LA NATURE ET DE L'HOMME »
(ED 227)



Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique

Année 2012

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DU MUSÉUM NATIONAL D'HISTOIRE NATURELLE

Discipline : **Cosmochimie/astrophysique**

Présentée et soutenue publiquement par

Emmanuel Jacquet

Le 18 juin 2012

SUJET

« LES SOLIDES DU SYSTÈME SOLAIRE PRIMITIF : GÉOCHIMIE ET DYNAMIQUE »

Sous la direction de : **Matthieu Gounelle**

Co-encadrants : **Olivier Alard, Steven Balbus, Sébastien Fromang**

JURY

M. François Guyot	Professeur	Université Pierre et Marie Curie	Président
M. Francis Albarède	Professeur	Ecole Normale Supérieure de Lyon	Rapporteur
M. Fred Ciesla	Assistant Professor	Université de Chicago	Rapporteur
M. Stéphane Guilloteau	Directeur de Recherche	Université de Bordeaux I	Examineur
M. Matthieu Gounelle	Professeur	Muséum National d'Histoire Naturelle	Directeur de thèse
M. Olivier Alard	Chargé de recherche	Université de Montpellier II	Co-encadrant
M. Steven Balbus	Professeur	Ecole Normale Supérieure de Paris	Co-encadrant
M. Sébastien Fromang	Ingénieur/chercheur	Commissariat à l'Énergie Atomique	Co-encadrant

Table des matières

Remerciements	7
Résumé	11
Abstract	13
Introduction générale	15
1 Le système solaire primitif : formation et évolution	19
1.1 La formation du Soleil	20
1.2 Le disque protosolaire	21
1.2.1 Formation	21
1.2.2 Structure : l'exemple de la nébuleuse de masse minimale	23
1.2.3 L'évolution du disque	25
1.2.4 L'origine de la turbulence	27
1.3 Les solides dans le disque	30
1.3.1 Observation des disques actuels	30
1.3.2 Dynamique des solides	30
1.3.3 Equation de continuité pour les petits solides	32
1.3.4 L'accrétion	32
2 Le témoignage des météorites	37
2.1 Les chondrites et leurs composants	38
2.1.1 Les chondres	39
2.1.2 Métal et sulfures	42
2.1.3 Les inclusions réfractaires	42
2.1.4 La matrice	44
2.1.5 La chimie des chondrites	45
2.2 Diversité des chondrites : fractionnements dans le disque	46

2.2.1	Grandes lignes de la classification des chondrites	46
2.2.2	Notion de fractionnement	48
2.2.3	Fractionnement réfractaire/volatil	49
2.2.4	Fractionnement Mg/Si	51
2.2.5	Fractionnement métal-silicate et effets rédox	51
2.2.6	Fractionnements isotopiques	54
2.3	Les processus dans les corps parents	56
2.3.1	Métamorphisme thermique, altération aqueuse et chocs chez les chondrites	56
2.3.2	Différenciation et météorites différenciées	57
2.4	Problématique	59
3	Transport et préservation des inclusions réfractaires	65
3.1	Le problème du transport des inclusions réfractaires	66
3.2	Variation de la turbulence dans le disque : la notion de zone morte	67
3.3	Lettre publiée dans <i>Astronomy & Astrophysics</i>	69
3.4	Conclusion	75
4	Partage des éléments en trace dans les chondres	77
4.1	Questions ouvertes	78
4.1.1	La nature des précurseurs	78
4.1.2	L'histoire thermique	79
4.1.3	Les chondres : systèmes ouverts ou fermés?	80
4.2	Les éléments en trace comme marqueurs géochimiques	81
4.3	Méthodes analytiques	84
4.3.1	Caractérisation	84
4.3.2	Analyses LA-ICP-MS	85
4.4	Chondrites carbonées	88
4.4.1	Résultats	90
4.4.2	Discussion	95
4.4.3	Article accepté à <i>Meteoritics and Planetary Sciences</i>	97
4.5	Chondrites non carbonées	134
4.5.1	Bishunpur (LL3.15)	134
4.5.2	Saint-Séverin (LL6)	142
4.5.3	Sahara 97096 (EH3)	144
4.6	Le métal dans les chondres : le cas des chondrites CR	148

4.7	Conclusions	161
5	La redistribution aérodynamique des composants chondritiques dans le disque	163
5.1	Le paramètre de découplage gaz-solide S	164
5.2	La valeur de S lors de l'accrétion des chondrites	166
5.3	Implications	167
5.4	Article accepté à <i>Icarus</i>	170
5.5	Conclusions	184
6	Mécanismes de concentration des solides	185
6.1	Poussière et turbulence MHD : un modèle réduit cohérent	185
6.2	La phase linéaire de l'instabilité d'écoulement	197
6.3	Conclusions	209
	Conclusions et perspectives	211
	Annexes	217
A	Liste des publications issues de la thèse	219
A.1	Articles	219
A.2	Communications en conférence	220
B	Liste des symboles mathématiques	221
C	Equation fondamentale de la MHD non idéale	225
D	Validité du régime d'Epstein pour des objets millimétriques dans les disques protoplanétaires	229
E	Equation de continuité des grains moyennée sur les fluctuations turbulentes	231
F	Minéralogie des météorites	233
F.1	Éléments de minéralogie	233
F.2	Glossaire des principaux minéraux des chondrites	234
G	Calcul du transport en disque autosimilaire	239

H	Partage des éléments en trace	241
H.1	Les éléments en trace	241
H.2	Coefficient de partage	242
H.3	Cristallisation d'équilibre <i>versus</i> cristallisation fractionnée	243
I	Microscopie	245
I.1	La microscopie optique	245
I.2	Le microscope électronique à balayage	246
J	Tableaux de données LA-ICP-MS des chondrites carbonées	249
K	Instabilités de Rayleigh-Taylor radiatives	263
	Bibliographie	277

Remerciements

Avant tout, je voudrais dire combien ces années de thèse ont été des années heureuses pour moi, combien je les avais attendues depuis des temps quasi-immémoriaux, sans savoir si cela sortirait un jour de l’imaginaire, et combien la réalité a dépassé la fiction. Et cela, je le dois à beaucoup de personnes, de près ou de loin, et ce bien plus que ces quelques lignes ne le peuvent exprimer. Aussi, je crains d’avance d’être injuste envers quelques uns ; qu’ils veuillent bien d’avance me pardonner !

Je souhaiterais en premier lieu exprimer ma gratitude envers mes quatre directeurs de thèse, Matthieu Gounelle, Olivier Alard, Sébastien Fromang et Steven Balbus, une merveilleuse équipe de cosmochimie et d’astrophysique, pour non seulement m’avoir donné ma chance pour entrer dans le monde des météorites, mais aussi leur intérêt pour mon orientation en amont de cette thèse, et évidemment pour m’avoir guidé continuellement au cours de celle-ci. J’ai eu droit au sujet de thèse le plus passionnant qui pouvait m’être donné dans un domaine déjà passionnant en soi, et même engagé dans ce cadre, j’ai bénéficié d’une grande liberté dans ma recherche, sans que la patience et la disponibilité de mes encadrants ne fassent jamais défaut. Mon apprentissage de la rédaction d’article, processus long et certainement inachevé, en est l’illustration caractéristique. Je mesure aussi la chance qui m’a été donnée d’assister à de nombreuses conférences internationales, dès mon année de master, qui ont été l’occasion d’enrichir mes connaissances et de rencontrer des chercheurs de toutes nationalités.

Je remercie Francis Albarède et Fred Ciesla, comme rapporteurs, ainsi que Stéphane Guilloteau et François Guyot, comme examinateurs, pour avoir accepté de faire partie du jury de ma thèse. C’est un grand honneur pour moi de voir mes travaux examinés par des personnalités issues de domaines aussi variés.

Je souhaiterais étendre ma reconnaissance au Laboratoire de Minéralogie et de Cosmochimie du Muséum tout entier, qui, quoique depuis toujours objet de fascination pour moi, m’a accueilli presque comme une famille. Je remercie en particulier Michèle Denise pour avoir partagé son savoir en pétrographie et en préparation d’échantillon ; Philippe Irisson pour sa précieuse assistance en matière informatique ; Rémi Duhamel et Adriana

Gonzalez-Cano, pour leur aide concernant notre bon vieux MEB—sans doute un de mes instruments préférés—; Sylvain Pont, pour le MEB environnemental; Elisabeth Malassis et Madeleine Sélo pour avoir rendu mes missions possibles en toutes circonstances; Christine Fiéni et Brigitte Zanda pour leur patience avec mes demandes d'échantillons (que ce soit à fins de recherche ou pédagogiques) et leur aide pour la Fête de la Science, à laquelle ont également contribué François Farge, Nicole Guilhaumou, Jean-Claude Lorin, Smail Mostefaoui et Jean-Jacques Pantel; Roger Hewins, François Robert et Violaine Sautter pour l'intérêt qu'ils ont marqué pour ma recherche; Jean-Marc Fourcalt pour d'intéressantes discussions minéralogiques; Marie-Astrid Angel pour sa bienveillance à la bibliothèque de géologie; Chloé Brahmi, Cristiano Ferraris, Laurent Rémusat, et Brigitte Zanda pour avoir joué le jeu des interviews "chimie".

Une bénédiction supplémentaire a été la présence de nombreux confrères et consoeurs étudiants au laboratoire, communauté entretenue par le rituel déjeuner quotidien à la cantine et le Tournoi annuel de ping-pong sur table en bois. Il y a bien sûr les Glorieux Anciens dont les années n'ont pas effacé le souvenir, en l'occurrence Giacomo Briani et Manuel Petitat, qui, dans leur dernière année de thèse, m'ont accueilli dans le fameux bureau 315 et m'ont initié aux bases des techniques que j'ai utilisées, sans oublier Nicolas Ouellette qui veillait juste au-dessous. Il y a les Vétérans qui m'ont accompagné et prodigué leur aide presque jusqu'au bout : Chloé Brahmi, Céline Defouilloy, Laurette Piani, Aurélien Thomen. La Jeune Garde (dont je me réclame) : Christophe Kopp et Alice Stephant, à laquelle a échoué le privilège insigne de partager, en sa première année, mon bureau et ma sagesse accumulée avec les années. Les Stagiaires, dont la carrière météorique n'est pas proportionnée à leur impact au LMCM : Lambert Baraut, Lou Barreau, Ingrid Blanchard, Florent Caste, Thomas Cheminel, Léonore Goffé, Nassima Meftah, Marine Paulhiac-Pison, Christophe Pere, Emilie Re. Et certes, il n'y a pas que le LMCM dans la vie, mais il est aussi d'autres laboratoires pourvoyeurs de collègues doctorants et amis, rencontrés au gré des conférences ou du congrès Elbereth : Yann Brouet, Emeline Charon, Noël Chaumard, Elena Dobrică, Sihane Mérouane, Thomas Smith, Julien Stodolna...

De manière générale, je souhaiterais remercier le Muséum et ses différents membres dans son ensemble pour le cadre magnifique, tant concrètement que scientifiquement, qu'il m'a offert durant mes trois ans de thèse. Je remercie en particulier l'Ecole Doctorale "Sciences de la Nature et de l'Homme", et tiens à souligner tout le bonheur que j'ai retiré de mes formations et de mes missions doctorales, en diffusant des connaissances allant de l'océanographie aux météorites que ce soit au grand public ou à des étudiants du CE1 jusqu'au troisième cycle universitaire. Je remercie au passage Yann Esnault et Patrick de Wever pour les olympiades de géosciences; Lionel Cavicchioli et Frédéric Dubos pour les

interviews “J’aime la chimie”, ainsi que les interviewés ; Gabriel Carlier pour sa gestion des stages de découverte en entreprise.

Je n’oublie pas les autres laboratoires associés à ma recherche : le Laboratoire de Radioastronomie de l’ENS, avec en particulier Patrick Hennebelle, et plus largement le LERMA, qui m’ont compté comme l’un des leurs malgré la rareté de mes venues ; le Service CAMPARIS à l’Institut de Physique du Globe de Paris avec Frédéric Couffignal et Michel Fialin à la sonde électronique ; le Service d’Astrophysique du CEA qui m’a très bien accueilli lors de mes visites ; l’équipe Noyau-Manteau de Géosciences Montpellier à l’Université de Montpellier II où j’ai pu effectuer mes analyses LA-ICP-MS, mais aussi en sonde ionique et en EBSD ; le CRPG de Nancy qui a organisé mon inoubliable première “MetSoc”, avec Guy Libourel que je remercie pour l’intérêt porté à mes analyses de chondres. Je veux remercier ici ma famille montpelliéraine, Christine et Pierre, qui m’ont logé chez eux, et Georges et Michèle. Cela a été une chance extraordinaire pour moi d’avoir mes analyses précisément à Montpellier ! Je remercie aussi mes oncle et tante Jean-Luc et Françoise, et mon cousin Loïc, qui m’ont hébergé deux mois à Paris, avant que je ne prenne possession de mon logement, à une dizaine de minutes à pied de chez eux !

Evidemment, étudier les météorites ne serait resté qu’une douce divagation enfantine sans les professeurs et autres encadrants de toutes disciplines qui m’ont accompagné pendant vingt ans d’études prédoctorales, que ce soit aux écoles Balard et Louis Blériot, au Lycée franco-allemand de Buc, au lycée Hoche ou à l’Ecole Normale Supérieure de Paris. Il faudrait une deuxième thèse s’il fallait citer tous leurs noms et ceux des éminents camarades qui me sont restés, mais j’espère qu’ils se reconnaîtront ici ! Il faut faire une place particulière ici à mes stages au Musée de minéralogie de l’Ecole des Mines de Paris, avec Lydie et Jacques Touret, au Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse à Orsay, avec Cécile Engrand et Jean Duprat, au Department of Astrophysical Sciences de l’Université de Princeton avec James Stone, l’International Summer Institute for Modeling in Astrophysics (organisé par Pascale Garaud), avec Mark Krumholz et enfin le L3 du Département Terre-Atmosphère-Océan de l’ENS, avec en particulier Julia de Sigoyer et Bernard Bonin, qui m’a permis de suivre plusieurs cours en parallèle de mon cursus de physique, avec le stage géologique au Cotentin en apothéose !

Mes derniers et plus importants remerciements vont à ma famille, oncles et tantes, cousins et cousines, et en particulier à mon papa et ma maman, ainsi que ma (petite) soeur Magali et ma mamie. Car il ne leur a pas suffi de m’éduquer et de me soutenir constamment, ils ont activement contribué à l’épanouissement-même de ma passion quand bien même elle pouvait paraître moins que raisonnable : sans eux, je n’aurais pas eu mes premiers échantillons et livres sur le sujet, ni visité l’exposition “Météorites !” du Muséum

quand j'avais dix ans, je n'aurais pas connu le Musée des Mines, sans parler d'Ensisheim ou du Meteor Crater ! Je pense aussi à ma mamou Alice et mes deux papys, Robert et Pierre ; je suis sûr qu'ils auraient été contents de voir leur petit-fils au Muséum, la tête un peu plus dans les étoiles.

Résumé

Cette thèse est consacrée à l’histoire des solides du système solaire primitif en combinant et contribuant à deux approches : la modélisation astrophysique du disque protoplanétaire et l’étude cosmochimique des solides préservés dans les météorites les plus primitives, les chondrites. Plus spécifiquement, nous étudions la dynamique des solides et la géochimie des éléments en trace des chondres.

Le large éventail en âge des composants chondritiques dans des météorites individuelles, des premières inclusions réfractaires, vieilles de ~ 4568 Ma, aux chondres âgés de ~ 4564 - 4566 Ma, indique qu’elles ont séjourné plusieurs Ma comme objets flottant librement dans le disque avant leur agglomération. Sur la base de considérations analytiques et semi-analytiques, un temps de préservation aussi long suggère la présence, attendue depuis longtemps pour des raisons théoriques, d’une région du disque de faible turbulence appelée “zone morte”, exempte d’instabilités magnétorotationnelles ou gravitationnelles (MRI et GI, respectivement), pendant l’essentiel de l’histoire du disque. Les inclusions réfractaires pourraient s’être formées avant l’émergence de cette zone morte et avoir été transportées loin du Soleil lors de l’expansion visqueuse du disque, si celui-là était initialement compact ($\gtrsim 10$ UA) après l’effondrement.

Nous avons mesuré par LA-ICP-MS (*Laser Ablation Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry*) les concentrations des éléments en trace dans les phases minérales séparées des chondres et rapportons les résultats pour les chondrites Vigarano (CV3), Renazzo (CR2), Acfer 187 (CR2), Bishunpur (LL3.15) and Sahara 97096 (EH3). La composition de l’olivine dans les chondres de type I indique une cristallisation d’équilibre à faibles taux de refroidissement ($\gtrsim 10$ K/h) alors que l’enstatite paraît enregistrer des taux de refroidissement rapides (~ 1000 K/h) et est compatible avec une formation par introduction de silice dans le liquide. Cela pourrait signer deux épisodes de chauffages séparés. Le fractionnement entre les terres rares lourdes et légères dans l’olivine est corrélé avec la granulométrie et approche la valeur d’équilibre pour les chondres les plus grossièrement grenus, ce qui est compatible avec un contrôle cinétique de ce fractionnement.

Nous avons revisité analytiquement la redistribution aérodynamique des composants

chondritiques dans le disque avant l'accrétion. La dynamique des particules solides est essentiellement gouvernée par un paramètre unique S défini comme le rapport entre le temps de freinage adimensionalisé St et le paramètre de turbulence α . Si $S < 1$, les particules solides sont couplées au gaz ; si $S > 1$, elles tendent à sédimenter vers le plan médian et dériver vers le Soleil relativement au gaz. Nous montrons que des propriétés pétrographiques, chimiques et isotopiques des chondrites pourraient être expliquées par notre conjecture que les composants chondritiques (hors matrice) avaient $S < 1$ et $S > 1$ quand les chondrites carbonées et non carbonées se sont accrétées, respectivement. Cela indiquerait que les chondrites carbonées se sont accrétées plus tôt que les chondrites ordinaires, à enstatite et de Rumuruti, et corroborerait également un lien génétique entre les inclusions réfractaires et leurs hôtes chondrites carbonées au sens que leurs éléments constitutifs proviendraient du même réservoir.

Nous avons étudié des modèles réduits pour deux mécanismes de concentration des solides—un pré-requis pour l'accrétion—où les effets des solides sur la dynamique du gaz ne peuvent plus être ignorés. Le premier mécanisme est la sédimentation dans un disque sujet à la turbulence MRI : la sédimentation est contrecarrée par la turbulence, mais la turbulence est supprimée si la poussière diminue le taux d'ionisation du gaz au-dessous du seuil d'activation de la MRI. Nous trouvons qu'un équilibre existe, où la concentration de poussière est fortement piquée au plan médian, et que cet équilibre est inconditionnellement linéairement stable. Le second mécanisme envisagé est l'instabilité d'écoulement (*streaming instability*) où la friction exercée par les *solides* sur le *gaz* permet une "collectivisation" du mouvement des premiers. Nous interprétons physiquement sa phase linéaire comme suit : des maxima de pression attirent les solides, qui entraînent le gaz, renforçant lesdits maxima, d'où une boucle de rétroaction positive, pour laquelle la rotation (képlérienne) et la dérive gaz/solide jouent le rôle d'adjuvants.

Abstract

This thesis focuses on the history of the early Solar System solids by contributing to and combining two approaches : the astrophysical modeling of the protoplanetary disk and the cosmochemical study of those solids preserved in the most primitive meteorites, the chondrites. Specifically, we study the dynamics of solids and the trace element geochemistry of chondrules.

The wide age spread of chondrite components in individual meteorites, ranging from ~ 4568 Ma-old refractory inclusions to ~ 4566 - 4564 Ma-old chondrules, indicates that they spent a few Ma as free-floating objects in the disk prior to agglomeration. Using analytic and semi-analytic considerations, such a long preservation suggests the presence, long expected on theoretical grounds, of a low-turbulence disk region known as the “dead zone”, deprived of magnetorotational or gravitational instabilities (MRI and GI, respectively), over the bulk of the disk’s history. Refractory inclusions could have formed prior to the emergence of the dead zone, and have been transported outward during the viscous expansion of the disk provided it started off being compact ($\gtrsim 10$ AU) after infall.

We have measured trace element concentrations in individual mineral phases in chondrules using Laser Ablation Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry (LA-ICP-MS) and report results for the chondrites Vigarano (CV3), Renazzo (CR2), Acfer 187 (CR2), Bishunpur (LL3.15) and Sahara 97096 (EH3). The composition of olivine in type I chondrules indicates batch crystallization at low cooling rates ($\gtrsim 10$ K/h) whereas enstatite appears to record rapid cooling rates (~ 1000 K/h) and is consistent with formation via silica introduction in the melt. This may hint at two separate heating events. The fractionation between heavy and light rare earth elements in olivine correlates with grain size and approaches the equilibrium prediction for the coarsest-grained chondrules, consistent with a kinetic control of this fractionation.

We have revisited analytically the aerodynamic redistribution of chondrite components in the disk before accretion. The dynamics of solid particles are essentially governed by a single parameter S defined as the ratio between the non-dimensional drag stopping time St and the turbulence parameter α . If $S < 1$, the solid particles are tightly coupled to

the gas; if $S > 1$, they tend to settle toward the midplane and drift sunward relative to the gas. Petrographic, chemical and isotopic arguments support our conjecture that non-matrix chondrite components had $S < 1$ and $S > 1$ when carbonaceous and non-carbonaceous chondrites accreted, respectively. This would indicate that carbonaceous chondrites accreted earlier than enstatite, ordinary and Rumuruti-type chondrites and also support a genetic relationship between refractory inclusions and their host carbonaceous chondrites in the sense that their constituent elements stem from the same reservoir.

We have studied reduced models of two concentration mechanisms of solids—a prerequisite for accretion—where the effect of solids on the gas dynamics can no longer be ignored. The first one is settling in an MRI-turbulent disk : settling is counteracted by turbulence, but on the other hand, turbulence is suppressed if dust lowers gas ionization below the threshold for MRI to operate. We find that an equilibrium exists, where dust concentration is strongly peaked at the midplane, and that this equilibrium is unconditionally linearly stable. The second mechanism envisioned is the streaming instability where drag exerted by *solids* on the *gas* allows a “collectivization” of the motion of the former. We physically interpret its linear phase as follows : pressure maxima attract solids, which entrain the gas, strengthening these maxima, hence a positive feedback loop, for which (Keplerian) rotation and background solid/gas drift are found to be necessary ingredients.

Introduction générale

*Der Anfang ist immer das Entscheidende, hat man's darin gut getroffen,
so muss der Rest mit einer Art von innerer Notwendigkeit gelingen.*¹

(Theodor Fontane)

De toute antiquité, les chutes de météorites sur Terre, aussi imprévisibles que spectaculaires, ont étonné les hommes habitués à la quiétude du monde supralunaire. Ce n'est qu'à la fin du Siècle des Lumières que les météorites sont descendues de l'Olympe du merveilleux pour devenir objet de science : sont associés à cette avancée les travaux pionniers, très différents dans leur perspective, du physicien allemand Ernst Florens Friedrich Chladni (1756-1827), du chimiste anglais Edward Howard (1774-1816) et du physicien, mathématicien et astronome français Jean-Baptiste Biot (1774-1862). Mais si la caractérisation des météorites connut rapidement de considérables avancées, il fallut encore plusieurs décennies pour qu'une origine astéroïdale fit consensus. C'est seulement à l'orée de l'ère spatiale que la communauté scientifique prit pleinement conscience que la plupart des météorites représentaient la matière originelle du système solaire, à une époque où celui-ci était un disque de gaz et de poussière environnant le jeune Soleil, et étaient à leur manière des sondes spatiales—des sondes remontant le temps. Il ne pouvait plus être question, pour les astrophysiciens, d'ignorer les contraintes apportées par les météorites qui s'imposaient au même titre que les observations astronomiques, pas plus que les cosmochimistes pouvaient faire abstraction du contexte astrophysique dans lequel leurs objets d'étude avaient évolué. Et depuis, de manière de plus en plus étroite, et ce notamment lors des dernières décennies, cosmochimistes et astrophysiciens ont travaillé de concert pour parvenir à une vision unifiée de l'histoire du système solaire, avec des techniques analytiques et numériques en progression exponentielle. La science des météorites ainsi comprise est donc une science jeune.

L'origine des composants des météorites primitives—les *chondrites*— reste encore mystérieuse malgré la quantité considérable de données accumulées dans la littérature

¹“Le début est toujours l'élément décisif. Pourvu qu'on l'ait réussi, le reste doit suivre avec une sorte de nécessité interne”.

depuis deux siècles (et notamment depuis le milieu du siècle dernier). Les *chondres*, omniprésents, sont des sphérules silicatées millimétriques dont la texture révèle une origine par fusion, à la faveur d'un échauffement bref suivi d'un refroidissement rapide, dont la cause reste inconnue. Les rares *inclusions réfractaires*, également de taille millimétrique, sont les plus anciens solides datés du système solaire, peut-être remontant aux premières dizaines de millénaires de son histoire, et semblent s'être primitivement formés par condensation à haute température ambiante. Aucun de ces composants n'était prédit *a priori* par les modèles astrophysiques, mais pour autant, les processus purement planétaires proposés par les cosmochimistes du XIX^{ème} et de la première moitié du XX^{ème} siècles se sont avérés insatisfaisants. Ce n'est que par une approche interdisciplinaire que cette problématique pourra trouver une solution, car l'on ne peut séparer *a priori* les questions des processus géochimiques précaccrétionnaires de celles des mécanismes physiques de formation ou de transport.

La présente thèse s'inscrit dans cet effort. Son objet est de combiner les approches cosmochimiques et astrophysiques pour étudier différents aspects de la formation et de l'évolution des solides dans le système solaire primitif, en se concentrant particulièrement sur l'origine des chondres et des inclusions réfractaires. Si distincts qu'aient été les différents projets entrepris, la transdisciplinarité qui en a été le corollaire a permis à chacun de bénéficier d'un éclairage mutuel fructueux.

La partie proprement cosmochimique du travail a consisté à mesurer la concentration des éléments en trace dans les différentes phases minérales constitutives des chondres, pour contraindre leur condition de formation. Pour cela, des chondrites parmi les moins altérées et métamorphosées ont été sélectionnées : les chondrites carbonées Vigarano (CV3), Renazzo (CR2) et Acfer 187 (CR2), la chondrite ordinaire Bishunpur (LL3.15) et la chondrite à enstatite Sahara 97096 (EH3). L'instrument utilisé, le spectromètre de masse couplé à un système d'ablation laser (LA-ICP-MS pour *Laser Ablation Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometer*) de l'équipe "Géosciences Montpellier" de l'université de Montpellier II, permet d'effectuer de nombreuses analyses avec une remarquable sensibilité, comparativement à d'autres techniques employées dans la littérature, sensibilité indispensable quand il s'agit d'analyser des Terres rares dans l'olivine qui en est appauvrie.

La partie astrophysique a été consacrée à la dynamique des solides dans le système solaire primitif, dominées par leur interaction avec le gaz qui les baignait, et se déclinait en deux volets :

Le premier volet a été focalisé sur le mouvement radial des composants des chondrites dans le disque d'accrétion. Il s'est agi de rendre compte, de manière semi-analytique, du transport et de la préservation des inclusions réfractaires pendant plusieurs millions

d'années dans le disque avant leur incorporation dans les chondrites. Dans un second temps, nous avons tâché de voir dans quelle mesure la classification des chondrites pouvait, au premier ordre, être interprétée en terme de la redistribution des composants chondritiques dans le disque, entre l'époque de leur formation et celle de leur agglomération.

Le second volet, quant à lui, était consacré aux effets des solides sur le gaz. Un premier projet consistait à étudier un modèle réduit de l'interaction entre la turbulence magnétohydrodynamique et la poussière dans le cadre de la sédimentation au plan médian du disque d'accrétion. L'autre projet avait pour but de donner une interprétation physique à l' "instabilité d'écoulement" (*streaming instability*) qui est un mécanisme de concentration des solides qui pourrait favoriser leur accrétion dans ce même plan médian, mécanisme qui opère via la friction que les solides exercent sur le gaz.

Ce mémoire est organisé de la manière suivante. Nous commencerons par deux chapitres introductifs, l'un sur l'approche astrophysique du système solaire primitif, qu'il s'agisse de l'évolution du gaz ou des solides (chapitre 1), et l'autre sur l'aspect cosmochimique, focalisé sur les propriétés marquantes des chondrites (chapitre 2). Suivront les quatre chapitres portant sur nos différents projets de recherche, et que nous avons ordonnés selon une chronologie schématique du système solaire primitif (bien que les processus concernés se sont sans doute largement chevauchés dans le temps). Nous évoquerons ainsi successivement le transport des inclusions réfractaires (chapitre 3), la microdistribution des éléments en trace dans les chondres (chapitre 4), la redistribution des composants des chondrites dans le disque (chapitre 5) et enfin la sédimentation et l'accrétion des solides (chapitre 6). Une conclusion clôt alors le corps du mémoire.

Un article publié en marge du travail de thèse sur le sujet des instabilités de Rayleigh-Taylor radiatives, qui peuvent affecter la formation et l'évolution des étoiles massives, est inséré à l'annexe K. Signalons, parmi les autres annexes, la liste des principaux symboles mathématiques utilisés dans ce manuscrit (annexe B) et un précis de minéralogie qui comprend notamment un glossaire des principales espèces minérales rencontrées (annexe F), qui pourront faciliter la lecture. Les publications liées à cette thèse sont listées à l'annexe A.

Chapitre 1

Le système solaire primitif : formation et évolution

*Vos histoires d'astéroïdes ne m'intéressent pas, Amiral. Je veux le Faucon
Millenium, pas des excuses.*

(Dark Vador, *La guerre des étoiles*, épisode IV)

Il n'avait pas suffi à la physique de Newton et Galilée de régler le mouvement actuel des astres du système solaire au XVII^{ème} siècle. Elle avait voulu remonter à la genèse-même de ces mondes qui s'offrent au regard des astronomes. Newton (1643-1727) lui-même, dans sa lettre à Bentley datée du 10 décembre 1692, avait imaginé qu'une matière primitive distribuée à peu près uniformément dans un univers infini aurait pu converger en une infinité de masses discrètes par suite de l'attraction universelle. Au siècle suivant, Emanuel Swedenborg (1688-1772), Immanuel Kant (1724-1804), puis Pierre-Simon de Laplace (1749-1827) émirent l'hypothèse que le système solaire avait été une nébuleuse en rotation où se seraient condensées et détachées les planètes, ce qui avait l'avantage de rendre compte de la coplanarité et de la circularité des orbites planétaires. Si, pendant un temps, le faible moment cinétique du Soleil comparativement à son cortège planétaire avait pu faire préférer des théories plus catastrophistes invoquant par exemple l'éjection de matière solaire par une collision, le recours par Fred Hoyle (1915-2001) au freinage magnétique du Soleil assura à cette idée le consensus scientifique dès le milieu du XX^{ème} siècle.

L'objet de ce chapitre est de retracer les grandes lignes de l'histoire du système solaire primitif, en évoquant successivement la formation stellaire, le disque protoplanétaire et enfin la dynamique des solides en son sein, sur lesquels nous nous concentrerons dans la suite.

1.1 La formation du Soleil

Au sein du milieu interstellaire de la Galaxie, à la faveur d’instabilités gravitationnelles, notamment dans les bras spiraux, se forment des *nuages moléculaires géants* qui peuvent atteindre jusqu’à 10^{18} m de diamètre et contenir jusqu’à $10^6 M_\odot$ masses solaires ($1 M_\odot = 1$ masse solaire $= 2 \times 10^{30}$ kg) de gaz et de poussière (Larson, 2003; McKee et Ostriker, 2007). Ces structures, d’une durée de vie de 10-100 Ma ($1 \text{ Ma} = 10^6$ a, où “a” désigne an), sont denses ($10^8 - 10^{10}$ atomes par m^3 (soit $10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$)) et froides ($T=10\text{-}30$ K)—de sorte qu’effectivement, l’hydrogène y est sous forme moléculaire (H_2). Au gré de la turbulence supersonique, présumée de nature magnétohydrodynamique, qui les agite, il apparaît des *grumeaux*, parfois agencés en filaments, eux-même contenant des zones plus concentrées encore (jusqu’à 10^{11} m^{-3} (soit 10^5 cm^{-3})), des *coeurs denses*, considérés comme les sites de formation stellaire.

Les coeurs denses ont une taille caractéristique comparable à la *longueur de Jeans*

$$\lambda_J \equiv \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}} c_s = 10^{16} \text{ m} \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{10^{10} \text{ m}^{-3}}{n} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

où l’on a posé $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ kg}^{-1}\text{m}^3\text{s}^{-2}$ la constante de gravitation universelle, ρ et n la masse volumique et la concentration du gaz et $c_s = \sqrt{k_B T/m}$ la vitesse du son (isotherme), avec $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ la constante de Boltzmann, T la température et $m \equiv \rho/n$ la masse moléculaire moyenne, que nous avons pris égale à 2,33 fois la masse du proton ($1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$), correspondant à un gaz moléculaire de composition solaire. Physiquement parlant, la longueur de Jeans est (à peu près) l’échelle à partir de laquelle le temps de traversée des ondes sonores excède le *temps de chute libre*

$$t_{\text{ff}} \equiv \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} = 10^5 \text{ a} \left(\frac{10^{10} \text{ m}^{-3}}{n} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

qui est le temps que met une distribution sphérique homogène à se contracter jusqu’à une taille infinitésimale en l’absence de pression contrebalançant l’effondrement. Ce critère de Jeans ne décide pas seul de l’effondrement d’un coeur dense : peuvent en effet s’y opposer la turbulence héritée du nuage moléculaire, le champ magnétique couplé au gaz ou le mouvement de rotation. Si la première s’amortit sur un temps de l’ordre du temps de traversée du nuage par les ondes, et que l’effet de la rotation est contrecarré par le freinage magnétique, l’obstacle du champ magnétique est contourné par la diffusion ambipolaire (cf annexe C) qui permet de le découpler du gaz en quelques millions d’années. L’effondrement du coeur dense peut également être promu par la compression du gaz par le rayonnement

d'une étoile massive ($\gtrsim 2 M_\odot$), voire son explosion finale en supernova (Hester et Desch, 2005; Gounelle et collab., 2009b).

Un modèle populaire d'effondrement d'un nuage isotherme est celui de la sphère isotherme singulière de Shu (1977) (mais voir aussi Larson 1969), qui part d'un profil en équilibre hydrostatique $\rho = c_s^2/(2\pi Gr^2)$, avec r la distance au centre, et qui conduit à un taux d'accrétion par la singularité centrale de

$$\dot{M} = 0,975 \frac{c_s^3}{G} = 2 \times 10^{-6} M_\odot \cdot \text{a}^{-1} \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{3/2}. \quad (1.3)$$

Au centre du nuage se constitue un coeur à l'équilibre hydrostatique, qui d'isotherme qu'il était primitivement devient opaque à l'émission de la poussière et adiabatique (exposant adiabatique $\gamma \equiv C_p/C_V = 7/5$) : c'est le *premier coeur de Larson* (Larson, 2003), d'environ $0,01 M_\odot$. La température monte jusqu'à provoquer, vers 2000 K, la dissociation des molécules de dihydrogène, dont l'endothermicité ramène le γ effectif à ~ 1 . Ceci entraîne un nouvel effondrement, et un nouveau coeur hydrostatique—le *second coeur de Larson*—se constitue, se dilatant jusqu'à $\sim 4R_\odot$ ($R_\odot = 7 \times 10^8$ m), lorsque la radiation peut enfin s'échapper (Larson, 2003) : une protoétoile est née. Il faudra encore une centaine de millions d'années avant que les réactions de fusion de l'hydrogène en hélium ne soient initiées en son sein, qui se sera contenté d'ici-là de brûler du deutérium et du lithium.

Remarquons avant de clore cette section que si les modèles standard décrivent la formation d'étoiles isolées, il est probable que l'effondrement de maints coeurs denses donne lieu à des fragmentations (ne serait-ce que parce que la longueur de Jeans décroît plus vite que le rayon d'un nuage sphérique homogène en contraction) et donc à des amas d'étoiles voués dans leur majorité à se dissoudre rapidement (Reipurth, 2005).

1.2 Le disque protosolaire

1.2.1 Formation

L'observation des coeurs denses révèle des champs de vitesse complexes, dont une partie peut être interprétée comme une rotation solide (Goodman et collab., 1993), et donc un moment cinétique initial non nul. Par conservation du moment cinétique lors de l'effondrement, on doit donc s'attendre à ce que les parcelles de gaz externes ne tombent pas directement sur la protoétoile, mais alimentent un disque autour de celle-ci, que l'on appelle *disque protostellaire*, *disque d'accrétion* ou *disque protoplanétaire*. En notant Ω_C la vitesse angulaire de rotation initiale du coeur et r_C sa taille initiale, la taille typique

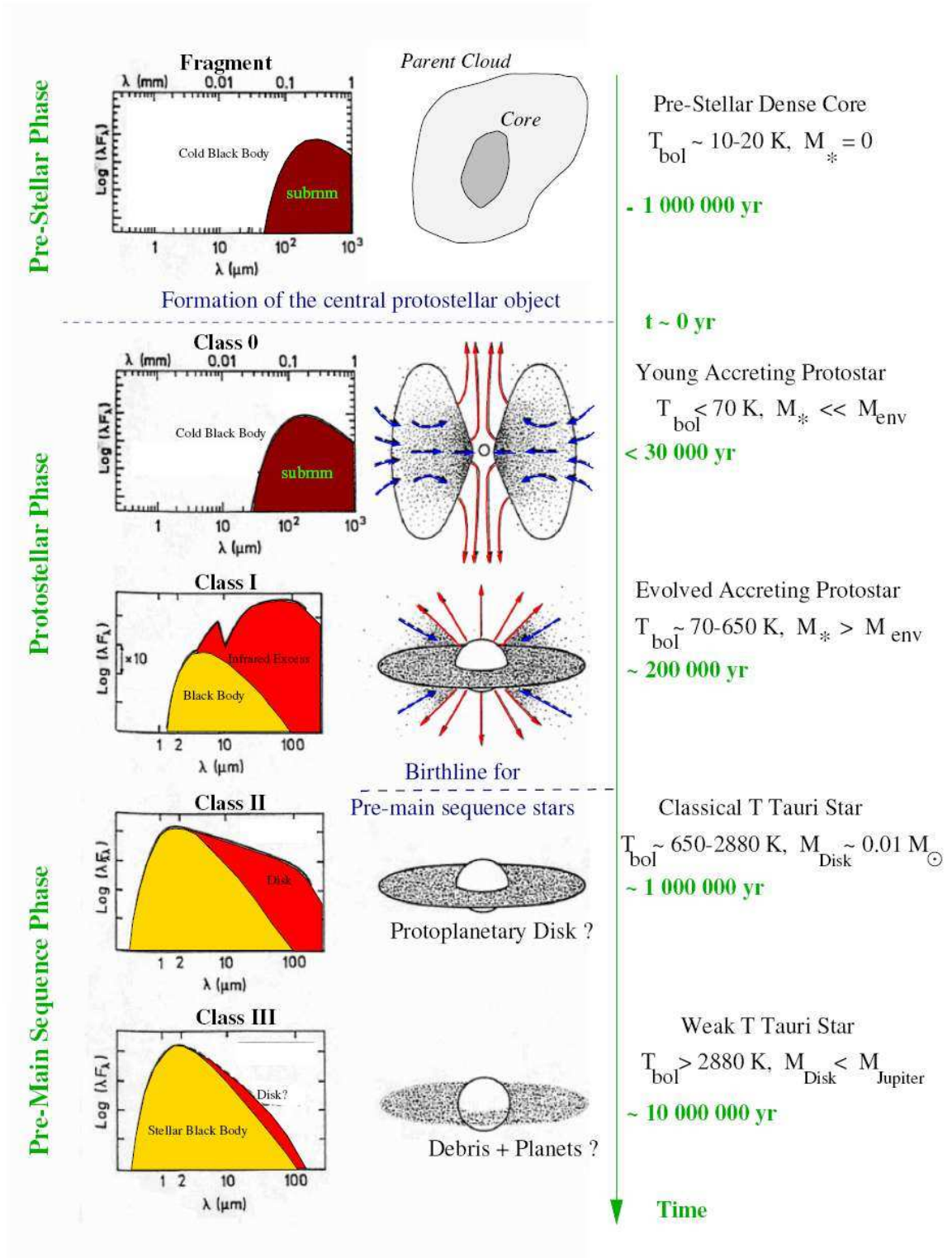


FIG. 1.1 – Schéma des classes observationnelles de jeunes étoiles et leur filiation évolutive (Reipurth, 2005).

du disque résultant de l'effondrement est donné par le *rayon centrifuge*

$$R_D = \frac{\Omega_C^2 r_C^4}{GM_*} = 500 \text{ UA} \left(\frac{\Omega_C}{10^{-13} \text{ s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{R_C}{10^{15} \text{ m}} \right)^4 \left(\frac{M_\odot}{M_*} \right), \quad (1.4)$$

où M_* est la masse de l'étoile centrale (dans la mesure où on peut considérer qu'elle domine le champs gravitationnel) et "UA" désigne l'unité astronomique, c'est-à-dire la distance Terre-Soleil ($1,5 \times 10^{11}$ m). Cette formule suppose un mouvement initial de rotation solide et ignore des processus de transport du moment cinétique tels que le freinage magnétique (Mouschovias et Paleologou, 1980).

D'un point de vue observationnel, les disques d'accrétion se manifestent d'abord par des excès infrarouges dans le spectre des jeunes étoiles, mais peuvent aussi parfois être résolus spatialement sur des échelles de 10-100 UA actuellement (en attendant les observations de l'*Atacama Large Millimeter Array* ou ALMA). Les jeunes étoiles sont classées en (Boss, 2003; Reipurth, 2005; McKee et Ostriker, 2007) :

- *Classe 0* : sources avec protoétoile enfouie dans une enveloppe de masse supérieure. Durée de vie : $\sim 10^4$ a.
- *Classe I* : protoétoiles relativement évoluées avec disque et enveloppe ($\gtrsim 0,1 M_\odot$). Durée de vie : $\sim 10^5$ a.
- *Classe II* (T Tauri classique) : étoiles de pré-séquence principale, avec disque ($\sim 10^{-2} M_\odot$).
- *Classe III* (T Tauri à raies fines) : étoiles de pré-séquence principale, avec moins de $10^{-3} M_\odot$ de gaz dans le disque.

La figure 1.1 illustre cette classification.

1.2.2 Structure : l'exemple de la nébuleuse de masse minimale

Nous adopterons pour décrire le disque un système de coordonnées cylindrique, avec R le rayon, ϕ l'angle azimuthal et z la cote. Ce système est centré sur le Soleil et le plan de cote $z = 0$ coïncide avec le plan médian du disque. On notera $v_K = \sqrt{GM_\odot/R}$ et $\Omega = v_K/R$ les vitesses linéaires et angulaires képlériennes.

A l'heure actuelle, on ne peut que se réduire en conjectures sur la structure de notre disque protoplanétaire originel. Un modèle classique, dit *Nébuleuse Solaire de Masse Minimale* (MMSN pour *Minimum Mass Solar Nebula*) a été construit par Hayashi (1981) sur la base de la répartition actuelle des planètes, en ignorant leurs éventuelles migrations

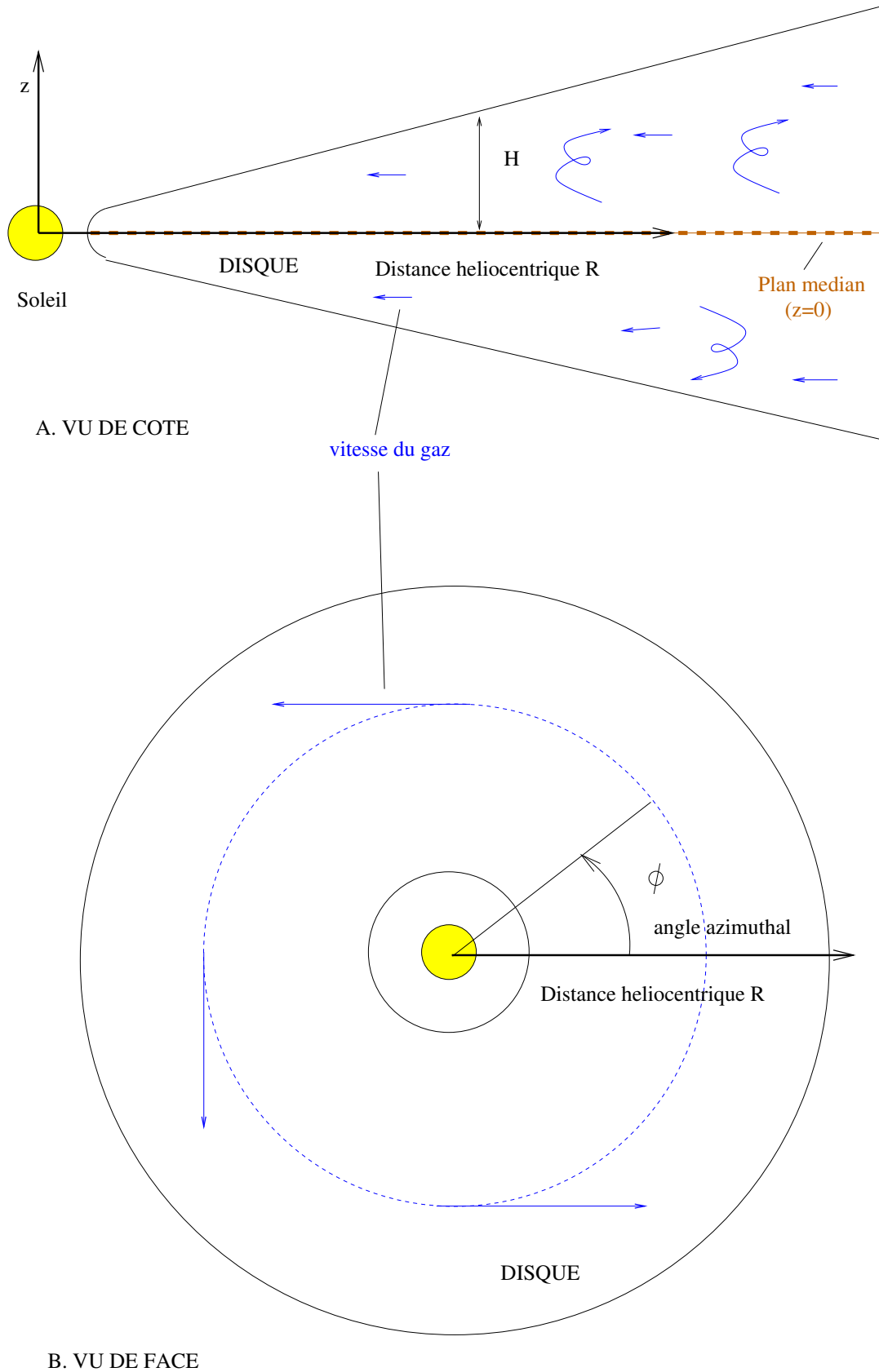


FIG. 1.2 – Schéma du disque et du système de coordonnées cylindrique utilisé (A) vu de côté et (B) vu de face. On a figuré quelques vecteurs-vitesse moyens du gaz, tout en rappelant la présence de fluctuations turbulentes.

et la perte de solides au niveau du Soleil. Hayashi obtient la densité de surface :

$$\Sigma(R) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(R, z) dz = 1,7 \times 10^4 \text{ kg/m}^2 \mathcal{F} R_{\text{AU}}^{-3/2} \quad (1.5)$$

avec R_{AU} la distance héliocentrique en UA. Nous avons introduit un facteur sans dimension \mathcal{F} pour la densité de surface pour tenir compte de la perte de solides dans le Soleil. Hayashi (1981) assigne à son modèle la température

$$T = 280 \text{ K} f_T R_{\text{AU}}^{-1/2}, \quad (1.6)$$

qui résulte de l'équilibre radiatif entre l'émission d'un corps noir sphérique et son éclairage par le Soleil. Nous avons introduit un facteur sans dimension f_T pour la température en raison de l'absorption d'une partie du rayonnement solaire par les régions internes du disque qui empêche la réception de tout le rayonnement solaire au sein du disque. Des modèles d'irradiation plus raffinés (Chiang et Goldreich, 1997) suggèrent que $f_T \approx 0,5$ serait un choix raisonnable. La ligne des glaces (*snow line*) au-delà de laquelle l'eau condense, à environ 170 K, se situe à $2.7 f_T^2$ UA.

L'équilibre hydrostatique dans la direction verticale, en supposant le disque verticalement isotherme (ce qui ne devrait être violé que pour les couches les plus superficielles), donne :

$$\rho(R, z) = \frac{\Sigma(R)}{\sqrt{2\pi} H(R)} e^{-\frac{z^2}{2H(R)^2}}, \quad (1.7)$$

avec $H = c_s/\Omega$ l'échelle de hauteur du gaz, qui est bien plus petite que R pour une rotation képlérienne supersonique : un disque d'accrétion est donc géométriquement mince.

On a donc, dans ce modèle :

$$\rho(R, 0) = 1,4 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^3 \frac{\mathcal{F}}{f_T^{1/2}} R_{\text{AU}}^{-11/4} \quad (1.8)$$

1.2.3 L'évolution du disque

D'un point de vue purement théorique, on pourrait s'imaginer qu'un disque protostellaire, en rotation différentielle autour d'une étoile centrale et en équilibre hydrostatique vertical, constitue une configuration pérenne. Or il n'en est rien : les disques ont une chance sur deux d'avoir disparu dans les 3 premiers millions d'années suivant leur formation (Pascucci et Tachibana, 2010). La dissipation du disque est due à la photoévaporation due à la protoétoile ou à ses voisines, et à son accrétion graduelle par l'étoile centrale, accrétion dont le taux, de $10^{-8 \pm 1} M_{\odot}/\text{a}$ à 1 Ma, décline également avec l'âge (Hartmann

et collab., 1998). Mais pour quelle raison la matière du disque s'écoulerait-elle vers l'étoile centrale ?

Une première idée serait d'invoquer la viscosité du gaz qui agirait sur la rotation différentielle du disque : un anneau de gaz (centré sur le Soleil) intérieur froterait ainsi sur un anneau de gaz extérieur, et perdrait en moment cinétique (gagné par l'anneau extérieur) et serait ainsi poussé vers le Soleil. Mais la viscosité moléculaire est beaucoup trop faible, par au moins sept ordres de grandeur, pour causer l'évolution observée. Depuis les années 1970, l'on a recouru à la turbulence pour générer la "viscosité anormale" nécessaire (Shakura et Sunyaev, 1973; Lynden-Bell et Pringle, 1974). Pour comprendre comment la turbulence peut engendrer un mouvement d'ensemble du gaz vers le Soleil, il faut considérer l'équation du moment cinétique. En effet, si de la matière est transportée vers l'étoile centrale, elle perd du moment cinétique (car le moment cinétique par unité de masse vaut $\Omega R^2 \propto R^{1/2}$); il faut donc qu'une autre portion de la matière en gagne (en étant transportée vers la périphérie du disque) pour assurer la conservation globale du moment cinétique. Cette équation, projetée selon l'axe vertical, et moyennée sur les fluctuations turbulentes, s'écrit (Balbus et Papaloizou, 1999) :

$$\rho \overline{u_R} \frac{\partial R \overline{u_\phi}}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 T_{R\phi}) + \frac{\partial}{\partial z} (R T_{z\phi}) = 0, \quad (1.9)$$

Avec, pour $i = R, z$:

$$T_{i\phi} \equiv \rho \overline{\delta u_\phi \delta u_i} - \frac{\overline{B_\phi B_i}}{\mu_0} + \frac{\overline{g_\phi g_i}}{4\pi G}, \quad (1.10)$$

où \mathbf{u} , \mathbf{B} et \mathbf{g} désignent la vitesse du gaz, le champ magnétique et le champ gravitationnel, respectivement. Pour toute quantité Q , on a noté \overline{Q} sa valeur moyennée sur les fluctuations turbulentes (qu'on peut assimiler à la moyenne azimuthale) et $\delta Q \equiv Q - \overline{Q}$ sa fluctuation.

Les corrélations qu'invoque l'équation (1.10) étant mal connues, on paramètre $T_{R\phi}$ usuellement comme suit :

$$T_{R\phi} = \frac{3}{2} \alpha P \quad (1.11)$$

avec $P = \rho c_s^2$ la pression et α un paramètre sans dimension qui peut a priori varier dans l'espace et dans le temps¹. α demeure un paramètre très incertain : les observations le contraignent à être de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-2}$ à l'échelle de 10-100 UA (Hartmann

¹Bien que généralement omis par les théoriciens MHD, le facteur conventionnel 3/2 est introduit par cohérence avec les modèles visqueux unidimensionnels de disques qui posent

$$T_{R\phi} = -\rho \alpha \frac{c_s^2}{\Omega} R \frac{\partial \Omega}{\partial R}.$$

et collab., 1998) dans les disques protoplanétaires, mais des valeurs supérieures à 0,1 sont inférées d'autres types d'objets environnés d'un disque complètement ionisé (King et collab., 2007). En injectant l'équation (1.11) dans l'équation (1.9), on peut obtenir, après intégration selon z , le taux d'accrétion à la distance héliocentrique R (Lynden-Bell et Pringle, 1974) :

$$\dot{M} \equiv -2\pi R \int_{-\infty}^{+\infty} \rho \bar{u}_R dz = 6\pi R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (R^{1/2} \Sigma \nu) \quad (1.12)$$

avec la “viscosité anormale”

$$\nu \equiv \frac{1}{\Sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha \frac{c_s^2}{\Omega} \rho dz. \quad (1.13)$$

On en tire la vitesse moyenne :

$$\langle u_R \rangle_\rho \equiv -\frac{\dot{M}}{2\pi R \Sigma} = -\frac{3}{\Sigma R^{1/2}} \frac{\partial}{\partial R} (R^{1/2} \Sigma \nu) \sim -\frac{\nu}{R} \sim -\alpha \frac{c_s^2}{v_K}, \quad (1.14)$$

ce qui donne une échelle de temps caractéristique de transport :

$$t_{\text{vis}}(R) \equiv \frac{R^2}{\nu} = 0,2 \text{ Ma } R_{\text{AU}}^{1/2} \left(\frac{1 \text{ km/s}}{c_s} \right)^2 \left(\frac{10^{-3}}{\alpha} \right). \quad (1.15)$$

C'est l'échelle de temps d'évolution (locale) du disque.

1.2.4 L'origine de la turbulence

On ne peut supposer l'existence de turbulence dans le disque sans chercher une instabilité qui en serait à l'origine. Des mécanismes purement hydrodynamiques suggérés par le passé n'ont jusqu'ici pas été confirmés par des simulations numériques tridimensionnelles (Balbus et Hawley, 1998; Lesur et Longaretti, 2005). Ils se heurtent à la forte rotation différentielle, et notamment au fait que le moment cinétique spécifique ΩR^2 est une fonction croissante de R , de sorte que tout anneau de gaz (centré sur le Soleil) poussé au-delà sa position initiale, tend à y revenir : c'est le *critère de Rayleigh*. Cependant, la génération de tourbillons—qui nécessite des ingrédients physiques supplémentaires, comme l'équation d'énergie—et leur rôle dans le transport sont encore activement étudiés (e.g. Lesur et Papanoizou, 2010). Sur le front expérimental, si Ji et collab. (2006) n'avaient pas trouvé de transport significatif de moment cinétique dans leur écoulement de Couette (censé simuler un flot képlérien), Paoletti et Lathrop (2011) arrivent à la conclusion opposée.

Le mécanisme le plus populaire est l'*instabilité magnétorotationnelle* (MRI, pour *Magneto-Rotational Instability*, voir Balbus et Hawley 1991, 1998; Balbus 2011), qui opère pour peu

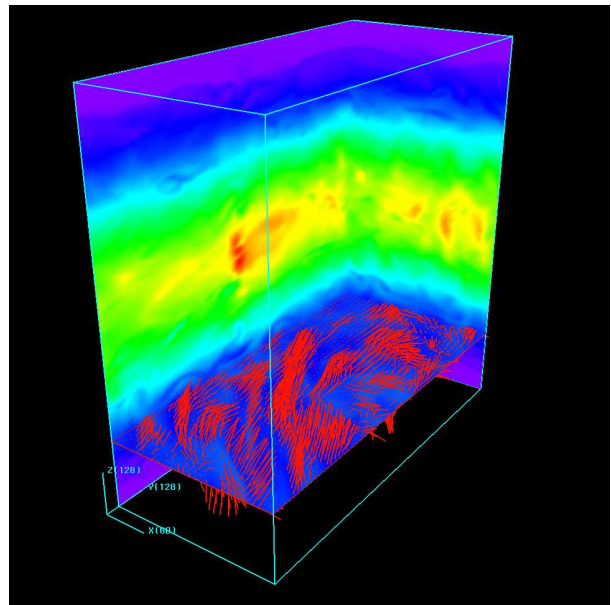


FIG. 1.3 – (*A gauche*) Schéma de principe de la MRI dans sa phase linéaire initiale. Les deux boules figurent deux extrémités d’une parcelle de fluide, les flèches épaisses figurant les forces de tension magnétique. La vitesse de rotation décroît vers l’extérieur. Figure de H. Ji, *in* Balbus (2011) (*A droite*) Simulation de la turbulence MHD due à la MRI (phase non linéaire) dans une région localisée du disque (“z” désigne l’axe vertical, “x” la direction radiale et “y” l’azimuthale). L’échelle de couleur indique la densité et les flèches rouges marquent le champ magnétique au plan médian. Simulation par James Stone (Université de Princeton).

que $d\Omega/dR < 0$, en présence d'un champ magnétique subthermique (i.e. $B < \sqrt{2\mu_0 P}$). L'idée de base (illustrée à la Fig. 1.3) en est que si une parcelle de gaz a deux extrémités légèrement décalées en rayon, i.e. avec l'une plus proche du Soleil que l'autre, l'extrémité intérieure tourne plus vite que l'extérieure, ce qui étire la parcelle. La tension magnétique exerce alors une force de rappel qui enlève du moment cinétique à l'extrémité intérieure, qui doit se rapprocher encore du Soleil, et en apporte à l'extrémité extérieure, dont la distance héliocentrique augmente. Autrement dit, la perturbation s'amplifie. Le mode le plus instable a un taux de croissance de $3\Omega/4$ ce qui est très rapide. A la saturation (c'est-à-dire en régime permanent, quand la croissance des perturbations est contrebalancée par leur dissipation, voir e.g. Fig. 1.3), dans les simulations numériques en boîte cisailante (*shearing box*) en magnétohydrodynamique (MHD) idéale (voir annexe C), le paramètre α a typiquement une valeur de l'ordre de $10^{-2\pm 1}$ (Balbus et Hawley, 1998; Lesur et Longaretti, 2007; Bai et Stone, 2011), quelle que soit la géométrie du champ magnétique. Cependant, la faible ionisation du gaz, froid, peut amener des effets de MHD non idéale à supprimer la MRI (Gammie, 1996).

Un autre mécanisme est constitué par les *instabilités gravitationnelles*, qui peuvent se développer quand le disque est massif. Le paramètre pertinent est celui de Toomre (1964) :

$$Q = \frac{\kappa c_s}{\pi G \Sigma} \quad (1.16)$$

avec la pulsation épicyclique :

$$\kappa = \left(\frac{2\Omega}{R} \frac{d(\Omega R^2)}{dR} \right)^{1/2} \quad (1.17)$$

qui vaut Ω dans un disque képlérien. Q est à peu près le carré du rapport du temps de chute libre t_{ff} (évalué au plan médian) au temps orbital. Si $Q < 1$, des perturbations axisymétriques peuvent être instables au point que le disque risque la fragmentation, mais pour $1 \leq Q < 2$, des modes instables non axisymétriques existent (Durisen et col-lab., 2007). Dans ce domaine d'instabilité gravitationnelle marginale, le comportement du disque est comparable à celui qu'occasionnerait une turbulence strictement locale comme dans le cas de la MRI, mais ceci n'est plus vrai si Q est proche de 1 (Balbus et Papaloizou, 1999).

1.3 Les solides dans le disque

1.3.1 Observation des disques actuels

Environ un pour cent de la matière interstellaire environnante est sous forme solide. Il peut s'agir de grains produits par des étoiles en fin de vie, de nature principalement silicatée—et amorphe—ou carbonée suivant leur rapport C/O, ou, si l'on tient compte de la rapide destruction de ceux-ci dans le milieu interstellaire (Gail et Hoppe, 2010) de grains directement formés dans le milieu interstellaire. Dans le modèle de Mathis et collab. (1977), la distribution en taille des grains suit une loi puissance en $a^{-3,5}$ pour un rayon a compris entre 5 et 250 nm. Des grains encore plus petits, notamment les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (PAH pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*), sont également présents.

La poussière des disques protoplanétaires se distingue de celle du milieu interstellaire notamment par le caractère cristallin de la majorité des silicates et leur plus grande taille de grain—on détecte des grains dépassant le millimètre voire le centimètre, apparemment concentrés vers le plan médian, sans que les grains submicrométriques aient disparu (Natta et collab., 2007). Des gradients stellocentriques de ces propriétés commencent à être documentés (Natta et collab., 2007; Guilloteau et collab., 2011). Ces propriétés ne semblent pas corrélées avec les paramètres stellaires et en particulier l'âge du disque, comme si la cristallisation des grains avait été acquise pendant l'effondrement (par recuit ou évaporation/recondensation, voir Wooden et collab. 2005) et que leur coagulation était assez inefficace. Des grains sont détectés autour d'étoiles âgées de plus de 10 Ma, et dont le disque de gaz a dû être dissipé, étoiles qu'on suppose environnées de disques de débris dus aux collisions entre planétésimaux (Kalas, 2010).

1.3.2 Dynamique des solides

Hormis des étapes tardives de l'histoire du disque où la radiation solaire peut influencer (e.g. Wurm et Krauss, 2006), la dynamique des solides dans le disque protoplanétaire est dominée par leur interaction avec le gaz. Pour une vitesse relative subsonique, on peut écrire la force de friction sur une particule solide de masse m_p sous la forme :

$$\mathbf{F}_{\text{drag}}(g \rightarrow p) = -\frac{m_p}{\tau} (\mathbf{v}_p - \mathbf{u}) \quad (1.18)$$

avec \mathbf{v}_p la vitesse de la particule et τ le temps de freinage. Si le rayon a de la particule est petit devant le libre parcours moyen des molécules (régime d'Epstein)—ce qui sera

toujours pertinent pour des particules de tailles millimétrique ou plus petites, cf annexe D—, il est donné par (Epstein, 1924) :

$$\tau = \sqrt{\frac{\pi}{8} \frac{\rho_s a}{\rho c_s}}, \quad (1.19)$$

avec ρ_s la densité interne de la particule, supposée sphérique ($m_p = 4\pi\rho_s a^3/3$).

Une mesure du couplage d’une particule au gaz sur un temps orbital est donnée par le temps de freinage adimensionné ou “nombre de Stokes” :

$$\text{St} \equiv \Omega\tau = \frac{\pi}{2} \frac{\rho_s a}{\Sigma} = 2 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_s a}{1 \text{ kg/m}^2} \right) \left(\frac{10^4 \text{ kg/m}^2}{\Sigma} \right). \quad (1.20)$$

qui est petit devant 1 pour des objets millimétriques ($\rho_s a \approx 1 \text{ kg/m}^2$). Le frottement du gaz n’a cependant pas pour résultat d’amener la vitesse relative des particules par rapport au gaz à s’annuler, car gaz et solides sont soumis à des accélérations différentes par ailleurs. En effet, bien que le champ gravitationnel s’applique également au gaz et aux solides, seul le gaz est sujet à l’accélération due à la force de pression $-\mathbf{grad}P$. Ainsi, tandis qu’en l’absence de frottement, les solides orbiteraient le Soleil à la vitesse képlérienne v_K , le gaz tend à orbiter le Soleil à la vitesse subképlérienne :

$$u_\phi = \sqrt{v_K^2 + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \ln R}} \approx v_K(1 - \eta), \quad (1.21)$$

avec

$$\eta \equiv -\frac{1}{2\rho\Omega^2 R} \frac{\partial P}{\partial R} \sim \left(\frac{c_s}{v_K} \right)^2 \quad (1.22)$$

ce qui est de l’ordre de 10^{-3} dans une MMSN. Si on ignore pour simplifier la vitesse du gaz, et qu’on se place dans une approximation locale (i.e. en négligeant les termes de courbure et les gradients à l’échelle du disque), on peut montrer que la vitesse radiale terminale d’une particule sous l’effet du frottement avec le gaz est (Nakagawa et collab., 1986) :

$$v_{p,R} = -\frac{2\text{St}\eta v_K}{1 + \text{St}^2}, \quad (1.23)$$

vitesse maximisée (en valeur absolue) pour $\text{St}=1$, pour des objets de taille métrique, où elle vaut ηv_K soit environ 1 UA par siècle, ce qui est très contraignant pour les processus d’accrétion. Pour des particules de plus grande taille, leur inertie tend à les rendre insensible au vent contraire du gaz ; pour de plus petites particules, le couplage au gaz devient de plus en plus fort et impose une égalisation des vitesses des particules et du gaz.

1.3.3 Equation de continuité pour les petits solides

Considérons, dans cette brève sous-section, une population de particules solides identiques, très couplés au gaz ($St \ll 1$), que l'on peut traiter comme un *fluide* de densité ρ_p (à ne pas confondre avec la densité *interne* ρ_s des particules individuelles). Alors l'équation de continuité peut s'écrire (voir annexe E) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R \left(\rho_p v_{p,R} - D_{RR} \rho \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right) \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_p v_{p,z} - D_{zz} \rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad (1.24)$$

où \mathbf{v}_p désigne la vitesse moyenne des particules, donnée par (Youdin et Goodman, 2005) :

$$\mathbf{v}_p = \mathbf{u} + \tau \frac{\mathbf{grad}P}{\rho}, \quad (1.25)$$

et où D_{RR} et D_{zz} désignent les coefficients de diffusion dus aux fluctuations turbulentes autour de la vitesse moyenne, que l'on paramètre comme suit :

$$D_{RR} = \delta_R \frac{c_s^2}{\Omega} \quad \text{et} \quad D_{zz} = \delta_z \frac{c_s^2}{\Omega}. \quad (1.26)$$

avec δ_R et δ_z des paramètres sans dimension de l'ordre de α . Dans la limite $St \ll 1$, ces coefficients ne dépendent pas de St et sont ceux de traceurs passivement advectés par le gaz (e.g. Youdin et Lithwick, 2007).

La coordonnée radiale du terme de dérive dû au frottement (second terme du membre de droite de l'équation 1.25) étant

$$v_{\text{drift}} \equiv \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R} \sim -St \frac{c_s^2}{v_K}, \quad (1.27)$$

on peut définir une échelle de temps caractéristique de dérive vers le Soleil due au frottement

$$t_{\text{drag}} = \frac{R}{|v_{\text{drift}}|} \sim \frac{1}{\Omega St} \left(\frac{v_K}{c_s} \right)^2 = 2 \text{ Myr } R_{\text{AU}}^{1/2} \left(\frac{1 \text{ km/s}}{c_s} \right)^2 \left(\frac{10^{-4}}{St} \right). \quad (1.28)$$

1.3.4 L'accrétion

Les grains qui se meuvent dans le disque sont appelés, pour une partie d'entre eux, à s'agréger pour former des planétésimaux et des planètes. En effet, le mouvement brownien, les fluctuations turbulentes du gaz et la dérive différentielle générée par le gradient de pression pour des tailles différentes, occasionnent des collisions entre particules solides. Si

jusqu'à des tailles centimétriques à métriques, des forces électrostatiques (Van der Waals) leur permettent de coaguler, les vitesses relatives de 1-10 m/s communes à ces tailles semble empêcher la croissance par de la fragmentation ou du rebond (Zsom et collab., 2010). C'est la "barrière du mètre". On considère que l'auto-gravité de la poussière doit prendre les commandes, présumément par suite d'une sédimentation (et donc une concentration) de la poussière au plan médian du disque consécutive à la composante verticale du champ gravitationnel solaire (Goldreich et Ward, 1973; Youdin, 2011). Cependant, même un faible niveau de turbulence pourrait contrecarrer ce processus en diffusant les solides de part et d'autres du plan médian, ce qui appelle d'autres mécanismes de concentration de la poussière. Sont notamment en lice la concentration turbulente de Cuzzi et collab. (2003), où les particules de temps de freinage comparable aux plus petits tourbillons du gaz ambiant sont concentrés entre ceux-ci, et l'instabilité d'écoulement (*streaming instability*) de Youdin et Goodman (2005), qui joue sur la réaction de la poussière sur le gaz (pour un rapport ρ_p/ρ de l'ordre de l'unité ou plus; voir Fig. 1.4). Nous reviendrons sur cette dernière dans le chapitre 6. Il semble que ces deux mécanismes soient capables de résulter en des planétésimaux de $10^{2\pm 1}$ km de diamètre, comme paraît le requérir la distribution en taille des astéroïdes actuels (Morbidelli et collab., 2009).

Le processus de collisions entre planétésimaux favorise la croissance rapide de quelques embryons planétaires qui vont donner les planètes telluriques du système solaire interne sitôt épuisée la "masse d'isolement" alentour (Ida, 2010). Au-delà de la ligne des glaces, ceux des embryons qui accèdent à une masse d'environ 10 masses terrestres voient le gaz ambiant s'effondrer sur eux, formant ainsi les géantes gazeuses (Ida, 2010)². Que le disque soit encore massif ou non, les géantes gazeuses sont sujettes à migrer du fait de leur interaction avec celui-ci (Terquem, 2010), ce qui n'est pas sans conséquence pour le système solaire interne. Par exemple, un va-et-vient de Jupiter aurait pu arrêter la croissance de Mars et largement redistribuer les planétésimaux (Walsh et collab., 2011). Aussi les membres actuels de la Ceinture Principale d'Astéroïdes (entre Mars et Jupiter)—qui n'ont jamais pu s'agglomérer à cause du voisinage de Jupiter qui l'a dépeuplée en grande partie—, représentent-ils sans doute une plus grande gamme de régions de formation que la largeur actuelle de la Ceinture (entre 2 et 3 UA).

Les astéroïdes sont les vestiges de ce processus de formation des planètes, et nombre d'entre eux préservent toujours les différents solides formés dans le disque protoplanétaires dans leur état natif. Des échantillons de ces objets revêtent dès lors un grand intérêt pour éclairer les origines du système solaire. Or, voilà précisément ce que sont les météorites,

²Un modèle alternatif, quoique moins en vogue, invoque des instabilités gravitationnelles pour former les géantes gazeuses (voir e.g. Durisen et collab. 2007).

FIG. 1.4 – Simulation, dans une région localisée du disque, de la sédimentation de solides vers le plan médian suivie d’instabilités d’écoulement, qui donnent des concentrations en “spaghetti”, pouvant prélever à des instabilités gravitationnelles parachevant l’accrétion des planétésimaux. Les instants correspondant aux images successives sont séparés de $5/\Omega$, et la largeur radiale de l’image est $2\eta R$. Les paramètres de la simulation sont un rapport solide/gaz initial de 0,1, $St=0,1$ et $\eta v_K/c_s=0,05$. Simulation tirée de mon stage de M1 à l’université de Princeton, sous la direction de James Stone.

que nous allons aborder au chapitre suivant.

Chapitre 2

Le témoignage des météorites

Un jour elle m'apporte une pierre couleur de fer, lisse et lourde. C'est une météorite, et le contact de mes mains avec cette pierre tombée du ciel il y a peut-être des millénaires me fait frissonner comme un secret.

(Le Chercheur d'Or, Le Clézio)

Chaque année, la Terre balaye dans sa révolution autour du Soleil plus de 3×10^7 kg de matière extraterrestre, infime reliquat du processus d'accrétion originelle (Zolensky et collab., 2006). La majeure partie est sous forme de poussière, dont les grains qui parviennent à la surface (les *micrométéorites*), à raison de 6×10^6 kg par an environ (Duprat et collab., 2006), ont une taille typique d'une centaine de micromètres. Mais il tombe également environ 60 000 *météorites* d'une masse supérieure à 10 g, même si seulement une poignée de ces *chutes* sont *observées* et donnent lieu à une récolte d'échantillons.

Bien davantage de météorites sont trouvées longtemps après leur chute, que ce soit fortuitement ou à la faveur de recherches systématiques dans des déserts chauds ou froids (e.g. Gattacceca et collab., 2011), mais ces *trouvailles* présentent l'inconvénient d'une *altération terrestre* plus ou moins prononcée.

Le calcul des trajectoires des quelques météorites dont la chute a pu être photographiée ou filmée (la première ayant été Pribřam, en 1959, dans l'actuelle République Tchèque) a permis d'établir qu'à l'exception de rares échantillons lunaires et martiens, et peut-être de quelques chondrites carbonées d'origine cométaire (Gounelle et collab., 2008), l'immense majorité des météorites proviennent de la Ceinture Principale d'astéroïdes sise entre Mars et Jupiter. Elles sont considérées comme des fragments de ces astéroïdes, éjectées lors de collisions, et dont divers effets (Morbidelli et collab., 2002; Bottke et collab., 2002), notamment les interactions gravitationnelles avec Jupiter, modifient l'orbite jusqu'à les amener à couper celle des planètes telluriques. Le retour d'échantillons de l'astéroïde

Itokawa par la mission Hayabusa, échantillons que l'analyse a trouvés très similaires à un type répandu de météorites (les chondrites LL), appuie cette manière de voir (Nakamura et collab., 2011).

L'étude des météorites a confirmé qu'elles sont des fossiles du système solaire primitif. En particulier, à l'exception des échantillons planétaires, leur âge est toujours sensiblement le même, entre $\sim 4,5$ et $4,57$ Ga (1 Ga = 1 milliard d'années), à comparer aux $4,4$ Ga des plus anciens zircons terrestres connus (Holden et collab., 2009), et les plus anciens âges ont été obtenus sur des inclusions réfractaires vieilles de 4568 Ma (Bouvier et Wadhwa, 2010; Amelin et collab., 2010). Cet âge est considéré comme celui du système solaire lui-même. Les météorites permettent ainsi de sonder le système solaire primitif, et ce à des échelles spatiales et temporelles complémentaires de celles auxquelles ont accès les astronomes pour les autres disques protoplanétaires : même si l'incertitude quant à leur provenance précise subsiste, elles renseignent sur l'histoire des solides de taille millimétrique et plus, sur les régions internes du disque (d'une fraction d'UA à une dizaine d'UA), sur des événements, comme ceux qui ont produit les chondres, qui se sont déroulés sur quelques jours tout au plus, très localement dans le disque, peut-être dans le plan médian ordinairement opaque.

Ce chapitre propose une introduction sur les météorites, et en particulier des plus primitives d'entre elles, les chondrites, en mettant l'accent sur les processus qu'elles enregistrent. Après une présentation des chondrites et leurs composants (section 2.1), nous évoquerons leur diversité et les processus de fractionnement (que nous définirons alors) qu'elle implique (section 2.2), et qui contraignent les modèles du disque protoplanétaire, avant de terminer sur les processus qui ont eu lieu dans les corps parents (section 2.3), après l'accrétion, et dont toute interprétation relative aux chondrites doit tenir compte. Nous développerons enfin notre problématique de thèse (section 2.4).

2.1 Les chondrites et leurs composants

Plus de 85% des chutes observées appartiennent à la classe des *chondrites*, ainsi que Gustav Rose les nomma en 1864. Comme il est apparu dès la première moitié du XX^{ème} siècle, la composition chimique de ces météorites est sensiblement la même que celle du Soleil (telle que déterminée par spectroscopie), abstraction faite, naturellement, des éléments volatils (Palme et Jones, 2005; Lodders, 2003). C'est particulièrement vrai des chondrites du groupe CI, et on assimilera dans la suite la composition solaire et celle des chondrites CI (par abus de langage, on parle parfois aussi simplement d'*abondances chondritiques*). Les chondrites représentent ainsi la matière première avec lesquelles les planètes ont été construites. Au contraire, les météorites non chondritiques (dites *différenciées*), et les

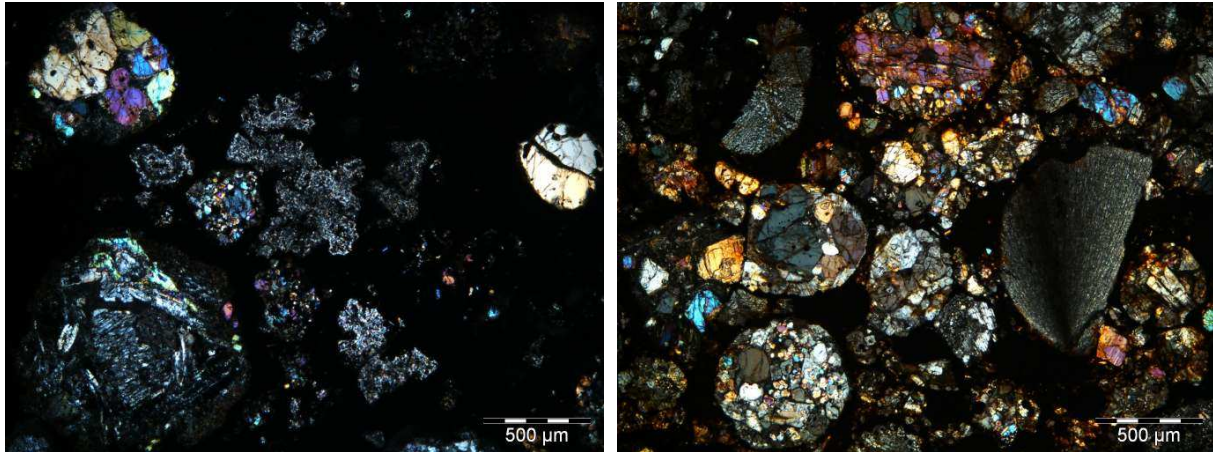


FIG. 2.1 – Micrographies de lames minces d’une chondrite carbonée (Allende, CV3, en haut) et d’une chondrite ordinaire (Hallingeborg, L3.4, en bas), observées en lumière transmise polarisée et analysée. Les objets ronds sont des chondres, généralement de texture porphyrique (c’est-à-dire avec plusieurs cristaux de taille comparable cimentés par du verre). En bas à droite, on peut apercevoir un fragment de chondre radial à pyroxène. Les objets finement grenus, avec des teintes bleuâtres à blanchâtres, et de morphologie irrégulière dans Allende (surtout au centre de la micrographie) sont des inclusions réfractaires. Tous ces objets sont inclus dans une matrice qui apparaît noire en lumière transmise.

roches qui constituent la croûte terrestre ont des compositions très différentes de la composition solaire, du fait de processus géologiques à grande échelle sur les corps parents (voir §2.3.2) : par opposition à ces objets, on qualifie les chondrites de météorites “primitives”, ou “indifférenciées”. Les chondrites peuvent être regardées comme des “sédiments cosmiques” résultant de l’agglomération des différents solides que recelait le disque, et dont nous allons caractériser les différentes catégories. La figure 2.1 présente deux lames minces de chondrite. Un bref exposé de notions de minéralogie ainsi qu’un glossaire des espèces minérales peuvent être consultés à l’annexe F.

2.1.1 Les chondres

Les *chondres* — nom tiré du grec *χονδρος*, prononcé “khondros” et qui signifie “granule” — sont les composants ubiquistes et généralement majoritaires des chondrites, qui justifient ainsi leur dénomination. Il s’agit d’objets généralement sphéroïdaux de taille millimétrique constituées généralement de cristaux de silicates (olivine, pyroxène), de minéraux opaques (fer-nickel, sulfures), et d’une *mésostase* vitreuse (ou dévitrifiée) qui remplit les interstices. Cette texture (arrangement de grains) suggère que les chondres ont été un temps fondus, avant de se solidifier rapidement, à une vitesse de refroidissement généralement estimée à 10-1000 K/h (Hewins et collab., 2005; Miyamoto et collab., 2009). Quelques agrégats

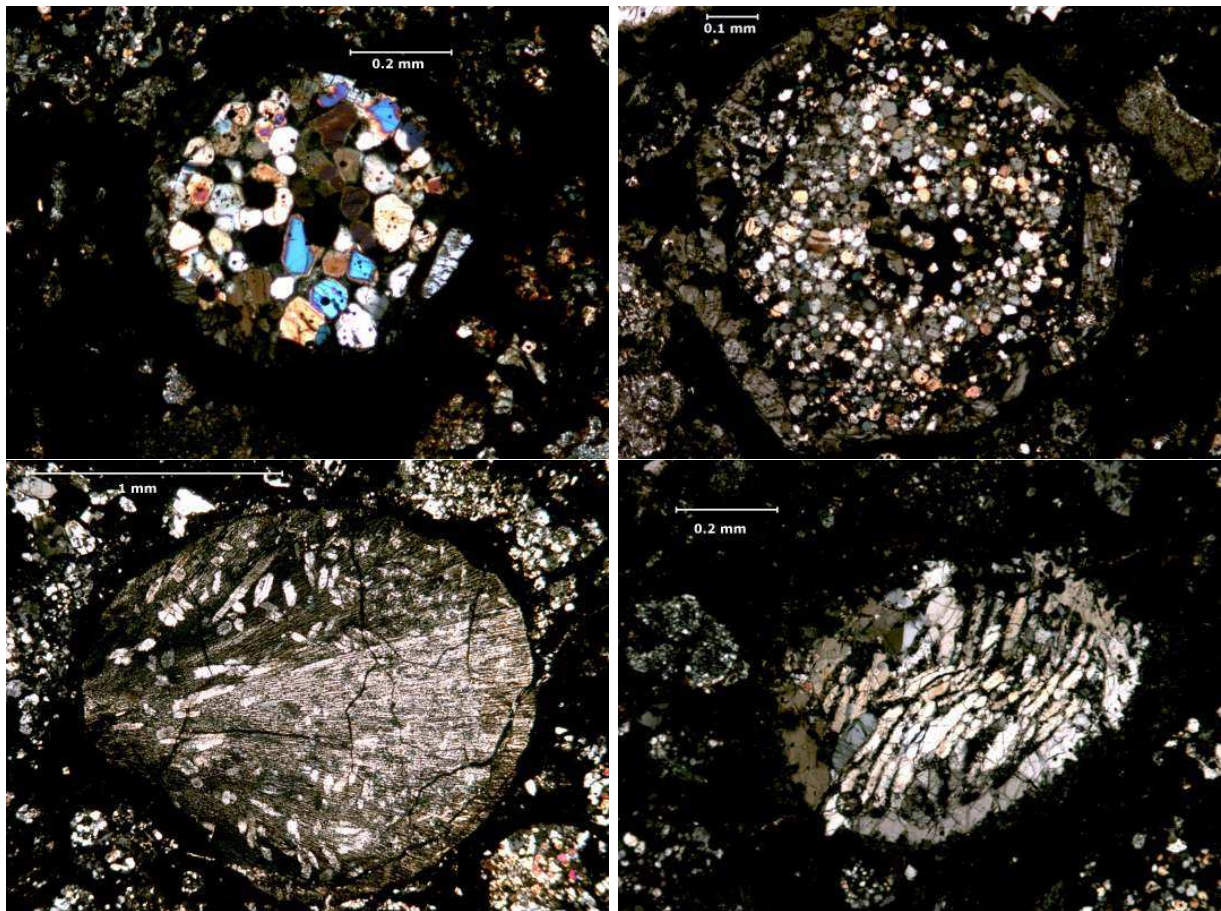


FIG. 2.2 – Quelques chondres typiques de la chondrite carbonée CV3 de Vigarano (lame mince 2793-1) observés en lumière polarisée. (*En haut à gauche*) Chondre porphyrique à olivine (cristaux équidimensionnels aux couleurs vives) et pyroxène (quelques cristaux allongés gris avec mâcles (stries) en périphérie). La mésostase remplissant les fins interstices entre les cristaux apparaît noire en lumière polarisée (à ne pas confondre avec la matrice finement grenue qui entoure le chondre, et qui est également noire dans ce mode d'observation) ; quelques disques noirs dans le chondre sont en fait des grains métalliques. (*En haut à droite*) Chondre granulaire à olivine avec une couche extérieure quasi-continue de pyroxène. Il ne diffère du chondre porphyrique que par sa granulométrie plus fine. (*En bas à gauche*) Chondre radial à pyroxène. Ce chondre a été très efficacement fondu. Les fibres de pyroxène ont crû à partir d'un germe situé à gauche. L'examen au MEB suggère que les fibres sont largement remplacées par de l'olivine fayalitique. (*En bas à droite*) Chondre barré à olivine. Comme le précédent, il a été très efficacement fondu. Les barres et la coque étaient primitivement un unique cristal très diverticulé baignant dans du verre, mais ce chondre a visiblement été déformé alors qu'il était encore chaud et plastique.

finement grenus retrouvés dans les chondrites (e.g. Ruzicka et collab., 2012) pourraient représenter des versions très peu chauffées des matériaux précurseurs des chondres. Dans cette thèse, à l’instar de Hutchison (1996), nous appellerons “chondre” toute inclusion dans les chondrites ayant connu un épisode de fusion, partielle ou totale.

Hormis la texture porphyrique (notée P), où les cristaux équidimensionnels peuvent être optiquement résolus et qui est la plus répandue, les chondres peuvent présenter des textures barrées, radiales, cryptocristallines ou vitreuses (notées B, R, C et G, respectivement) qui témoignent d’une fusion plus complète (voir Fig. 2.2). Il arrive qu’un chondre soit imbriqué dans un autre chondre pouvant être textuellement très différent, suggérant qu’il était rigide alors que le chondre “encaissant” était encore plastique; certains chondres contiennent des cristaux reliques visiblement issus d’une génération antérieure de chondres : tout ceci suggère que le processus qui a formé les chondres s’est produit plusieurs fois. Du reste, les datations basées notamment sur le système Al-Mg (si on suppose le rapport $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ uniforme dans le disque) indiquent un étalement des âges des chondres entre 1 et 3 Ma après la formation des CAI (e.g. Villeneuve et collab., 2009), étalement que l’on retrouve même à l’échelle d’une météorite.

La minéralogie de la plupart des chondres est dominée par les silicates ferromagnésiens olivine et pyroxène. Suivant l’abondance de fer oxydé dans l’olivine, ceux-ci sont répartis en “type I” (moins de 10 % en masse de FeO) et “type II” (plus de 10 % de FeO). Certains chondres peu courants sont riches en aluminium, et contiennent du plagioclase, du pyroxène calcique et/ou du spinelle; d’autres variétés plus rares sont énumérées par Connolly et Desch (2004).

Il n’existe pas, à l’heure actuelle, de consensus sur le mécanisme physique de formation des chondres (e.g. Boss, 1996; Ciesla, 2005). Les scénarii “planétaires” (faisant appel à des processus dans les corps parents, dont seraient issus les précurseurs), comme une origine par volcanisme ou par impact, sont actuellement majoritairement boudés par la communauté cosmochimique sur la base d’arguments présentés par Taylor et collab. (1983), comme l’absence de fractionnement des terres rares (voir chapitre 4), la diversité des signatures isotopiques de l’oxygène et des âges des chondres dans une même chondrite, l’absence d’objet de taille décimétrique ou plus semblable aux chondres, l’absence de corrélation entre l’abondance de chondre et les effets de choc enregistrés dans les météorites etc. Pour autant, l’hypothèse que les chondres pourraient être des “éclaboussures” de planétésimaux fondus par des radioactivités à courtes périodes éjectées à la faveur de collision (Sanders et Taylor, 2005) commence à faire l’objet de modélisations astrophysiques quantitatives (Asphaug et collab., 2011).

Bien plus en vogue sont les scénarii “nébulaires” qui forment les chondres dans le disque

avant l'accrétion des corps parents. En particulier, ceux invoquant le passage d'ondes de choc (Wood, 1963; Desch et collab., 2005) ont reçu la plus grande attention dans la décennie écoulée, car les histoires thermiques des chondres ont pu être calculées dans ce cadre et semblent bien s'accorder avec l'idée d'un pic de température (à 1600-2100 K d'après Hewins et collab. 2005) sur quelques minutes, suivi d'un refroidissement relativement lent. Reste à déterminer l'origine de ces ondes de choc, qui pourraient résulter d'instabilités gravitationnelles, du passage d'embryons planétaires en orbite excentrique, ou d'autres phénomènes listés par Desch et collab. (2005). D'autres théories incluent une origine par condensation à l'état liquide (à haute pression ou avec un enrichissement en poussière; cf e.g. Engler et collab. 2007), par décharge électrique (Whipple, 1966; Desch et Cuzzi, 2000), près du Soleil, au niveau du point X supposé par le modèle du vent X de Shu et collab. (1996, 2001) etc. Quelque populaires que soient les scénarii nébulaires, la rétention d'éléments modérément volatils comme Na, K, S dans les chondres et l'absence de fractionnement isotopique semble impliquer de fortes pressions partielles de ces éléments dans le gaz ambiant, que seules des concentrations en chondres ($\gg 1\text{m}^{-3}$) très supérieures à celles attendues dans les disques protoplanétaires semblent en mesure de produire (Cuzzi et Alexander, 2006; Alexander et collab., 2008). L'énigme des chondres est donc loin de pouvoir être considérée comme résolue.

2.1.2 Métal et sulfures

Les chondrites contiennent des *grains de métal* fer-nickel (kamacite et taenite, principalement) ou de *sulfure* (troilite principalement), soit isolés, soit inclus dans les chondres ou à leur surface (Brearley et Jones, 1998). Les inclusions sont de morphologies rondes à irrégulières et métal et sulfures peuvent être associés dans une même inclusion. Il est généralement admis que la formation de ces grains, au moins dans leur granulométrie actuelle, est associée à celle des chondres, par des processus de réduction (Zanda et collab., 1994), de sulfurisation et/ou désulfurisation (Lee et collab., 1992) et/ou de recondensation (Connolly et collab. 2001, pour les chondres des chondrites CR). On pourra se reporter à Campbell et collab. (2005) pour une revue.

2.1.3 Les inclusions réfractaires

Les *inclusions réfractaires*, plus rares, sont des objets de forme souvent irrégulière, et formés de minéraux s'évaporant à plus hautes températures que les silicates ferromagnésiens communs dans les chondres dans les conditions du disque protoplanétaire. On en distingue deux catégories (voir aussi Fig. 2.3) : les *inclusions alumino-calciques*

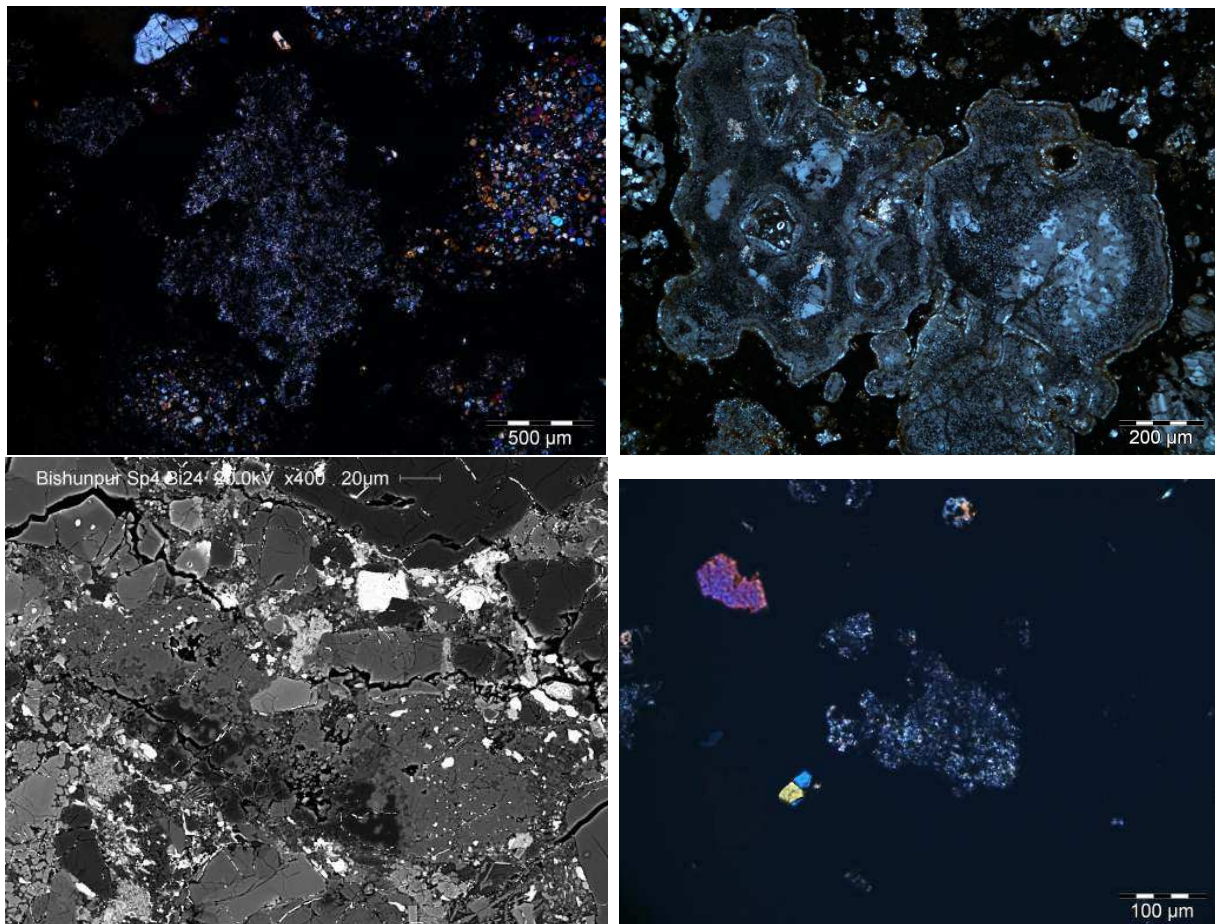


FIG. 2.3 – Quelques inclusions réfractaires. (*En haut à gauche*) Une inclusion réfractaire finement grenue dans la météorite d'Allende (CV3; lame 3181-2), vue en lumière polarisée. (*En haut à droite*) Une inclusion réfractaire grossièrement grenue de la météorite de Vigarano (CV3; lame 2793-2), vue en lumière polarisée. Le minéral bleu à brun massif est de la mélilite, les inclusions micrométriques à centimillimétriques sont majoritairement du spinelle, l'inclusion revêt une frange de Wark-Lovering qui pourrait résulter d'un échauffement bref. (*En bas à gauche*) Inclusion réfractaire dans la chondrite ordinaire LL3.1 Bishunpur, à spinelle (noir), anorthite (gris sombre) et diopside alumineux (clair). De forme allongée, elle est orientée NW-SE. (*En bas à droite*) Agrégat amiboïde à olivine dans la météorite de Paris (CM), observée en lumière polarisée.

ou *CAI* (pour l'anglais *Calcium-aluminum-rich Inclusions*) et les *agrégats amiboïdes à olivine* ou *AOA* (pour *amoeboid olivine aggregates*). Les premières peuvent contenir de l'anorthite, de la méililite, de la forstérite, du diopside, du spinelle, de la perovskite ; les plus réfractaires pouvant renfermer du corindon ou de l'hibonite. Les secondes sont dominées, comme le nom l'indique, par de l'olivine, avec le pyroxène et la néphéline comme minéraux accessoires ; moins réfractaires que les *CAI* (dont elles contiennent quelques nodules), elles pourraient esquisser une transition vers les chondres ferromagnésiens.

Des calculs thermodynamiques suggèrent qu'elles se sont formées par condensation du gaz vers l'état solide (e.g. Grossman, 2010), même si nombre d'entre elles ont été refondues ensuite (avec un taux de refroidissement lent, entre 0,5 et 50 K/h), peut-être par un mécanisme analogue à celui qui a formé les chondres (e.g. Jones et collab., 2000), ou ont au moins été chauffées superficiellement (MacPherson, 2005). L'âge des inclusions réfractaires est estimé par la méthode Pb-Pb à 4568 Ma (Bouvier et Wadhwa, 2010; Amelin et collab., 2010) pour les plus anciennes, ce qui en fait les plus anciens solides du système solaire, et qui en définissent pratiquement l' "instant zéro". Certaines données (sur les *CAI* des chondrites CV) suggèrent que la condensation des inclusions réfractaires pourrait avoir été achevée en moins de 100 ka (Bizzarro et collab., 2004).

2.1.4 La matrice

Tous les composants décrits plus haut sont cimentés par une *matrice* à grains fins (micrométriques à submicrométriques). Cette matrice est un assemblage complexe, et variable selon les chondrites, de grains de silicates (dominés par une olivine riche en FeO), principalement mais aussi d'oxydes, de sulfures, de sulfates, de carbonates, de métal et du carbone, parfois sous forme organique, ainsi que des minéraux hydratés (phyllosilicates notamment). Les matrices les moins altérées contiennent du silicate amorphe (Brearley, 1996; Huss et collab., 2005). Certains clastes (inclusions) et des franges finement grenues entourant certains chondres sont de composition similaire. C'est dans la matrice qu'ont pu être mis en évidence, grâce à leur composition isotopique très anormale, de rares *grains présolaires* (Zinner, 2003), dont la fraction massique ne dépasse pas un millième. Ces grains, synthétisés dans des étoiles ayant préexisté au Soleil, ont survécu aux processus de destruction à la fois dans le milieu interstellaire (Guillet et collab., 2009) et dans le disque protoplanétaire. On n'a en revanche pas encore identifié avec certitude des grains formés dans le milieu interstellaire lui-même, bien que des objets connus sous l'acronyme GEMS (*Glasses with Embedded Metals and Sulfides*) aient été proposés (Dai et Bradley, 2005).

2.1.5 La chimie des chondrites

Avant de clore cette section de présentation générale jusqu'ici sous l'angle de la pétrographie et de la minéralogie, nous voulons évoquer brièvement l'aspect chimique en mentionnant deux classifications, cosmochimiques et géochimiques, des éléments couramment utilisés pour les qualifier.

La classification cosmochimique repose sur les phénomènes de condensation et d'évaporation, qui dans les conditions canoniques de pression et de rapport gaz/poussière s'effectue directement entre les états solide et gazeux (Ebel et Grossman, 2000). Elle s'appuie sur le "modèle de condensation", qui consiste à calculer, en supposant l'équilibre thermodynamique, les phases qui condensent à partir d'un gaz de composition solaire initialement à haute température, à une pression nébulaire fixée (typiquement $10^{-4\pm 1}$ bar). On détermine alors, pour chaque élément chimique, la température à laquelle la moitié de son abondance initiale se trouve dans des phases condensées : c'est ce que l'on appelle la *température de demi-condensation* (ou de condensation à 50 %). Ainsi, suivant cette dernière, on distingue (Palme et Jones, 2005) :

- (i) *Eléments réfractaires* (1400-1800 K) : Al, Ca, Ti, U, Terres Rares, platinoïdes etc.
- (ii) *Eléments du composant principal* (1250-1350 K) : Mg, Si, Fe, Cr etc.
- (iii) *Eléments modérément volatils* (640-1230 K) : Mn, P, Na, Au, S, K etc.
- (iv) *Eléments très volatils* (< 640 K) : Pb, Cl, O, C, N etc.

La classification géochimique, établie par Victor Goldschmidt (1888-1947), utilise les affinités des éléments chimiques pour certaines phases. Elle distingue :

- (i) *Eléments lithophiles* (forment des oxydes ou des silicates) : Na, Mg, Ca, Al, Si, Fe, Zn, P etc.
- (ii) *Eléments sidérophiles* (entrent dans le métal) : Ir, Ni, Fe, P, Cu, Ge etc.
- (iii) *Eléments chalcophiles* (entrent dans les sulfures) : S, Fe, Cu, Zn, Pb.
- (iv) *Eléments atmosphériques* (phase gaz) : gaz rares, N.

Il faut garder à l'esprit que ces classifications, bien qu'utiles, n'ont rien d'absolu et dépendent des conditions physico-chimiques supposées. Par exemple, dans un milieu plus réducteur qu'un gaz solaire canonique, des éléments "canoniquement" lithophiles comme Ca ou Mg peuvent devenir chalcophiles, ainsi qu'on l'observe dans les chondrites à enstatite.

TAB. 2.1 – Classification des chondrites

Groupe	Inclusions réfractaires (vol%)	Chondres diamètre (mm)	Chondres (vol%)	Métal (vol%)	Matrice (vol%)	Fréquence %
<i>Carbonées</i>						
CI	<0,01		<5	<0,01	95	0,5
CM	5	0,3	20	0,1	70	1,6
CO	13	0,15	40	1-5	30	0,5
CV	10	1,0	45	0-5	40	0,6
CR	0,5	0,7	50-60	5-8	30-50	0,3
CH	0,1	0,02-0,09	~70	20	5	0
CB _a	<0,1	~5	40	60	<5	0,1
CB _b	<0,1	~0,5	30	70	<5	0
CK	4	0,8	15	<0,01	75	0,2
<i>Ordinaires</i>						
H	0,01-0,2	0,3	60-80	8	10-15	34,4
L	<0,1	0,5	60-80	3	10-15	38,1
LL	<0,1	0,6	60-80	1,5	10-15	7,8
<i>Enstatite</i>						
EH	<0,1	0,2	60-80	8	<0,1-10	0,9
EL	<0,1	0,6	60-80	15	<0,1-10	0,8
<i>Autres</i>						
K	<0,1	0,6	20-30	6-9	70	0,1
R	<0,1	0,4	>40	<0,1	35	0,1

TAB. 2.2 – Liste des propriétés pétrographiques et fréquences parmi les chutes observées des différents groupes de chondrites. D’après Scott et Krot (2003).

2.2 Diversité des chondrites : fractionnements dans le disque

2.2.1 Grandes lignes de la classification des chondrites

Pour primitives qu’elles soient, et bien que de prime abord leur composition soit très proche de la moyenne solaire, surtout d’un point de vue isotopique, les chondrites n’en présentent pas moins une diversité considérable, que ce soit en terme de pétrographie, de minéralogie, de chimie ou d’isotopie (Scott et Krot, 2003).

A ce jour, les cosmochimistes ont formellement reconnu 14 *groupes chimiques* (cf Table 2.2) de chondrites, mais il existe également des chondrites “anormales” que leur faible nombre laisse encore non groupées. Ces groupes sont très bien résolus entre eux sur la base combinée des rapports élémentaires, isotopiques et de la pétrographie. Les chondrites sont donc loin de former un continuum. L’interprétation traditionnelle est que chacun de

ces 14 groupes représente un unique corps parent originel, ce que corrobore occasionnellement la distribution des âges d'éjection (Herzog, 2003); mais un groupe pourrait également représenter une famille de corps parents accrétés dans une même région (spatio-temporelle) du disque.

Sur la base d'affinités entre groupes, les cosmochimistes ont pu définir des *clans*. Et ces clans à leur tour peuvent être répartis en deux *super-clans* (Kallemeyn et collab., 1996), que sont les *chondrites carbonées* et les *chondrites non carbonées*, que nous noterons respectivement CC et EOR¹. Nous nous contenterons ici de caractériser ces deux super-clans tour à tour :

Les chondrites carbonées, comprenant les groupes CI, CM, CO, CV, CK, CR, CB et CH. Le “C” dans les acronymes signifie “carboné”, et la seconde lettre désigne la météorite-type, soit, dans l'ordre, Ivuna, Mighei, Ornans, Vigarano, Karoonda, Renazzo, Bencubbin et Allan Hills (ALH) 85085. Les chondrites carbonées sont considérées comme les chondrites les plus primitives chimiquement (c'est-à-dire les plus proches de la composition solaire) et sont généralement caractérisées par :

- (i) Grande abondance de CAI, qui peut dépasser les 5 vol% (Hezel et collab., 2008).
- (ii) Grande proportion de matrice (souvent $\gtrsim 30$ vol%).
- (iii) Enrichissement en éléments réfractaires lithophiles par rapport au Si et aux abondances solaires.
- (iv) Rapport Mg/Si solaire.
- (v) Composition isotopique de l'oxygène riche en ¹⁶O.

La grande proportion de matrice donne lieu dans certains cas (CI et CM surtout) à des teneurs en carbone non négligeables, justifiant alors le qualificatif de “carbonées” pour ces chondrites, mais dans l'ensemble, cette dénomination est quelque peu trompeuse. Les groupes CH et CB, apparentés aux CR avec lesquelles elles forment un clan mais très riches en métal, semblent s'être formés dans des environnements très particuliers, peut-être à la suite d'un impact sur un astéroïde chondritique (e.g. Krot et collab., 2005). Sur la base des spectres de réflexion, les chondrites carbonées sont souvent rattachées aux astéroïdes de type C, qui dominent dans la partie externe de la Ceinture Principale (Burbine et collab., 2008).

Les chondrites non carbonées (EOR) regroupent trois clans, ainsi peut-être que les chondrites associées à la météorite de Kakangari. Il s'agit, dans l'ordre croissant d'oxydation, des chondrites à enstatite (groupes EH et EL), des chondrites ordinaires (H, L,

¹Il existe une division ternaire plus classique en chondrites carbonées, ordinaires et à enstatite, en rattachant les chondrites de Rumuruti aux secondes (bien qu'elles ne soient pas du même clan à proprement parler). Dans cette thèse, la division binaire exposée dans le texte principal sera une convention plus utile.

LL)—comme le nom l’indique, de loin les plus répandues, avec 74 % des chutes observées (Grady, 2000)—et des chondrites de Rumuruti (R). Leurs propriétés sont essentiellement le miroir des précédentes :

- (i) Faible abondance de CAI ($\lesssim 0,1$ vol%).
- (ii) Faible proportion de matrice (souvent $\lesssim 10$ vol%).
- (iii) Appauvrissement en moyenne (facteur $\leq 0,95$) des éléments réfractaires lithophiles par rapport au Si et aux abondances solaires.
- (iv) Rapport Mg/Si subsolaire.
- (v) Composition isotopique de l’oxygène pauvre en ^{16}O .

Spectroscopiquement parlant, les classes taxonomiques d’astéroïdes les plus proches sont le type S pour les chondrites ordinaires et le type E pour les chondrites à enstatite (Burbine et collab., 2008).

Avant de clore cette sous-section, mentionnons pour mémoire que la grande majorité des micrométéorites récoltées aux pôles (e.g. Engrand et Maurette, 1998; Dobrică, 2010) ou dans la stratosphère (les *Interplanetary Dust Particles* ou IDPs; cf Bradley 2003) sont chondritiques, et présentent des affinités avec les chondrites carbonées; les comètes en sont sans doute une source importante (Dobrică et collab., 2009; Nesvorný et collab., 2010), ainsi que le suggèrent les échantillons ramenés de la comète Wild 2 par la mission Stardust.

2.2.2 Notion de fractionnement

Quelle est donc l’origine de la diversité des chondrites? Comme on va le voir, il existe des tendances systématiques dans la variation de leur composition, qui témoignent de différents processus de *fractionnement* qui se sont produits dans le disque protoplanétaire et qui restent encore largement à élucider d’un point de vue astrophysique (Hutchison, 2004).

Qu’appelle-t-on *fractionnement* en cosmochimie? De manière générale, on désigne par ce terme un processus de séparation d’un système A en deux composants A_1 et A_2 de composition (minéralogique, chimique et/ou isotopique) distincte, de sorte que la composition de A_1 (ou de A_2) sera différente de la composition de A . Suivant le cas, on parlera de fractionnement chimique (si la chimie de A_1 est différente de celle de A_2), isotopique (si les compositions isotopiques diffèrent) etc. Par exemple, si A figure un grain subissant une évaporation partielle, A_1 peut désigner le résidu non évaporé et A_2 la phase vapeur résultant, et il est clair que A_1 sera de composition plus réfractaire (i.e. moins volatile) que A_2 . Quand bien même A_1 et A_2 se recombinaient par la suite, à moins

que ce ne soit dans leurs proportions natives, l'effet de ce fractionnement serait toujours sensible dans la composition finale.

Une question importante en cosmochimie est de savoir si les composants des chondrites ont été produits "localement" et sont génétiquement liés les uns aux autres dans une même roche (Wasson et Chou, 1974; Bland et collab., 2005; Hezel et Palme, 2010) ou non. Une possibilité alternative serait de considérer que le mélange entre les différents réservoirs dans le disque était très vigoureux, de sorte que les chondrites des différents groupes ont essentiellement les *mêmes* composants, mais en *différentes* proportions : c'est le "modèle à deux composants" (Anders, 1964; Zanda et collab., 2009).

2.2.3 Fractionnement réfractaire/volatil

Depuis le milieu du siècle dernier, les cosmochimistes ont reconnu que les chondrites montraient des effets de processus de condensation et d'évaporation. En effet, lorsque l'on place, comme en Fig. 2.4, les abondances des éléments (en masse, ou rapportées à Si ou Mg) normalisées à l'abondance solaire (représentée par les chondrites CI) des éléments ordonnés en fonction de leur température de demi-condensation, on observe un appauvrissement à volatilité croissante (i.e. température de demi-condensation décroissante). Cette tendance est particulièrement marquée pour les éléments sidérophiles, et, pour les éléments lithophiles, surtout pour les chondrites carbonées (mais visible pour les éléments très volatils pour les chondrites non carbonées). Les éléments réfractaires semblent se comporter de manière très cohérente entre eux, avec par exemple un rapport Ca/Al qui ne dévie pas de plus de 10 % de la valeur solaire sur l'ensemble des chondrites (Hutchison, 2004).

Une interprétation est de considérer cette appauvrissement en éléments volatils comme le résultat d'une *condensation incomplète* que Wasson et Chou (1974) attribue à une perte du gaz avant le terme du refroidissement (e.g. par sédimentation, photoévaporation, dérive radiale...). Une hypothèse alternative suppose une évaporation partielle sur un matériel primitivement de composition solaire, plus ou moins équivalent à la matrice, générant un composant de haute température (supposé être représenté par les chondres et les inclusions réfractaires). C'est à vrai dire l'idée invoquée par les tenants du modèle à deux composants, bien que l'idée que la matrice soit de composition CI ait été mise en cause par Bland et collab. (2005), par exemple (mais voyez Zanda et collab. 2011). Enfin, Yin (2005) propose que cet appauvrissement est hérité du milieu interstellaire froid où un appauvrissement complémentaire en éléments réfractaires est observé dans le gaz.

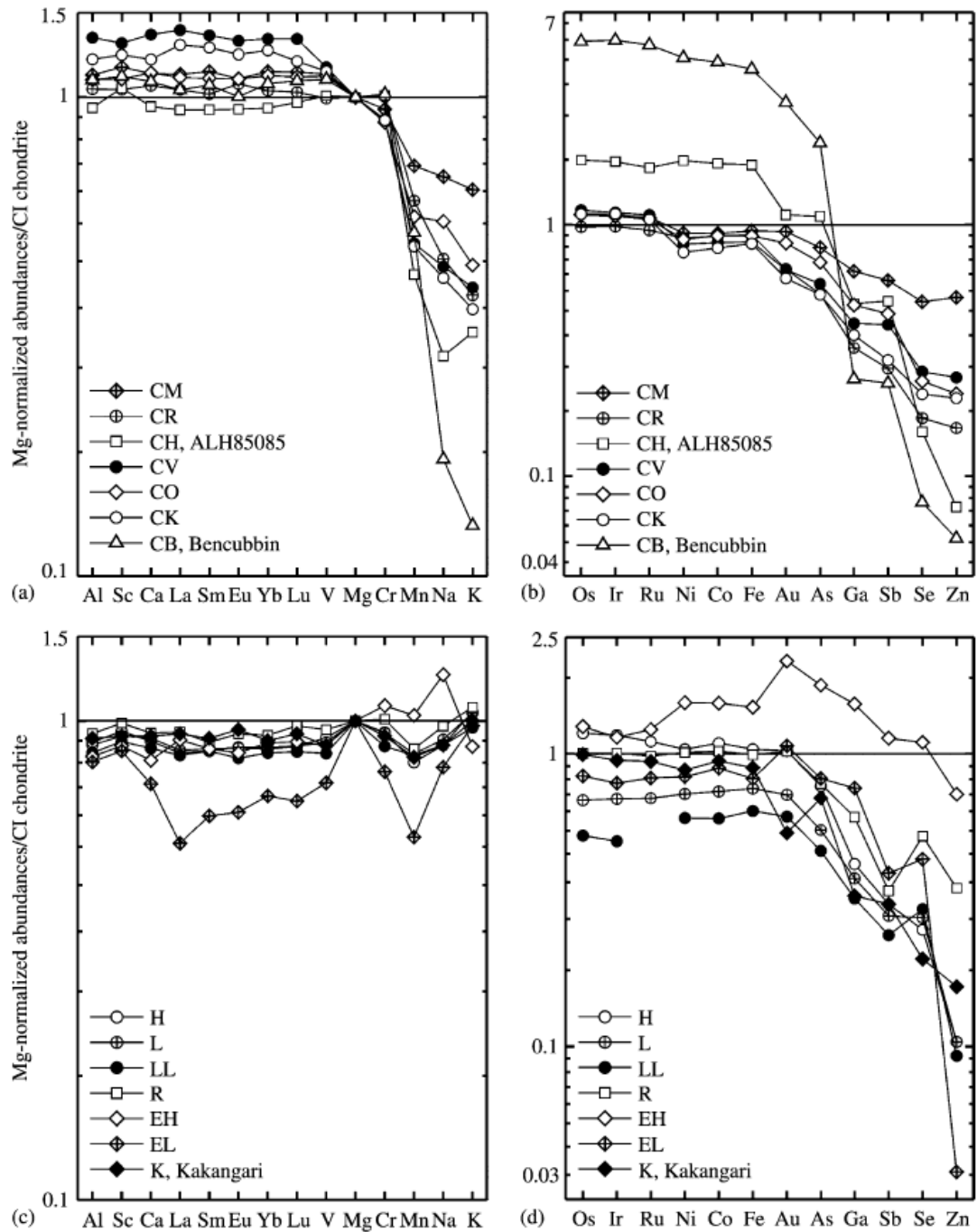


FIG. 2.4 – Graphe des teneurs normalisées à Mg et aux CI en éléments lithophiles (à gauche) et sidérophiles (à droite) pour les différents groupes de chondrites carbonées (en haut) et non carbonées (en bas). Figure tirée de Krot et collab. (2003).

2.2.4 Fractionnement Mg/Si

Larimer et Anders (1970) ont montré que le rapport Mg/Si discriminait chondrites carbonées et chondrites non carbonées, avec, comme nous l'avons dit plus haut, un rapport solaire pour les premières et subsolaire pour les secondes. On observe aussi que les rapports Mg/Al et Si/Al sont plus élevés pour les secondes que les premières. Tout cela est illustré graphiquement dans la Fig. 2.5.

L'hypothèse de Larimer et Anders (1970) est que les chondrites non carbonées sont issues d'un réservoir de composition initialement solaire qui aurait perdu un composant riche en éléments réfractaires et en olivine magnésienne (forstérite). Hutchison (2004) mentionne l'hypothèse alternative que les chondrites non carbonées résulteraient de l'*addition* d'un composant à faible Mg/Si à un matériel de composition CI.

Si les chondrites carbonées ont un rapport Mg/Si solaire, tel ne semble pas être le cas pour leurs composants pris séparément. Hezel et Palme (2010) ont ainsi remarqué que souvent, les chondres ont en moyenne un rapport Mg/Si plus élevé que la matrice, mais l'inverse s'est aussi rencontré. C'est ce que l'on appelle la *complémentarité*. Si elle est confirmée (mais voyez Zanda et collab. 2012), cette complémentarité (qui du reste se généraliserait à d'autres rapports élémentaires comme Ti/Al; Hezel et Palme 2010) rendrait difficilement tenable un modèle à deux composants car le fait que deux composants sans lien génétique soient mélangés dans les bonnes proportions (jamais les mêmes, d'ailleurs, d'une chondrite carbonée à l'autre) à cette fin relèverait d'une extraordinaire coïncidence. Dans le cas d'une production locale des chondres et de la matrice, cette complémentarité s'expliquerait aisément en termes d'échange d'éléments chimiques entre chondres et poussière environnante.

2.2.5 Fractionnement métal-silicate et effets rédox

Le second graphe de la Fig. 2.5, connue sous le nom de diagramme de Urey-Craig (d'après Urey et Craig 1953), présente le fer métal (ou sulfuré) en fonction du fer oxydé, tous deux rapportés au silicium. Deux observations d'importance peuvent en être tirées : la première est que les groupes de chondrites les plus pauvres en métal ont également la plus grande proportion de fer oxydé. Cela s'interprète en terme d'oxydation et de réduction du fer, comme le fit Prior (1916). Il faut noter que les cinétiques de diffusion s'opposent à ce que la richesse en FeO des silicates des chondrites carbonées soit le résultat d'un processus de condensation, ce qui fait songer à des processus hors équilibre notamment lors d'épisodes de formation de chondres, peut-être avec un rapport poussière/gaz élevé (Grossman et collab., 2008).

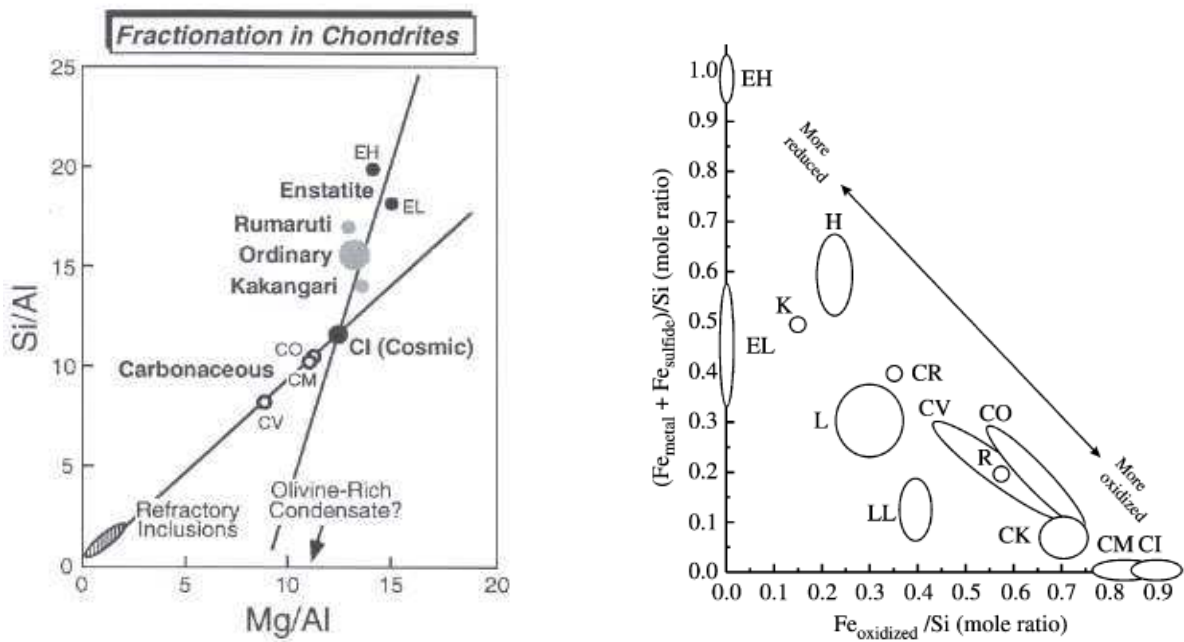


FIG. 2.5 – (A gauche) Graphe de Mg/Al en fonction de Si/Al pour les différents groupes de chondrites. Figure tirée de McSween (1999). (A droite) Graphe du (fer métal + fer sulfuré) en fonction du fer oxydé (tous rapportés au silicium) dans les différents groupes de chondrite. Un rapport Fe/Si constant correspond à une droite de pente -1 dans ce diagramme. Figure tirée de Brearley et Jones (1998).

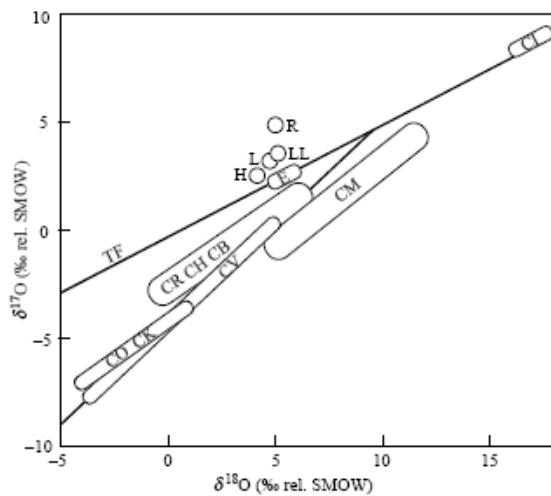


FIG. 2.6 – (A gauche) Diagramme des trois isotopes de l’oxygène ($\delta^{17}\text{O}$ vs. $\delta^{18}\text{O}$; cf texte) pour tous les groupes de chondrites connus. La “TF” est la ligne correspondant aux roches terrestres et la “CCAM” correspond plus ou moins aux chondrites carbonées. Figure tirée de Clayton (2003). (A droite) Le même diagramme, mais pour les chondres séparément (et non plus les “roches totales”), tiré de Rubin (2000) (notez que le champ restreint pour les chondres des CO n’est basé que sur 4 analyses, d’autres analyses par Jones et collab. (2000) par exemple suggèrent une dispersion plus grande). Les chondres sont plus proches de la CCAM (portant ici l’inscription “Allende CAIs”) que les roches totales.

La seconde observation est que la quantité totale de fer (réduit + oxydé) n’est pas constante de chondrite à chondrite, avec un rapport Fe/Si souvent inférieur à la valeur solaire. Cela suggère un processus de fractionnement métal-silicate qui s’est surajouté aux variations des conditions redox. Ainsi, par exemple, le clan des chondrites ordinaires comprennent trois groupes H, L, LL qui varient tant par la teneur en FeO des silicates (croissante dans l’ordre précité) que la teneur en fer total (décroissante). En observant que le spectre d’appauvrissement en éléments sidérophiles volatils semble marquer une température de 900-1000 K (Hutchison, 2004), comparable à la température de Curie de la kamacite, il a été proposé que le fractionnement métal-silicate pourrait être lié aux propriétés magnétiques des grains de métal. Une possibilité alternative serait d’attribuer ce fractionnement à un tri aérodynamique selon les propriétés aérodynamiques propres aux grains métalliques, aux chondres et de la poussière micrométrique (e.g. Zanda et collab., 2009).

2.2.6 Fractionnements isotopiques

Au premier ordre, le système solaire est remarquablement homogène du point de vue de la composition isotopique des différents éléments chimiques, une homogénéisation qui remonte sans doute aux premiers âges du disque ou même du cœur dense qui lui a donné naissance.

A y regarder de plus près, l'on observe des différences systématiques (à hauteur de quelques parties par dix mille), notamment en certains isotopes riches en neutrons comme ^{54}Cr ou ^{50}Ti ², souvent attribués à des supernovae, qui semblent plus enrichis chez les chondrites carbonées que les non carbonées (Trinquier et collab., 2009; Warren, 2011). Cette hétérogénéité pourrait signer un mélange incomplet des différentes contributions nucléosynthétiques au nuage protosolaire, ou aussi un fractionnement entre les différents grains porteurs de ces contributions (par exemple s'ils n'ont pas la même volatilité).

Une exception importante est présentée par les isotopes de l'oxygène, dont les variations relatives peuvent atteindre plusieurs ‰. On les exprime par rapport à un standard, ici l'eau de mer ou SMOW (*Standard Mean Ocean Water*), avec les grandeurs $\delta^{17}\text{O}$ et $\delta^{18}\text{O}$ définies par :

$$\delta^{17,18}\text{O} \equiv \frac{(^{17,18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{mesuré}}}{(^{17,18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{SMOW}}} - 1 \quad (2.1)$$

généralement exprimés en parties pour mille (1 ‰ = 10^{-3}). Les résultats des analyses des différents groupes de chondrites sont présentés dans la Fig. 2.6, connue sous le vocable “diagramme à trois isotopes”.

Une partie des variations observées relèvent de simples *fractionnements de masse*, où les variations relatives des rapports $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$ et $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ sont *corrélées et proportionnelles* (environ) aux écarts en masse. Ce type de fractionnement est commun à la plupart des phénomènes physico-chimiques : par exemple une évaporation partielle, concentre dans le résidu à la fois ^{18}O et ^{17}O par rapport à ^{16}O dans des proportions déterminées. Lors d'un fractionnement de masse, la quantité

$$\Delta^{17}\text{O} \equiv \delta^{17}\text{O} - 0,52 \times \delta^{18}\text{O} \quad (2.2)$$

reste constante. Comme la Terre a été à l'origine homogénéisée isotopiquement, toutes les variations isotopiques actuellement observées dans les roches terrestres sont dus à des fractionnements de masse à partir d'un réservoir commun, de sorte qu'elles s'alignent dans

²Encore faut-il réaliser que pour des éléments à multiples isotopes, la correction du fractionnement instrumental suppose une hypothèse sur quels isotopes sont en rapport solaire. Aussi par exemple des anomalies qui seraient sur le ^{68}Ni pourraient faire fallacieusement croire à des anomalies en ^{64}Ni et ^{62}Ni si on “normalise” au rapport $^{58}\text{Ni}/^{61}\text{Ni}$ (Steele et collab., 2011).

le diagramme à trois isotopes sur une même droite correspondant à $\Delta^{17}\text{O} = 0 \text{ ‰}$ (dite “TF” pour *Terrestrial Fractionation line*).

Or il est évident sur le diagramme que toutes les météorites du système solaire n’ont pas le même $\Delta^{17}\text{O}$ et l’oxygène doit donc avoir connu des fractionnements de type différents, dits “indépendants” de la masse. En particulier, les chondrites carbonées et leur composants semblent s’aligner selon une droite de pente 1 appelée “CCAM” (*Carbonaceous Chondrite Anhydrous Mineral mixing line*), avec les CAI en constituant l’extrémité riche en ^{16}O (jusqu’à $\Delta^{17}\text{O} \approx -30 \text{ ‰}^3$). L’interprétation de cette droite est encore controversée (Young et collab., 2008). Une première possibilité est de la considérer comme le résultat d’un mélange, en des proportions différentes selon les chondrites, de deux composants : historiquement, la première explication proposée, par Clayton et collab. (1977), fut de ce type (un mélange d’oxygène-16 pur et d’un réservoir “normal” correspondant à l’intersection de la CCAM et la TF), et la suggestion de Krot et collab. (2010) que la poussière était originellement plus pauvre en oxygène-16 que le gaz s’inscrit dans une logique analogue. Une seconde possibilité est d’invoquer des effets cinétiques basés sur la symétrie (entre molécules pouvant avoir plusieurs atomes du même isotope) analogues à ceux observés pour l’ozone, qui donnerait une droite de pente 1 (voir Young et collab. 2008). Mais la mesure du $\Delta^{17}\text{O}$ du vent solaire échantillonné par la mission Genesis, trouvé indistinguable des CAI (McKeegan et collab., 2010), semble corroborer un troisième modèle, celui de l’auto-écranage (*self-shielding*) du monoxyde de carbone. Dans ce modèle, le rayonnement UV du jeune Soleil ou de l’environnement provoque la (photo)dissociation des molécules CO, et ce à des longueurs d’onde spécifiques à l’isotope de l’oxygène contenu. Du fait de la grande abondance de ^{16}O (près de 99,8 % des atomes d’oxygène), les longueurs d’onde responsables de la photodissociation de C^{16}O sont absorbées à la surface du disque (ou du nuage protosolaire), et ne restent plus que celles photodissociant C^{17}O et C^{18}O . Elles libèrent des atomes de ^{17}O et ^{18}O à peu près au même rythme, dont une partie forme des molécules d’eau, appauvries en ^{16}O , qui pourront par la suite échanger leur oxygène avec des silicates. Il y aurait donc une évolution de la composition isotopique de l’oxygène depuis une composition riche en ^{16}O comparable aux CAI jusqu’à une composition plus ou moins comparable à celle de la Terre, suivant l’époque et la localisation dans le disque.

On peut enfin remarquer, dans le diagramme de l’oxygène (Fig. 2.6) que les champs des groupes de chondrites carbonées sont plus étendus et moins résolus entre eux que ceux des groupes de chondrites non carbonées. Une partie de l’explication réside dans l’altération aqueuse des chondrites carbonées, qui semble s’être produite au moyen d’une

³Le record est actuellement détenu par deux CAI de la chondrite CH/CB Isheyev, avec $\Delta^{17}\text{O} = -34 \text{ ‰}$ (Gounelle et collab., 2009a).

eau isotopiquement lourde (Clayton, 2003) avec des rapport eau/roche variables, mais les chondres séparés des chondrites, s’alignant le long de la CCAM, montrent également une grande variabilité (en $\Delta^{17}\text{O}$) par rapport à celle exhibée par les chondres de chondrites non carbonées Rubin (2000).

2.3 Les processus dans les corps parents

Il n’est aucune météorite, même parmi les chondrites les plus primitives, que les processus dans son corps parents n’aient altéré de quelque façon après l’accrétion. Ne serait-ce que pour faire la part des propriétés pré-accrétionnaires des chondrites, il est donc nécessaire de tenir compte de ces processus que nous allons brièvement évoquer.

2.3.1 Métamorphisme thermique, altération aqueuse et chocs chez les chondrites

C’est Lee et collab. (1976) qui, observant dans une CAI des enrichissements en ^{26}Mg corrélés à la teneur en aluminium, mirent en évidence la présence, au début du système solaire, d’aluminium-26, un isotope radioactif décroissant en magnésium-26 avec une période de 0,74 Ma. Outre les services rendus à l’établissement d’une chronologie du système solaire (Kita et collab., 2005) et les contraintes qu’il apporte sur l’environnement stellaire (e.g. Gounelle et Meibom, 2008), l’aluminium-26 est remarquable en tant que source de chaleur dans les corps parents. En effet, on peut calculer que l’énergie dégagée par la désintégration de l’aluminium-26 dans un hypothétique matériel de composition chondritique formé peu après le temps zéro du système solaire (où l’on avait $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \approx 5 \times 10^{-5}$), se monte à 9 MJ/kg, bien plus que les 1,8 MJ/kg requis pour le faire fondre entièrement (Sanders et Taylor, 2005). Il ne faudrait pas pour autant conclure que tous les corps ont fondu à l’origine, car il fallait des corps parents de plusieurs dizaines de kilomètres de diamètre au moins pour empêcher la déperdition de cette chaleur vers l’espace.

On ne s’étonnera donc pas que les chondrites, quoique agglomérées quelques millions d’années après le temps zéro, montrent des effets d’un chauffage. Beaucoup d’entre elles ont subi un *métamorphisme thermique* (Huss et collab., 2006), c’est-à-dire des transformations à l’état solide, comme une recristallisation de la matrice, une remobilisation des grains de métal et de sulfure, la dévitrification de la mésostase des chondres ou une homogénéisation de la composition de leurs silicates (initialement très variable d’inclusion à inclusion). On peine à discerner les chondres dans les chondrites les plus métamorphisées.

La plupart des chondrites carbonées (hormis les CK notamment) montrent plutôt

les marques d'une *altération hydrothermale* (Brearley, 2003). On l'attribue ordinairement à la présence de glace parmi les matériaux accrétés, dont la forte chaleur latente de vaporisation (2,3 MJ/kg sous 1 bar) aurait pu tamponner la montée des températures. On observe ainsi dans ces météorites, le remplacement de minéraux anhydres par des silicates hydratés, l'oxydation des grains de métal et la précipitation de carbonates ou de sulfates. L'altération affecte d'abord la matrice, mais s'attaque aussi aux chondres et autres inclusions qui peuvent être entièrement effacés dans les chondrites les plus altérées (comme les CI).

Toutes ces transformations sont indexées sur une échelle de types pétrographiques introduite par van Schmus et Wood (1967), qui va de 1 à 6. Les chondrites de type 3 sont les plus primitives, les types 2 et 1 correspondent à des degrés d'altération aqueuse croissants, tandis que ceux de 4 à 6 marquent un métamorphisme thermique croissant. Un type 7 a été introduit pour les chondrites les plus recristallisées. Cette classification pétrographique complète la classification en groupes chimiques évoquées à la sous-section 2.2.1. Ainsi, une météorite comme Ensisheim, classée comme LL6, est une chondrite du groupe chimique LL et de type pétrologique 6. On comprend que pour contraindre l'histoire du disque, les chondrites de type 3 (dites aussi "inéquilibrées") sont les plus prisées, et des subdivisions (3.0, 3.1, 3.2 etc.) ont été introduites pour mieux quantifier la "primitivité" de ces chondrites.

Les chondrites exhibent également des marques de choc, pouvant aller de quelques fractures dans les cristaux à leur recristallisation en minéraux de hautes pression voire la fusion totale de la chondrite, ce qui est mesuré sur l'échelle de Stöffler-Keil-Scott (voir Sharp et de Carli 2006).

De nombreuses chondrites sont des *brèches*, c'est-à-dire des assemblages de débris rocheux de même nature (brèches monogéniques) ou non (brèches polygéniques) dispersés par un impact. Il n'est du reste pas rare de rencontrer dans des chondrites même formellement non bréchifiées des *xénolithes*, i.e. des fragments étrangers à l'hôte (e.g. Briani et collab., 2011).

2.3.2 Différenciation et météorites différenciées

Dans certains astéroïdes, et *a fortiori* les planètes telluriques, accrétés suffisamment tôt et/ou de taille suffisante pour prévenir la déperdition de chaleur, le chauffage dû à l'aluminium-26 put atteindre la température de début de fusion. On connaît ainsi des météorites de composition encore sensiblement chondritique, mais de texture complètement recristallisée, qui ont perdu des liquides métalliques, sulfurés et basaltiques : ce sont les

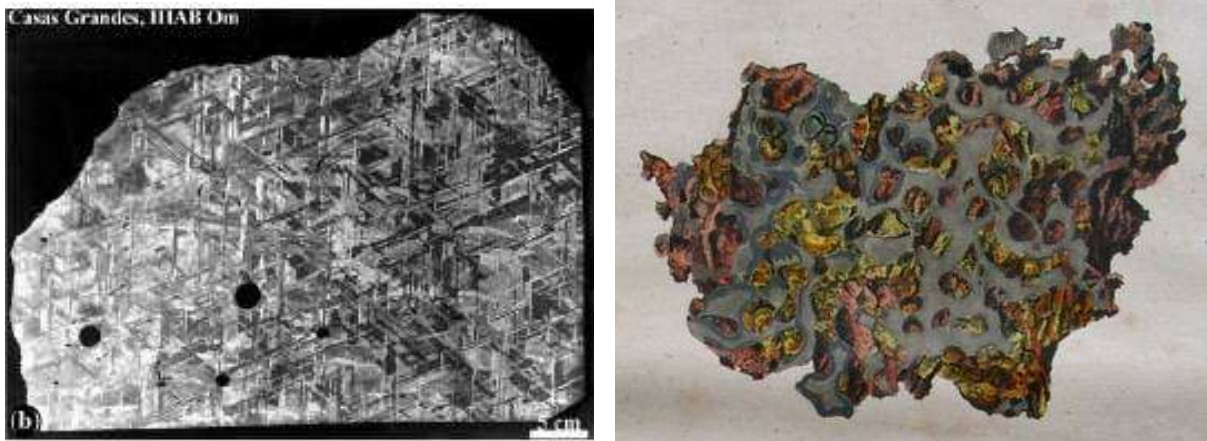


FIG. 2.7 – (Haut) Sidérite de Casas Grandes (octaédrite Om du groupe IIIAB). La face sciée et polie a été attaquée à l'acide pour révéler l'entrelac de kamacite et de taenite (les *figures de Widmannstätten*) qui se sont démélangé à la faveur du lent refroidissement dans le noyau astéroïdal. Image tirée de Krot et collab. (2003). (Bas) Pallasite (PAL MG-An) de Krasnoïarsk. Météorite différenciée constituée d'olivine, présumément d'origine mantellique, dans une trame métallique. Gravure tirée de Schreibers (1820).

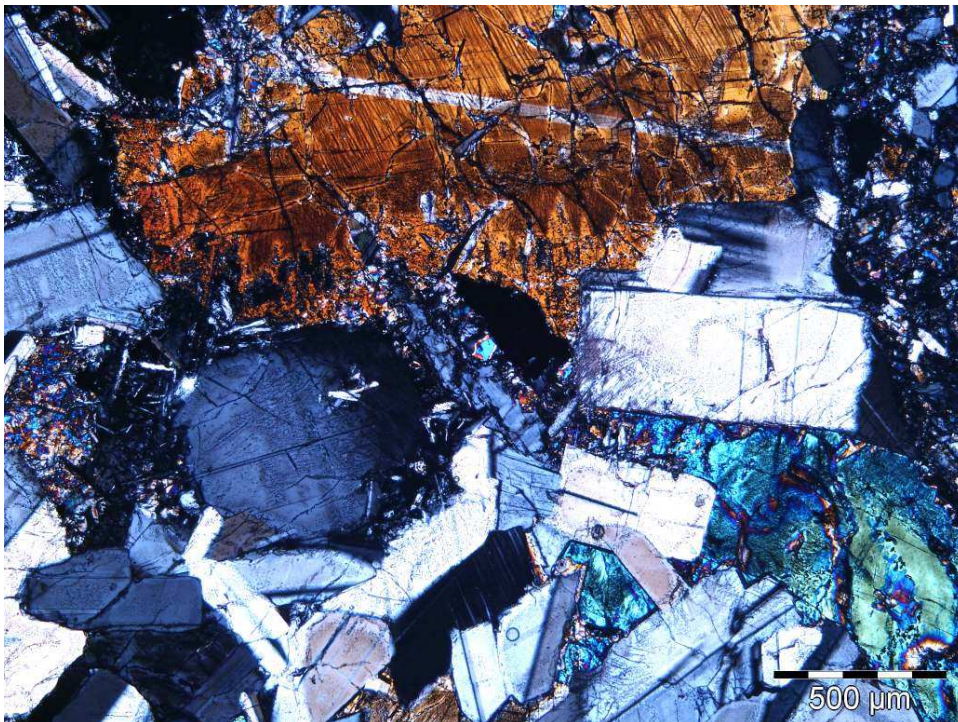


FIG. 2.8 – Lame mince de l'eucrite de Juvinas vue en lumière polarisée et analysée. On distingue des lattes blanc-gris-bleu de feldspath plagioclase présentant des mâcles polysynthétiques, et des cristaux aux couleurs plus vives de pyroxènes. Les eucrites sont des basaltes ou des gabbros supposés provenir, avec les diogénites et les howardites, de l'astéroïde 4 Vesta.

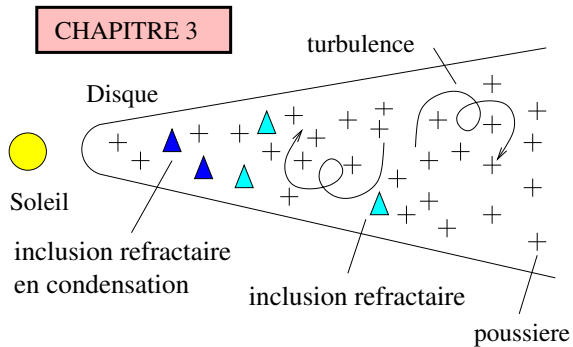
achondrites primitives. Dans certains d’entre eux, le chauffage alla plus loin encore, et la fusion très importante en leur sein provoqua une *différenciation* efficace, entre le métal, dense, qui se concentra au centre, et les silicates qui surnagèrent et constituèrent un manteau et une croûte. Non seulement toute texture chondritique a-t-elle été effacée, mais les compositions chimiques des roches qui en résultèrent—à l’origine des *météorites différenciées*—sont loin d’être chondritiques individuellement : les météorites issues du noyau sont essentiellement formées d’alliage fer-nickel (kamacite et taenite), et appelées *sidérites* (ou “fers”) tandis que celles du manteau et de la croûte sont dominées par les silicates (pyroxène, plagioclase, parfois olivine) et sont appelées *achondrites* (un terme qui englobe les achondrites primitives mentionnées plus haut). On connaît des météorites issues de la frontière entre le noyau et le manteau, les *pallasites*, mélange d’olivine et d’une trame métallique, et des brèches sidérite/achondrite crustale, les *mésosidérites* (voir Fig. 2.7 et 2.8). Il se peut qu’une partie des météorites différenciées (comme les sidérites dites improprement “non magmatiques”) soient issues, non de la différenciation globale d’un astéroïde due à des radioactivités à courtes périodes, mais à une fusion d’impact sur un astéroïde chondritique. Une revue sur la différenciation est fournie par McCoy et collab. (2006).

Pour n’être plus primitives en composition, certaines météorites différenciées n’en pourraient pas moins échantillonner les plus *anciens* planétésimaux du système solaire, contrairement aux chondrites. Ceci tient à l’abondance initiale d’aluminium-26, qui, comme nous l’avons vu plus haut, facilitait le chauffage des corps parents au détriment de la préservation de la texture chondritique. Des datations Hf-W de sidérites magmatiques en font des contemporaines des CAI (Qin et collab., 2008). Pour Libourel et Krot (2007), les agrégats granoblastiques à olivine (GOA pour *Granoblastic Olivine Aggregates*) retrouvées dans certaines chondrites (CV notamment), pourraient être des fragments des manteaux de cette première génération de planétésimaux.

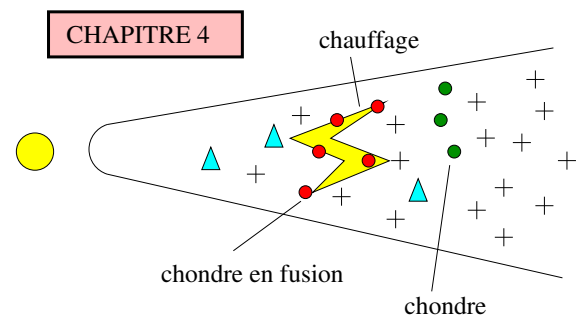
2.4 Problématique

Arrivés au terme de ces deux chapitres introductifs, résumons-en les acquis :

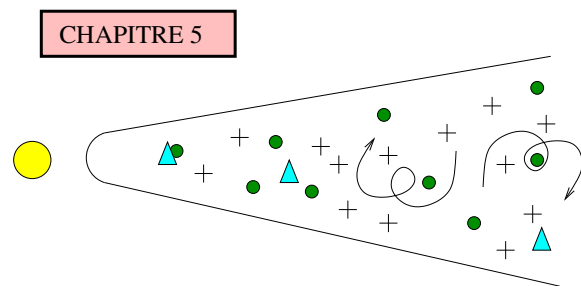
Nous avons vu que les *disques protoplanétaires* étaient une conséquence naturelle de l’effondrement des coeurs denses du milieu interstellaire (par conservation du moment cinétique), et telle était donc la nature du système solaire primitif. Mais la durée d’un disque est limitée à quelques millions d’années, et ce du fait de la turbulence en son sein qui transporte du moment cinétique. D’un point de vue théorique, les candidats à l’origine de cette turbulence sont l’*instabilité magnéto-rotationnelle* (ou MRI), qui nécessite



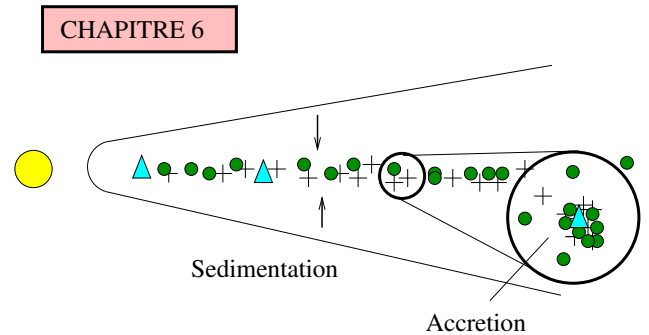
I. TRANSPORT des INCLUSIONS REFRACTAIRES



II. FORMATION des CHONDRES



III. REDISTRIBUTION des COMPOSANTS



IV. CONCENTRATION et ACCRETION

FIG. 2.9 – Schéma des différentes phases de l'histoire des composants chondritiques envisagés dans cette thèse. Nous considérons la formation et le transport des inclusions réfractaires (chapitre 3), la formation des chondres par un mécanisme encore indéterminé (chapitre 4), la redistribution de ces différents composants dans le disque gazeux (chapitre 5) et enfin la concentration des solides, par sédimentation et instabilité d'écoulement (chapitre 6).

un taux d'ionisation suffisant du gaz, et l'*instabilité gravitationnelle*, qui opère quand le disque est suffisamment massif. Environ un pour cent de la masse des disques est constituée de solides, dont la dynamique est dominée par son interaction avec le gaz via la *force de frottement d'Epstein*. Le résultat net en est une dérive vers le Soleil par rapport au gaz dont elle suit partiellement les mouvements turbulents. Pour former les planètes, le rapport solide/gaz est appelé à augmenter de dix ordres de grandeur : il est escompté que les solides sédimentent au plan médian (malgré la turbulence), où un mécanisme supplémentaire (comme l'*instabilité d'écoulement*) est requis pour que des concentrations de solides puissent s'effondrer gravitationnellement avant agglomération en roches cohérentes.

Si la spectroscopie permet de caractériser les solides inframillimétriques des disques protoplanétaires actuels, les météorites, et en particulier les *chondrites*, donnent un accès direct aux solides du disque protosolaire. Ces solides sont les *chondres*, sphérules silicatées formées lors d'un chauffage bref d'origine encore inconnue ; les grains de *métal* et de *sulfure* qui leur sont sans doute cogénétiques ; les *inclusions réfractaires*, formées par condensation à hautes températures au tout début de l'histoire du disque, 1 à 3 Ma avant les chondres ; une *matrice* à grains fins qui cimente le tout. Il existe une diversité considérable parmi les chondrites, répartis en 14 groupes distincts, diversité que l'on peut en partie rationaliser en termes de *fractionnements* (séparation physique) entre différents composants : fractionnement entre éléments réfractaires et volatils, fractionnement Mg/Si, fractionnement métal/silicate et variation d'état redox, fractionnement isotopique (et notamment des isotopes de l'oxygène). On distingue au premier ordre les *chondrites carbonées*, considérées comme plus "primitives", des *chondrites non carbonées* (ordinaires, à enstatite, de Rumuruti). Il faut enfin garder à l'esprit que les météorites ont subi des processus sur leur corps parent ; certaines ont d'ailleurs entièrement fondu et perdu leur texture chondritique primitive : ce sont les météorites différenciées.

Nous pouvons maintenant développer notre problématique, que nous avons schématisé à la figure 2.9. En un mot, notre objet d'étude est l'histoire des solides du système solaire primitif, depuis leur formation jusqu'à leur accrétion. Pour cela, nous voulons combiner les observations des solides préservés dans les chondrites et les modélisations astrophysiques des disques protoplanétaires, que nous avons présentées dans les deux chapitres introductifs, et ce en contribuant simultanément à ces deux approches. Il s'agit de contraindre à la fois l'astrophysique par la cosmochimie et vice-versa. Plus spécifiquement, les deux axes que nous allons explorer dans ce mémoire sont la dynamique des solides dans le disque gazeux et la géochimie des éléments en trace dans les chondres.

Les composants d'une chondrite sont divers, et en particulier divers en âge : comme

nous l'avons rappelé plus haut, les inclusions réfractaires "primaires" (non fondues) précèdent de 1 à 3 Ma les chondres qui présentent eux-mêmes une dispersion en âge considérable. Aussi ces objets ont-ils dû évoluer pendant plusieurs millions d'années dans le disque avant de s'agglomérer. Comment ont-ils pu être préservés si longtemps dans le disque sans dériver vers le Soleil du fait de l'accrétion du gaz vers le Soleil et du frottement gaz-solide ? Comment en particulier comprendre l'abondance des inclusions réfractaires dans les chondrites carbonées, alors qu'elles sont les objets les plus anciens, et ne semblent s'être condensées que dans les premiers 100 000 ans du disque (à en croire les datations dans les chondrites CV) ? Y a-t-il un lien entre les inclusions réfractaires et les autres composants chondritiques ? C'est ce que nous étudierons au chapitre 3. Un séjour de plusieurs millions d'années dans le disque ne sera pas sans conséquence sur leur distribution : le transport dans le disque, le mélange ainsi réalisé entre différents réservoirs nébulaires, a dû significativement impacter l'éventail final des compositions des chondrites. Peut-on dès lors expliquer en termes de transport aérodynamique les différents fractionnements chimiques et isotopiques mis en évidence par les cosmochimistes ? En quoi la redistribution aérodynamique permettrait-elle en particulier de comprendre la dichotomie entre chondrites carbonées et chondrites non carbonées ? Si de telles explications étaient possibles, elles permettraient également d'inscrire la diversité des chondrites dans l'espace et dans le temps. En particulier : où et quand se sont formées les différents groupes de chondrites ? Tel sera l'objet du chapitre 5.

C'est dans ce disque protoplanétaire que nous aurons ainsi essayé de contraindre d'un point de vue dynamique que se sont formés les chondres. Eu égard à leur ubiquité dans les météorites primitives, leur mécanisme de formation a dû être un processus important dans le système solaire primitif, mais il n'est pas de consensus à son sujet, d'où l'intérêt de contraintes cosmochimiques claires. Les matériaux précurseurs des chondres étaient-ils des "boules de poussière" nébulaires, ou des débris de planétésimaux différenciés ? Quelle était leur histoire thermique ? Combien de chauffages ont-ils subi ? Les chondres se sont-ils comportés en systèmes ouverts ou fermés ? Somme toute, les propriétés des chondres sont-elles encore compatibles avec une formation dans le gaz nébulaire, ou faut-il invoquer un environnement planétaire pour tout ou partie de leur histoire ? C'est pour faire la lumière sur ces questions que nous avons entrepris de mesurer par LA-ICP-MS l'abondance des éléments en trace dans les différentes phases minérales des chondres. Le partage de ces éléments entre les phases renseignera de manière très sensible sur l'histoire de ces mini-systèmes magmatiques que sont les chondres et les relations génétiques qui existent entre ces phases. En analysant aussi bien des chondrites carbonées que des chondrites non carbonées, nous pourrons non seulement apprécier la diversité des propriétés géochimiques

des chondres en général, mais aussi les différences en la matière entre ces deux “super-clans” de chondrites. En les mettant en regard de nos considérations dynamiques des chapitres 3 et 5, et donc potentiellement en corrélant ces différences avec la distance héliocentrique et/ou le temps, cela ouvrirait potentiellement la voie à des contraintes supplémentaires sur le mécanisme de formation des chondres. Nous présentons notre travail sur la géochimie des chondres au chapitre 4.

Avant de s’agglomérer et former les chondrites que nous connaissons aujourd’hui, chondres, inclusions réfractaires, grains de métal et de sulfure et poussière micrométrique ont dû être concentrés dans le disque par typiquement dix ordres de grandeur par rapport aux valeurs initiales du disque protosolaire. Or, et ce d’autant plus qu’ils sont concentrés, les solides ne sont pas les objets simplement passifs de la turbulence du gaz, ils agissent sur lui en retour. Ils peuvent par exemple, en accélérant la recombinaison des ions et des électrons, influencer sur le taux d’ionisation. Cet effet est déterminant pour la sédimentation : en effet, elle représente une lutte entre la gravité solaire, qui tend à concentrer les solides au plan médian du disque, et la turbulence MHD, initiée par la MRI, qui tend à les diffuser de part et d’autre de ce plan. Si les solides diminuent l’ionisation, ils suppriment la MRI et peuvent sédimenter ; mais s’ils sédimenter et délaissent ainsi le gaz de part et d’autre du plan médian, la MRI peut y renaître... et rediffuser les grains ! Un autre effet des grains est la force de frottement qu’ils exercent en retour sur le gaz, qui peut être significatif dans le plan médian. Via le gaz, les solides peuvent ainsi “collectiviser” leur mouvement, et se concentrer encore davantage : c’est l’*instabilité d’écoulement*. Cependant, l’interprétation physique de la phase linéaire (initiale) de cette instabilité tirée des calculs de Youdin et Goodman (2005) reste obscure, les premiers modèles-jouets venant à l’esprit invoquant une dépendance de la vitesse de dérive à la concentration ne semblant pas pouvoir s’appliquer à la phase linéaire (Youdin et Johansen, 2007). Afin d’éclaircir ces deux interactions, nous avons conçu et étudié des modèles réduits que nous présenterons au chapitre 6.

Nous pouvons maintenant aborder les différents chapitres de la recherche propre à cette thèse, chapitres que nous avons choisi d’ordonner selon une chronologie schématique du système solaire (Fig. 2.9).

Chapitre 3

Transport et préservation des inclusions réfractaires

*Rochers, bien que soyez âgés
De trois mil ans, vous ne changez
Jamais ni d'état ni de forme ;
Mais toujours ma jeunesse fuit
Et la vieillesse qui me suit,
De jeune en vieillard me transforme
(Les Odes, Ronsard, 1550)*

Les inclusions réfractaires, et notamment les CAI, sont les objets les plus anciens du système solaire connus. Leur relative uniformité à travers les différents groupes de chondrites suggère qu'elles se sont formées dans un même réservoir, probablement proche du Soleil (MacPherson, 2005), avant d'être transportées dans le disque jusque dans les régions de formation des chondrites. Comme les météorites qui les contiennent renferment également des chondres de 1 à 3 millions d'années plus jeunes (Villeneuve et collab., 2009), les CAI ont dû être préservées dans le disque, entre leur condensation et leur accréation, pendant plusieurs millions d'années. C'est sur ce problème de préservation que porte le présent chapitre. Après avoir posé le problème du transport des CAI (section 3.1), nous exposerons la solution qu'offre la prise en compte de la *zone morte* dans le disque. La lettre publiée à l'issue de ce travail est incluse à la section 3.3. Nous résumons nos conclusions à la section 3.4.

3.1 Le problème du transport des inclusions réfractaires

Deux obstacles s'opposent à la préservation des inclusions réfractaires dans le disque : le mouvement général du gaz vers le Soleil, et le frottement gaz-solide qui font dériver les solides encore plus vite vers notre étoile (voir chapitre 1). En combinant les équations (1.15) et (1.28), on en arrive à un temps de dérive :

$$t_{\text{drift}} = \min(t_{\text{vis}}, t_{\text{drag}}) = 0,2 \text{ Ma} R_{\text{AU}}^{1/2} \left(\frac{1 \text{ km/s}}{c_s} \right)^2 \frac{10^{-3}}{\max(\alpha, \text{St})}, \quad (3.1)$$

où, rappelons-le, t_{vis} , déterminé par le paramètre de turbulence α , désigne l'échelle de temps de transport du gaz vers le Soleil, et t_{drag} le temps de dérive dû au frottement, déterminé par le temps de freinage adimensionné St .

Sauf à compter sur des maxima pérennes et axisymétriques de pression, seuls les mouvements de marche au hasard occasionnés par la turbulence sont susceptibles de s'opposer à cette dérive et de rendre compte du transport d'une partie des CAI vers la périphérie du système solaire. Sous une forme ou une autre, la diffusion turbulente est en effet de nos jours le mode de transport des inclusions réfractaires préféré des théoriciens (e.g. Cuzzi et collab., 2003; Boss, 2004; Ciesla, 2009, 2010). Pour de grandes valeurs de α , non seulement la portée de cette diffusion est grande, mais la dissipation de la turbulence occasionne des températures plus élevées et donc élargit la région de formation des inclusions réfractaires.

Cependant, précisément, l'équation (3.1) nous enseigne que de grandes valeurs de α vont de pair avec une vitesse d'accrétion du gaz élevée. Le résultat net est que les simulations de Ciesla (2010), si elles permettent de rendre compte de la distribution des âges des inclusions réfractaires—la production et le transport ayant été plus efficaces au début—, échouent par un à deux ordres de grandeur à rendre compte, à elles seules, de l'abondance observée des inclusions réfractaires dans les chondrites carbonées. Celle-là, pour n'être que de quelques pour cent, est en réalité comparable à ce qu'aurait donné la condensation *in situ* d'un gaz de composition solaire (de l'ordre de 6 % par bilan de masse sur les éléments réfractaires; cf Grossman 2010). Et aucune valeur du paramètre α ne fait figure de compromis satisfaisant à en juger des études de paramètres de Ciesla (2010).

Cuzzi et collab. (2003), qui avaient déjà reconnu ce problème, avaient proposé que la région de formation des inclusions réfractaires aurait pu être enrichie en matière condensable par rapport aux abondances cosmiques, de sorte qu'une surproduction d'inclusions réfractaires aurait pu compenser leur dilution ultérieure. Cet enrichissement serait dû à

l'arrivée de corps métrologiques ayant migré depuis la périphérie du système solaire, encore une fois du fait du frottement gaz-solide. Mais, outre le fait que ces “migrateurs” auraient occasionné des conditions trop oxydantes par rapport aux observations (Grossman et collab., 2008), il est douteux que le système solaire externe ait même eu assez de matière à fournir au système solaire interne (voir d'ailleurs Ciesla et Cuzzi (2006) pour le cas du transport de l'eau). Ciesla (2010) a proposé que la sédimentation préférentielle des inclusions réfractaires au plan médian, ou un mécanisme de concentration turbulente, aurait pu augmenter “artificiellement” leur proportion dans les chondrites, mais on voit difficilement pourquoi, par exemple, cela n'aurait pas affecté les chondres (formés entre-temps), qui leur sont aérodynamiquement équivalents en première approximation, de la même manière¹.

Ces solutions n'ayant donc pas paru satisfaisantes, il semble que l'on soit ramené au paradoxe de vouloir α grand pour profiter d'une diffusion radiale efficace, et α petit pour une préservation plus longue.

3.2 Variation de la turbulence dans le disque : la notion de zone morte

Mais il n'y a là paradoxe que si l'on s'impose la contrainte d'un α constant dans le disque et dans le temps. Or, comme nous l'avons vu au chapitre 1, la turbulence n'est présente que si l'une ou l'autre des instabilités qui peuvent la nourrir l'est. Les instabilités gravitationnelles s'évanouissant à mesure que le disque perd sa masse, ne reste essentiellement sur les rangs que l'instabilité magnéto-rotationnelle. Or celle-ci n'opère que si le taux d'ionisation du gaz est suffisant (voir Annexe C).

Aux températures de condensation des inclusions réfractaires, l'ionisation thermique a dû être suffisante pour activer la MRI. Pour l'évaluer, on invoque l'équation de Saha pour un métal M pouvant s'ioniser en M^+ . En notant n_M et n_{M^+} leur concentrations respectives, cette dernière s'écrit (Balbus, 2011) :

$$\frac{n_{M^+}n_e}{n_M} = \left(\frac{\sqrt{2\pi m_e k_B T}}{h} \right)^3 se^{-\frac{\chi_1}{k_B T}}, \quad (3.2)$$

avec χ_1 l'énergie de première ionisation, $h = 6,62 \times 10^{-34}$ J.s la constante de Planck et s le double du rapport des fonctions de partition de M^+ et M . Comme l'électroneutralité

¹Au sujet de la sédimentation, il faut noter que cela suppose $S > 1$ pour les inclusions réfractaires (voir chapitre 5), et le facteur gagné, de l'ordre de \sqrt{S} ne compenserait pas le faible transport vers l'extérieur attendu dans cette région, probablement borné par une exponentielle décroissante en S (cf chapitre 5).

impose $n_{M^+} = n_e$, la diffusivité ohmique exprimée par l'équation (C.12) est :

$$\eta_O = K_0 \left(\frac{\rho}{a s c_s} e^{\frac{x_1}{k_B T}} \right)^{1/2}, \quad (3.3)$$

avec a le rapport atomique M/H et

$$K_0 = \left(\frac{2^{11}}{\pi^9 m_e m_n^3} \right)^{1/4} \frac{\sigma_0 h^{3/2}}{\mu_0 e^2} = 1,8 \times 10^4 \text{ m}^4 \text{ s}^{-3/2} \text{ kg}^{-1/2}. \quad (3.4)$$

avec $\sigma_0 = 10^{-19} \text{ m}^2$ la section efficace de collision neutre-électron (Balbus, 2011). En conditionnant l'activation de la MRI à une valeur minimale du nombre de Reynolds magnétique $\text{Re}_M = \text{Re}_{M,c}$ (voir équation (C.15) dans l'annexe C), la température d'activation de la MRI vérifie donc :

$$P \Omega^2 \text{Re}_{M,c}^2 \frac{K_0^2}{a s} \left(\frac{m}{k_B} \right)^{7/2} = T_{\text{MRI}}^{7/2} e^{-\frac{x_1}{k_B T_{\text{MRI}}}}, \quad (3.5)$$

ce qui est tracé dans la Fig. 3.1. On y voit qu'assez robustement, cette température est comparable à celle de la condensation des CAI (cela est même robuste vis-à-vis d'un changement de $\text{Re}_{M,c}$, qui reviendrait à modifier l'axe des abscisses d'un facteur constant). De plus, la poussière, qui tend à réduire l'ionisation (voir chapitre 6), devrait être largement évaporée à ces températures. On doit donc s'attendre à une turbulence élevée dans la région de formation des CAI—si elle a bien eu lieu dans le disque—et un transport efficace, et ce d'autant plus que le disque issu de l'effondrement était compact (Ciesla, 2010; Jacquet et collab., 2011b).

Mais rapidement, en moins de $10^5 - 10^6$ a, il apparaît dans un disque toute une région, s'étendant de 0,1-1 à 10-100 UA, où ni la température, ni les rayons cosmiques (ou le rayonnement X émis par l'étoile centrale) ne peuvent induire une ionisation suffisante pour entretenir la MRI (e.g. Zhu et collab., 2010). Les instabilités gravitationnelles s'évanouissant par ailleurs à mesure que la masse du disque décroît, la turbulence doit donc y être très réduite, avec α de l'ordre de $10^{-6} - 10^{-4}$ au plan médian (Fleming et Stone, 2003; Ilgner et Nelson, 2008; Oishi et Mac Low, 2009; Turner et collab., 2010) : c'est la *zone morte* (Gammie, 1996). Ce n'est sans doute pas une coïncidence que la zone morte corresponde à la région de formation des planètes (Terquem, 2008) ne serait-ce que parce que la faible turbulence aiderait à la concentration de poussière au plan médian. Aussi, la masse qui s'y accumule du fait de la faible vitesse d'accrétion vers le Soleil engendre des densités de surfaces permettant la croissance des planètes géantes avant la dissipation du disque (cf Terquem 2008). Dans la zone morte, la dérive des CAI est donc réduite parce

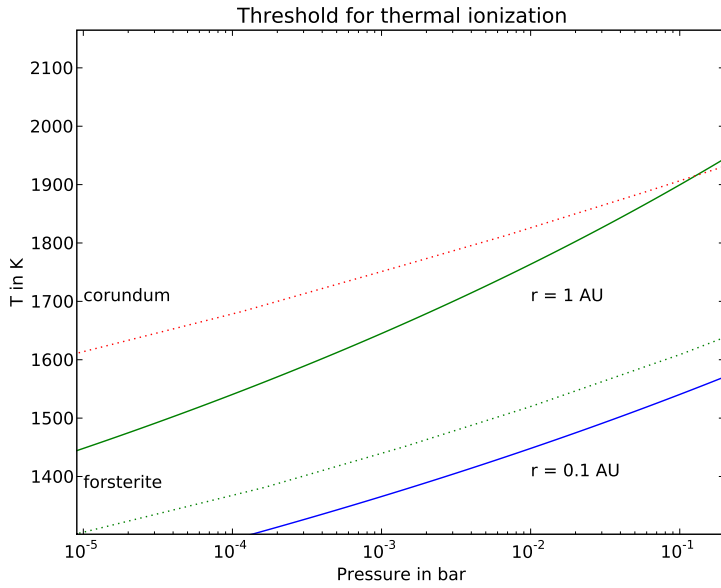


FIG. 3.1 – Seuil d’activation thermique de la MRI en fonction de la pression, pour deux distances héliocentriques. On utilise l’ionisation du potassium, avec $\log a = -6,88$ (Lodders, 2003), $\chi_1 = 4,341$ eV, $s = 2$ et $\text{Re}_{M,c} = 100$. On a ajouté les températures de condensation du corindon et de la forstérite (Wooden et collab., 2005) qui devraient encadrer la séquence de condensation représentée par les inclusions réfractaires. Ce calcul simple suppose l’équilibre thermodynamique.

que (i) la vitesse d’accrétion du gaz l’est et (ii) parce que le couplage au gaz est plus fort ($\text{St} \propto \Sigma^{-1}$). On peut ainsi rendre compte de la préservation des inclusions réfractaires formés avant ou contemporanément à l’émergence de la zone morte. On peut également comprendre pourquoi les âges des chondres dans une même météorite peuvent s’étaler sur plusieurs Ma (Villeneuve et collab., 2009), et pourquoi le mélange des chondres entre les différents groupes de chondrites a été peu efficace. En d’autres termes, l’enregistrement météoritique pourrait être considéré comme apportant une corroboration observationnelle de l’existence de la zone morte, en attendant les observations astronomiques d’ALMA.

3.3 Lettre publiée dans *Astronomy & Astrophysics*

Nous avons publié, en février 2011, une lettre (Jacquet et collab., 2011b) sur la problématique discutée ci-avant, que nous reproduisons ci-après. Nous y proposons que le disque après effondrement était compact ($\lesssim 10$ UA), que ce soit à cause d’un faible moment cinétique spécifique ou du freinage magnétique, que son expansion visqueuse a transporté des inclusions réfractaires jusqu’à une dizaine d’UA en une centaine de milliers d’années, et que leur retour prématuré vers le Soleil a été prévenu par l’émergence de

la zone morte. Notons que cette partie du scénario a fait l'objet d'une étude numérique récente par Yang et Ciesla (2012). A l'annexe G, nous précisons le calcul des équations 7 et 8 dont le détail n'avait pu être inclus dans la lettre-même pour des raisons de place.

LETTER TO THE EDITOR

Radial transport of refractory inclusions and their preservation in the dead zone

Emmanuel Jacquet¹, Sébastien Fromang^{2,3}, and Matthieu Gounelle¹

¹ Laboratoire de Minéralogie et de Cosmochimie du Muséum (LMCM), CNRS & Muséum National d'Histoire Naturelle, UMR 7202, 57 rue Cuvier, 75005 Paris, France. e-mail: ejacquet@mnhn.fr

² CEA, Irfu, SAp, Centre de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

³ UMR AIM, CEA-CNRS-Univ. Paris VII, Centre de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

Preprint online version: January 4, 2011

ABSTRACT

Calcium-aluminum-rich inclusions (CAIs) are the oldest solar system solids known in primitive meteorites (chondrites). They predate the other components by 1-2 Myr, and likely condensed within a short time interval, close to the Sun in the gaseous protoplanetary disk. Their preservation must counterbalance both the sunward drift caused by gas drag and the general inward motion of the entraining gas. We propose that an efficient outward transport of CAIs can be achieved by advection as a result of the viscous expansion of the disk, provided it is initially less than 10 AU in size, which we argue is plausible from both observational and theoretical points of view. Gas drag would stop this outward motion within 10^5 yr. However, by that time, a magnetically dead zone would have developed as gravitational instabilities fade away, which would trap CAIs for a significant fraction of the disk lifetime because of the reduced advection velocities. The dead zone would also prevent outward diffusion of subsequently condensed CAIs, contributing to their observed narrow age range. This preservation mechanism is independent of the outward transport scenario (before the dead zone formation) and a natural consequence of considering the source of turbulence in accretion disks.

Key words. accretion, accretion disks – instabilities – magnetohydrodynamics (MHD) – meteorites, meteors, meteoroids

1. Introduction

Chondrites are the most primitive meteorites and provide an invaluable record of early solar system processes. They consist of millimeter-sized solids set in a fine-grained matrix, the most abundant of which are *chondrules*, silicate spherules produced by rapid melting and cooling of precursor material (e.g. Connolly & Desch 2004). Another noteworthy, albeit rarer component of chondrites are *refractory inclusions*, in particular submillimeter- to centimeter-sized *calcium-aluminum-rich inclusions* (CAIs). Thermodynamic calculations suggest that they condensed at temperatures of ~ 1400 - 1800 K from a gas of solar composition, although many have since melted and/or partially evaporated. With an age of ~ 4568 Myr (e.g. Bouvier et al. 2007), CAIs are the oldest known solar system solids. Intriguingly, primary formation of CAIs—at least those of CV chondrites—seems restricted to an interval of a few 10^4 yr (Bizzarro et al. 2004), while chondrule formation apparently began 1-2 Myr later and lasted ~ 2 Myr (Villeneuve et al. 2009). Despite some variation in CAI mineralogy among chondrite groups, similarities indicate that all CAIs formed in a common environment, likely close to the Sun, and were then transported to chondrite-forming regions (e.g. MacPherson 2005). Outward transport is also needed for two CAIs identified in dust returned from comet Wild 2 (e.g. Zolensky et al. 2006).

Transport and/or production mechanisms of CAIs must have been efficient because their mass fraction in some chondrites—a few percent, e.g. Hezel et al. (2008)—is comparable with what *in situ* condensation from a solar gas would have achieved. Moreover, these mechanisms must offset the sunward drift induced by gas drag on solids (Weidenschilling 1977) and the gen-

eral inward motion of accreting gas, which partially entrains the solids. These combined phenomena typically entail a drift into the Sun within a few 10^5 yr for millimeter-sized bodies.

Proposed CAI transport scenarios either involve jets such as the X-Wind model (Shu et al. 2001), or operate solely inside the disk, e.g. with turbulent diffusion (e.g. Bockelée-Morvan et al. 2002; Cuzzi et al. 2003; Ciesla 2010), gravitational instabilities (GI; Boss 2004), or meridional circulation—an hypothetical outward flow around the midplane (e.g. Takeuchi & Lin 2002; Ciesla 2009). As originally formulated in the literature, jet models and meridional circulation should operate over most of the disk's lifetime and thus would not reproduce *per se* the narrow age range of CV CAIs. Conversely, turbulent diffusion and GI would be efficient only in the early phases. As Cuzzi et al. (2003) emphasize, disk evolution definitely matters.

In this letter, we sketch a scenario (depicted in Fig. 1) of CAI transport and preservation in the disk: We adopt in Sect. 2 a small and massive initial disk (stage 'A' in Fig. 1). As described in Sect. 3, viscous heating enables CAI condensation sufficiently far from the Sun to have CAIs entrained outward by disk expansion (stage 'B'), before they are stopped by gas drag (stage 'C'). As GI fade away, a dead zone forms, where the magnetorotational instability (MRI) does not operate, in which CAIs are effectively trapped for a few Myr until chondrite accretion (stage 'D') because of reduced advection velocity. This is the subject of Sect. 4. The model and its limitations are discussed in Sect. 5.

2. Disk model

Observations of class 0 objects have not yet unambiguously identified disks, suggesting that many disks may have begun by

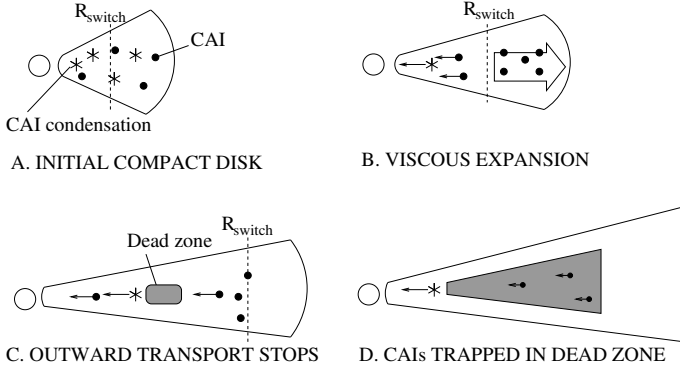


Fig. 1. Cartoon of the proposed scenario: CAIs form in an initially compact and massive disk (A), which undergoes viscous expansion, entraining CAIs outward (B), building up a leaky reservoir that is eventually released at large heliocentric distances (C), while a dead zone emerges and traps CAIs until chondrite accretion (D).

being very compact (Maury et al. 2010; Hennebelle & Ciardi 2009, and references therein). The lower range of plausible values of the precollapse cloud’s rotation velocity and size actually allow a centrifugal radius—the maximum stellocentric distance where infalling material lands on the equatorial plane—less than ~ 10 AU (Pickett et al. 1997; Zhu et al. 2010). Hydrodynamical simulations of protostellar collapse by Tscharnuter et al. (2009) result within $\sim 10^4$ yr in the buildup of a compact disk with a hot inner region extending to 4 AU. Moreover, magnetic braking during the collapse has been shown to be able to remove angular momentum efficiently enough to allow small disk sizes, depending on the relative inclination between angular momentum and the magnetic field threading the cloud (Hennebelle & Fromang 2008; Hennebelle & Ciardi 2009).

We therefore consider an early epoch where the disk size is a few AU, and adopt, for greater definition, the surface density profile of the self-similar model taken from Lynden-Bell & Pringle (1974), similarly to Cuzzi et al. (2003):

$$\Sigma(t, R) = \frac{M_D(t)}{2\pi R R_D(t)} e^{-\frac{R}{R_D(t)}}, \quad (1)$$

with $M_D(t)$ and $R_D(t)$ the disk mass and characteristic radius, respectively, at time t . This model assumes that the viscosity $\nu = \alpha c_s^2 / \Omega$ (with c_s the isothermal sound speed, Ω the Keplerian angular velocity and α a dimensionless parameter) is *time-independent* and proportional to the heliocentric distance R , and therefore may be written as

$$\nu = 5 \times 10^{10} \text{ m}^2/\text{s} f_\nu R_{\text{AU}}, \quad (2)$$

with f_ν a dimensionless factor, and R_{AU} the heliocentric distances expressed in AU. In the disk outer regions dominated by the irradiation temperature (here $\propto R^{-1/2}$, with nominal $T_{\text{irr}}(1 \text{ AU}) = 280 \text{ K}$), our nominal $f_\nu = 1$ corresponds to a constant $\alpha = 10^{-2}$. R_D increases linearly with time and satisfies

$$t = \frac{R_D(t)^2}{3\nu(R_D(t))}, \quad (3)$$

the origin of times being a mathematical singularity where all mass resides at the center. Angular momentum conservation implies that $M_D R_D^{1/2}$ is constant. We take a nominal $M_D R_D^{1/2} = 0.5 M_\odot \cdot \text{AU}^{1/2}$, a reasonable value because, in evolved phases, the disk, whose radius is $> 10^2$ AU, may be expected to have a mass larger than that of the “minimum mass solar nebula” (MMSN),

0.01–0.02 M_\odot (Hayashi 1981). Moreover, one-zone models of embedded accretion disks by Kratter et al. (2008) yield a disk-to-star mass ratio of a few tenths during the infall phase.

It is important to note, based on Eq. (3), that within ~ 1 Myr the disk, though initially small, *will* attain 10^2 – 10^3 AU as observed for class II objects.

3. Outward transport via viscous expansion

In the self-similar model, the vertically averaged radial gas velocity is (Lynden-Bell & Pringle 1974)

$$v_g = -\frac{3}{\Sigma \sqrt{R}} \frac{\partial}{\partial R} (\sqrt{R} \Sigma \nu) = 3\nu \left(\frac{1}{R_D} - \frac{1}{2R} \right), \quad (4)$$

where the second equality uses the surface density profile given by Eq. (1). Beyond the turnover radius $R_{\text{switch}} = R_D/2$, v_g is outward (positive).

In the inner disk, viscous dissipation generates a contribution to the local temperature that dominates that of irradiation by the Sun. Using Chambers (2009)’s formulae, but sticking to the prescribed viscosity profile given by Eq. (2), the former is

$$T_{\text{vis}} = 10^3 \text{ K} \left(f_\nu \frac{\kappa}{0.5 \text{ m}^2/\text{kg}} \right)^{1/4} \left(\frac{\Sigma}{10^4 \text{ kg/m}^2} \right)^{1/2} R_{\text{AU}}^{-1/2}, \quad (5)$$

with κ the (constant) opacity. Initially, as shown in Fig. 2, the “CAI factory” (Cuzzi et al. 2003) extends beyond R_{switch} , allowing CAIs to be advected outward from where they condensed (stage ‘B’ in Fig. 1) until R_{switch} exits the CAI factory on a timescale of 10^4 – 10^5 yr (see Fig. 2). This alone would account for the narrow age range of CV CAIs.

The CAIs cannot be entrained arbitrarily far, however. The gas drag in the Epstein regime indeed induces a drift with respect to the gas (e.g. Weidenschilling 1977):

$$v_{\text{drag}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\partial P}{\partial R} \frac{\rho_s a}{\rho^2 c_s}, \quad (6)$$

with P , ρ the gas pressure and density, and ρ_s , a the CAI internal density and radius, respectively. v_{drag} is inward and roughly *inversely* proportional to ρ . Thus, for a given CAI size, at sufficiently large heliocentric distances, v_{drag} dominates v_g and the net CAI velocities are directed inward. Therefore, CAI velocities in the early phase are positive over a finite range of heliocentric distances only, bounded by two “stagnation” points (i.e. heliocentric distances where the CAI velocity is zero). After some expansion, these stagnation points merge and the velocities are directed inward throughout the disk from that time onward. If, in the self-similar model, the position of the outer stagnation point is taken to be stationary in time, this yields the maximum transport range of solids R_{max} and the corresponding time t_{max}^1 :

$$R_{\text{max}} = 50 \text{ AU} \left(\frac{1 \text{ kg/m}^2}{\rho_s a} \frac{\alpha}{10^{-2}} \frac{M_D R_D^{1/2}}{0.5 M_\odot \cdot \text{AU}^{1/2}} \right)^{2/5} \quad (7)$$

$$t_{\text{max}} = 10^5 \text{ yr} \left(\frac{1 \text{ kg/m}^2}{\rho_s a} \frac{M_D R_D^{1/2}}{0.5 M_\odot \cdot \text{AU}^{1/2}} \right)^{2/5} \left(\frac{10^{-2}}{\alpha} \right)^{3/5} \frac{280 \text{ K}}{T_{\text{irr}}(1 \text{ AU})}. \quad (8)$$

For fiducial disk parameters, solids can thus be transported outward for tens of AUs within $\sim 10^5$ yr. Because the CAIs must have departed from a sufficiently hot disk region, their transport range may be somewhat smaller than R_{max} (e.g. ~ 10 AU in Fig. 2).

¹ In this calculation we approximate the temperature with its irradiation contribution, as is appropriate for large heliocentric distances.

Fig. 2. Space-time diagram of the self-similar model. Dashed lines mark the trajectory of CAIs with $\rho_s a = 1 \text{ kg/m}^2$ and the black continuous line indicates the locus of R_{switch} . The MRI-*inactive* areas are shaded in blue (dead zone), with the 1500 K isotherm (a typical CAI condensation temperature) drawn as a continuous blue line. Regions prone to GI in the *absence* of viscous dissipation are shaded in red. Once the (GI-free) dead zone reaches a significant fraction of the disk mass, the disk model is no longer self-consistent, and disk evolution is expected to slow down, as is the sunward drift of CAIs in the dead zone. The conclusion is that CAIs can be transported to the dead zone before its formation.

4. Preservation of CAIs in the dead zone

In the self-similar model the return to the Sun, which essentially follows the gas, is completed for $t = 4.9 t_{\text{max}}^2$, that is, largely before chondrite accretion. Although the estimates here are conservative, because they ignore random-walk turbulent motions (e.g. Cuzzi et al. 2003; Ciesla 2010), the problem is especially acute for centimeter-sized CAIs common in CV chondrites (with $\rho_s a = 10\text{--}100 \text{ kg/m}^2$). The purpose of this section is to show that the appearance of a dead zone, which slows down the inward motion of the solids, solves the preservation issue.

Indeed, thus far we have not addressed the question of the driver of accretion, and hence the maximum domain of validity of the model. These drivers are thought to result from GI and/or the MRI. The red zone in Fig. 2 shows the maximal domain (calculated ignoring heating by local turbulence) where GI-induced turbulence can occur, assuming a threshold value for the Toomre parameter $Q \equiv \Omega c_s / \pi G \Sigma$ of $Q_c = 2$ (see e.g. Kratter et al. 2008). Although GI may be important in the early phases, MRI-powered turbulence is believed to prevail after the disk has significantly expanded. The blue zone shows where neither temperature (below an activation threshold here fixed at 1500 K) nor cosmic rays (limited to an attenuation depth of 10^3 kg/m^2) yield the minimum ionization fraction required for the MRI (Gammie 1996). Thus, wherever the blue zone is not overlaid by the red one, α values assumed by the self-similar model ($10^{-3} - 10^{-2}$) cannot be self-consistently sustained, and a *dead zone*, with reduced accretion, results within $10^4 - 10^5 \text{ yr}$ at a few AU (stage 'C' in Fig. 1). *This is before the CAIs have returned to the Sun.*

In the evolved stages of the disk (no longer captured by the self-similar model, because its simple α prescription breaks

down), the inner edge of the dead zone will move inward to a fraction of an AU, while its outer edge will lie at tens of AU (e.g. Sano et al. 2000; Ilgner & Nelson 2006; Bai & Goodman 2009). The dead zone would then persist over most of the gas disk's lifetime: Fromang et al. (2002) and Terquem (2008) found e.g. dead zones in steady α -disks for a wide parameter range, including mass accretion rates at the lower end ($\sim 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$) of those of observed T Tauri objects (Hartmann et al. 1998).

Accretion is reduced in the dead zone, and the gas density is high enough to also reduce v_{drag} (stage 'D' in Fig. 1). Using Eq. (4) and (6), the CAI drift timescale is

$$t_{\text{drift}} \equiv \frac{R}{v_g + v_{\text{drag}}} \sim 2 \text{ Myr} R_{\text{AU}}^{1/2} \frac{280 \text{ K}}{T} \frac{10^{-4}}{\max(\alpha, \mathbf{S})} \quad (9)$$

The Stokes number $\text{St} = \pi \rho_s a / 2 \Sigma$ is related to the gas drag and α to advection. Note that this general order-of-magnitude estimate is independent of the previous history of the disk. α would not exceed 10^{-4} in the dead zone (Fleming & Stone 2003) and the surface density would likely be in the range $10^4 - 10^5 \text{ kg/m}^2$ (Terquem 2008), so that millimeter-sized bodies satisfy $\text{St} \leq 10^{-4}$. This should ensure survival for a few Myr at a few AU.

After the formation of the dead zone, the CAI production would essentially be confined to the inner active zone. Indeed, an important point is that the temperature of the thermal activation of the MRI is on the order that of CAI condensation. Beyond the inner edge of the dead zone, the temperature will drop significantly below this value because of the drop of the turbulence level. Because diffusion from inside this boundary would be negligible, CAIs formed after the dead zone appearance would not be sent to the chondrite-forming regions in significant amounts.

5. Discussion

Using viscous expansion of the disk to transport solids in general (Wehrstedt & Gail 2002; Garaud 2007; Hughes & Armitage 2010) or specifically CAIs (Ciesla 2010)—with the recognition that their *observed* age distribution is narrowed because CAI transport rapidly becomes inefficient—is not new. However, the input parameters of the runs of Ciesla (2010) always placed the CAI formation region inside R_{switch} and therefore required diffusion to send CAIs to the spreading zone. In Sect. 2 we argued that an initial disk even more compact than envisioned by Ciesla (2010) is conceivable and gave a prime role to advective transport. Its advantage is that the CAI-to-gas ratio would essentially retain its original order of magnitude, which seems required to account for the high mass fraction of CAIs in some chondrites. It would also explain the high proportion of crystalline silicates in comets (Wooden et al. 2005; Hughes & Armitage 2010). Finally, a small disk size would allow turbulent mixing to achieve a significant initial degree of isotopic (and chemical) homogeneity in it, as is generally observed in meteorites (e.g. Cassen & Summers 1983; Yang & Ciesla 2010). Regardless of the importance of advection, turbulent diffusion would help outward transport of CAIs and consequently, as far as the latter is concerned, the difference between this (very simplified) study and those of Bockelée-Morvan et al. (2002); Cuzzi et al. (2003); Ciesla (2010); Hughes & Armitage (2010), is quantitative, not qualitative, in nature. Because this model (or those listed just above) describes the origin and evolution of CAIs disk-wide, one prediction is that the key constraint of the restricted formation interval, hitherto drawn only from CV chondrites, should pertain to CAIs of most if not all chondrite groups.

We caution that infall should be taken into account in the future, although we ignored it in this study. This will require

² This result is obtained by numerically integrating the (Lagrangian) equation of motion of the solids at the last stagnation point, i.e. where and when the last positive velocities in the disk disappear.

dedicated numerical simulations. Conceivably, outward expansion of the bulk of the disk beyond the centrifugal radius and appearance of the dead zone could be linked to a drop of the infall rate: matter supply would then be insufficient to sustain GI and would no longer overwhelm viscous-stress-driven flow past the centrifugal radius (e.g. Zhu et al. 2010). In their protostellar collapse simulations, Tscharnuter et al. (2009) also reported outward directed flows near the midplane in the hot inner disk, lasting a few millenia only (possibly because of their high assumed turbulence level), and mentioned the possible relevance for CAI formation.

At the end of Sect. 3 we observed that the self-similar model fails to preserve CAIs when extrapolated over 1 Myr. This seems a general property of simple α -models. Ciesla (2010) found the discrepancy with observed CAI abundance to be between one and two orders of magnitude. He also noted that lower values of α , while slowing down disk evolution, would also reduce CAI production because of the lower temperatures. Cuzzi et al. (2003) already noted this shortcoming and proposed that the inward drift of meter-sized migrators could maintain a 10–100-fold enhanced abundance of condensable matter above solar in the “CAI factory”, hereby compensating for their subsequent dilution in the nebula. However, this enhanced metallicity would yield partial pressures of oxygen in excess of those inferred from the $\text{Ti}^{3+}/\text{Ti}^{4+}$ ratio in CAI pyroxene (Grossman 2010) unless the migrators entered the CAI factory with $\text{C/O} \gtrsim 1$ (see Eq. 24 in Grossman et al. 2008). This value lies far above that of the (chemically primitive) matrices of chondrites though and is consistent with the high end only of the range spanned by comet samples and interplanetary dust particles (e.g. Rietmeijer 1998; Sandford et al. 2008). Moreover, any enhancement would be limited by the amount of migrators in the outer disk (Ciesla 2010), in particular for relatively compact disks. Ciesla (2010) also argues that preferential settling of CAIs to the midplane could enhance their concentration in chondrites. With regard to the CAI drift timescale, it is unclear however when the low values of the surface densities ($\sim 10^2 \text{ kg/m}^2$) he implies in his estimate, which are two orders of magnitude below the MMSN at a few AU, would hold, especially in conjunction with low turbulence levels.

Our point is that a solution to this problem naturally presents itself when the sources of the turbulence that drives mass accretion are considered. Indeed, as pointed out in Sect. 4, simple α -models are not self-consistent throughout the disk extent and the evolution in the context of MRI- and/or GI-driven accretion. The formation of a dead zone is a general, unavoidable feature of accretion disks (Zhu et al. 2010): for instance, in a steady α -disk, the mass accretion rate ($\dot{M} = 3\pi\Sigma\nu$) below which Q right outside the inner MRI-active zone, evaluated with the passive irradiation temperature, exceeds Q_c is given by

$$\dot{M} = 2 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr} \left(\frac{\alpha}{10^{-2}} \right)^{7/8} \left(\frac{2}{Q_c} \right)^{3/4} \left(\frac{T_{\text{MRI}}}{1500 \text{ K}} \right)^{5/8} \left(\frac{M_{\odot}}{M_*} \right)^{3/16} \left(\frac{T_{\text{irr}}(1 \text{ AU})}{280 \text{ K}} \right)^{9/8} \left(\frac{0.5 \text{ m}^2/\text{kg}}{\kappa} \right)^{1/8}, \quad (10)$$

which is therefore a lower bound for the appearance of the dead zone in this case. Thus, the preservation mechanism outlined in Sect. 4 is actually fairly independent of the compact disk expansion scenario of Sect. 3. Ciesla (2010) mentioned among alternative possibilities that a slowing of the disk evolution would explain CAI survival; this study thus provides a way to realize this. That a dead zone blocks diffusion from the inner active zone would also account for the restricted formation interval of CAIs

incorporated in chondrites, regardless of the dominating transport mechanism (advection, diffusion...) before the dead zone formation. The presence of a dead zone is also constrained by the Myr spread in age observed for chondrules (whose sizes are similar to that of CAIs) from individual chondrites (e.g. Villeneuve et al. 2009) by virtue of Eq. (9). Finally, although we showed the necessity of the formation of the dead zone, *how* this formation occurs has yet to be ascertained. Because the viscosity drops *outward* around the inner boundary of the dead zone, a net outward flow may be expected there according to the first equality in Eq. (4)—perhaps even independently of the compactness of the disk—, before some steady state with uniformly inward accretion sets in. Detailed numerical simulations of dead zone formation are definitely needed.

Acknowledgements. We thank Dr F. J. Ciesla for his constructive review that significantly improved the quality and the clarity of the manuscript.

References

- Bai, X. & Goodman, J. 2009, *ApJ*, 701, 737
 Bizzarro, M., Baker, J. A., & Haack, H. 2004, *Nature*, 431, 275
 Bockelée-Morvan, D., Gautier, D., Hersant, F., Huré, J., & Robert, F. 2002, *A&A*, 384, 1107
 Boss, A. P. 2004, *ApJ*, 616, 1265
 Bouvier, A., Blichert-Toft, J., Moynier, F., Vervoort, J. D., & Albarède, F. 2007, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 71, 1583
 Cassen, P. & Summers, A. 1983, *Icarus*, 53, 26
 Chambers, J. E. 2009, *ApJ*, 705, 1206
 Ciesla, F. J. 2009, *Icarus*, 200, 655
 Ciesla, F. J. 2010, *Icarus*, 208, 455
 Connolly, Jr., H. C. & Desch, S. J. 2004, *Chemie der Erde/Geochemistry*, 64, 95
 Cuzzi, J. N., Davis, S. S., & Dobrovolskis, A. R. 2003, *Icarus*, 166, 385
 Fleming, T. & Stone, J. M. 2003, *ApJ*, 585, 908
 Fromang, S., Terquem, C., & Balbus, S. A. 2002, *MNRAS*, 329, 18
 Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
 Garaud, P. 2007, *ApJ*, 671, 2091
 Grossman, L. 2010, *M&PS*, 45, 7
 Grossman, L., Beckett, J. R., Fedkin, A. V., Simon, S. B., & Ciesla, F. J. 2008, in *Oxygen in the solar system*, ed. G. J. MacPherson (MSA), 93–140
 Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D’Alessio, P. 1998, *ApJ*, 495, 385
 Hayashi, C. 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35
 Hennebelle, P. & Ciardi, A. 2009, *A&A*, 506, L29
 Hennebelle, P. & Fromang, S. 2008, *A&A*, 477, 9
 Hezel, D. C., Russell, S. S., Ross, A. J., & Kearsley, A. T. 2008, *M&PS*, 43, 1879
 Hughes, A. L. H. & Armitage, P. J. 2010, *ApJ*, 719, 1633
 Ilgner, M. & Nelson, R. P. 2006, *A&A*, 445, 205
 Kratter, K. M., Matzner, C. D., & Krumholz, M. R. 2008, *ApJ*, 681, 375
 Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
 MacPherson, G. J. 2005, *Treatise on Geochemistry*, ed. Davis, A. M., Holland, H. D., & Turekian, K. K. (Elsevier B), 201–+
 Maury, A. J., André, P., Hennebelle, P., et al. 2010, *A&A*, 512, A40+
 Pickett, B. K., Durisen, R. H., & Link, R. 1997, *Icarus*, 126, 243
 Rietmeijer, F. 1998, in *Planetary materials*, ed. J. J. Papike (MSA), 2–01–2–95
 Sandford, S. A., Messenger, S., DiSanti, M., Keller, L., & Altweg, K. 2008, *Oxygen in the solar system*, ed. G. J. MacPherson (MSA), 247–272
 Sano, T., Miyama, S. M., Umehayashi, T., & Nakano, T. 2000, *ApJ*, 543, 486
 Shu, F. H., Shang, H., Gounelle, M., Glassgold, A. E., & Lee, T. 2001, *ApJ*, 548, 1029
 Takeuchi, T. & Lin, D. N. C. 2002, *ApJ*, 581, 1344
 Terquem, C. E. J. M. L. J. 2008, *ApJ*, 689, 532
 Tscharnuter, W. M., Schönke, J., Gail, H., Trieloff, M., & Lüttjohann, E. 2009, *A&A*, 504, 109
 Villeneuve, J., Chaussidon, M., & Libourel, G. 2009, *Science*, 325, 985
 Wehrstedt, M. & Gail, H. 2002, *A&A*, 385, 181
 Weidenschilling, S. J. 1977, *MNRAS*, 180, 57
 Wooden, D. H., Harker, D. E., & Brearley, A. J. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 341, *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, 774–+
 Yang, L. & Ciesla, F. J. 2010, in *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, Vol. 41, *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, 1461–+
 Zhu, Z., Hartmann, L., & Gammie, C. 2010, *ApJ*, 713, 1143
 Zolensky, M. E., Zega, T. J., Yano, H., et al. 2006, *Science*, 314, 1735

3.4 Conclusion

Nous avons vu que la préservation des inclusions réfractaires dans le disque pendant plusieurs millions d'années depuis leur formation jusqu'à leur agglomération suggérait que le niveau de turbulence (mesuré par α) avait été bas dans les régions de formation des chondrites. Cependant, les hautes températures ayant présidé à leur formation ainsi que leur dispersion initiale efficace nécessitait un α élevé. Peut-être ce transport s'est-il produit par l'expansion du disque, si celui-ci était suffisamment compact (<10 UA) au sortir de la phase d'effondrement. L'apparition dans le disque d'une *zone morte*, c'est-à-dire une région où les instabilités magnéto-rotationnelle et gravitationnelle n'ont pas cours, est une façon naturelle, prévue théoriquement depuis près de deux décennies, à même de concilier ces deux contraintes de transport initial et de préservation ultérieure. Cette région balayerait les distances héliocentriques de 0,1-1 UA à 10-100 UA, c'est-à-dire la région de formation des planètes. Si cela est correct, c'est sans doute dans la zone morte que se sont formés les chondres, les composants majoritaires des chondrites, vers lesquels nous allons tourner notre attention au chapitre suivant.

Chapitre 4

Partage des éléments en trace dans les chondres

Elémentaire mon cher Charolles.

(Inspecteur Bougret, par Gotlib)

Plus nombreux que leurs aînées les inclusions réfractaires, les chondres ont été produits plusieurs millions d'années durant dans le système solaire primitif. Mais en dépit de leur ubiquité dans les météorites primitives, leur mécanisme de formation demeure encore énigmatique (cf chapitre 2.1.1), et constitue une lacune importante dans notre connaissance des disques d'accrétion. Ce n'est cependant pas faute d'idées de la part tant des astrophysiciens que des cosmochimistes ; peut-être est-ce même au contraire l'abondance de ces idées qui jette le trouble ! La solution de ce mystère persistant ne peut venir qu'à la suite d'un processus d'éliminations successives, requérant à la fois des calculs théoriques précis pour chaque classe de modèle, mais aussi des contraintes cosmochimiques claires pour les différentes populations de chondres. C'est à ce second volet de cette vaste enquête que le présent chapitre de thèse a voulu contribuer, et ce par la détermination des éléments en trace contenus dans les chondres, et en particulier leur microdistribution entre les phases silicatées. Après avoir donné dans la section 4.1, un aperçu des problématiques cosmochimiques actuelles sur les chondres, nous montrerons dans la section 4.2 l'intérêt des éléments en trace dans cette optique. Nous présenterons alors le principe de nos mesures LA-ICP-MS en section 4.3 avant d'en discuter brièvement les résultats obtenus pour les chondrites carbonées en section 4.4 où sera inséré l'article découlant de ce travail. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus pour les chondrites ordinaires et à enstatite (section 4.5). Nous nous intéresserons enfin à la phase métallique dans le cas des chondrites CR (section 4.6) et ce par le biais des analyses de Paulhiac (2009). Ces deux dernières

sections concernent des résultats encore en cours d'étude voire d'acquisition. La section 4.7 résumera nos conclusions.

4.1 Questions ouvertes

Dans cette section, sans prétendre à l'exhaustivité, nous allons évoquer trois questions centrales au sujet des chondres afin de mettre en perspective les résultats que nous serons amenés à discuter : la nature de leur précurseur, leur histoire thermique et enfin leurs échanges avec l'environnement.

4.1.1 La nature des précurseurs

Il est communément admis que les chondres résultent de la fusion d'un matériel solide préexistant que l'on désigne par le vocable *précurseur*¹. On se représente ces précurseurs généralement comme des agrégats de poussière fine (*dustball*), plus ou moins similaires à la matrice des chondrites, poussière qui peut en partie être d'origine présolaire, mais sans doute plus largement issue de la condensation dans le disque-même. Certains agglomérats finement grenus (agrégats amiboïdes à olivine (forstéritique), "chondres agglomératiques" à olivine (ferrifère), etc.) pourraient en représenter des versions peu fondues. Il semble que les opaques étaient dominés par les sulfures pour ceux des chondrites ordinaires et le métal fer-nickel pour ceux des chondrites carbonées (Campbell et collab., 2005).

Mais ce n'est pas là la seule possibilité, d'autant que la variabilité compositionnelle des chondres (Hezel et Palme, 2007) ou la relative difficulté expérimentale d'obtenir des textures porphyriques en chauffant une fois une poudre fine (Hewins et Fox, 2004) plaide pour des précurseurs plus grossiers. Par exemple, de rares reliques de CAI ont été observées dans les chondres, et ce type de contribution pourrait expliquer les compositions très alumineuses de certains objets (Christophe Michel-Lévy, 1986; Krot et collab., 2009). Du reste, il ne tiendrait qu'à une question de terminologie de désigner également les CAI ignées (fondues) sous le vocable "chondre" comme ce fut historiquement le cas (Tschermak, 1885; Christophe Michel-Lévy, 1968). La question de savoir si les occasionnelles forstérites réfractaires rencontrées dans les chondrites CV étaient des condensats (Weinbruch et collab., 2000) ou des objets ignés (Pack et collab., 2005) a été également débattue.

¹On notera que dans des scénarii (actuellement minoritaires) de condensation (Varela et collab., 2006), ou de formation à partir d'un magma sur un corps parent (Sanders et Taylor, 2005), il n'y a pas de précurseur solide immédiat à proprement parler.

Aussi, des débris planétaires pourraient être du nombre des précurseurs. Ainsi peut-être des agrégats granoblastiques à olivine (GOA) décrits par Libourel et Krot (2007), dont Whattam et Hewins (2009) ont pu vérifier qu'ils pouvaient être des précurseurs de chondres porphyriques à olivine. D'après Libourel et Krot (2007), la texture riche en joints triples de ces objets signerait une formation avec une pression de confinement, à haute température. La présence de modes discrets en terme de $\Delta^{17}\text{O}$, plutôt qu'un continuum, pour les olivines des chondres PO constatée par Libourel et Chaussidon (2011) militerait dans ce sens.

Enfin, une dernière possibilité de précurseur pour les chondres sont les chondres eux-mêmes, car le processus de formation des chondres s'est sans doute répété, permettant un recyclage de ceux-ci (Ruzicka et collab., 2008), comme le suggère la présence de cristaux reliques dans au moins 15 % des chondres (Jones, 1996). Pour autant, la variabilité compositionnelle des chondres pose une limite à ce recyclage (Hezel et Palme, 2007).

4.1.2 L'histoire thermique

L'histoire thermique est indéniablement un critère discriminant entre les modèles, et la pétrologie expérimentale a joué un rôle de premier plan dans sa détermination (Hewins et collab., 2005). On suppose que les précurseurs étaient initialement à une température inférieure à 700 K pour rendre compte de la préservation de sulfures en leur sein. Un pic de température s'en est ensuivi, qui a pu dépasser le liquidus (température de fusion finalisante, vers 1700-2000 K), mais pas plus de quelques minutes en général, notamment pour pouvoir préserver des cristaux reliques ou au moins plusieurs germes de cristallisation. La texture porphyrique de la plupart des chondres suggère en effet que la cristallisation s'est faite à partir de plusieurs germes, tandis que les chondres plus efficacement fondus n'ont cristallisé qu'à partir d'un seul (Lofgren, 1996). C'est ce que l'on appelle l'échauffement-éclair (*flash heating*). Enfin, en-dessous du liquidus, la vitesse de refroidissement des chondres était plus lente, le zonage des cristaux d'olivine des chondres de type II suggérant des vitesses de 0,7 à 2400 K/h (Miyamoto et collab., 2009), dans les ordres de grandeur suggérés par la pétrologie expérimentale (bien qu'il y ait dégénérescence, du point de vue textural, avec l'intensité de la phase de chauffage). La structure monoclinique récurrente de l'enstatite (pyroxène magnésien), au lieu de la structure orthorhombique d'équilibre, suggère cependant des vitesses de refroidissement de l'ordre de 1000 K/h ou plus autour de 1300 K (Jones et Scott, 1989). Au contraire, dans des chondres granulaires d'Allende, la période des intercroissances diopside-pigeonite et la microstructure du plagioclase calcique suggère des vitesses de l'ordre de 10 K/h autour de 1500 K (Weinbruch

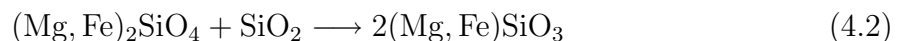
et Müller, 1995).

4.1.3 Les chondres : systèmes ouverts ou fermés ?

Si l'on suppose que les chondres se sont comporté en systèmes fermés pendant leur formation, la composition des chondres, globalement chondritique, est déterminée par celle des précurseurs. Mais il y a des déviations appréciables vis-à-vis des abondances solaires qui peuvent déjà laisser penser à un comportement en système ouvert. Ainsi par exemple de l'appauvrissement en éléments modérément volatils, généralement plus marqués dans les chondres de type I que ceux de type II, et d'autant plus que le chondre est grossièrement grenu (ce qui est une mesure de l'intensité de chauffage, car à petit nombre de germes, grande taille de cristaux), ce qui pourrait signer une perte par évaporation (Sears et collab., 1996; Hewins et collab., 1997; Gordon, 2009). Les chondres présentent aussi un appauvrissement notable en éléments sidérophiles, que l'on peut attribuer à l'expulsion de métal pendant qu'ils étaient en fusion (e.g. Campbell et collab., 2005). Il y a également des preuves d'*entrée* d'éléments contenus dans le gaz dans les chondres. Ainsi, la concentration du pyroxène en périphérie des chondres de type I, ainsi que l'anticorrélation entre silice (SiO_2) et alumine (Al_2O_3) et chaux vive (CaO) suggère que l'activité de la silice a été augmentée au bord des chondres par la réaction :



favorisant ensuite la résorption d'olivine au profit du pyroxène :



C'est le "modèle de Nancy" (Libourel et collab., 2006) dont un schéma est donné à la figure 4.1. La formation d'enstatite semble concomittante à la formation de troilite, qui pourrait résulter de la solubilisation de soufre également issu de la phase gazeuse (Marrocchi et Libourel, 2012). Dans les chondrites ordinaires, on observe des manchons de sulfure autour des chondres. Enfin, pour rendre compte de la rétention de sodium dans les chondres, malgré l'évaporation due au chauffage, il faut supposer de fortes pressions partielles de sodium (supérieure à un pascal) dans le gaz (Alexander et collab., 2008). Pour autant, certains enrichissements en sodium vers les bordures de chondres observées dans au moins 15 % des chondres de type I dans Semarkona (chondrite ordinaire LL3.0) pourraient n'être que secondaires, i.e. dus à une altération aqueuse (minime) sur le corps parent (Grossman et collab., 2002).

FIG. 4.1 – Schéma du “modèle de Nancy” tiré de Libourel et Krot (2007). On part d’un agrégat granoblastique à olivine. A la faveur d’un chauffage, l’interaction avec le gaz ajoute de la silice dans le liquide, ce qui promeut la cristallisation de pyroxène (surtout en périphérie) aux dépens de l’olivine. La texture finale est celle d’un chondre POP.

4.2 Les éléments en trace comme marqueurs géochimiques

A côté des éléments majeurs (Mg, Fe, Si, O, Al...) qui composent les minéraux des chondres à plus de 99 % existent des éléments, appelés “éléments en trace”, comme les terres rares (i.e. les lanthanides), qui y sont présents en plus petite quantité, que ce soit du fait de leur faible abondance cosmique en général, ou leur incompatibilité dans le réseau cristallin desdits minéraux. Or, leur faible abondance est hors de proportion de leur importance géochimique. En premier lieu, pour un système géochimique donné, les éléments en trace représentent la majorité du tableau périodique, les éléments majeurs ne dépassant pas la dizaine à chaque fois. Chacun d’entre eux ayant un comportement propre dicté par sa volatilité, son électropositivité, son rayon ionique, seul le croisement des données relatives à un ensemble d’éléments peut permettre de démêler ces différents effets et de remonter ainsi aux conditions de formation du système étudié. En second lieu, leur faible abondance leur rend la loi de Henry applicable (voir annexe H), de sorte que leur comportement est dicté par leurs seules interactions avec les éléments majeurs. En troisième lieu, les concentrations de ces éléments en trace peuvent varier sur des ordres de grandeur suivant les conditions de formation et en sont donc des marqueurs très sensibles.

Depuis les années 1980, diverses études (Misawa et Nakamura, 1988; Pack et collab., 2004; Inoue et collab., 2009; Gordon, 2009) ont déterminé la concentration d’éléments en trace, et en particulier les Terres Rares, dans les chondres totaux (*bulk*), c’est-à-dire leur concentration moyenne globale, indépendamment de leur distribution dans les phases

FIG. 4.2 – Spectres de Terres Rares (normalisés aux chondrites CI ; voir texte) de chondres totaux de la météorite d'Allende (CV3) analysés par Misawa et Nakamura (1988).

constitutives)². Nous avons reproduit en figure 4.2 les spectres (*patterns*) de terres rares normalisés aux chondrites CI déterminés par (Misawa et Nakamura, 1988), i.e. sont portés sur ces graphiques les rapport concentration mesurée/concentration dans les CI (normalisation qui permet de s'affranchir du profil "en dent de scie" des abondances cosmiques dû à la nucléosynthèse, i.e. la loi de Oddo-Harkins). De manière générale, ces spectres sont assez plats, signifiant que les concentrations des terres rares dans les chondres sont proportionnelles à leurs valeurs de référence dans les CI. On dit que les Terres Rares ne sont pas fractionnées entre elles. Leur niveau moyen est d'ailleurs généralement proche de la valeur chondritique (i.e. des concentrations normalisées de 1) mais, selon sans doute le caractère réfractaire ou volatil du précurseur, une gamme de variation jusqu'à un ordre de grandeur dans les cas extrêmes est observée. Occasionnellement, des anomalies par rapport à une "ligne de base" sont observées en Ce, Eu et Yb, qui sont des éléments pouvant acquérir une valence différente de la trivalence commune aux terres rares selon les conditions redox (4, 2 et 4 respectivement); parfois la ligne de base elle-même est fractionnée, ce qui est réminiscent de certains spectres d'inclusions réfractaires (Brearley et Jones, 1998). Ceci trahit la présence de condensats réfractaires parmi les précurseurs.

Si la concentration globale des éléments en trace dans les chondres est, nous l'avons vu, très liée à celle des précurseurs, davantage de renseignements sur la formation-même des chondres, en tant que mini-systèmes magmatiques, peuvent être tirés de leur *répartition* dans les différentes phases des chondres et en particulier de la détermination de *coefficients de partage* (rapport des concentrations) de ceux-ci entre les phases (voir l'annexe H pour un bref exposé des notions afférentes). Des analyses par sonde ionique ont été conduites sur des chondres de chondrites ordinaires par Alexander (1994) dans des chondrites L, par Jones et Layne (1997) dans les chondres de Semarkona, et Ruzicka et collab. (2008) dans des chondrites LL (ces deux derniers se focalisant, outre sur la mésostase, sur le pyroxène et l'olivine, respectivement). De manière générale, les spectres de terres rares de l'olivine et du pyroxène pauvre en calcium ont été trouvés moins fractionnés que ne le prédisent les coefficients de partage à l'équilibre (comme le *Lattice Strain Model*) et sur la base d'expériences de Kennedy et collab. (1993) des taux de refroidissement rapides de l'ordre de 1000 K/h ou plus ont été inférés.

²Sur la base de nos données sur les phases majeures, on peut calculer une composition globale mais ces reconstructions (globalement cohérentes avec les abondances chondritiques) sont entâchées d'erreurs considérables et nous n'en ferons pas état.

4.3 Méthodes analytiques

Dans cette thèse, nous avons voulu mesurer les éléments en trace dans l’olivine, le pyroxène et la mésostase des chondres par ablation laser suivie de spectrométrie de masse avec plasma couplé par induction (*Laser Ablation Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometer*, ou LA-ICP-MS), analyses effectuées au laboratoire “Géosciences Montpellier” à l’Université de Montpellier II (voir figure 4.3). Le LA-ICP-MS, qui a connu un essor considérable cette dernière décennie, permet des limites de détection plus basses et des analyses plus rapides que la sonde ionique utilisée dans les études précédentes, moyennant plus de matériel consommé. Ce qui est loin d’être négligeable connaissant la proximité entre les valeurs rapportées par exemple pour les terres rares légères dans l’olivine et les limites de détection formelles de la sonde ionique. Nous détaillons maintenant nos méthodes d’analyse.

4.3.1 Caractérisation

L’étude d’une météorite commence par un travail de documentation de chondres au microscope électronique à balayage (MEB) dont le principe est expliqué à l’annexe I. Pour chaque section polie, j’ai documenté quelques dizaines de chondres en prenant, en électrons rétrodiffusés, des micrographies globales, à grossissement double, et quelques détails, et procédant à quelques analyses EDS pour m’assurer de l’identification des phases minérales. Les chondres qui ont été analysés par la suite au LA-ICP-MS ont été aussi cartographiés chimiquement avec l’EDS pour la plupart des éléments majeurs et mineurs (Cr, Mn, O, Ca, Mg, Ni, Al, K, Na, S, Si, P, Ti). Nous avons trouvé que des cartes d’une résolution 1024×800 pixels avec un temps par pixel de $800 \mu\text{s}$ étaient satisfaisantes au terme d’une dizaine d’heures de comptage (une soixantaine de balayages). Les cartes obtenues ont été utilisées pour obtenir les modes (pourcentages volumiques) des différentes phases avec le logiciel ImageJ. S’il est vrai que l’ambiguïté dans la fixation des seuils peut introduire des erreurs (en répliquant la mesure des modes pour le chondre V28, le mode d’olivine a varié de 49 à 52 vol%), ces erreurs sont moindre que celles dues à la non-représentativité de la section 2D étudié par rapport au chondre (3D) entier (e.g. Hezel et Kießwetter, 2010).

Ayant ainsi acquis une certaine expérience de la pétrographie des météorites étudiées, nous avons sélectionné 10-20 chondres par section pour analyses à la sonde électronique. En effet, l’EDS du MEB ne peut donner que des renseignements qualitatifs sur les phases étudiées car est dépourvu de standard pour corriger les “effets de matrice”, c’est-à-dire les différences d’émissions X suivant les matériaux à concentration donnée. Pour obtenir des mesures quantitatives pour les éléments majeurs et mineurs (Si, Mg, Fe, Al, Ca, Na, Mn,

S, K, Ti, Cr, Ni), nous avons eu recours à la microsonde électronique (Cameca SX-100) du Centre de Microanalyse de Paris VI (CAMPARIS). Le principe de base est similaire à celui du MEB, mais il est plus spécialement consacré à l'analyse chimique qu'à l'imagerie, et le collecteur de rayons X est un *Wavelength Dispersive Spectrometer* qui exploite la loi de Bragg. Les standards suivants ont été utilisés : albite pour Na, diopside pour Mg, Si et Ca, orthose pour Al et K, barytine pour S, Cr_2O_3 pour Cr, MnTiO_3 pour Mn et Ti, NiO pour Ni, apatite pour P, cobalt pour Co, grenat pour Fe. Un faisceau défocalisé de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre a été utilisé pour éviter la déperdition d'alcalins dans la mésostase. Le courant et la tension d'accélération étaient de 10 nA et 15 kV respectivement, et les temps de comptage au pic sont de 10 s pour tous les éléments sauf Si, Na, K où il n'est que de 5 s, de sorte qu'une analyse ponctuelle (programmable à l'avance) dure typiquement trois minutes. Nous n'avons retenu que les analyses bouclant à $100 \pm 2\ \text{wt}\%$ d'oxydes, pour autant que leur stoechiométrie était cohérente ($16 \pm 0,1$ cations pour 24 oxygènes pour le pyroxène, $18 \pm 0,1$ pour l'olivine).

Sur ces chondres, une sélection finale est effectuée pour les analyses d'éléments en trace (on peut typiquement analyser une petite dizaine de chondres par jour avec le LA-ICP-MS, dont nous disposons pendant 2 à 3 jours à chaque fois). Les critères de sélection sont (i) la diversité des types texturaux et compositionnels des chondres et (ii) la présence de cristaux d'olivine dépassant 50-100 μm en diamètre pour permettre effectivement les analyses LA-ICP-MS. Comme les teneurs en éléments en trace et en particulier des terres rares de l'olivine sont les moins bien connues à cause de leur faible valeur absolue, nous avons certainement un biais en faveur des chondres riches en olivine, et c'est particulièrement vrai pour la chondrite à enstatite Sahara 97096 (EH3).

4.3.2 Analyses LA-ICP-MS

Le principe des analyses LA-ICP-MS est le suivant. L'analyse commence par une ablation laser du point voulu de l'échantillon démétallisé (réalisée ici par une plate-forme GeoLas Q⁺ avec un laser Excimer CompEx 102 d'une longueur d'onde de 193 nm, dans l'ultraviolet), et ce par des *pulses* (d'une fluence de 12-18 J/cm²) répétés avec une fréquence de 5-10 Hz sur une durée d'une minute. Un cratère d'un diamètre de 26-102 micromètres (typiquement 51 microns), selon le choix, se creuse ainsi à une vitesse d'environ 1 $\mu\text{m}/\text{s}$ dans la phase étudiée, sous une atmosphère d'hélium (0,65 L/min). Les déblais sont ensuite aspirés vers une torche plasma, avec un flux d'argon de 1 L/min, où ils sont ionisés et envoyés dans un *spectromètre de masse* ThermoFinnigan Element XR. La spectrométrie

FIG. 4.3 – Deux photographies du LA-ICP-MS du laboratoire “Géosciences Montpellier” à l’Université de Montpellier II. (*A gauche*) Système d’ablation laser (plateforme GeoLasQ⁺ munie du laser Excimer CompEx 102). (*A droite*) Vue sur le secteur magnétique du spectromètre de masse ThermoFinnigan Element XR.

de masse, principe commun d’ailleurs aux sondes ioniques³ consiste d’abord à accélérer les ions (de charge q et de masse m) dans des champs électrostatiques, de sorte que, d’après le théorème de l’énergie cinétique :

$$\frac{1}{2}mv^2 = qU \quad (4.3)$$

avec v la vitesse et U la différence de potentiels entre le point d’émission et la sortie. Les ions sont ensuite déviés dans un champ magnétique B , le rayon de courbure donné par

$$R = \frac{mv}{Bq} \quad (4.4)$$

étant d’autant plus grand que le rapport m/q l’est. En combinant les deux dernières équations, le rapport m/q est donné par :

$$\frac{m}{q} = \frac{B^2 R^2}{2U}. \quad (4.5)$$

Selon la valeur de B (qui balaye périodiquement plusieurs fenêtres prédéfinies), un collecteur d’ions (selon l’intensité de comptage, un multiplicateur d’électron ou une cage de Faraday) pourra donc sélectionner le type d’ion correspondant à un rapport m/q particulier. Il faut noter qu’en première approximation, des espèces différentes peuvent avoir le même rapport m/q , ainsi par exemple du ^{56}Fe et du “dimère” $^{40}\text{Ar}^{16}\text{O}$, ce qui ouvre la voie à des interférences isobariques. C’est ainsi que les terres rares moyennes (Sm, Eu,

³Dans une sonde ionique à ions secondaires ou SIMS (*Secondary Ion Mass Spectrometer*), dont la NanoSIMS constitue une version douée d’une résolution spatiale submicrométrique, les ions sont arrachés de l’échantillon à la suite d’un bombardement par des ions primaires (c’est la *pulvérisation*, en anglais *sputtering*).

Gd), notamment, peuvent présenter des anomalies artificielles dans les spectres de terres rares, mais ceci n'a été que rarement significatif.

Une mesure comporte, outre une minute d'ablation, quatre minutes de mesure du blanc qui permettra d'apprécier les limites de détection, soit cinq minutes au total de signal enregistré. Deux minutes supplémentaires sont aussi intercalées entre chaque analyse pour mieux "purger" la machine et diminuer le bruit de fond. En soi, l'intensité du signal (en nombre de coups par seconde) I d'une espèce donnée ne donne pas directement accès à la valeur absolue de la concentration C dans la cible. Elle dépend en effet des réglages des impulsions (*pulses*), de la topographie, de la composition du matériau ablaté etc. qui ne sont pas parfaitement prévisibles. Cependant, on peut s'attendre, pour une gamme de matériaux similaires, que le *rapport des intensités* pour deux éléments soit proportionnel au rapport de leurs concentrations (à déterminer) dans la cible. En d'autres termes, pour deux éléments e et s , on fait l'hypothèse que le facteur de sensibilité relatif

$$\text{RSF}_{e/s} = \frac{I_e/C_e}{I_s/C_s} = \frac{I_e C_s}{I_s C_e} \quad (4.6)$$

est indépendant de la "matrice" ablatée (pour une certaine gamme de matériaux). Si on se fixe un élément s dont on connaît la concentration C_s par une autre méthode (dans notre cas, c'est le silicium⁴, un élément majeur, pour lequel on reporte le résultat d'une analyse antérieure par la sonde électronique) et que l'on appelle génériquement *standard interne*, on peut déduire C_e de l'équation précédente à partir des intensités mesurées si on adopte pour $\text{RSF}_{e/s}$ la valeur donnée par l'analyse dans la même session d'un *standard externe* dont toutes les concentrations sont connues. Dans notre cas, il s'agissait du NIST 612 50 ppm (Pearce et collab., 1997), un verre artificiel où la concentration des éléments d'intérêt sont environ de 50 ppm. Pour tenir compte d'une éventuelle dérive instrumentale pendant les sessions analytiques, le standard est analysé non seulement deux fois à la fois au début et à la fin de chaque session, mais toutes les dix analyses.

Le traitement du signal, qui permet notamment de sélectionner la partie pertinente de celui-ci (car le laser pouvait pénétrer d'autres phases que celle visée durant l'ablation), est effectuée avec le logiciel GLITTER (Griffin et collab., 2008). L'observation *a posteriori* des cratères d'ablation au microscope électronique à balayage permet également de s'assurer que les phases visées ont bien été atteintes (voir par exemple figure 4.4) et étaient exemptes de fractures. On peut assigner à ces deux procédures une résolution spatiale de l'ordre du micromètre : c'est en effet la profondeur creusée par le laser lors d'un balayage en masse par le spectromètre de masse et la résolution de notre MEB. Ces contrôles se

⁴Sauf pour les augites, où on adopte le calcium.

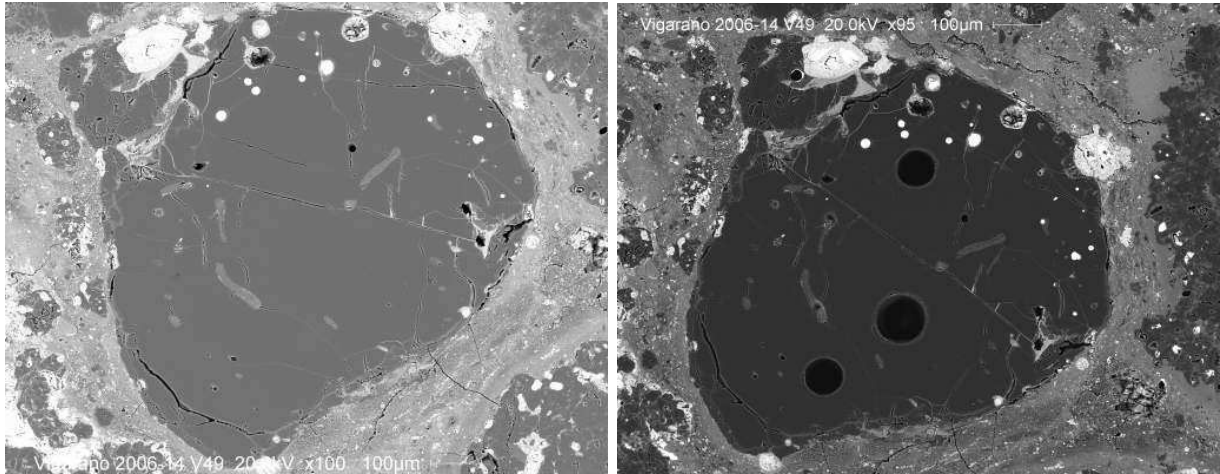


FIG. 4.4 – Deux micrographies globales en électrons rétrodiffusés de l’objet V49 (une forstérite réfractaire) dans Vigarano, avant (à gauche) et après (à droite) les analyses laser. Tous les cratères ronds nouvellement apparus sont des analyses laser. On en décèle un de $102\ \mu\text{m}$ de diamètre et deux de $77\ \mu\text{m}$ de diamètre dans l’olivine. Un dernier cratère, de $26\ \mu\text{m}$ de diamètre (en haut à gauche), est centré sur de l’enstatite, mais déborde sur de l’augite : cette analyse doit être rejetée.

supplémentent par des comparaisons avec les analyses par sonde électronique des mêmes points pour des éléments mineurs comme Ca ou Al. Cette phase de contrôle revêt une importance particulière pour les terres rares, qui sont appauvries dans l’olivine : il suffirait par exemple d’une contamination de 1 % (en masse) de mésostase (qu’elle soit adjacente ou en inclusion dans le cristal) pour oblitérer l’abondance réelle de terres rares légères (typiquement inférieure à un dixième de la valeur chondritique). Nos premiers résultats préliminaires (Jacquet et collab., 2009) avaient été entachés de ce type d’erreur.

Les limites de détections atteintes permettent de mesurer des concentrations de terres rares légères—les plus appauvries dans l’olivine et le pyroxène—jusqu’à $10^{-3\pm 1} \times \text{CI}$ (selon les conditions d’analyse, voir Fig. 4.5). Les limites de détection sont fixées à 3 fois l’écart-type du bruit de fonds, soit un niveau de confiance de 99 %. Pour minimiser la contribution du bruit de fond, on analyse les phases dans l’ordre croissant des concentrations des terres rares, c’est-à-dire dans la séquence olivine, pyroxène pauvre en calcium, pyroxène calcique, mésostase.

4.4 Chondrites carbonées

Nous nous sommes d’abord concentrés sur les chondrites carbonées. Ce super-clan, caractérisé par une chimie primitive, n’avait en effet pas été exploré dans les travaux antérieurs de Alexander (1994), Jones et Layne (1997) et Ruzicka et collab. (2008) sur

FIG. 4.5 – Variations de la limite de détection du lanthane dans l'olivine en fonction du diamètre du faisceau pour nos analyses dans les chondrites carbonées. Elle est globalement inversement proportionnelle au carré de l'ouverture (c'est-à-dire, *in fine*, à la masse ablatée); pour un faisceau de 51 μm , elle est de l'ordre de 0,2 ppb (soit $10^{-3} \times \text{CI}$).

le sujet. Nous avons étudié les météorites de Vigarano (CV3 ; section 2006-14), Renazzo (CR2 ; section 719) et Acfer 187 (CR2 ; non numérotée), les trois échantillons appartenant à la collection du Muséum National d'Histoire Naturelle. Le choix des groupes CV et CR est dicté par leurs grandes tailles de chondre (facilitant les analyses) et leur faible degré d'altération sur le corps parent, mais revêt également un intérêt intrinsèque du fait de leurs propriétés respectives assez divergentes : les CV sont riches en CAI et en oxygène-16, contrairement aux CR ; les chondres des CR ont la particularité de présenter des manteaux métalliques indiquant peut-être un stade précoce du fractionnement métal/silicate.

Nous allons maintenant résumer les résultats obtenus et nos éléments d'interprétation, les détails étant donnés par l'article résultant de ces travaux dont la version soumise est insérée la fin de cette section.

4.4.1 Résultats

Les concentrations sont assez similaires pour les trois météorites étudiées (Vigarano, Renazzo, Acfer 187, voir Fig. 4.6, 4.7 et 4.8)—si ce n'est un enrichissement systématique en Pb et Zn (corrélé avec Mn) dans les olivines de Vigarano—au moins par les corrélations qu'elles définissent, de sorte que nous discuterons collectivement des résultats obtenus, en nous concentrant sur les Terres Rares, dont les moyennes sont portées sur la figure 4.9 :

- La mésostase a un spectre assez plat, avec une pente légèrement négative—la pente étant conventionnellement lue des terres rares lourdes vers les terres rares légères (de droite à gauche sur les graphes)—avec La variant de 6 à $22 \times \text{CI}$ (i.e. 6 à 22 fois la concentration de référence du groupe CI donnée par Lodders 2003). Cet enrichissement d'un ordre de grandeur au-dessus des valeurs chondritiques est attendu car les terres rares sont incompatibles dans l'olivine et le pyroxène et sont donc concentrées dans le liquide résiduel lors de la cristallisation de ces silicates. Lesdits silicates incorporant moins difficilement les terres rares lourdes, on comprend le signe de la pente dans la mésostase qui les complémente.
- Deux analyses de plagioclase donnent des spectres avec une pente positive et une anomalie positive en Eu avec La à 3,7 et $1 \times \text{CI}$.
- Les augites présentent des spectres concaves, de pente négative, avec des anomalies négatives en Eu (liées sans doute à la co-cristallisation du plagioclase), Lu variant de 6 à $20 \times \text{CI}$.
- Le pyroxène pauvre en calcium (enstatite) présente un appauvrissement en terres rares légères (avec La variant de 0,05 à $0,5 \times \text{CI}$) par rapport aux terres rares lourdes (Lu entre 0,1 et $1,9 \times \text{CI}$). Des anomalies positives en Eu ne sont pas rares. On note

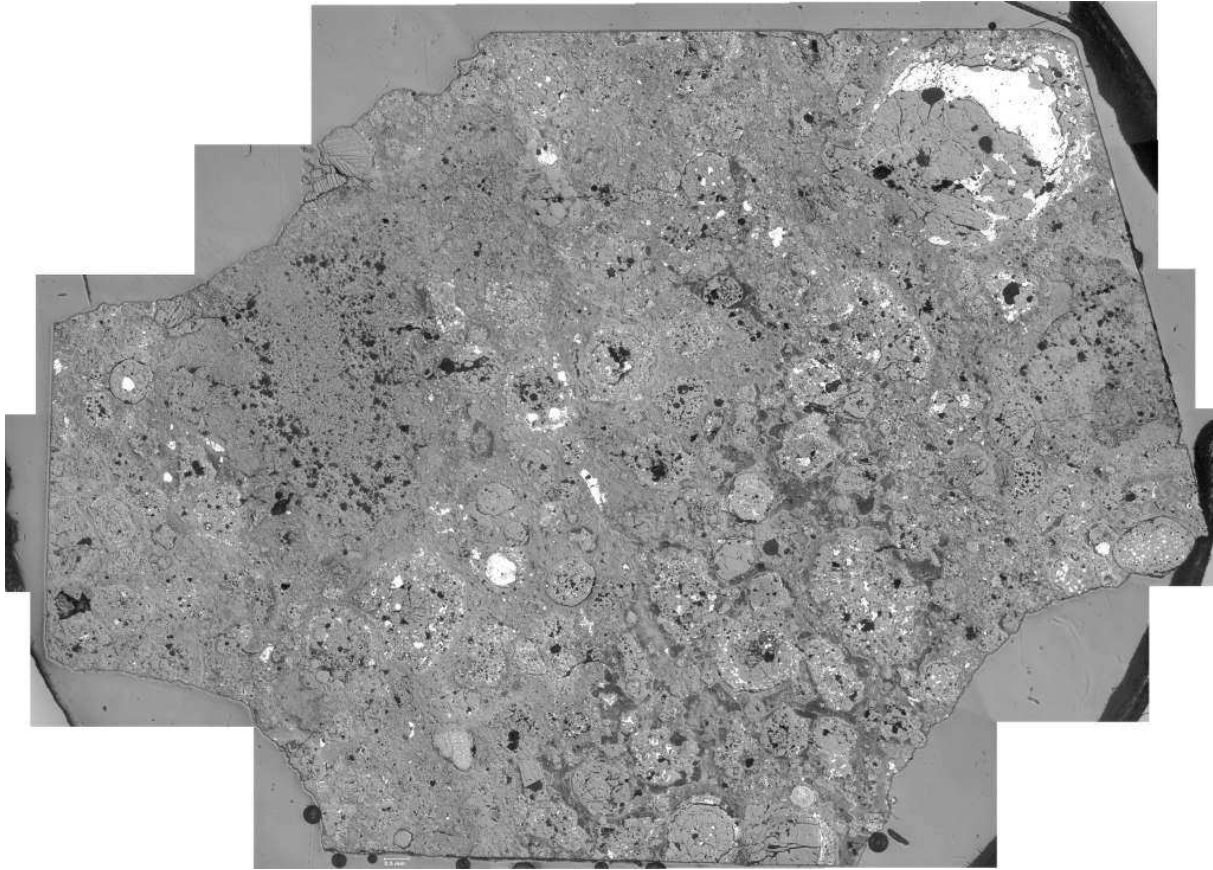


FIG. 4.6 – Carte composite en lumière réfléchie de la section 2006-14 de Vigarano. On distingue de nombreux chondres millimétriques, de forme plus ou moins sphériques, cimentés dans une matrice à grains fins (celle-ci est particulièrement soulignée en bas à droite par des résidus de métallisation (nécessaire à l’observation au MEB) plus difficiles à extirper). Un chondre de 6 mm de diamètre (le chondre V3) est visible en haut à droite, avec un croissant de troilite/ferronickel. La plupart des minéraux “opaques” (sulfure, feronickel, brillants en lumière réfléchie) sont inclus dans les chondres mais quelques grains isolés existent dans la matrice. Deux inclusions réfractaires sont visibles, la plus grosse à gauche, dont le pourtour est marqué de taches sombres (encore une fois des résidus de métallisation), et une autre à droite, en bord de section (au-dessous du chondre géant).

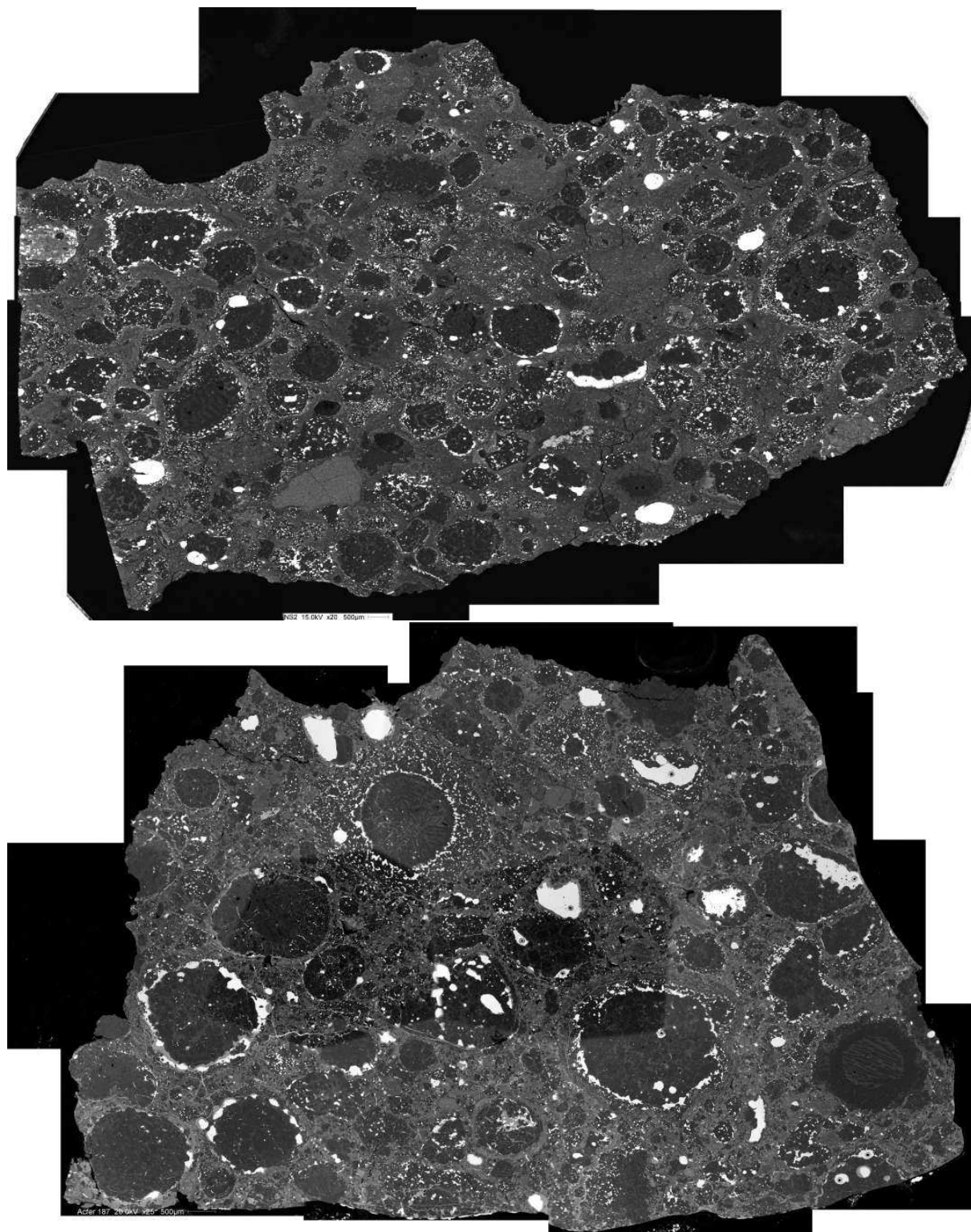


FIG. 4.7 – Cartes composites (en électrons rétrodiffusés) des deux sections de chondrites CR étudiées, à savoir la section 719 de Renazzo (*en haut*) et la section d'Acfer 187 (*en bas*). De manière générale, la plupart des chondres sont de type I et apparaissent sombres en électrons rétrodiffusés, et revêtent un manteau discontinu de métal typique des chondrites CR; quelques chondres de type II (plus clairs) sont visibles. On observe souvent des franges finement grenue autour des chondres et des objets isolés très convolués de même texture. Les chondres dans Renazzo montrent une orientation préférentielle sensiblement horizontale. Les chondres d'Acfer 187 sont plus gros que dans Renazzo, et les chondres alumineux n'y sont pas rares.

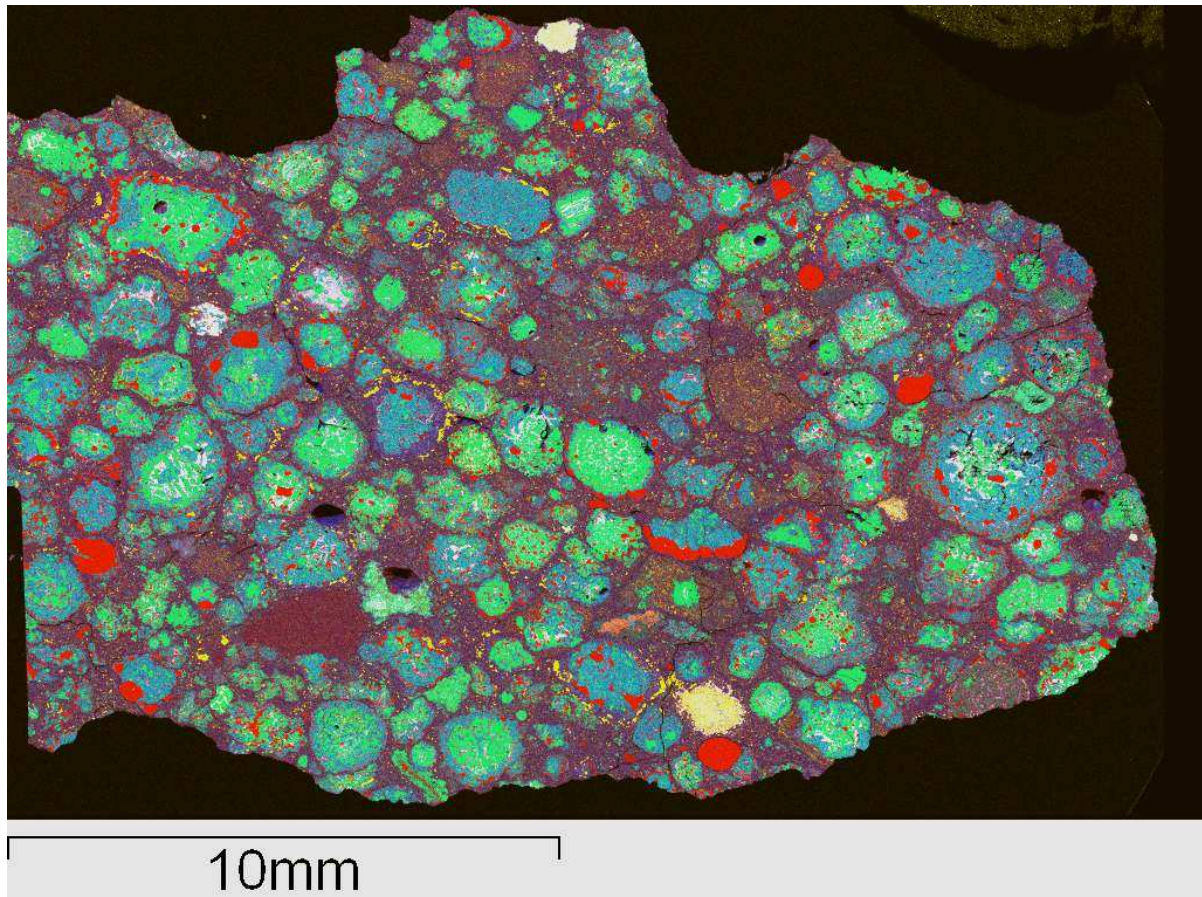


FIG. 4.8 – Carte X de la section 719 de Renazzo (CR2 ; la même dont la figure 4.7 montre une carte en électrons rétrodiffusés). Les codes couleur sont : Al en blanc, Mg en vert, Si en bleu, Ca en jaune et Fe en rouge. Carte réalisée par Anton Kearsley (Natural History Museum de Londres).

FIG. 4.9 – Spectres de Terres Rares moyens pour les différentes phases silicatées rencontrées dans les chondres de Vigarano et de Renazzo. On a moyenné ici les moyennes pour chacun des chondres étudiés et pour limiter les effets d’une éventuelle contamination, des moyennes *géométriques* plutôt qu’arithmétiques ont été utilisées. Les barres d’erreur figurent les premier et troisième quartiles (la variation en ordre de grandeur retirant toute utilité à l’écart-type), sauf pour les augites (“High-Ca pyroxene”) pour lesquelles l’étendue totale est montrée ; on a aussi tracé les deux seules analyses de plagioclase. Olivine et pyroxène sont appauvries en Terres Rares à cause de leur incompatibilité dans leur réseau cristallin ; corrélativement, la mésostase est enrichie en ces éléments.

que les chondres les plus riches en pyroxènes présentent aussi les plus faibles teneurs en terres rares dans celui-ci, ce qui pourrait rendre compte de la différence entre les analyses de Jones et Layne (1997) et Alexander (1994).

- Les spectres de deux pigeonites sont intermédiaires entre ceux des enstatites et des augites.
- L’olivine est la phase silicatée la plus pauvre en terres rares (l’incompatibilité de celles-ci étant la plus marquée avec ce minéral), avec également un appauvrissement en terres rares légères (La entre 0,0008 et $0,15 \times CI$, ce qui est typiquement un ordre de grandeur en dessous des valeurs SIMS rapportées par Ruzicka et collab. (2008) pour des chondrites LL) par rapport aux terres rares lourdes (Lu entre 0,1 et $1,3 \times CI$). Il n’est pas rares de déceler des anomalies négatives en Eu. Il est notable que les terres rares légères sont plus appauvries dans les chondres grossièrement grenus (et notamment les chondres barrés et les grains d’olivine isolés).

4.4.2 Discussion

Connaissant la composition de l’olivine des chondres analysés, et connaissant les coefficients de partage olivine/liquide dont on a adopté la compilation de Ruzicka et collab. (2008), on peut remonter à celle du liquide avec lequel l’olivine s’est équilibré. Dans un scénario de cristallisation fractionnée en système fermé (voir annexe H), on devrait s’attendre à ce que ce liquide ait la même composition que le chondre global. Ceci tient au fait que l’olivine est le premier minéral qui cristallise, et nos analyses LA-ICP-MS ont essentiellement atteint les coeurs des cristaux d’olivine (c’est-à-dire les premières fractions solidifiées). Or, pour les chondres de type I (majoritaires dans les chondrites carbonées), il est apparent qu’il est enrichi d’un ordre de grandeur en éléments lithophiles réfractaires, et appauvri jusqu’à quatre ordres de grandeurs en éléments sidérophiles par rapport aux valeurs chondritiques, dont nous avons indiqué plus haut (section 4.1.3) qu’elles étaient une bonne approximation des compositions de chondres. La mésostase, qui représente plus ou moins le liquide résiduel après cristallisation de l’olivine, constitue une bien meilleure approximation de ce liquide. Nous proposons donc qu’il y a eu équilibre, du point de vue de la diffusion des éléments en trace (et sans préjudice de la fermeture/ouverture du système), entre les cristaux d’olivine dans leur ensemble et le liquide, ce qui nécessite une diffusion efficace des éléments au sein des cristaux d’olivine, en accord avec l’absence de zonage en éléments mineurs des olivines des chondres de type I dans les CR et les CV (Brearley et Jones, 1998). Au vu des coefficients de diffusion revus par Chakraborty (2010), cela impose une borne supérieure à la vitesse de refroidissement de l’ordre de 10 K/h. Ceci

placerait les chondres de type I des CR et des CV dans la partie inférieure de la gamme généralement inférée pour les chondres, bien que Wick et collab. (2010) aient proposé des vitesses semblables pour des chondres PO de chondrites CO. Il est intéressant d'observer que de tels taux de refroidissement pourraient combler la lacune entre de nombreux chondres et les inclusions réfractaires ignées (et les GOA s'ils sont d'origine nébulaire, cf Whattam et collab. 2008) et par là-même suggérer l'unicité du phénomène qui a fondu ces objets (e.g. Jones et collab., 2000).

Si on se focalise sur les terres rares, on s'avise que si les coefficients de partage augite/mésostase sont conformes aux prédictions d'équilibre, il n'en est pas de même pour l'enstatite ou l'olivine dont les teneurs en Terres Rares légères sont trop élevées. Similairement à Alexander (1994); Jones et Layne (1997); Ruzicka et collab. (2008), nous y voyons la marque d'un effet cinétique et/ou d'une incorporation de liquide (à une échelle submicrométrique). Le fait que l'olivine satisfait au partage d'équilibre dans les chondres les plus grossièrement grenus, c'est-à-dire ayant subi les chauffage/refroidissement les plus prolongés, semble corroborer cette manière de voir. Pour autant, il semble problématique de vouloir calibrer les taux de refroidissement sur ces spectres. Si on se base, comme les auteurs précédents, sur les expériences de Kennedy et collab. (1993), on doit requérir des taux de refroidissement de l'ordre de 1000 K/h, incompatibles avec notre borne supérieure de 10 K/h, mais la relation entre ces effets et la vitesse de refroidissement semble loin d'être univoque, à en juger des travaux de Alexander et collab. (1998) qui n'ont pu reproduire les résultats de Kennedy et collab. (1993) et des météorites martiennes ou des péridotites terrestres dont les olivines présentent des teneurs relativement élevées en Terres Rares légères malgré leur lent refroidissement.

L'anticorrélation entre la fraction de pyroxène dans les chondres et la teneur en Terres Rares dudit pyroxène peut être interprétée dans le cadre du "modèle de Nancy" par un effet de dilution (Libourel et collab., 2006). En effet, l'ajout de silice (issue du gaz) dans le liquide conduit à diluer les autres constituants dans celui-ci, ce qui se répercute dans le pyroxène qui cristallise à partir de celui-ci. Qui plus est, la baisse de la teneur en Ca devrait diminuer les coefficients de partage pyroxène/liquide (Wood et Blundy, 2003), d'où un double effet sur le pyroxène. Il est par ailleurs notable que les coefficients de partage enstatite/mésostase ne s'approche jamais des prédictions d'équilibre, contrairement à l'olivine (pour les plus gros cristaux), ce qui est cohérent avec les taux de refroidissement rapides (>1000 K/h) imposés par la structure monoclinique de cette enstatite (voir section 4.1.2). Sauf à invoquer une histoire thermique très non-linéaire entre la cristallisation de l'olivine et celle du pyroxène, cette observation suggère que la formation du pyroxène fut un événement distinct de la cristallisation de l'olivine, ce qui serait encore dans la droite

ligne du “modèle de Nancy”. Ceci semble corroboré par la corrélation positive entre les coefficients de partage olivine/enstatite et la fraction de pyroxène.

Dans ce cas, si on essaye de pousser plus loin la réflexion, que penser de l’origine des olivines (“reliques”, donc, par rapport à la formation de pyroxène) ? En particulier, ces olivines peuvent-elles être d’origine planétaire comme le défendent Libourel et Krot (2007) et Libourel et Chaussidon (2011) ? L’équilibre olivine/mésostase (nonobstant la perturbation ultérieure présumément occasionnée par l’interaction gaz-solide) en soi est certainement compatible avec cette hypothèse, si on suppose que lors de l’éjection du planétésimal (ou la planète) parent, une portion de liquide accompagnait l’olivine. Notre borne inférieure sur le temps d’équilibration (de l’ordre du jour) à laquelle correspond notre borne supérieure de 10 K/h sur la vitesse de refroidissement serait largement respectée. Mais il découle également de notre travail certaines objections. Concernant l’argument pétrographique sur les joints triples, il semble exister un continuum de textures avec de simples empilements compacts ou des textures finement grenues (cristaux de diamètre $< 20\mu\text{m}$)—notons que maints AOA présentent de pareilles textures—, et certains chondres où la texture granoblastique est confinée à la périphérie. On pourrait dès lors penser que d’une manière ou d’une autre, de pareilles textures peuvent être générées dans un contexte nébulaire, même si les expériences de Whattam et collab. (2008) ne les ont reproduites qu’imparfaitement. On peut également s’interroger, dans le contexte d’une origine planétaire, sur la corrélation entre la taille des olivine et le fractionnement entre les terres rares (d’autant que l’olivine dans les météorites différenciées tend à être très fractionnée). Peut-être pourrait-elle être réconciliée en invoquant une remobilisation des terres rares qui aurait plus facilement affecté les petits grains, possiblement concomitamment à la formation de pyroxène (à supposer que le refroidissement rapide ne soit pas un problème) : dans une forstérite réfractaire, on a pu par exemple observer que la bordure était moins fractionnée que l’intérieur.

4.4.3 Article accepté à *Meteoritics and Planetary Sciences*

Nous reproduisons ci-après l’article rédigé sur ces données accepté à *Meteoritics and Planetary Sciences*. Après y avoir exposé nos données tant pétrographiques que chimiques, nous discutons la composition du liquide parent de l’olivine, les coefficients de partage des éléments des terres rares, et enfin l’histoire thermique que nous déduisons pour les chondres de type I dans les CR et CV. Pour des raisons de place, les tableaux de données sont regroupés à l’annexe J.

Chondrule trace element geochemistry at the mineral scale

Emmanuel Jacquet¹, Olivier Alard², Matthieu Gounelle^{1,3}

¹Laboratoire de Minéralogie et Cosmochimie du Muséum, CNRS & Muséum National d'Histoire Naturelle, UMR 7202, 57 rue Cuvier, 75005 Paris, France.

²Géosciences Montpellier, UMR 5243, Université de Montpellier II, Place E. Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5, France.

³Institut universitaire de France, Maisons des Universités, 103 boulevard Saint-Michel, 75005 Paris, France.

E-mail: ejacquet@mnhn.fr

Abstract

We report trace element analyses from mineral phases in chondrules from carbonaceous chondrites (Vigarano, Renazzo and Acfer 187), carried out by laser ablation inductively coupled plasma mass spectrometry. Results are similar in all three meteorites. Mesostasis has Rare Earth Element (REE) concentrations of 10-20 x CI. Low-Ca pyroxene has light REE (LREE) concentrations near 0.1 x CI and heavy REE (HREE) near 1 x CI respectively. Olivine has HREE concentrations at 0.1-1 x CI and LREE around 10^{-2} x CI. The coarsest olivine crystals tend to have the most fractionated REE patterns, indicative of equilibrium partitioning. Low-Ca pyroxene in the most pyroxene-rich chondrules tends to have the lowest REE concentrations. Type I chondrules seem to have undergone a significant degree of batch crystallization (as opposed to fractional crystallization), which requires cooling rates slower than 1-100 K/h. This would fill the gap between igneous CAIs and type II chondrules. The anticorrelation between REE abundances and pyroxene mode may be understood as due to dilution by addition of silica to the chondrule melt, as in the gas-melt interaction scenario of Libourel et al. (2006). The rapid cooling rate (of the order of 1000 K/h) which seems recorded by low-Ca pyroxene, contrasted with the more diverse record of olivine, may point to a nonlinear cooling history or suggest that formation of pyroxene-rich chondrule margins was an event distinct from the crystallization of the interior.

1. Introduction

Chondrules are the major components of primitive meteorites and likely formed by brief melting of precursor material followed by rapid cooling and crystallization. However ubiquitous they are, their formation, presumably an important astrophysical process in the early inner solar system, is still largely shrouded in mystery. Candidate heating/forming mechanisms, such as gas-liquid condensation (e.g. Blander et al. 2004; Varela et al. 2006), the shock-wave models (Desch et al. 2005), collision with molten planetesimals (e.g. Asphaug et al. 2011), etc. are actively being debated (Connolly and Desch 2004; Ciesla 2005). Distinguishing between these scenarios requires clear cosmochemical constraints on the nature of the precursors, the thermal history of chondrules, the behavior of volatile elements, the genetic relationship between chondrules and matrix (Hezel and Palme 2010; Hezel and Palme 2008; Zanda et al. 2006) and the diversity of chondrule reservoirs sampled by chondrites.

It is traditionally assumed that chondrule precursors were millimeter-sized "dustballs", but a significant proportion of coarse components are needed to account for the variability of chondrule bulk composition (Hezel and Palme 2007). The precursors could be either (i) nebular condensates, (ii) planetesimal debris (iii) a previous generation of chondrules or a combination thereof. As to (i),

rare relict Calcium-Aluminum-rich Inclusions (CAIs) have been observed in chondrules (Krot et al. 2009) and some Rare Earth Element (REE) patterns of bulk chondrules seem to be inherited from such precursors (e.g. Pack et al. 2004). Regarding (ii), olivine-rich lithic inclusions with 120° triple junctions, known as Granoblastic Olivine Aggregates (GOA), could be precursors of porphyritic olivine (PO) chondrules (e.g. Libourel and Krot 2007; Whattam and Hewins 2009), and were interpreted by Libourel and Krot (2007) to be mantle debris of differentiated planetesimals. Besides, rare achondritic clasts have been described in chondrites (Mittlefehldt et al. 1998). Finally, (iii) is supported by the frequent occurrence of relict olivine crystals in chondrules that presumably formed under different oxygen fugacity conditions than their host (Jones 1996), the existence of compound chondrules and that of coarse-grained (igneous) rims around many chondrules (Rubin and Krot 1996). Ruzicka et al. (2008) argued that multiple heating events allowed type I chondrules (i.e. chondrules with less than 10 wt% FeO in olivine) or chondrule fragments to be remelted under oxidizing conditions, leading to type II chondrules (with more than 10 wt% FeO in olivine), and vice-versa. However, Hezel and Palme (2007) pointed out that this recycling must be limited in extent to account for chondrule variability.

The thermal history of chondrules has been constrained by experiments (Hewins et al. 2005). Preservation of sulfides as well as olivine nuclei limits heating times near olivine/silicate liquidus temperatures (1400-1750 °C) to a few minutes at most (Hewins et al. 2005). While chondrule textures are consistent with a wide array of cooling rates (4-3000 K/h as reported by Hewins et al. 2005), olivine zoning in type II chondrules favor the 100-1000 K/h range (Hewins et al. 2005).

Experiments and theory suggest that chondrule-forming events should be accompanied by significant evaporation of volatile elements such as sulfur or alkalis, and indeed, the depletion of volatile elements in bulk chondrules correlates with grain size (Hewins et al. 1997; Gordon 2009). However, no significant isotope fractionation has been measured for those elements (Davis et al. 2005) and Alexander et al. (2008) found that sodium content was relatively constant between the onset and the end of olivine crystallization. Cuzzi and Alexander (2006) suggested that this could be due to equilibrium with gas evaporated from neighboring chondrules, implying a high number density ($> 10 \text{ m}^{-3}$) of the latter during chondrule-forming events. Evidence for open-system behavior for type I chondrules was presented by Tissandier et al. (2002) and Libourel et al. (2006), who ascribed the formation of pyroxene near chondrule margins to gas-melt interaction, which would add silica to the melt (see also Hezel et al. (2003) for silica-rich components in CH chondrites).

Trace element geochemistry is potentially a powerful tool to shed new light on these issues. Indeed trace elements display a wide diversity of geochemical behaviors, and their abundance is sensitive to formation conditions at the order-of-magnitude level. Trace element concentrations, in particular for Rare Earth Elements (REE), of bulk chondrules have been determined in a number of studies

(e.g. Misawa and Nakamura 1988; Pack et al. 2004; Pack et al. 2007; Inoue et al. 2009; Gordon 2009) with REE generally found to be essentially unfractionated ($0.7 \leq (\text{Ce}/\text{Yb})_N \leq 1.2$ for Misawa and Nakamura (1988); the N subscript denotes normalization to CI1 chondrites, values after Lodders 2003).

To study chondrules as igneous systems, it is important to analyze trace elements for individual mineral phases in chondrules. Secondary Ion Mass Spectrometry (SIMS) data for olivine were reported by Alexander (1994) and Ruzicka et al. (2008), who studied L and LL chondrites, respectively, with REE found to be weakly fractionated ($0.2 \leq (\text{Ce}/\text{Yb})_N \leq 1.3$, excluding one olivine at 2.3, for Alexander 1994), and interpreted to indicate cooling rates of order 1000 K/h. Alexander (1994) and Jones and Laynes (1997) found low-Ca pyroxene to be weakly fractionated in L chondrites ($0.4 \leq (\text{Ce}/\text{Yb})_N \leq 1.3$) and Semarkona ($0.06 \leq (\text{Ce}/\text{Yb})_N \leq 0.16$), respectively.

In this paper, we report and discuss *in situ* Laser Ablation Inductively Coupled Plasma-Mass Spectrometry (LA-ICP-MS) analyses of mineral phases (olivine, pyroxene, mesostasis) of 36 chondrules and isolated grains in three carbonaceous chondrites, from the CV and CR groups. To our knowledge, this is the first time that this technique, which allows rapid measurements compared to SIMS, is applied to individual chondrule silicates. Also, while the above trace element studies focused on ordinary chondrites, our work contributes data for a qualitatively different chondrite “super-clan” (Kallemeyn et al. 1996). Carbonaceous chondrites contain a distinctive chondrule population, dominated by type I, while type II chondrules are common in ordinary chondrites. The CV and CR groups are most suitable for our analyses since they both contain relatively large, unaltered chondrules. These two groups are at the same time very distinct in the whole spectrum of carbonaceous chondrites: CV are the most CAI- and ^{16}O -rich chondrites, while CR chondrites, poor in CAIs but endowed with characteristic metal-mantled chondrules and the most primitive insoluble organic matter (Alexander 2005), are the most ^{16}O -poor carbonaceous chondrites, excluding (aqueously altered) CMs and CIs. Thus, our analyses allow a first glimpse into the diversity of carbonaceous chondrites as regards trace element microdistribution in chondrules and the constraints it provides on chondrule-forming processes.

2. Samples and analytical procedures

Three polished sections from the meteorite collection of the Muséum National d’Histoire Naturelle de Paris (MNHN) were used in this study: section 2006-14 of Vigarano (CV3), section 719 of Renazzo (CR2), both observed falls, and the section of Acfer 187 (CR2), a find paired with El Djouf 001. The sections were examined in optical and scanning electron microscopy (SEM—here a JEOL JSM-840A instrument). X-ray maps allowed apparent mineral modes of chondrules to be

calculated using the JMicrovision software (www.jmicrovision.com). Minor and major element concentrations of documented chondrules were obtained with a Cameca SX-100 electron microprobe (EMP) at the Centre de Microanalyse de Paris VI (CAMPARIS), using well-characterized mineral standards. Analysis spots were 5 μm in diameter and the beam current and accelerating voltage were 10 nA and 15 kV, respectively. Counting time was 10 s for Mg, Ca, Al, S, Cr, Mn, Ti, Ni, P, Co and Fe and 5 s for Si, Na and K.

Trace element analyses of selected chondrules were performed by LA-ICP-MS at the University of Montpellier II. The laser ablation system was a GeoLas Q⁺ platform with an Excimer CompEx 102 laser and was coupled to a ThermoFinnigan Element XR mass spectrometer. The ICP-MS was operated at 1350 W and tuned daily to produce maximum sensitivity for the medium and high masses, while keeping the oxide production rate low ($^{248}\text{ThO}/^{232}\text{Th} \leq 1\%$). Ablations were performed in pure He-atmosphere ($0.65 \pm 0.05 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$) mixed before entering the torch with a flow of Ar ($\approx 1.00 \pm 0.05 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$). Laser ablation conditions were: fluences ca. $12 \text{ J}/\text{cm}^2$ with pulse frequencies between 5 and 10 Hz were used and spot sizes of 25-100 μm , 50 μm being a typical value. With such energy fluences, depth speed for silicates is about $1 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Each analysis consisted of 4 min on background analyses (laser off) and 1 min of ablation (laser on). Long background times and short analysis times were chosen in order to have a statistically meaningful analysis of a low background noise. In order to further minimize background noise, analyses in each chondrule were performed in the order of increasing incompatible element abundances (olivine < low-Ca pyroxene < high-Ca pyroxene < mesostasis). Data reduction was carried out using the GLITTER software (Griffin et al. 2008). Internal standard was Si (Ca for augite), known from EMP analyses. The NIST 612 glass (Pearce et al. 1997) was used as an external standard. This double standardization allows correction for variations in ablation yield and instrumental drift (Longerich et al. 1996). The time-resolved nature of these analyses and the GLITTER software allow one to detect (and avoid in the signal selection) transitions to phases other than that of interest during ablation, as well as inclusions, down to a scale corresponding to one mass scan, about a micrometer. The absence of phase overlap in the transverse direction was also controlled by direct SEM examination, previous back-scattered electron images also enabling one to check the cleanness of the analyzed area. If a spatial precision of one micrometer is conservatively assigned to both signal filtering and SEM observation, the contamination by one single undetected inclusion should not exceed 10^{-4} for a 50 μm -spot and 30 s-signal, but of course the contribution could be higher if the impurities occur as finely dispersed (submicrometer-sized) bodies throughout the analyzed phase. LA-ICP-MS analyses that did not substantially agree with EMP results (in particular for Al, Ca) for the same crystals were discarded. Some trace element analyses of mesostasis (which in all cases included both glass and embedded crystallites) were performed by

SIMS at the University of Montpellier II. For each chondrule, a geometric (rather than arithmetic) averaging was used to calculate mean concentrations in olivine and pyroxene in order to further reduce the impact of possible contamination by incompatible element-rich phases. In the following text and in the figures, and unless otherwise noted, the data reported will be *chondrule means*, that is, for each phase, the average of the different analyses performed on that phase in a given chondrule.

3. Results

3.1 Petrography and mineralogy

In this section we will briefly describe the petrography of analyzed chondrules, some images of which are provided in Fig. 1. In this article we shall use the word “chondrule” in a wide sense encompassing all silicate-rich objects with petrographic evidence of melting regardless of their overall shape and possible fragmentary nature. Chondrule names begin with a “V”, “R” or “A” depending on whether they belong to Vigarano, Renazzo and Acfer 187, respectively. Almost all analyzed chondrules were of type I, with the exception of one type II chondrule per meteorite.

Most type I chondrules (mean Fa content: 3 mol%, diameter between 200 μm and 6 mm) analyzed in Vigarano belong to the microtextural continuum between GOA and porphyritic chondrules (Whattam and Hewins 2009), with olivine, olivine-pyroxene and pyroxene-rich varieties (noted PO, POP and PP, respectively), the latter including the 5 mm chondrule V3 depicted in Fig. 1f, g. LA-ICP-MS analyses were also obtained for three barred olivine (BO) chondrules found in this section. In addition, we analyzed isolated olivine grains (henceforth IOG), including two refractory forsterites (V49 (Fig. 1a) and V54, with Fo content up to 99.8 mol%), and a relatively ferroan olivine (V51, with Fo_{88-95}). Olivine aggregates (mostly around Fo_{99}) show a microtextural gradation between 120° triple junctions and mere close packing, and the occurrence of triple junctions extends to relatively fine-grained aggregates ($< 20 \mu\text{m}$ crystals, which were unsuitable for LA-ICP-MS analyses). Most GOAs are irregular in shape but some are spheroidal (e.g. chondrule V4, with a granoblastic crust, cf Fig. 1c, d). Low-Ca pyroxene, poikilitically enclosing rounded olivine crystals and often overgrown by augite, generally occurs at the chondrule margins (which is in particular true of many isolated olivine grains), but enstatite blades may extend to the interior. Only rarely is low-Ca pyroxene seen in non-PP chondrule center with no connection to the periphery in the plane of the section. Fe-Ni metal is the dominant opaque mineral but sulfides and magnetite also occur. Chondrule mesostases are only rarely fully glassy and generally exhibit quench augite or plagioclase crystallites, or may even be holocrystalline. 1-20 μm melt inclusions are common in

olivine (see also Tschermak 1885). Although Vigarano belongs to the reduced CV subgroup, some minor alteration is visible, with some mesostasis being replaced by phyllosilicates and silicates are often cut by iron-rich veinlets. The only type II chondrule (V48) found in the section was also analyzed.

Notwithstanding the frequent discontinuous metal layers typical of CR chondrites, type I chondrules of Renazzo (mean Fa content: 2 mol%) are broadly qualitatively similar to those of Vigarano. Olivine crystals in PO chondrules seem more frequently euhedral than in Vigarano. No GOA was identified in the section (consistent with their relative paucity mentioned by Whattam and Hewins 2009), although triple junctions are not uncommon. Several type II chondrules were found and one was analyzed (R2); one glass-rich chondrule was also analyzed (R16; cf Fig. 1k). Alteration is more extensive than in Vigarano: In particular type II chondrule mesostases are largely replaced by phyllosilicates and several pyroxene crystals are entirely altered around olivine chadacrysts. Many chondrules are somewhat flattened and roughly exhibit a common orientation in the section (see also Rubin and Swindle 2011).

Chondrules in Acfer 187 are overall larger (0.8-3 mm, n=22) than in Renazzo (0.5-3 mm, n=46), with our section of Acfer 187 containing a dozen chondrules exceeding 1 mm in diameter. Silica pods are common in type I chondrule rims. Al-rich chondrules are fairly abundant. One metal-rimmed granoblastic chondrule (A8; cf Fig. 1m), with incipient disaggregation of triple junctions in low-Ca pyroxene, was found and analyzed. Aqueous alteration seems less intense in Acfer 187 (e.g. the mesostasis of type II chondrule A15 (Fig. 1n) is largely intact) than in Renazzo but oxide-filled veins due to weathering crosscut the section.

Figure 1: Images of chondrules (Back-Scattered Electron images unless otherwise noted).

Vigarano chondrules. a) V49 is essentially a single, 0.9 mm refractory forsterite crystal ($\text{Fo}_{99.6-99.8}$), with a thin (generally $< 20 \mu\text{m}$, except in the upper left corner) enstatite shell. Included in the olivine are worm-shaped devitrified mesostasis inclusions (with one spinel-rich in the upper right center) and Fe-Ni metal nodule (some enclosed in the aforementioned mesostasis “worms”). The two biggest nodules are troilite. b) Chondrule V6 is composed of rounded interlocking olivine crystals, with little mesostasis and a thin pyroxene outer layer. Elongate opaque grains are troilite and the rounded ones (mostly intragranular) are iron-nickel metal. c) Reflected-light photomicrograph of chondrule V4. This ovoid (1.2 x 0.8 mm) object exhibits a 200 μm thick granoblastic crust while the interior has an essentially PO texture, with mesostasis and Fe-Ni nodules (both lacking in the periphery). d) Close-up of the granoblastic crust of chondrule V4 (upper part), with transition to the porphyritic interior. A thin ($< 30 \mu\text{m}$ in maximum thickness) enstatite layer overlies the chondrule. e) Chondrule V8 is a PO chondrule, with rounded olivine crystals, a pyroxene-rich rim, iron-nickel nodules and elongate sulfide grains, and a largely devitrified mesostasis. f) V3 is a giant (5 mm diameter) PP chondrule, with olivine only occurring as rounded chadacrysts in the enstatite oikocrysts (typically $\sim 500 \mu\text{m}$ across). A large sulfide-metal shell is obvious in the upper half, with some Ni-rich zones in its central regions. g) Close-up in chondrule V3. The mesostasis, bounded by augite overgrowths on enstatite, has sparse crystallites, hence its snowy appearance. The cracks are filled with sulfide and do not extend outside the chondrule and are thus probably pre-accretionary.

Figure 1: (*continued*) Images of chondrules (Back-Scattered Electron images unless otherwise noted).

Renazzo chondrules. h) R1 is a PO chondrule of elongate shape, with subhedral olivine crystals, large pyroxene blades concentrated at the margin and finely devitrified mesostasis partly replaced by phyllosilicates near the edge. Fe-Ni metal occurs as nodules in the interior and as a discontinuous outermost shell. A hole due to the polishing process appears near the center. i) R42 is a POP chondrule with olivine phenocrysts set in augite. j) R25 is essentially a single large olivine crystal, 400 μm in diameter, surrounded by a thick (100-200 μm) enstatite shell loaded with Fe-Ni grains and olivine chadacrysts. Sandwiched between the olivine and the enstatite is a <50 μm thick mesostasis-augite layer. k) R16 is a glass-rich ovoid chondrule, with devitrified mesostasis, subhedral low-Ca pyroxene crystals overgrown by augite, and anhedral olivine grains. The outer part of the chondrule is altered, and near the alteration front, the mesostasis is enriched in Na. On the left, an ovoid PO chondrule is entirely enclosed in the chondrule. Opaque nodules are Fe-Ni metal, except the leftmost one (troilite). The two round holes are previous LA-ICP-MS spots.

Acfer 187 chondrules. l) A3 is a 2.2 mm-diameter BO chondrule, with a 500 μm -thick outer shell and 30-50 μm -broad olivine bars, set in a devitrified mesostasis (with euhedral augite crystallites). Enstatite makes up a thin (< 100 μm) outer layer, with interspersed Fe-Ni specks. m) Combined X-ray map of chondrule A8. Blue = Mg, pink = Si, red = Fe, green = Ca, yellow = Al. The interior is granoblastic in texture, with some infiltration of enstatite, predominantly near the margin. A discontinuous metal shell is apparent inside the pyroxene-rich rim, and silica occurs beyond it. n) A15 is a type II PO chondrule (interrupted by the section's edge). Relatively large subhedral olivine grains are set in a devitrified mesostasis, which encloses augite, chromite and troilite. A nearby isolated magnesian olivine grain (also marked "Ol") was also analyzed. Ol = olivine, Px = low-Ca pyroxene, Cpx = Ca-rich pyroxene, gl = mesostasis, FeS = troilite, FeNi = iron-nickel alloy, sil = silica, Chr = chromite.

3.2 Chemistry

Figure 2: (a) CI-normalized average concentrations of lithophile elements arranged according to volatility for olivine, enstatite and mesostasis in type I chondrules in Vigarano and Renazzo (the average being performed on chondrule means). The bars indicate the first and third quartiles of the data set. (b) Same for Rare Earth Elements (including the mineral augite; with no bar due to poor statistics). The number of chondrules averaged for each phase are (with in parentheses the corresponding total number of *analyses*

involved): Olivine: 20 (50) and 9 (23), enstatite: 9 (14) and 5 (7), augite: 2 (2) and 3 (6), mesostasis: 10 (20) and 5 (10), for Vigarano and Renazzo, respectively.

Figure 3: Minor and trace element plots in type I chondrule olivine. (a) Mn vs. Fe (b) Cr vs. Fe (c) Zn vs. Mn (d) Mn vs. Ti. Plots (a) and (b) are based on electron microprobe data on individual crystals while plots (c) and (d) are based on LA-ICP-MS data, with each point representing one chondrule mean.

Figure 4: Plot of lutetium concentration in low-Ca pyroxene (a) and mesostasis (b) versus low-Ca pyroxene mode in type I chondrules. (c) Plot of Eu/Eu^* (the europium anomaly) as a function of La/Sm (CI-normalized) in low-Ca pyroxene.

Figure 5: (a) CI-normalized Ce/Yb ratio of chondrule olivine as a function of textural type: GOA = granoblastic olivine aggregate, P = porphyritic, BO = barred olivine, IOG = isolated olivine grain. Type II

chondrules analyzed here are PO chondrules. (b) Plot of $(\text{Ce}/\text{Yb})_N$ in olivine as a function of mean crystal cross-sectional area for porphyritic chondrules and unbroken IOG. Each data point represents one chondrule, for which the $(\text{Ce}/\text{Yb})_N$ of the mean olivine composition is used, and the mean area (as measured on BSE images) is the average of that of the crystals used to calculate the mean. This averaging removes some scatter (e.g. due to nonequatorial sectioning of olivine crystals or analytical uncertainties of the LA-ICP-MS).

Figure 6: Trace element patterns for type II chondrule olivine in Vigarano, Renazzo and Acfer 187 (one in each meteorite) as compared to type I olivine in Vigarano (that of Renazzo, very similar to the former, being omitted for clarity) for the same sets of elements presented in Fig. 2.

Trace element data for each chondrite and each phase, averaged over all type I chondrule (the vast majority of chondrules in CV and CR chondrites) are reported in Table 1 and displayed in Fig. 2 for two sets of elements, including Rare Earth Elements (individual chondrule data are given in the Electronic Annex). In general, trace and minor element concentrations in olivine, pyroxene and mesostasis are similar in the three different meteorites studied, in terms of the ranges spanned or interelement correlations. As regards olivine — the phase with the most extensive data set —, that of type I chondrules of Vigarano seems systematically enriched in Zn and Pb compared to Renazzo (4 and 0.3 ppm vs 1 and 0.01 ppm on average); Mn and Cr correlate with Fe more strongly in CRs than in Vigarano (see also Brearley and Jones 1998) but Mn in Vigarano is positively correlated with Zn and negatively correlated with Ti (see Fig. 3). The scatter in the Cr vs. Fe plot (Fig. 3b) in Vigarano could be ascribed to chromite precipitation due to mild metamorphism (Grossman and Brearley 2005). Otherwise, the data appear to be very similar—at least in terms of the correlations that they define—from meteorite to meteorite, and we shall thus mostly discuss the results collectively henceforth.

We now focus on REE abundances of the different mineral phases in chondrules (see Fig. 2b). We will denote by LREE, MREE and HREE the light, middle and heavy REE, respectively. We will draw comparisons with literature data mentioned in the introduction but one should keep in mind that the latter bear on *ordinary* chondrites while the analyses reported here involve CR and CV chondrites.

Mesostases have nearly flat, REE patterns showing a steady weak enrichment from the HREE to the LREE ($1 \leq (\text{Ce/Yb})_N \leq 1.7$). La concentration ranges from 6 to 22 x CI. Weak positive and negative europium anomalies occur, with $\text{Eu}_N/\text{Eu}_N^*$ ranging between 0.7 and 1.6 ($\text{Eu}_N^* = (\text{Sm}_N + \text{Gd}_N)/2$). These data agree well with SIMS measurements performed on the mesostasis of ordinary chondrite chondrules (Alexander 1994; Jones and Laynes 1997; Ruzicka et al. 2008).

Plagioclase crystals in holocrystalline mesostasis were analyzed in two chondrules V52 and R12 (An_{78} and An_{100} , respectively). In each case, the REE abundance patterns show LREE enrichments, with a positive Eu anomaly ($(\text{Ce/Yb})_N = 3.4$ and 4.5, $\text{Eu}/\text{Eu}^* = 5$ and 19 and La concentration 3.7 and 1.0 x CI, respectively). This is similar to plagioclase analyses carried out by Jones et al. (2001) in an Al-rich chondrule from Mokoia (CV3).

For augite Lu varies between 6-20 x CI and La is ca. 0.8-2 x CI (except chondrule R42, at 12 x CI). Augites show HREE enrichments ($0.2 < (\text{Ce/Yb})_N < 0.9$) and negative europium anomalies

with Eu/Eu^* between 0.1 and 0.5 and a flattening for the HREE. Here again the agreement with the literature data (Alexander 1994; Jones and Laynes 1997) is excellent.

Low-Ca pyroxene shows much lower REE content than high Ca Pyroxenes ($0.1 < \text{Lu}_N \leq 1.9$; $0.05 < \text{La}_N \leq 0.5$). The two PP chondrules show the lowest REE concentrations. CI-normalised REE abundances for low-Ca pyroxenes steadily decrease from HREE to MREE ($1.8 < (\text{Lu}/\text{Sm})_N \leq 25.3$) and then flatten for the LREE ($0.8 < (\text{La}/\text{Sm})_N < 2.9$; $0.1 \leq (\text{Ce}/\text{Yb})_N \leq 0.7$). Positive Eu anomalies are common, especially in Vigarano ($\text{Eu}/\text{Eu}^* = 0.6-8$), and correlate with the La/Sm ratio (Fig. 4c). Two pigeonites display REE patterns intermediate between those of low- and high-Ca pyroxenes. These data agree well with SIMS data reported by Alexander (1994) but analyses by Jones and Laynes (1997) yielded systematically lower REE abundances, by one order of magnitude for LREE. However, we note that REE content of enstatite (as well as of mesostasis) seems to be anticorrelated with pyroxene mode (Fig. 4a,b). Inasmuch as the chondrules analyzed by Jones and Laynes (1997) were pyroxene-rich, the discrepancy between their data and those of Alexander (1994) could be ascribed to a petrographic bias.

Olivines have the lowest REE contents, with Lu at 0.1-1.3 x CI while La occurs typically at a few ppb level (ranging from 0.0008 to 0.15 x CI). Thus LREE are strongly depleted relative to HREE with $(\text{Ce}/\text{Yb})_N$ varying from 0.3 down to 0.002. However we note that the MREE-LREE segment of the patterns is broadly flat, i.e. the CI-normalized abundances from La to Gd are within error of each other. Within this segment Eu may form negative (or positive) anomalies (with Eu/Eu^* ranging from <0.02 to 3). The lowest $(\text{Ce}/\text{Yb})_N$ ratios are obtained for the large isolated olivine grains, including the two refractory forsterites analyzed, hereby confirming the results of Pack et al. (2005), with barred olivine chondrules also showing relatively low $(\text{Ce}/\text{Yb})_N$ (0.04-0.07), as do some coarse-grained porphyritic chondrules (Fig. 5a). Within the porphyritic chondrules and IOG, a trend of decreasing Ce/Yb with increasing grain size may be seen (Fig. 5b), though scatter is considerable, and GOA do not appear to follow the trend (e.g. relatively coarse-grained GOAs V7 and V45 have $(\text{Ce}/\text{Yb})_N = 0.2-0.3$ while fine-grained GOA V28 has $(\text{Ce}/\text{Yb})_N = 0.03$). It is noteworthy that one analysis in the refractory forsterite V49, located close to the pyroxene-rich margin, gave a significantly shallower slope than the other analyses, with $(\text{Ce}/\text{Yb})_N = 0.076$ (vs. 0.002; with $\text{Lu}_N = 0.2$ vs. 1.2). Although HREE concentrations are well within the range of published values, in contrast our concentration values for LREE ($\text{La}_N < 0.15$) are over one order of magnitude lower than previous studies in ordinary chondrites (i.e., $(\text{La})_N > 0.1$ for Alexander (1994) and Ruzicka et al. 2008), but are consistent with analyses of olivine in Allende chondrules reported in an abstract by Kurat et al. (1992). Otherwise, olivine in type I chondrules is similar to the “incompatible-rich” variety of Alexander (1994). The three analyzed type II chondrules lie at the low end of HREE abundances in olivine, as is the case for other refractory elements (Fig. 6).

4. Discussion

4. 1 Olivine crystallization

Figure 7: Comparison of the predictions for the olivine core composition for fractional and batch crystallization, with the actual composition averaged over the type I chondrules of Vigarano (Renazzo and Acfer 187, being very similar, are omitted for clarity), for the same set of elements as in Fig. 2a. For the fractional crystallization scenario, chondritic abundances are assumed for the bulk composition, while the batch crystallization model uses the measured average composition of the mesostasis. Olivine/melt partition coefficients are drawn from Kennedy et al. (1993), see text for details.

In this section, we investigate the conditions of olivine crystallization as recorded by its trace element budget.

4.1.1 Evidence for batch crystallization

In Fig. 7, we compare the average composition of type I chondrule olivine with that calculated from two endmember crystallization models:

- (i) a *fractional* crystallization model, where the olivine cores (which is essentially what the LA-ICP-MS analyses access) did not change their composition since they solidified and are thus in equilibrium with the *starting* liquid composition, assumed here to be CI chondritic (Lodders 2003)
- (ii) a *batch* crystallization model, where, owing to efficient diffusion, the olivine crystals as a whole maintained equilibrium with the melt now solidified as the chondrule's mesostasis.

For simplicity, we have shown only the results for average compositions in Vigarano, but results for individual chondrules (with analyzed olivine and mesostasis) yield the same conclusions. Olivine/melt partition coefficients were drawn from the experiment “PO49” of Kennedy et al. (1993), conducted at 1525 °C, under 1 atm, with oxygen fugacity 0.5 log unit below the the Iron-Wüstite buffer, using a starting mix of mafic composition, yielding Fo₉₅ olivine (as P was not measured, a partition coefficient of 0.1 for that element was taken from Brunet and Chazot (2001)).

From examination of Fig. 7, it is clear that batch crystallization reproduces the observed olivine composition better than fractional crystallization, which yield a composition one order of magnitude too low for refractory elements (although the discrepancy is smaller for the more volatile elements). The difference between the two scenarios is essentially due to the fact that these refractory elements are also incompatible elements, hence the difference between an equilibrium with a starting, chondritic melt, and the late melt represented by the mesostasis. To be sure there are important deviations (variable from chondrule to chondrule (not shown)) for V and Ti (and P, which is less constrained by the literature), but the reducing conditions believed to have prevailed during the formation of type I chondrules (e.g. Zanda et al. 1994), likely rendered them more compatible than in the Kennedy et al. (1994) experiments, as suggested by Ruzicka et al. (2008): this is because V²⁺ and Ti³⁺ have ionic radii (72 pm and 81 pm, respectively) closer to that of the crystallographic sites where they substitute (72 pm, see Wood and Blundy (2003)) than V³⁺ (79 pm) and Ti⁴⁺ (95 pm), present under more oxidizing conditions. Consistent with this, mesostasis exhibits a clear negative anomaly for V (Fig. 2a) suggesting that it was compatible in olivine.

Conceivably, the conclusion that type I chondrule olivine in the studied meteorites did not form by fractional crystallization could be overturned if (i) starting liquid compositions significantly deviated from chondritic (and in particular were enriched in refractory elements by one order of magnitude, see Fig. 7) or (ii) olivine/melt partition coefficient significantly differed from the chosen data set. As to (i), given that observed bulk chondrule compositions are typically chondritic within a factor of a 2-3 for non-volatile elements (Rubin and Wasson 1987; Misawa and Nakamura 1988; Huang et al. 1996), one would need to assume, similarly to Ruzicka et al. (2008), that chondrule compositions evolved by recondensation during cooling. However, bringing refractory element

concentrations $>10 \times \text{CI}$ down to, say, $2 \times \text{CI}$ for a given chondrule would require the chondrule mass to increase by a factor of at least 5 (and this even ignoring the further addition of refractory elements). In other words, most of the chondrule melt would have had to have formed by condensation, contrary to petrographic evidence of chondrule formation largely by melting of precursor material (e.g. Hewins et al. 2005) and lack of significant zoning inside the chondrules (excepting the outer rims). This certainly does not exclude smaller degrees of evaporation/recondensation; in fact, we do observe anticorrelations between refractory and volatile elements (e.g. Ti and Mn in Fig. 3d, similarly to Ruzicka et al. 2008), but as such, they do not enable us to distinguish between vapor fractionation during chondrule formation (e.g. Sears et al. 1996; Hewins et al. 1997) or formation of the precursors. With regards to (ii), while olivine/melt partition coefficients certainly vary depending on physico-chemical condition, it is unlikely that partition coefficients would increase by one order of magnitude for the refractory elements Al, Sc, Y, Ti and Ca while retaining about the same order of magnitude for the more volatile elements V, Si, Cr, Mn, P, judging from the compilation of Bédard (2005) and also the prediction of the Lattice Strain Model (Wood and Blundy 2003), given that no correlation exists between volatility and ionic radius. Therefore, we conclude that olivine in type I chondrules in CR and CV chondrites likely formed by batch crystallization. This is similar to the conclusion drawn by Huang et al. (1996) for type I chondrules in ordinary chondrites on the basis of their observed crystallization sequence, and this is certainly consistent with the lack of minor element zoning in type I chondrules in CR and CV chondrites (Brearley and Jones 1998; neither our EMP or LA-ICP-MS data reveal zoning at crystal or chondrule scales).

Our conclusion that most type I chondrules we analyzed underwent batch crystallization implies that the thermal event was sufficiently long to allow homogenization of olivine crystals by cation diffusion. An estimate for the cooling rate corresponding to a diffusion length a is given by (Dodson 1973):

$$\frac{dT}{dt} = -2 \frac{D(T)}{a^2} \frac{RT^2}{E_a}, \quad (1)$$

with $D(T)$ the diffusion coefficient at temperature T (defined as that when crystal growth occurs), E_a the activation energy (in J/mol) of the diffusion process and $R = 8.314 \text{ J/mol}$ the gas constant. For a batch crystallization scenario to hold, a must be at least of order the crystal radius, so taking $a = 50 \mu\text{m}$ should yield an upper limit to the cooling rate. According to the review by Chakraborty (2010) who compiled diffusion data for olivine for an extensive array of elements (Be, V, Ti, Na, Zr, Ca, Cr, Si, O, Mn, Ni, Co, REE, H, Li), E_a is typically 300 kJ/mol (within a factor of two) and diffusion coefficients for temperatures of 1500-2000 K (encompassing the range of chondrule peak

temperatures reported by Hewins et al. 2005) seem to be at any rate smaller than about 10^{-14} m²/s for all elements they reviewed (except H and Li). This implies an upper bound of order ~ 10 K/h.

While we favor batch crystallization for type I chondrules in CV and CR chondrites, our limited data set for more FeO-rich chondrules is still consistent with fractional crystallization for them, as suggested e.g. by their minor element zoning (e.g. Jones 1990; Huang et al. 1996): indeed, olivine from the three analyzed type II chondrules tends to have low incompatible refractory element abundances (Fig. 6). However, less mafic compositions of the melt should *increase*, in general, olivine/melt partition coefficients (Bédard 2001) and hence the abundance of these elements in olivine were batch crystallization to hold equally for them. This implies that olivine cores are likely in equilibrium with the bulk chondrule composition, i.e., the initial melt composition, rather than the final, incompatible element-enriched one, presumably due to fast cooling which prevented homogenization of olivine crystals (100-1000 K/h; Jones 1990). More data on type II chondrules are certainly needed.

4.1.2 Partitioning of the most incompatible elements

Figure 8: (a) Comparison of experimental olivine/melt partition coefficients (from Kennedy et al. 1993) with observed olivine/mesostasis partition coefficient (calculated here from the average compositions of those phases in type I chondrules in Vigarano and Renazzo). The heavy line corresponds to a 1:1 agreement, and thin lines are calculations assuming different proportions of melt contamination in the analyzed olivine (using equation 2). (b) Same for enstatite, with the experimental enstatite/melt partition coefficients drawn from the run RPII 45 of Kennedy et al. (1993).

Figure 9: Partition coefficients of (a) olivine, (b) low-Ca pyroxene and (c) Ca-rich pyroxene with mesostasis. For Ca-rich pyroxene, partition coefficients are normalized to that of Yb to cancel dependence (to first order) on Ca content (see Fig. 6b). For each chondrule, olivine, low-Ca pyroxene and mesostasis compositions are means over the analyses performed on the chondrule. In (a) and (b), we have plotted in gray experimental values reported by Kennedy et al. (1993) (“K93”(a) for their PO49 (“K93: 0 K/h”) and BO30 (“K93: 2191 K/h”) experiments and (b) for their RPII 45 (“K93: 2 K/h”) and RP36 (“K93: 2000 K/h”) experiments. In (c), we have plotted in gray clinopyroxene/melt partition coefficients reported by Hart and Dunn (1993). In (a), the single datum from a type II chondrule (A15), is highlighted.

In Fig. 8a, we compare measured olivine/mesostasis partition coefficients with experimentally determined olivine/melt partition coefficients for all elements (with the aforementioned data set from Kennedy et al. 1993), and Fig. 9a presents olivine/mesostasis partition coefficients for individual chondrules. Consistent with our above conclusion that olivine formed by batch crystallization in type I chondrules, for elements with experimental partition coefficients larger than 10^{-3} - 10^{-2} (including the HREE), the two partition coefficients generally agree, within a factor of a few at most, except for the already mentioned outliers Ti, V, P, as well as Ni which may also be subject to redox effects (Ruzicka et al. 2008). For nominally more incompatible elements, however, observed olivine/mesostasis partition coefficients appear to converge toward about 10^{-3} , which manifests itself in particular in the flattening of the REE patterns for LREE in Fig. 9a. A possibility could be that analyzed olivine incorporates some fraction of a melt-like component (e.g. Kennedy et al. 1993; Hiraga and Kohlstedt 2009). In that case, assuming that the composition of this purported

component is that of the liquid in equilibrium with the olivine, the apparent (olivine + inclusions)/melt partition coefficient would be given by:

$$D_{\text{apparent}} = D_{\text{real}}(1 - \varphi) + \varphi, \quad (2)$$

with D_{real} the real (equilibrium) silicate/melt partition coefficient (not to be confused with the diffusion coefficients discussed in the previous subsection) and φ the mass fraction of the incorporated melt component. While for $D_{\text{real}} > \varphi$, D_{apparent} hardly differs from D_{real} , for more incompatible elements, $D_{\text{apparent}} \approx \varphi$, as illustrated in Fig. 8a. From examination of Fig. 8a, this would imply a typical (but variable, see Fig. 9a) melt fraction of $\sim 10^{-3}$ in olivine. As SEM observations and signal filtering exclude the presence of $>1 \mu\text{m}$ inclusions in the undiscarded analyses, the hypothetical trapped melt would need to exist as smaller pockets and TEM studies would be worthwhile to test this idea: If, for example, the hypothetical melt inclusions are assumed to be 100 nm in diameter, their required number density in the olivine section would be $\sim 0.1 \mu\text{m}^{-2}$. It is notable, however, that the olivine/mesostasis partition coefficient tends to increase slightly for the lightest REE, hence a “spoon shape” in the patterns of Fig. 9a, instead of remaining constant as expected if the incorporated component were strictly mesostasis-like in composition. Alternatively, the enhanced partition coefficient of very incompatible elements could be a crystal-lattice-scale kinetically controlled disequilibrium effect due to rapid crystal growth (e.g. Albarède 2002; Watson 1996). Yet another possibility, suggested by Kurat et al. (1992), could be that the olivine originally had a flat REE pattern, e.g. inherited from condensation, and was only partially equilibrated with the melt.

Regardless of how very incompatible elements are actually incorporated in the analyzed olivine (viz. as submicrometric inclusions or in the crystal lattice), which factors control the (variable) extent of this incorporation? To tackle this question, we return to the variations of the Ce/Yb (a proxy for this effect, as Ce is a very incompatible LREE) with petrography as illustrated in Fig. 5, and in particular, the apparent anticorrelation between Ce/Yb and olivine grain size (Fig. 5b), with the coarsest IOG exhibiting $(\text{Ce}/\text{Yb})_{\text{N}}$ values close to the equilibrium partitioning prediction (0.003 according to Kennedy et al. 1993).

A concern could be that this trend may be an analytical artefact, with the cleanest LA-ICP-MS analyses coming from the largest crystals, which would also be least affected by contaminations of various natures. The trend is however unlikely to result from diminishing detection limits with increasing spot size: Indeed, the 99 % confidence detection limit for Ce was typically 1 ppb for 26 μm spots down to 0.1 ppb for 102 μm spots, to be compared with the 0.7-70 ppb range of measured concentrations. Then, were small and large crystals actually intrinsically similar, the use of larger LA-ICP-MS spots for the latter would be expected to *average* concentrations from smaller scales (assuming some heterogeneity of olivine crystals), yielding a smaller range within that of smaller

olivine analyses, contrary to the overall decrease observed in Fig. 5. Thus, while analytical artefacts cannot be excluded, we are led to conclude that the trend in Fig. 5, however scattered, is real. How can it be then interpreted?

We first note that this trend runs counter to the Kurat et al. (1992) hypothesis of partial equilibration of olivine with a flat CI-normalized trace element pattern. Indeed the coarsest olivine crystals would be expected to be least equilibrated because the larger diffusion length to be attained. Thus, even for the most incompatible elements, we believe that olivine/mesostasis partition coefficients retain *per se* no memory of the chondrule precursor history and must be understood in terms of igneous (or subsolidus) processes during chondrule formation.

In chondrules, crystal size is determined by cooling rate and also—and primarily—by the number of nuclei surviving the heating event: For a given peak temperature, the longer the heating, the coarser the grain size (Lofgren 1996; Hewins and Fox 2004). So crystal size may be considered as a proxy for the overall duration of the chondrule-forming event. In addition, barred olivine chondrules, which were not included in Fig. 5b because of the ambiguity in defining a grain size for them, likely represent heating times intermediate between porphyritic chondrules and IOG, consistent with the trend seen in Fig. 5a, as likely all nuclei (or all but one) were destroyed in these chondrules during heating. This suggests the following interpretation of the anticorrelation between crystal size and Ce/Yb: The finer-grained a chondrule is, the shorter the thermal event it experienced, and thus the more trace element partitioning deviated from equilibrium. A cooling-rate sensitivity of olivine/melt partition coefficients was observed in the experiments of Kennedy et al. (1993), where partition coefficients for LREE increased to about 10^{-2} for LREE (compared to $3.1 \cdot 10^{-5}$ for La at equilibrium) in a rapid cooling (2193 K/h) run.

Another possibility would be to invoke post-crystallization redistribution of trace elements, e.g. in a second heating events if olivine crystals are “relicts” from an earlier generation, which would affect small crystals most easily (as the diffusion length is shortest). An illustration for this could be the olivine analysis at the edge of refractory forsterite V49 (Fig. 1a), which, as we mentioned in the “Results” section, yielded less REE fractionation than analyses in the interior. Conceivably, this IOG could have been remelted at the periphery (perhaps in the event that formed its thin enstatite rind, see Section 4.2), whose trace element budget would have been reset. Similar redistributions could explain why GOAs, which have been interpreted as relicts by Libourel and Krot (2007), do not appear to follow the trend, and more generally explain part of the scatter in Fig. 5b.

If the incorporation of very incompatible elements is kinetically controlled, the LREE/HREE fractionation could in principle help estimate the cooling rate of chondrules. Using this approach, the experiments of Kennedy et al. (1993), plotted in Fig. 9, would suggest cooling rates of the order of 1000 K/h for most chondrules (be they of type I or II), similarly to Alexander (1994) and

Ruzicka et al. (2008). This would stand in stark contrast to the upper limit of about 10 K/h we have inferred above from evidence of batch crystallization—unless trace element diffusivities in olivine were somehow much higher than all the data reviewed by Chakraborty (2010). However, in the uncertainty regarding the microscopic process(es) controlling their incorporation and the degeneracy possibly introduced by post-crystallization resetting, as we have just discussed, a calibration of cooling rates based on the Kennedy et al. (1993) data may not be robust. For instance, Alexander et al. (1998) set to reproduce the Kennedy et al. (1993) experiments but found a considerably weaker sensitivity to cooling rates. On the other hand, weakly fractionated REE patterns ($0.1 \leq (\text{Ce}/\text{Yb})_N \leq 1$) in olivine are observed in terrestrial peridotites (e.g. Hiraga and Kohlstedt 2009), possibly the acapulcoite Monument Draw (McCoy et al. 1996), and SNC meteorites such as nakhlites and Chassigny (Wadhwa and Crozaz 1995), which are slowly cooled rocks (< 0.1 K/h for Nakhla and Governador Valadares, for example, cf Mikouchi and Miyamoto 2002). Thus, the variation of apparent partition coefficients under disequilibrium conditions, although seen in our data, is not understood clearly enough to base a calibration of cooling rates, and we are thus led to prefer the low cooling rates estimates from diffusion data.

4.1.3 Implications for the origin of olivine

In this subsection, we discuss some implications of the above considerations on the genesis of olivine in type I chondrules in CV and CR chondrites.

The first, straightforward implication is that olivine in the analyzed chondrules has an igneous origin, as evidenced by reasonable agreement between olivine/mesostasis partition coefficients and equilibrium olivine/melt value. Equilibrium partitioning is in particular satisfied even for the most incompatible elements (e.g. LREE) for large IOG, including refractory forsterites, confirming the igneous origin inferred by Pack et al. (2005) for the latter, at variance with Weinbruch et al. (2000) who had favored condensation. In no way does this of course exclude a non-igneous (e.g. condensation) origin for chondrule precursors.

We have inferred above an upper limit of about 10 K/h for the cooling rate recorded by olivine in type I chondrules. Cooling rates around 10 K/h have been found to be consistent with PO chondrule textures (Wick et al. 2010) and, as regards CR chondrites specifically, Humayun (2012) estimated cooling rates of 0.5-50 K/h (around 1473 ± 100 K) from the diffusion of Cu and Ga in coarse metal grains in Acfer 097 (CR2). Similar cooling rates have already been inferred for granular chondrules from Allende from the wavelengths of pigeonite-diopside intergrowths and the microstructure of calcic plagioclase, both established at temperatures around 1500 K (Weinbruch and Müller 1995). They are also comparable to those reproducing the texture of igneous CAIs, in the range 0.5-50 K/h (Stolper and Paque 1986; Apai et al. 2010), and reminiscent of the timescales (days) required to

produce GOA from fine-grained olivine (Whattam et al. 2008). All this suggests that the solids thermally processed in the accretion disk exhibited a somewhat continuous spectrum of cooling rates, extending from 1 K/h to the 1000 K/h inferred for type II chondrules (Hewins et al. 2005). This leaves open the possibility (raised e.g. by Jones et al. 2000) that chondrule- and igneous CAI-melting events arose from the same physical process (acting on different precursors), provided it was variable enough (at least in terms of the ensuing cooling rates) over the course of the accretion disk lifetime. We note that cooling rates spanning the whole range 10-1000 K/h were found in one-dimensional shock wave models by Morris and Desch (2010).

Libourel and Krot (2007) suggested that precursors of PO chondrules, best approximated by GOAs, were mantle debris of an early generation of planetesimals, which would account for the numerous triple junctions of the interlocking olivine crystals. Would our trace element data be consistent with such an hypothesis? While evidence for batch crystallization would certainly be consistent with a long residence in a planetary mantle, provided part of the chondrule mesostasis was cogenetic with the olivine, we have seen that the REE patterns of olivine differs from equilibrium fractionation prediction, except for the coarsest crystals. However, olivine in most differentiated meteorites display highly fractionated REE consistent with equilibrium partitioning: This includes pallasites (Minowa and Ebihara 2002), ureilites (Guan and Crozaz 2000), brachinites (Wadhwa et al. 1998), angrites (Floss et al. 2003) lherzolithic shergottites (Usui et al. 2010 but see Lin et al. 2005) and the lunar olivine gabbro NWA 2977 (Zhang et al. 2010). Conceivably, olivine in type I chondrules may have originally had steep REE patterns, but would have had its trace element budget reset subsequently, as we have mentioned, but we find this unlikely given that only one analyzed GOA (V28) out of 7 has a $(Ce/Yb)_N$ ratio below 0.1 (0.04). Nonetheless, the fact that olivine in terrestrial peridotites and cumulate SNC displays more limited HREE/LREE fractionation (Hiraga and Kohlstedt 2009; Lin et al. 2006; Wadhwa and Crozaz 1995) is evidence that conditions exist under which planetary olivine may have REE signature different from equilibrium. We finally note that our petrographic observations, such as the continuity of GOA with fine-grained and/or close-packing textures, or existence of “non-relict” GOA such as chondrule V4 (Fig. 1), would appear to favor a nebular origin for granoblastic textures, although experiments by Whattam et al. (2008) were not entirely successful at reproducing them. Overall, our data provide no evidence for a planetary origin of olivine in type I chondrules, but do not rule it out.

4.2 Pyroxene crystallization

We now turn our attention to pyroxene. As can be seen in Fig. 8b and 9b, a departure of observed enstatite/mesostasis partition coefficients from experimental enstatite/melt partition coefficients can be seen, similarly as for olivine, for the most incompatible elements. These typically have observed enstatite/mesostasis partition coefficients of the order 10^{-2} , which is one order of magnitude greater than for olivine. If interpreted to result from incorporation of a melt-like component, then a level of contamination of 1 %, at the submicron scale, would be required (perhaps in the shrinkage cracks that pervade enstatite; see Brearley and Jones (1998)). The positive europium anomaly often exhibited by enstatite, correlated with La/Sm (Fig. 4c), could point to a more plagioclase-like character of this purported component. As to augite, no enhanced incorporation of very incompatible elements is observed (Fig. 9c), likely because the expected partition coefficients are higher than for enstatite (Hart and Dunn 1993), but the negative europium anomalies may indicate that part of Eu is in the divalent state (e.g. Jones and Layne 1997) and preferentially incorporated in the feldspar crystallites of the mesostasis.

Not only are LREE more abundant in enstatite than in olivine, they also never approach equilibrium partitioning with mesostasis (Kennedy et al. 1993), unlike the case of olivine (see Section 4.1.2). This suggests that enstatite records rapid cooling rates. A more quantitative estimate was drawn by Jones and Scott (1989) from the crystallographic structure of enstatite, namely the fact that enstatite is in monoclinic, rather than orthorhombic form: a lower limit of 100-1000 K/h at the temperature of inversion from protoenstatite (the high-temperature form of enstatite), about 1000 °C, was inferred. This contrasts with the upper limit of about 10 K/h we have derived above for olivine crystallization, at higher temperatures (with peaks at 1400-1750 °C; Hewins et al. 2005). The only way we can think of to avoid this difference would be an enhancement of trace element diffusivities in olivine relative to all the data of the Chakraborty (2010) review. If this difference is real, this could imply that the cooling history of chondrules was highly nonlinear, with a stage of “quenching” after olivine crystallization (e.g. Weinbruch and Müller 1995), which differs e.g. from the shock wave model temperature curves, where cooling tends to slow down after peak heating (e.g. Morris and Desch 2010). Alternatively, the pyroxene formation event could have been distinct from that of olivine crystallization (i.e. olivine would be relict; e.g. Libourel et al. 2006).

As we saw earlier, there appears to be an anticorrelation between REE concentration in enstatite and the overall mode of this silicate in chondrules (Fig. 4a), despite scatter in part attributable to the uncertainty of equating 2D mode with 3D mode (e.g. Hezel and Kiesswetter 2010). In fact, this trend is tighter when REE abundances are expressed as enstatite/olivine partition coefficients (Fig. 10), although no trend would be expected if olivine and enstatite were fully equilibrated, given that partitioning behaviors of trace elements are quite similar in both silicates in terms of Lattice Strain

Model parameterization (Wood and Blundy 2003). We propose that this trend could be explained in the framework of the Libourel et al. (2006) model (see also Hezel et al. 2003), where enstatite (mainly near the chondrule's edge) forms, partly at the expense of olivine, as a result of the addition of silica to the chondrule melt (which Libourel et al. (2006) ascribed to gas-melt interaction). Indeed silica enrichment in the melt would induce, to first order, a dilution of all elements other than Si and O in it, e.g. Ca and Al as witnessed by Libourel et al. (2006), but also trace elements such as the REE. Thus, with increasing progress of silica addition (to which the enstatite mode would be a proxy) — be it by gas-melt interaction or another process —, pyroxene in equilibrium with the melt should have lower concentration of these trace elements. The trend would be exacerbated by the negative effect of falling Ca concentrations (because of the dilution) on enstatite/melt partition coefficients (see Wood and Blundy 2003) and indeed the trend for enstatite (Fig. 4a) is steeper than for mesostasis (Fig. 4b).

The emerging picture here is thus that of a rapid pyroxene-forming event, presumably promoted by silica addition, subsequent to olivine crystallization (be the pyroxene forming event distinct or in continuation to that of olivine crystallization). Olivine would have in general preserved its prior chemistry, although some resetting may have occurred (see Section 4.1.2). Experimental work reported by Soulié et al. (2012) moreover suggests that olivine dissolution in a melt compositionally similar to the present-day mesostasis could proceed at rates faster than 100 $\mu\text{m}/\text{h}$, implying a rapid cooling during pyroxene formation to account for the preservation of olivine phenocrysts; also, the fact that enstatite is restricted to the margin would limit the diffusion timescale of Si in the melt: if a Si diffusivity of $10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ (Zhang et al. 2010) is assumed, diffusion over 100 μm is effected within about 1 h, for instance.

We note that in such a scenario, the composition of mesostasis would have evolved out of pace with olivine, so that strictly speaking, the olivine/mesostasis equilibrium we have inferred in Section 4.1.1 would not have been sustained. However, given the limited variation of mesostasis REE contents (which only show a shallow trend as a function of pyroxene mode in Fig. 4b), the effect on olivine/mesostasis partition coefficients would have been minimal, especially with regards to the uncertainties of their theoretical values, and would hardly affect our argument in favor of batch crystallization, as opposed to fractional crystallization.

Figure 10: Plot of the olivine/low-Ca pyroxene partition coefficient for La versus low-Ca pyroxene mode.

5. Summary and outlook

We have carried out LA-ICP-MS trace element analyses (with special emphasis on REE) of olivine, pyroxene and mesostasis in chondrules of various textures of Vigarano (CV3), Renazzo and Acfer 187 (CR2). Results are broadly similar in all three carbonaceous chondrites and may be summarized as follows:

1° Olivine and pyroxene have fractionated REE, with HREE concentrations at 0.1-1 x CI for both silicates and La concentrations at 0.0008-0.15 x CI and 0.05-0.5 x CI for olivine and pyroxene, respectively.

2° Mesostasis has flat REE patterns, mostly at 10-20 x CI.

3° Small olivine grains tend to have higher LREE/HREE ratios than coarser grains.

4° Low-Ca pyroxene in the most pyroxene-rich chondrules tend to have the lowest REE contents.

From these data, the following interpretations were drawn:

1° The fact that, for type I chondrules, olivine/mesostasis partition coefficients for most elements are consistent with experimental data indicate efficient diffusion of these elements through olivine crystals (counter to a fractional crystallization scenario). From literature values of diffusion coefficients, this seems to require cooling rates no higher than 1-100 K/h. Thus, nebular solids seem to have recorded a more or less continuous array of cooling rates, from those experienced by igneous CAIs to those inferred for type II chondrules (up to 1000 K/h).

2° The correlation between LREE/HREE fractionation and crystal size for olivine indicates that olivine/melt REE partitioning is controlled by kinetic effects and/or the incorporation of melt-like inclusions in olivine, whether during initial growth of the crystals or subsequent reheating. An igneous origin for refractory forsterites is confirmed by their olivine/mesostasis REE partition coefficients consistent with equilibrium igneous partitioning. As most olivine crystals deviate from equilibrium LREE/HREE fractionation, we do not favor a planetary origin for them.

3° The anticorrelation between REE content in low-Ca pyroxene and pyroxene mode in chondrules may be understood as arising from a dilution following addition of silica (promoting pyroxene crystallization) in the melt, as in the Libourel et al. (2006) model. The high cooling rates necessitated by low-Ca pyroxene suggest either a nonlinear cooling history, or that the formation of the pyroxene-rich margins was an event distinct from that which formed the enclosed olivine.

Acknowledgments

We thank the Associate Editor Christine Floss, Dominik Hezel, and an anonymous reviewer for their reviews that greatly improved the logical clarity of the manuscript and in particular the discussion section. We are grateful to the Programme National de Planétologie and the Institut Universitaire de France for their financial supports, NASA and the Museum National d'Histoire Naturelle for the loan of the samples.

References

- Albarède F. 2002. *Introduction to geochemical modeling*. Cambridge University Press.
- Alexander C. M. O. 1994. Trace element distributions within ordinary chondrite chondrules: Implications for chondrule formation conditions and precursors. *Geochimica et cosmochimica acta* 58:3451–3467.
- Alexander C. M. O. 2005. Re-examining the role of chondrules in producing the elemental fractionations in chondrites. *Meteoritics and planetary science* 40:943–965.
- Alexander C. M. O., Yu Y., Wang J., and Hewins R. 1998. Experimental Determination of Distribution Coefficients as a Function of Cooling Rate Revisited (abstract #1775). 29th Lunar and Planetary Institute Science Conference.
- Alexander C. M. O., Grossman J. N., Ebel D. S., and Ciesla F. J. 2008. The formation conditions of chondrules and chondrites. *Science* 320:1617–1619.
- Apai D., Connolly H. C. Jr., and Lauretta D. S. 2010. Thermal Processing in Protoplanetary Nebulae. In *Protoplanetary dust: Astrochemical and Cosmochemical Perspectives*. Cambridge Planetary Science. pp 230–262.
- Asphaug E., Jutzi M., and Movshovitz N. 2011. Chondrule formation during planetesimal accretion. *Earth and planetary science letters* 308:369–379.

- Bédard J. H. 2005. Partitioning coefficients between olivine and silicate melts. *Lithos* 83:394–419.
- Blander M., Pelton A. D., Jung I.-H., Weber R. 2004 Non-equilibrium concepts lead to a unified explanation of the formation of chondrules and chondrites. *Meteoritics and Planetary Sciences* 39:1897-1910.
- Brearley A., and Jones R. H. 1998. Chondritic Meteorites. In *Planetary materials*, edited by J. J. Papike, Mineralogical Society of America. pp 3–1–3–398.
- Brunet F. and Chazot G. 2001. Partitioning of phosphorus between olivine, clinopyroxene and silicate glass in a spinel lherzolite xenolith. *Chemical Geology* 117:57-71.
- Chakraborty S. 2010. Diffusion Coefficients in Olivine, Wadsleyite and Ringwoodite. In *Diffusion in minerals and melts*, edited by Y. Zhang and D. Cherniak, Mineralogical Society of America. pp 603–609.
- Chaussidon M., Libourel G., and Krot A. N. 2008. Oxygen isotopic constraints on the origin of magnesian chondrules and on the gaseous reservoirs in the early Solar System. *Geochimica et cosmochimica acta* 72:1924–1938.
- Cherniak D. J. 2010. REE diffusion in olivine. *American mineralogist* 95:362–365.
- Ciesla F. J. 2005. Chondrule-forming Processes—An Overview. In *Chondrites and the protoplanetary disk*, edited by A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. pp 811-820.
- Connolly, Jr., H. C., and Desch S. J. 2004. On the origin of the "kleine Kugelchen" called Chondrules. *Chemie der erde/geochemistry* 64:95–125.
- Cuzzi J. N., and Alexander C. M. O. 2006. Chondrule formation in particle-rich nebular regions at least hundreds of kilometres across. *Nature* 441:483–485.
- Davis A. M., Alexander C. M. O., Nagahara H., & Richter F. M. 2005. Evaporation and Condensation During CAI and Chondrule Formation. In *Chondrites and the protoplanetary disk*, edited by A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. pp 432-455.
- Desch S. J., Ciesla F. J., Hood L. L., and Nakamoto T. 2005. Heating of Chondritic Materials in Solar Nebula Shocks. In *Chondrites and the protoplanetary disk*, edited by A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. pp 849-872.
- Dodson M. H. 1973. Closure temperature in cooling geochronological and petrological systems. *Contributions to Mineralogy and Petrology* 40:259-274.
- Farver J. R. 2010. Oxygen and Hydrogen Diffusion in Minerals. In *Diffusion in minerals and melts*, edited by Y. Zhang and D. Cherniak, Mineralogical Society of America. pp 447–508.
- Floss C., Crozaz G., McKay G., Mikouchi T., and Killgore M. 2003. Petrogenesis of angrites. *Geochimica et cosmochimica acta* 67:4775–4789.
- Gordon S. H. 2009. *The composition of primitive meteorites*. Ph.D. thesis, Imperial College London.
- Griffin W. L., Powell W. J., Pearson N. J., and O'Reilly S. Y. 2008. Glitter: data reduction software for laser ablation ICP-MS. *Short course series* 40:308–311.
- Grossman J. N. and Brearley A. J. 2005. The onset of metamorphism in ordinary and carbonaceous chondrites. *Meteoritics and Planetary Sciences* 40:87-122.
- Guan Y., and Crozaz G. 2000. LREE-enrichments in ureilites: A detailed ion microprobe study. *Meteoritics and planetary science* 35:131–144.
- Hart S. R., and Dunn T. 1993. Experimental cpx/melt partitioning of 24 elements. *Contributions to mineralogy and petrology*, 113:1–8.
- Hewins R. H., and Fox G. E. 2004. Chondrule textures and precursor grain size: an experimental study. *Geochimica et cosmochimica acta* 68:917–926.
- Hewins R. H., Yu Y., Zanda B., and Bourot-Denise M. 1997. Do nebular fractionations, evaporative losses, or both, influence chondrule compositions? *Antarctic meteorite research* 10:275–298.
- Hewins R. H., Connolly, Jr, H. C., Lofgren G. E., and Libourel G. 2005. Experimental Constraints on Chondrule Formation. In *Chondrites and the protoplanetary disk*, edited by A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. pp 286-316.
- Hezel D. C., Palme H., Brenker F. E. and Nasdala L. 2003. Evidence for fractional condensation and reprocessing at high temperatures in CH-chondrites. *Meteoritics and Planetary Sciences* 38:1199-1216.
- Hezel D. C., and Palme H. 2007. The conditions of chondrule formation, Part I: Closed system. *Geochimica et cosmochimica acta* 71:4092–4107.
- Hezel D. C., and Palme H. 2008. Constraints for chondrule formation from Ca-Al distribution in carbonaceous chondrites. *Earth and Planetary Science Letters* 265:716-725.
- Hezel D. C. and Kiesswetter R. 2010. Quantifying the error of 2D bulk chondrule analyses using a computer model to simulate chondrules (SIMCHON). *Meteoritics and Planetary Sciences* 45:555-571.
- Hezel D. C., and Palme H. 2010. The chemical relationship between chondrules and matrix and the chondrule-matrix complementarity. *Earth and Planetary Science Letters* 294:85-93.
- Hiraga T., and Kohlstedt D. L. 2009. Systematic distribution of incompatible elements in mantle peridotite importance of intra- and inter-granular melt-like components. *Contributions to mineralogy and petrology* 158:149–167.
- Huang S., Lu J., Prinz M., Weisberg M. K., Benoit P. H., and Sears D. W. G. 1996. Chondrules: Their Diversity and the Role of Open-System Processes during Their Formation. *Icarus* 122:316–346.
- Humayun M. 2012. Chondrule cooling rates inferred from diffusive profiles in metal lumps from the Acfer 097 CR2 chondrite. *Meteoritics and Planetary Sciences* (in press).

- Inoue M., Nakamura N., and Kimura M. 2009. Tetrad effects in REE abundance patterns of chondrules from CM meteorites: Implications for aqueous alteration on the CM parent asteroid. *Geochimica et cosmochimica acta* 73:5224–5239.
- Jones R. H. 1990. Petrology and mineralogy of Type II, FeO-rich chondrules in Semarkona (LL3.0) - Origin by closed-system fractional crystallization, with evidence for supercooling. *Geochimica et cosmochimica acta* 54:1785–1802.
- Jones R. H. 1996. Relict grains in chondrules: evidence for chondrule recycling. In *Chondrules and the protoplanetary disk*, edited by R. H. Hewins, R. H. Jones, and E. R. D. Scott, Cambridge University Press. pp 163-172.
- Jones R. H., and Layne G. D. 1997. Minor and trace element partitioning between pyroxene and melt in rapidly cooled chondrules. *American mineralogist* 82:534–545.
- Jones R. H., and Scott E. R. D. 1989. Petrology and thermal history of type IA chondrules in the Semarkona (LL3.0) chondrite. *Lunar and planetary science conference proceedings*. Lunar and Planetary Science Conference Proceedings, 19:523-536.
- Jones R. H., Lee T., Connolly, Jr., H. C., Love S. G., and Shang H. 2000. Formation of Chondrules and CAIs: Theory VS. Observation. In *Protostars and planets IV*, edited by V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell, University of Arizona. pp 927–962.
- Jones R. H., Shearer C. K., and Shilk A. J. 2010. Trace element distribution in an aluminium-rich chondrule from the Mokoia CV3 chondrite. (abstract #1338). 32nd Lunar and Planetary Science Conference.
- Kallemeyn G. W., Rubin A. E., and Wasson J. T. 1996. The compositional classification of chondrites: VII. The R chondrite group. *Geochimica et cosmochimica acta* 60:2243–2256.
- Kennedy A. K., Lofgren G. E., and Wasserburg G. J. 1993. An experimental study of trace element partitioning between olivine, orthopyroxene and melt in chondrules - Equilibrium values and kinetic effects. *Earth and planetary science letters* 115:177–195.
- Krot A. N., Amelin Y., Bland P., Ciesla F. J., Connelly J., Davis A. M., Huss G. R., Hutcheon I. D., Makide K., Nagashima K., Nyquist L. E., Russell S. S., Scott E. R. D., Thrane K., Yurimoto H., and Yin Q.-Z. 2009. Origin and chronology of chondritic components: A review. *Geochimica et cosmochimica acta* 73:4963–4997.
- Kurat G., Brandstätter F., Zinner E., Palme H., Spettel B 1992. A SIMS Study of Some Allende Chondrules: Support for the New Chondrule Model. *Abstracts of the Lunar and Planetary Science Conference*, 23:745-745..
- Libourel G., and Krot A. N. 2007. Evidence for the presence of planetesimal material among the precursors of magnesian chondrules of nebular origin. *Earth and planetary science letters* 254:1–8.
- Libourel G., Krot A. N., and Tissandier L. 2006. Role of gas-melt interaction during chondrule formation. *Earth and planetary science letters*, 251:232–240.
- Lin Y., Guan Y., Wang D., Kimura M., and Leshin L. A. 2005. Petrogenesis of the new lherzolitic shergottite Grove Mountains 99027: Constraints of petrography, mineral chemistry, and rare earth elements. *Meteoritics and planetary science* 40:1599–1619.
- Lodders K. 2003. Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. *The Astrophysical Journal*, 591:1220–1247.
- Lofgren G. E. 1996. A dynamic crystallization model for chondrule melts. In *Chondrules and the protoplanetary disk*, edited by R. H. Hewins, R. H. Jones, and E. R. D. Scott, Cambridge University Press. pp 187-196.
- Longerich H. P., Günther D., and Jackson S. E. 1996. Elemental fractionation in laser ablation inductively coupled plasma mass spectrometry. *Fresenius' journal of analytical chemistry* 355:538–542.
- McCoy T. J., Keil K., Clayton R. N., Mayeda T. K., Bogard D. D., Garrison D. H., Huss G. R., Hutcheon I. D. and Wieler R. 1996. A petrologic, chemical, and isotopic study of Monument Draw and comparison with other acapulcoites: Evidence for formation by incipient partial melting. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 60:2681-2708.
- Mikouchi T., and Miyamoto M. 2002. Comparative Cooling Rates of Nakhilites as Inferred from Iron-Magnesium and Calcium Zoning of Olivines (abstract #1343). 33rd Lunar and planetary institute science conference.
- Minowa H., and Ebihara M. 2002. Rare Earth Elements in Pallasite Olivines (abstract #1386). 33rd Lunar and planetary institute science conference.
- Misawa K., and Nakamura N. 1988. Demonstration of REE fractionation among individual chondrules from the Allende (CV3) chondrite. *Geochimica et cosmochimica acta* 52:1699–1710.
- Mittlefehldt D. W., J., McCoy T., and Goodrich C. A., Kracher A. 1998. Non-chondritic meteorites from asteroidal bodies. In *Planetary materials*, edited by J. J. Papike, Mineralogical Society of America. pp 1–195.
- Morris, M. A., and Desch, S. J. 2010. Thermal Histories of Chondrules in Solar Nebula Shocks. *The Astrophysical Journal*, 722:1474–1494.
- Pack A., Shelley J. M. G., and Palme H. 2004. Chondrules with peculiar REE patterns: Implications for solar nebular condensation at high C/O. *Science* 303:997–1000.
- Pack A., Palme H., and Shelley J. M. G. 2005. Origin of chondritic forsterite grains. *Geochimica et cosmochimica acta* 69:3159–3182.
- Pack A., Russell S. S., Shelley J. M. G., and van Zuilen M., 2007. Geo- and cosmochemistry of the twin elements yttrium and holmium. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 71:4592-4608.
- Pearce N. J. G., Perkins W. T., Westgate J. A., Gorton M. P., Jackson S. E., Neal C. R., and Chenery S. P. 1997. A compilation of new and published major and trace element data for NIST SRL 610 and NIST SRM 612 glass reference materials. *Geostandards newsletter* 21 :115–144.

- Rubin A. E., and Krot A. N. 1996. Multiple heating of chondrules. In *Chondrules and the protoplanetary disk*, edited by R. H. Hewins, R. H. Jones, and E. R. D. Scott, Cambridge University Press. pp 173-180.
- Rubin A. E., and Swindle T. D. 2011. Flattened chondrules in the LAP 04581 LL5 chondrite: Evidence for an oblique impact into LL3 material and subsequent collisional heating. *Meteoritics and planetary science* 46:587–600.
- Rubin A. E., and Wasson J. T. 1987. Chondrules, matrix and coarse-grained chondrule rims in the Allende meteorite - Origin, interrelationships, and possible precursor components. *Geochimica et cosmochimica acta* 51:1923–1937.
- Ruzicka A., Floss C., and Hutson M. 2008. Relict olivine grains, chondrule recycling, and implications for the chemical, thermal, and mechanical processing of nebular materials. *Geochimica et cosmochimica acta* 72:5530–5557.
- Sears D. W. G., Huang S., and Benoit P. H. 1996. Open-system behaviour during chondrule formation. In *Chondrules and the protoplanetary disk*, edited by R. H. Hewins, R. H. Jones, & E. R. D. Scott, Cambridge University Press. pp 221-231.
- Soulié C., Libourel G., Tissandier L. and Hiver J.-M. 2012. Kinetics of olivine dissolution in chondrule melts: an experimental study (abstract #1840). 43rd Lunar and planetary institute science conference.
- Stolper E., and Paque J. M. 1986. Crystallization sequences of Ca-Al-rich inclusions from Allende: The effects of cooling rate and maximum temperature. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 50:1785-1806.
- Tissandier L., Libourel G., Robert F. 2002. Gas-melt interaction and their bearing on chondrule formation. *Meteoritics and Planetary Sciences* 37:1377-1389.
- Tschermak G. 1885. *Die mikroskopische Beschaffenheit der Meteoriten, erläutert durch photographische Abbildungen*. Schweitzerbart, E.
- Usui T., Sanborn M., Wadhwa M. and McSween H. Y. Jr. 2010. Petrology and trace element geochemistry of Robert Massif 04261 and 04262 meteorites, the first examples of geochemically enriched lherzolitic shergottites. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 74:7283-7306.
- Varela M. E., Kurat G., and Zinner E. 2006. The primary liquid condensation model and the origin of barred olivine chondrules. *Icarus* 184:344–364.
- Wadhwa M., and Crozaz G. 1995. Trace and minor elements in minerals of nakhlites and Chassigny: Clues to their petrogenesis. *Geochimica et cosmochimica acta* 59:3629–3645.
- Wadhwa M., Zipfel J., and Davis A. M. 1998. Constraints on the Formation History of Brachinites from Rare-Earth-Element Distributions (abstract #A161). 61st Meteoritical Society Meeting.
- Watson E. B. 1996. Surface enrichment and trace element uptake during crystal growth. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 60:5013-5020.
- Weinbruch S., and Müller W. F. 1995. Constraints on the cooling rates of chondrules from the microstructure of clinopyroxene and plagioclase. *Geochimica et cosmochimica acta* 59:3221–3230.
- Weinbruch S., Palme H., and Spettel B. 2000. Refractory forsterite in primitive meteorites: condensates from the solar nebula? *Meteoritics and planetary science* 35:161–171.
- Whattam S. A., and Hewins R. H. 2009. Granoblastic olivine aggregates as precursors of Type I chondrules: An experimental test. *Geochimica et cosmochimica acta* 73:5460–5482.
- Whattam S. A., Hewins R. H., Cohen B. A., Seaton N. C., and Prior D. J. 2008. Granoblastic olivine aggregates in magnesian chondrules: Planetesimal fragments or thermally annealed solar nebula condensates? *Earth and planetary science letters* 269:200–211.
- Wick M. J., Jones R. H., Morris M., and Desch S. J. 2010. Formation Conditions of Type I Chondrules: Comparison of Experimentally Determined Cooling Rates with the Shock Wave Model for Chondrule Formation (abstract #5278). 73rd Meteoritical Society Meeting.
- Wood B. J., and Blundy J. D. 2003. Trace Element Partitioning under Crustal and Uppermost Mantle Conditions: The Influences of Ionic Radius, Cation Charge, Pressure, and Temperature. In *Treatise on geochemistry*, edited by A. M. Davis, H. D. Holland, and K. K. Turekian. pp 395–424.
- Zanda B., Bourot-Denise M., Perron C., Hewins R. H. 1994. Origin and metamorphic distribution of silicon, chromium, and phosphorus in the metal of chondrites. *Science* 265:1846-1849.
- Zanda B., Hewins R. H., Bourot-Denise M., Bland P. A., Albarède F. 2006. Formation of solar nebula reservoirs by mixing chondritic components. *Earth and Planetary Science Letters* 248:650-660.
- Zhang A.-C., Hsu W.-B., Floss C., Li X.-H., Li Q.-L., Liu Y., and Taylor L. A. 2010. Petrogenesis of lunar meteorite Northwest Africa 2977: Constraints from in situ microprobe results. *Meteoritics and planetary science* 45:1929–1947.
- Zhang Y., Huaiwei N., and Chen Y.. 2010. Diffusion Data in Silicate Melts. In *Diffusion in minerals and melts*. edited by Y. Zhang and D. Cherniak, Mineralogical Society of America. pp 311-408.

4.5 Chondrites non carbonées

4.5.1 Bishunpur (LL3.15)

Les chondrites ordinaires sont la classe la plus abondante de chondrites et représentent 74 % des chutes observées de météorites (Grady, 2000). Leur corps parents semblent être des astéroïdes de type S, qui prédominent dans les parties internes de la Ceinture Principale d'Astéroïdes (Burbine et collab., 2008). Elles sont divisées en groupes H, L et LL dans l'ordre croissant de leur degré d'oxydation et l'ordre décroissant de leur teneur en fer total. Les chondrites ordinaires diffèrent substantiellement des chondrites carbonées ne serait-ce que par leur pétrographie : elles ont peu de matrice (moins de 15 vol%), très peu d'inclusions réfractaires, et abondent en chondres dont certains semblent mutuellement indentés (Metzler, 2011). Outre une plus grande proportion de textures non porphyriques relativement aux chondrites carbonées ($\sim 7\%$ contre $< 3\%$; cf Rubin 2011), les chondrites ordinaires contiennent davantage de chondres de type II, en particulier pour les groupes les plus oxydés (de 36 vol% pour les H à 61 vol% pour les LL; cf Zanda et collab. 2006), et de manière générale, leurs chondres sont plus pauvres en oxygène-16 que ceux des chondrites carbonées. Ils constituent donc une population distincte d'objets qu'il importe d'étudier pour apprécier les variations spatiales et/ou temporelles du mécanisme de formation des chondres.

C'est pourquoi nous avons voulu étendre notre étude aux chondrites ordinaires, et en particulier les chondrites les moins métamorphisées. Nous avons choisi d'étudier Bishunpur, une chondrite de type LL3.15—ce qui en fait la deuxième chute observée la plus inéquilibrée après Semarkona (LL3.01)—dont nous avons obtenu le prêt de la section Sp4 de la collection du Muséum (voir Fig. 4.10). Comme nous avons évoqué dans la section 4.2, des dosages d'éléments en trace par sonde ionique ont été réalisés dans les phases silicatées des chondres de chondrites ordinaires inéquilibrées par Alexander (1994), dans des chondrites L, par Jones et Layne (1997) dans les chondres de Semarkona, et Ruzicka et collab. (2008) dans des chondrites LL. Nous avons analysé une sélection de neuf chondres, dont 3 de type I et 6 de type II (voir Fig. 4.11).

Les spectres de terres rares pour les différents chondres sont présentés à la Fig. 4.12 pour l'olivine et la mésostase, et à la Fig. 4.13 pour le pyroxène. Une comparaison avec Vigarano des moyennes pour les différentes phases silicatées est proposée à la Fig. 4.14. Les spectres de la mésostase sont similaires à ceux rencontrés pour les CR et les CV, ou pour les chondrites ordinaires dans la littérature, i.e. non fractionné, avec $La_N=5-21$ et quelques anomalies négatives en Eu ($Eu/Eu^*=0,3-1,1$). Il en est de même pour l'unique

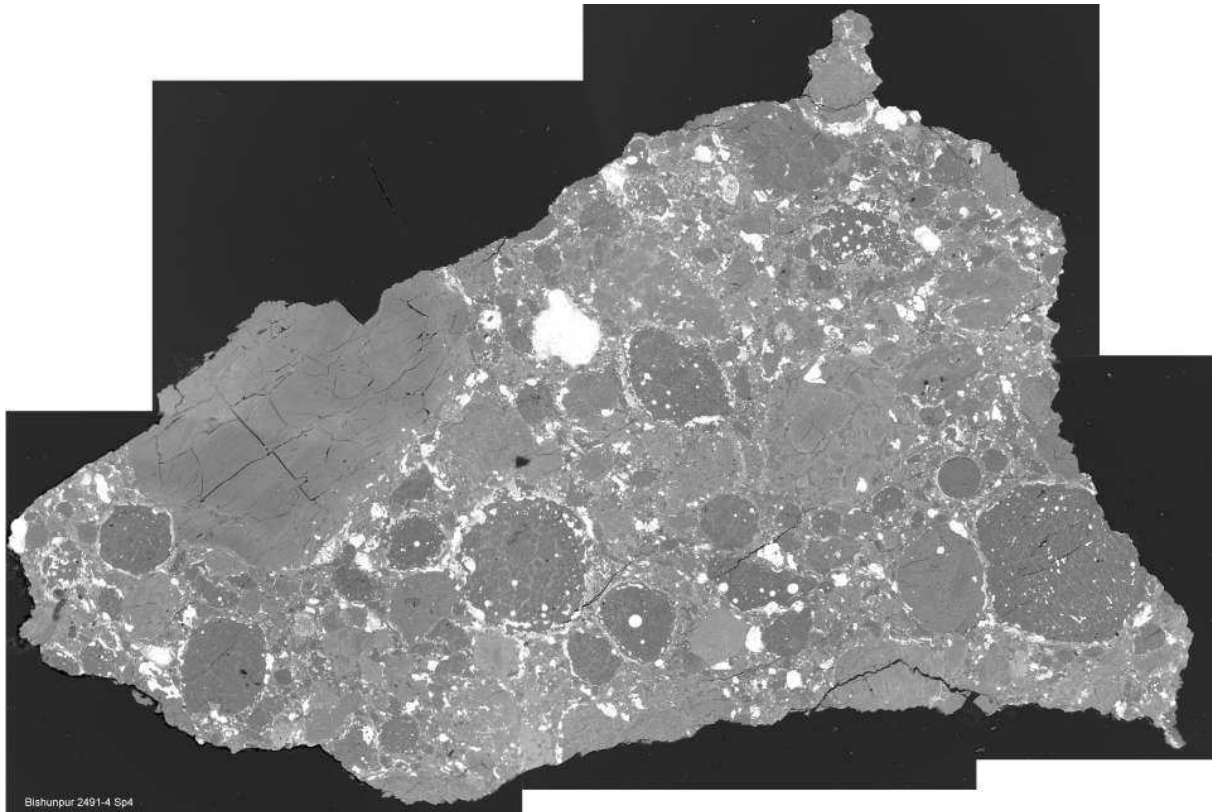


FIG. 4.10 – Carte composite de la section Sp4 de la chondrite ordinaire Bishunpur (LL3.15) observée en électrons rétrodiffusés. La matrice inter-chondre est bien moins abondante que dans les chondrites carbonées (voir Fig. 4.6 et 4.7). Les chondres de type II (gris clairs) sont majoritaires. On observe un grand chondre de 3 mm de diamètre constitué d'olivine ferrifère massive à gauche (objet Bi1) ; en haut à droite de celui-ci, on trouve un grain millimétrique de fer-nickel (blanc). Des sulfures (blancs) environnent la plupart des chondres.

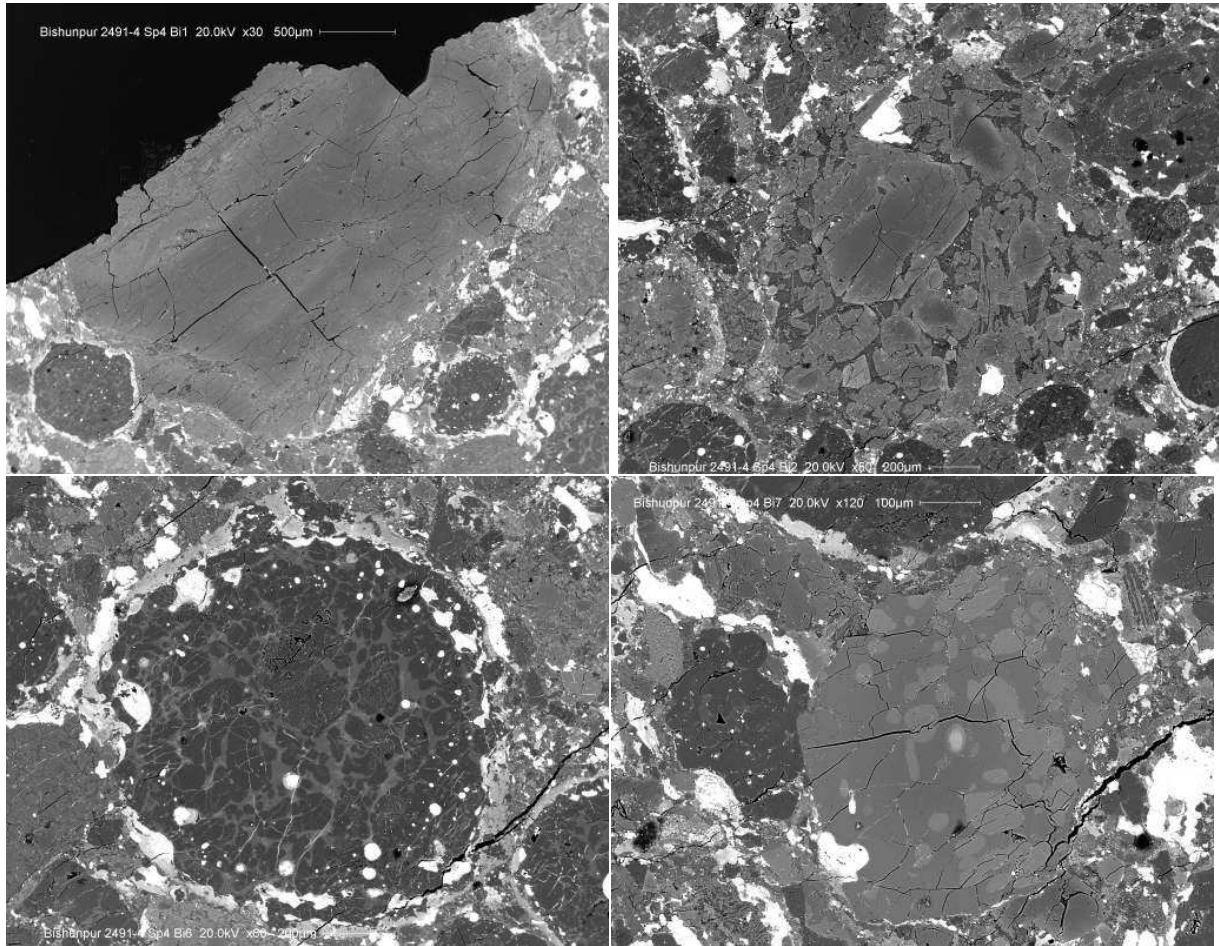


FIG. 4.11 – Quelques chondres de Bishunpur. (*En haut à gauche*) Chondre (Bi1) d'un diamètre de 3 mm composé d'olivine massive (Fa_{9-18}), avec du pyroxène et de la mésostase. (*En haut à droite*) Chondre (Bi2) de type II avec phénocristaux zonés d'olivine (i.e. composition variant d'un coeur plus magnésien (sombre) à une périphérie plus ferreuse (claire)) mêlés à des lattes de pyroxène (grise) et une mésostase (gris foncé). Les grains blancs sont du fer-nickel entouré de troilite. *En bas à gauche*) Chondre (Bi6) de type I, avec phénocristaux sombres d'olivine, dont quelques uns au centre revêtent un aspect poussiéreux (*dusty olivine*) dû à des inclusions micrométriques de métal sans doute issus d'une réduction. La mésostase est dévitrifiée et un peu altérée. Les grains de métal (ronds) et de sulfure, ainsi que le pyroxène (que le contraste ici ne distingue pas de l'olivine) sont concentrés sur le pourtour. (*En bas à droite*) Chondre (Bi7) de type II constitué de pyroxène massif renfermant des poécélites d'olivine. Les grains blancs sont du fer-nickel avec un manchon de troilite.

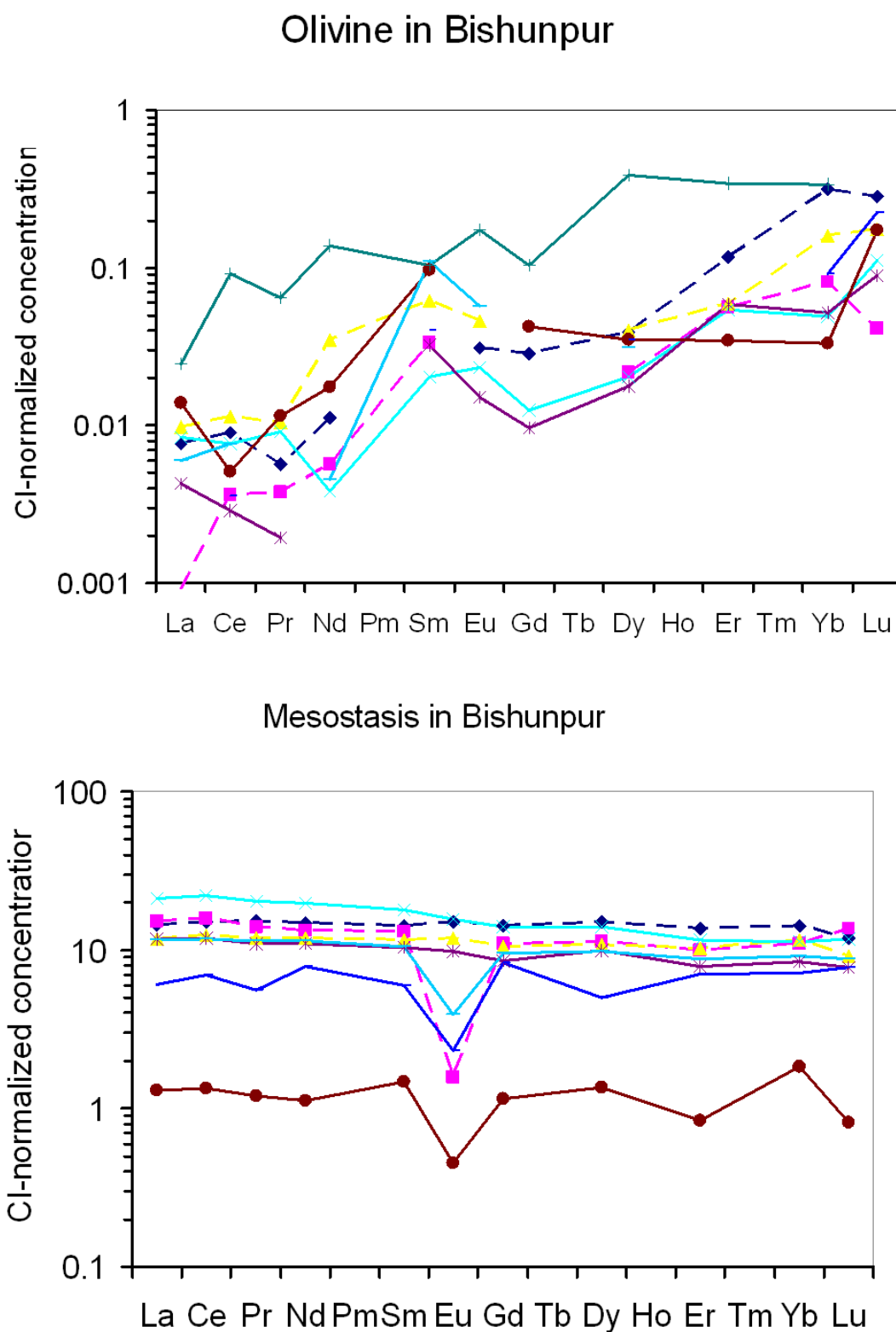


FIG. 4.12 – Spectre de terres rares de l’olivine (*en haut*) et de la mésostase (*en bas*) pour les différents chondres analysés de Bishunpur (LL3.15). Chaque courbe est la moyenne (géométrique pour l’olivine) des analyses réalisées sur un chondre. Les couleurs dans les deux graphes renvoient aux mêmes chondres. Le spectre chondritique en brun est celui d’une zone riche en cristallites dans le chondre Bi4 qu’on exclut des calculs de moyenne. Les chondres de type I ont des spectres en trait tireté, ceux de type II en trait continu.

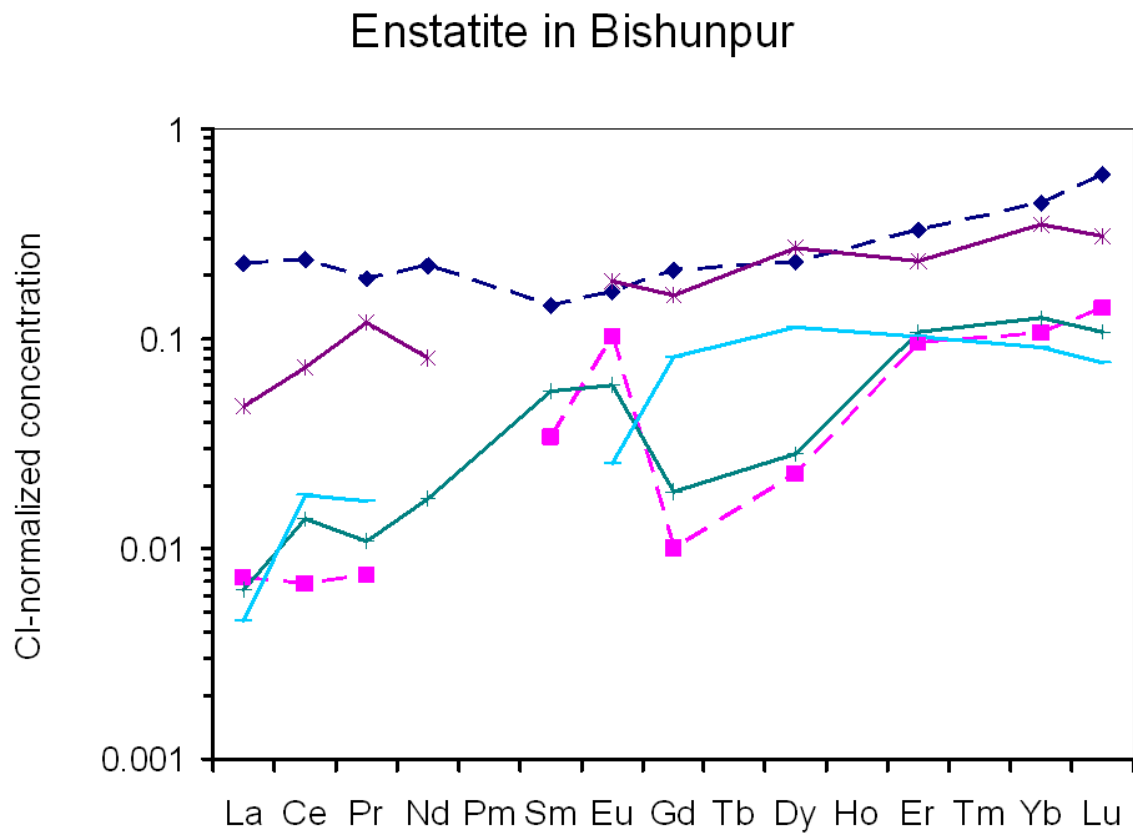


FIG. 4.13 – Spectre de terres rares de l'enstatite pour les différents chondres analysés de Bishunpur (LL3.15). Chaque courbe est la moyenne (géométrique pour l'olivine) des analyses réalisées sur un chondre. Les couleurs renvoient aux mêmes chondres que la figure 4.12.

augite analysée. Il n'en est pas de même pour l'olivine et l'enstatite. Si le fractionnement entre terres rares lourdes et légères est semblable à celui de leurs homologues des CR et des CV ($Ce/Yb_N=0,04-0,3$ et $0,06-0,5$ pour l'olivine et l'enstatite, respectivement), les abondances absolues sont inférieures (avec $La_N=0,0009-0,02$ et $0,004-0,2$; $Lu_N=0,04-0,2$ et $0,08-0,6$)⁵. A noter que dans le chondre Bi7 (cf Fig. 4.11), l'enstatite est plus pauvre en terres rares que l'olivine (la plus riche en terres rares analysée. Jusqu'ici, seul le chondre Bi6, de type I avec des olivines poussiéreuses, présente un spectre d'olivine familier aux chondres de type I des chondrites carbonées analysées précédemment. Nos résultats concernant l'olivine sont en contradiction avec les données de Alexander (1994) et Ruzicka et collab. (2007) pour ce qui est des terres rares légères (La, Ce), auxquelles ces deux travaux assignent des concentrations supérieures à $0,1 \times CI$. Si la contamination par du verre est concevable avec les diamètres de faisceau utilisés par Alexander (1994), de l'ordre de $20-40 \mu m$, par exemple, il est difficile de penser, ainsi qu'il le souligne, que cela a pu être un problème systématique. On peut se demander si les limites de détections plus élevées de la sonde ionique ne sont pas responsables de ces résultats, au sens qu'il s'agirait d'un bruit de fond (les valeurs rapportées pour ces éléments excédant rarement 3 fois l'écart-type de la précision).

Comment expliquer cette pauvreté en terres rares de l'olivine—question qui s'étendrait aux trois chondres de type II que nous avons analysé dans les chondrites carbonées? L'effet de la composition (plus riche en FeO en moyenne) aurait tendance à *augmenter* les coefficients de partage des terres rares (Bédard, 2005), ce qui, considérant la similitude des concentrations de terres rares de la mésostase, va dans le sens contraire de celui de la différence observée. Nous proposons au contraire que cela signe une cristallisation fractionnée, où le cœur des cristaux d'olivine seraient équilibré avec le liquide initial—ayant sensiblement la composition du chondre total actuel—plutôt que le liquide “final” (la mésostase) enrichi en ces éléments incompatibles. Cela serait cohérent avec les taux de refroidissement rapides calculés par Miyamoto et collab. (2009) et le zonage de l'olivine constaté par Jones (1990) dans les chondres de type II, et par Jones et Scott (1989) dans les chondres de type I quoique dans une moindre mesure. Il faut noter cependant que cette explication ne rendrait pas compte de la pauvreté relative en terres du pyroxène, plus tardif dans la séquence de cristallisation, car refroidissement rapide ou pas, il se serait équilibré avec le liquide tardif. Peut-être la moindre abondance de calcium dans la mésostase des chondres les plus ferrifères—cf. figure 18 de (Brearley et Jones, 1998)—expliquerait-elle des coefficients de partage moins élevés, de manière analogue à ce que

⁵On observe aussi des anomalies positives en Sm mais qui sont probablement des artefacts dus à des interférences isobariques.

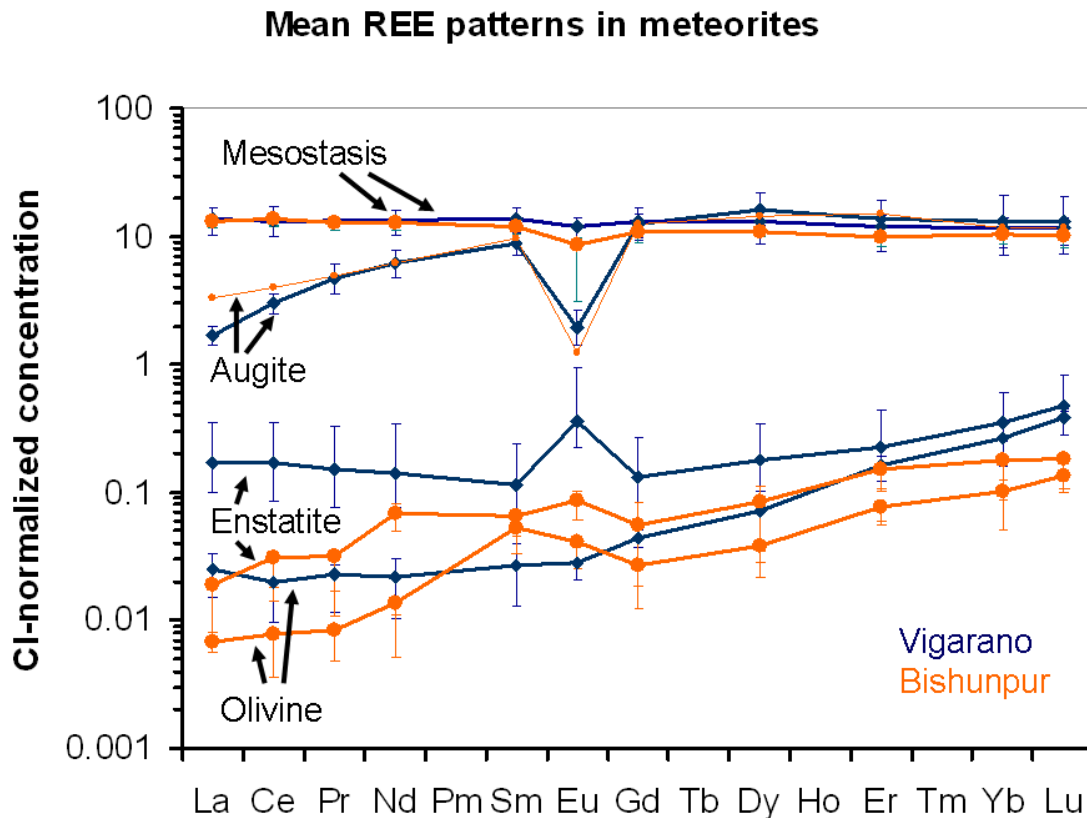


FIG. 4.14 – Comparaison des spectres de terre rares moyens pour les différentes phases silicatées de Bishunpur (LL3.15; orange) et de Vigarano (CV3; bleu marine, pour Vigarano, ce sont les mêmes données qu’à la figure 4.9). Les barres d’erreur indique les premiers et troisième quartiles. Nous portons en trait fin l’unique analyse d’augite dans Bishunpur.

nous avons avancé pour les chondrites carbonées.

A ce stade, il n’est pas clair si, dans les chondrites ordinaires, les chondres de type I sont plus riches en terres rares que ceux de type II (comme ce qui semble le cas dans les chondrites carbonées), auquel cas la différence entre Bishunpur et les chondrites carbonées se ramènerait aux différences de proportions de chondres des deux types dans ces météorites. Ceci rejoindrait du reste la dichotomie entre olivine “normale” et “riche en incompatibles” observée par Alexander (1994). Des analyses supplémentaires, par exemple sur Semarkona—la chondrite ordinaire la plus inéquilibrée (LL3.01)—, sont clairement requises pour le déterminer. Dans cette attente, la discussion précédente est plus un canevas interprétatif qu’une véritable exploitation des données.

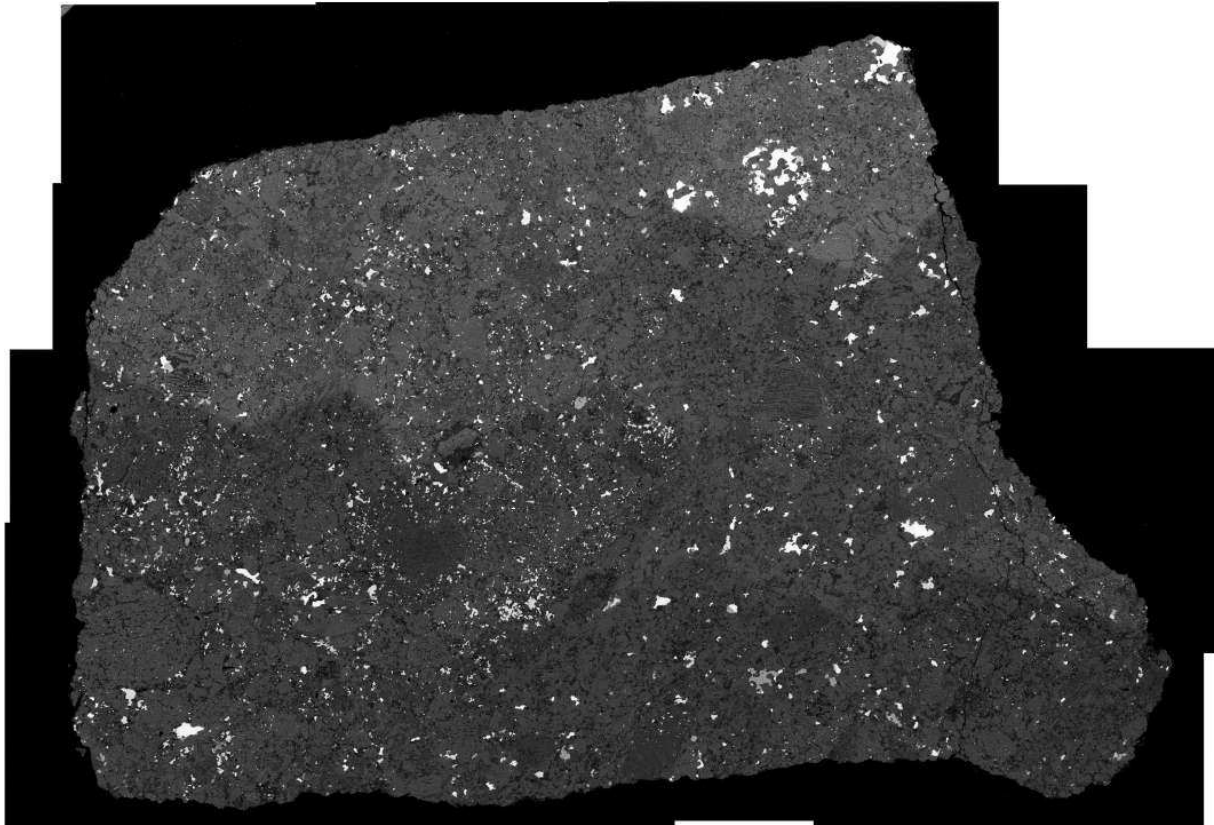


FIG. 4.15 – Carte composite en électrons rétrodiffusés de la chondrite ordinaire LL6 Saint-Séverin. Les chondres ne sont guère visibles (on peut par exemple distinguer un en bas à gauche, dépourvu d’opaques) du fait du haut degré de métamorphisme. Du fer-nickel et des sulfures parsèment la section. La lithologie “D” domine un gros quart NE (marqué par des opaques finement grenus), le reste étant la lithologie “L” (voir texte).

4.5.2 Saint-Séverin (LL6)

Afin de nous procurer une première impression des effets du métamorphisme thermique sur la microdistribution des éléments en trace dans les phases silicatées, nous avons effectué quelques analyses LA-ICP-MS dans la météorite de Saint-Séverin dont le Muséum possède la masse principale. De type LL6, elle est donc du même groupe chimique que Bishunpur, mais en représente le degré métamorphique le plus élevé (si on excepte quelques LL7). La pétrologie de cette roche est un peu compliquée par le fait qu'elle est une brèche comportant deux lithologies "D" (pour *dark*) et "L" (pour *light*). Cette dernière diffère de la première par une granulométrie plus grossière des opaques, l'absence d'apatite (bien que la merillite soit présente), et la déformation et les microfissures des silicates, responsables, par réflexions internes multiples, de son éclat sous lumière oblique (Christophe Michel-Lévy et Bourot-Denise, 1997). Christophe Michel-Lévy et Bourot-Denise (1997) ont proposé que la lithologie L s'est formée à partir de la lithologie D encore chaude consécutivement à un impact qui aurait remobilisé le métal et déformé les silicates, et dont les vapeurs émancées auraient entraîné la dissolution de phosphates, en particulier l'apatite. Quoique les silicates objets de notre étude ne semblent pas avoir fondu dans la lithologie L, et présentent les mêmes teneurs en éléments mineurs que leurs homologues de la lithologie D, nous avons restreint nos quelques analyses à la lithologie D plus primaire. Dans la littérature, des mesures de concentrations d'éléments en trace dans des phases minérales séparées sont rapportées par Curtis et Schmitt (1979) pour la chondrite L6 Alfianello, mesures qui pourront servir de terme de comparaison.

Les résultats sont représentés à la figure 4.16. De manière générale, les spectres sont relativement similaires aux spectres rencontrés dans les phases correspondantes Bishunpur, si ce n'est que les silicates ferromagnésiens semblent présenter un plus fort fractionnement entre terres rares lourdes et légères, avec un orthopyroxène présentant des teneurs en terres rares lourdes chondritiques et l'olivine ayant des concentrations en terres rares légères inférieures à $10^{-2} \times CI$. Il ne subsiste pas de mésostase de chondre dans Saint-Séverin, l'aluminium étant désormais concentré dans le plagioclase dont le spectre est similaire aux deux plagioclases primaires analysés dans Vigarano et Renazzo, si ce n'est que l'abondance absolue est inférieure d'un ordre de grandeur (sauf pour Eu qui se maintient à $8-10 \times CI$). Comparativement aux données de Curtis et Schmitt (1979), les terres rares légères des olivine et orthopyroxène sont plus appauvries d'un ordre de grandeur et l'on n'y observe pas d'anomalie négative en Eu; le plagioclase est également plus pauvre en terres rares (hors Eu) par un ordre de grandeur.

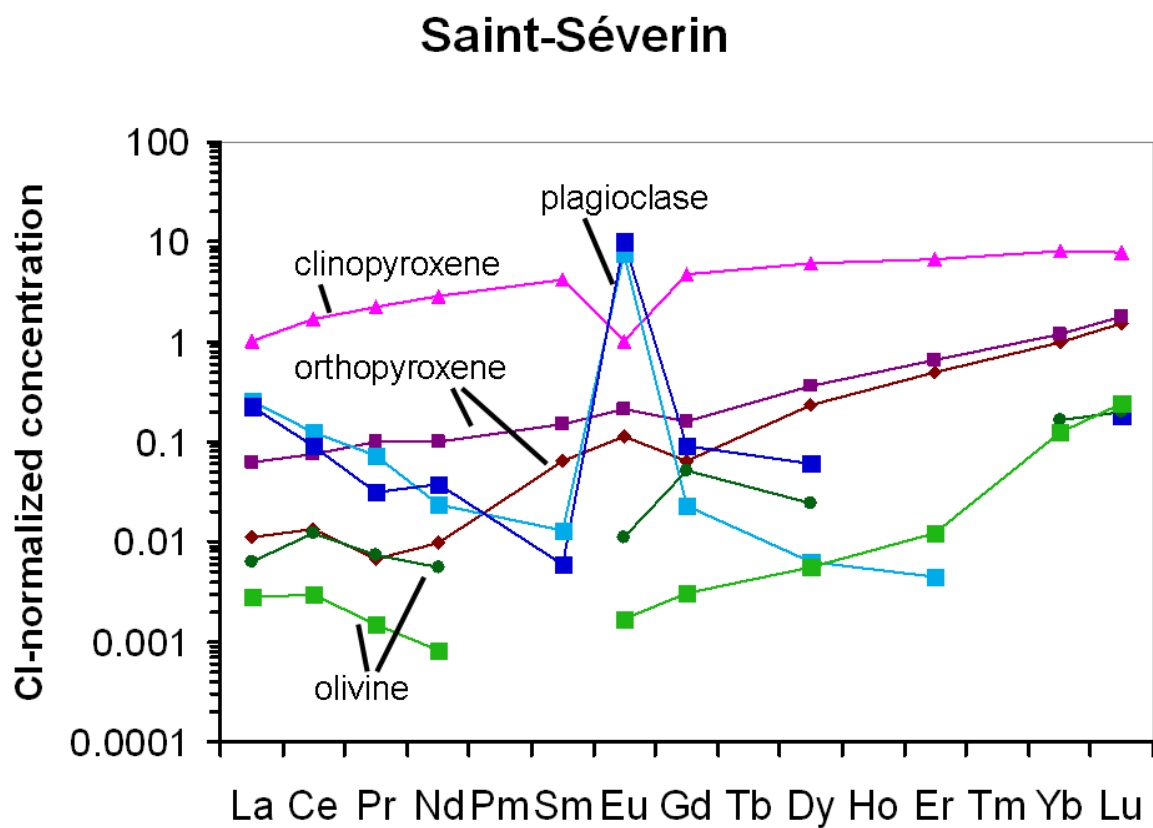


FIG. 4.16 – Spectre de terres rares des différentes phases silicatées de Saint-Séverin. Chaque courbe est une moyenne sur une localisation présumée correspondre à un chondre relique.

4.5.3 Sahara 97096 (EH3)

Les chondrites à enstatite sont les météorites primitives les plus réduites connues. Très peu de fer s’y trouve à l’état oxydé (voir section 2.2.5), qu’il s’agisse du groupe EH ou du groupe EL, le premier étant plus riche en métal que le second, et beaucoup d’éléments canoniquement lithophiles sont combinés au soufre pour former de la troilite, de l’oldhamite, de la niningerite et autres sulfures. Les silicates sont dominés par du pyroxène très magnésien (enstatite), avec, en quantités accessoires dans les chondrites E3, du pyroxène plus ferreux (dit “pyroxène noir” à cause de sa couleur par cathodoluminescence⁶ (Weisberg et collab., 1994), avec jusqu’à 18 wt% de FeO) et de l’olivine forstéritique, qui ne sont pas exempts d’effet de réduction.

L’origine des chondrites à enstatite demeure mystérieuse, surtout vis-à-vis des autres classes de chondrites, et d’autant plus intrigante que sur la base notamment de la proximité entre leur composition isotopique, notamment pour l’oxygène, et celle de la Terre, Javoy (1995) et Javoy et collab. (2010) ont proposé que les chondrites à enstatite du groupe EH ont été les matériaux de base dominants dans l’accrétion de notre planète (malgré les différences chimiques apparentes). Si Prior (1920) avait considéré les chondrites à enstatite comme les météorites les plus primitives dont les autres dériveraient par oxydation, il apparaît aujourd’hui que leurs conditions de formation étaient bien plus réductrices qu’attendu dans une “nébuleuse canonique” (Grossman et collab., 2008). La présence résiduelle de pyroxène noir et d’olivine, parfois plus riche en oxygène-16 que la roche totale (Weisberg et collab., 2011), atteste de l’existence de composants ayant connu des conditions moins réductrices, mais ces composants ne sont pas nécessairement étrangers au “réservoir” des chondrites à enstatite, le pyroxène noir étant généralement isotopiquement indistinguable de l’enstatite (Kimura et collab., 2003).

C’est pour progresser sur ces questions que nous avons entrepris de mesurer la concentration en éléments en trace dans 11 chondres et pyroxènes noirs isolés de la chondrite EH3 Sahara 97096 qui figure parmi les chondrites enstatite les moins équilibrées classifiées à ce jour. Nous nous sommes focalisés sur les chondres recelant des phénocristaux d’olivine pour pouvoir les comparer aux données obtenues sur les autres classes de météorites, d’autant qu’à notre connaissance les éléments en trace n’ont jamais été déterminés sur l’olivine dans les chondrites à enstatite. Il existe cependant des travaux sur la composition en éléments en trace du pyroxène (Weisberg et collab., 1994; Hsu et Crozaz, 1998; Gannoun et collab., 2011), sans mentionner la littérature plus abondante sur les sulfures et

⁶Luminescence consécutive au bombardement d’un minéral par un faisceau électronique, promouvant des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction avant recombinaison et émission d’un photon.

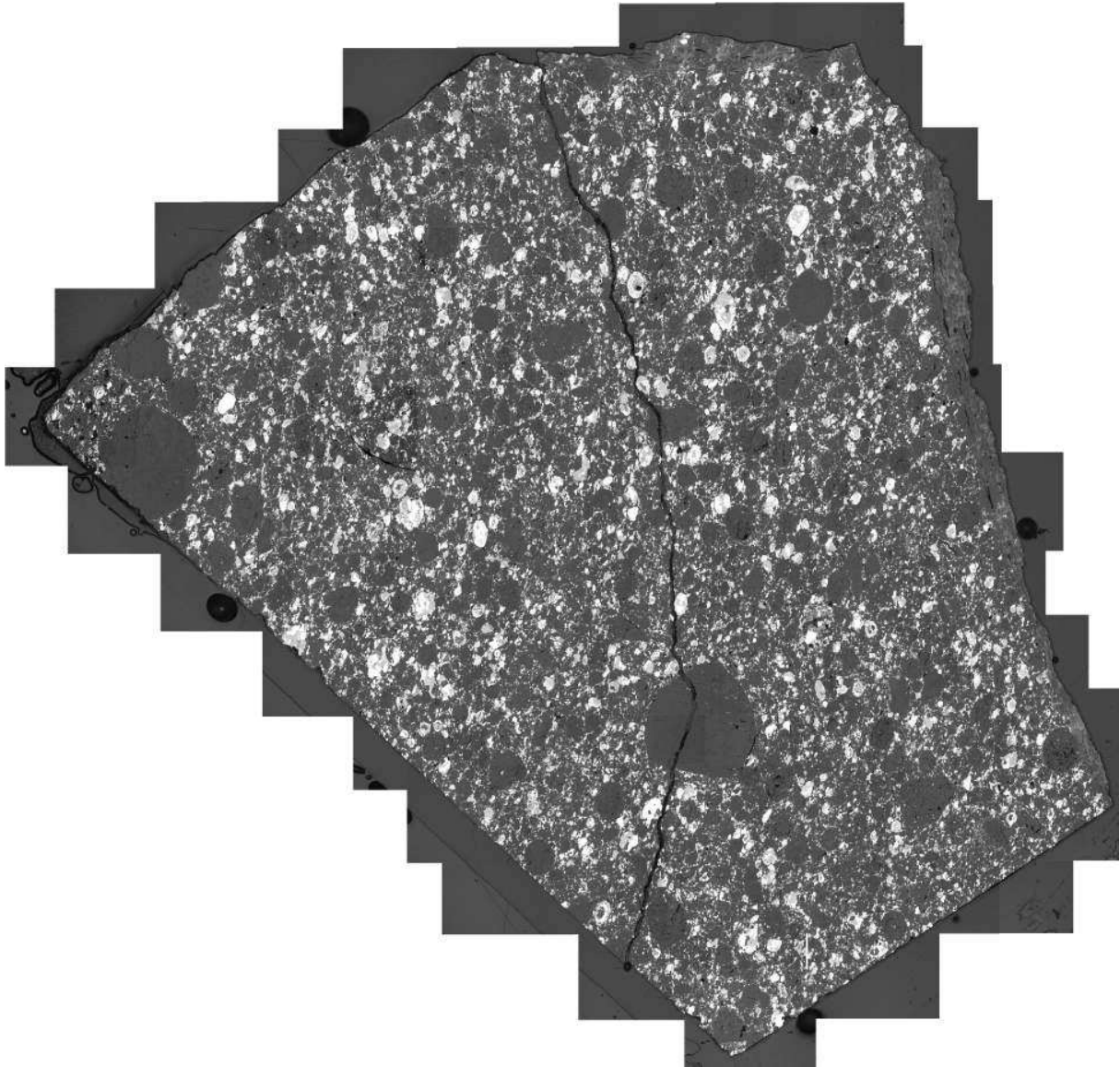


FIG. 4.17 – Carte composite en lumière réfléchie de la section Sp1 de la chondrite à enstatite EH3 Sahara 97096. Comme toutes les chondrites de type EH, Sahara 97096 est riche en kamacite (blanc) et en sulfures, comme la troilite (gris), l'oldhamite (teinte similaire aux silicates) ou la niningérite. La matrice est encore moins abondante que dans les chondrites ordinaires. Les chondres sont minéralogiquement dominés par l'enstatite.

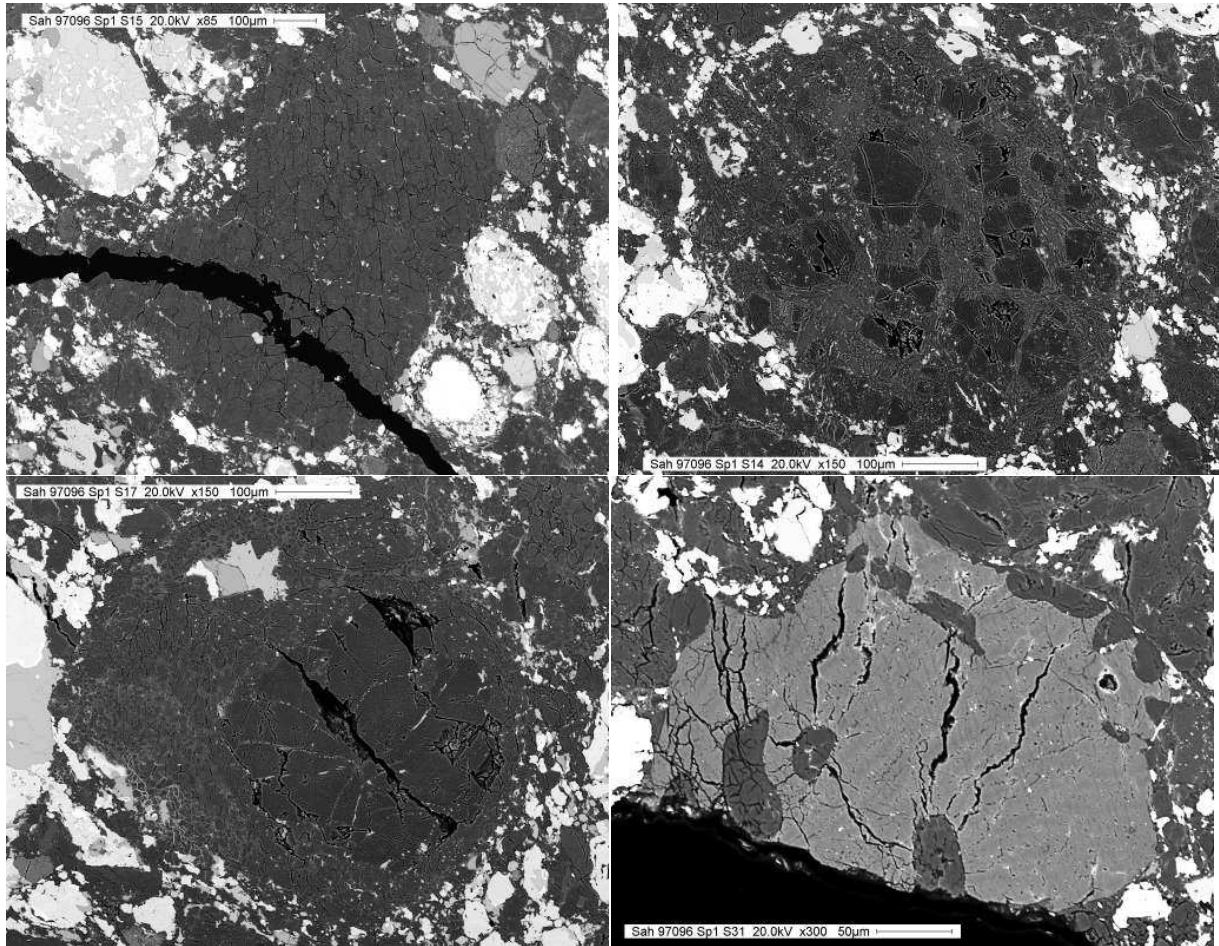


FIG. 4.18 – Micrographie en électrons rétrodiffusés de quelques chondres de Sahara 97096. (*En haut à gauche*) Chondre (S15) barré à pyroxène (enstatite). Comme la plupart des chondres dépourvus d'olivine, la mésostase n'occupe qu'une faible fraction (ici 12 %). La ligne noire en bas à gauche est une fracture dans la section. (*En haut à droite*) Chondre (S14) porphyrique avec cristaux d'olivine (sombre) inclus dans une mésostase formés de microlites de pyroxène (qui peut aussi former une surcroissance sur l'olivine) et de verre, en compagnie de quelques phénocristaux (de taille comparable aux cristaux d'olivine) d'enstatite (gris moins sombre). (*En bas à gauche*) Chondre (S17) marqué par un grand grain d'olivine de 300 μm de diamètre à sa droite (sombre), avec quelques chaînes de sulfure micrométrique, plongé dans une mésostase de pyroxène (gris), de verre et de silice (noire). (*En bas à droite*) Chondre (S31) de pyroxène ferrifère ($\text{Fs}_{\sim 14}$; gris clair; quelques lamelles de faibles contraste visibles) avec inclusions vermiformes de silice (sombre).

notamment l'oldhamite qui sont en définitive les principales phases porteuses des terres rares (voir Gannoun et collab. (2011) et références dans Brearley et Jones 1998), auxquels il sera utile de comparer nos données. S'agissant d'un travail en cours, nous nous contenterons là encore de présenter les résultats pour les terres rares.

La mésostase analysée (cf Fig. 4.19) présente des spectres de base plats, généralement à un ordre de grandeur au-dessus des valeurs chondritiques, bien que la mésostase du chondre S15, de type BP, soit essentiellement chondritique. Ce spectre de base est ponctué par des anomalies négatives en Eu ($\text{Eu}/\text{Eu}^* = 0,02-0,5$) et en Yb ($\text{Yb}/\text{Yb}^* = 0,09-0,5$), qui reflètent peut-être la co-cristallisation d'oldhamite qui présente souvent les anomalies complémentaires (pour les types B, C-D, voir Gannoun et collab. 2011). L'analyse du mélange microlitique (c'est-à-dire incluant mésostase et cristaux de pyroxène) entourant l'olivine relique dans le chondre S17 donne un spectre plat à $3\times\text{CI}$, avec une anomalie négative en Eu.

Les spectres de terres rares des olivine (cf Fig. 4.19) sont assez similaires à ceux rencontrés pour Bishunpur, avec $\text{La}_N = 0,006-0,01$ et $\text{Lu}_N = 0,07-0,3$. Si des anomalies négatives en Eu sont visibles ($\text{Eu}/\text{Eu}^* = 0,1-0,3$), il n'en est pas en Yb, suggérant que l'olivine n'est pas équilibrée avec la mésostase. Il faut excepter l'olivine du chondre S14 dont le spectre est tout à fait inhabituel, avec $\text{Lu}_N=0,2$, plat pour les terres rares lourdes et croissant pour les terres rares légères jusqu'à $\text{La}_N = 0,4$.

Concernant le pyroxène, il convient de distinguer l'enstatite et le pyroxène noir (cf Fig. 4.20). Les spectres d'enstatite sont relativement similaires à ceux rencontrés dans Bishunpur, avec $\text{La}_N = 0,02-0,04$ et $\text{Lu}_N = 0,2-0,3$, des anomalies négatives en Eu étant visibles ($\text{Eu}/\text{Eu}^* = 0,3-0,8$). Les spectres de pyroxène noir sont soit plats (avec $\text{La}_N = 0,6-2$), avec une anomalie négative en Eu (S31, S38) ou non (S33), ou croissant vers les terres rares légères (S40, S25) avec une anomalie positive en Ce (et une légère anomalie négative en Eu pour S25). Il est piquant que tout ceci soit à peu près l'exact opposé des résultats de Weisberg et collab. (1994) qui, il est vrai, ne rapportaient que deux analyses d'enstatite (frangeant le pyroxène noir) ; les 5 analyses de pyroxène de Gannoun et collab. (2011) donnant des spectres non fractionnés. Dans leur étude détaillée sur la minéralogie et la chimie des pyroxènes des chondrites à enstatite inéquilibrées, Hsu et Crozaz (1998) avait distingué trois types de spectre, I, II, et III suivant que les terres rares légères étaient appauvries de zéro, un ou deux ordres de grandeur par rapport aux terres rares lourdes (dont l'abondance absolue décroissait aussi dans cette séquence), et aucun ne ces types n'était univoquement attaché à une catégorie de pyroxène particulier (noir/enstatite etc.). Il est vrai qu'ils n'avaient pas étudié la même météorite que l'objet de cette section (découverte en 1997). Si l'on fait abstraction de ces divergences qui restent à éclaircir, nos

résultats pour l'enstatite sont cohérents avec une origine ignée, à l'instar des conclusions de Hsu et Crozaz (1998). Cependant, la signature des terres rares des pyroxènes noirs (isolés plutôt que partie intégrante de chondres porphyriques dans notre section), si elle n'exclut pas qu'ils aient été fondus en système fermé (les ablations à large ouverture consistant davantage en des analyse de "chondre total") ainsi que le suggère leur forme ronde, n'est pas en soi une signature ignée, en particulier pour les spectres enrichis en terres rares légères.

4.6 Le métal dans les chondres : le cas des chondrites CR

Nous nous sommes intéressés jusqu'ici aux phases silicatées des chondres. Mêlées à celles-ci se trouvent également des phases métalliques et sulfurées, qui peuvent se trouver en inclusion à l'intérieur des chondres ou à leur surface, ou encore en grains isolés dans la matrice. Le métal est pour l'essentiel soit de la kamacite, soit de la taenite, et les sulfures sont majoritairement de la troilite. L'origine du métal et son lien avec la phase silicatée des chondres restent encore controversés. On pourrait *a priori* envisager plusieurs scénarii :

- (i) Condensation dans un disque protoplanétaire (e.g. Wood, 1963; Campbell et Humayun, 2004).
- (ii) Recondensation consécutive à une évaporation locale (e.g. Connolly et collab., 2001).
- (iii) Réduction du fer contenu dans les silicates, que l'agent réducteur soit du carbone (*smelting*) ou le gaz nébulaire (Zanda et collab., 1994).
- (iv) Désulfurisation de sulfures (e.g. Hewins et collab., 1997).

Les chondrites CR (Weisberg et collab., 1993) constituent un groupe privilégié pour aborder cette problématique. Le métal y est abondant (quoique les sulfures y soient rares, hors chondres de type II), notamment dans les chondres où il forme des coquilles plus ou moins continues en bordure, comme si les chondrites CR représentaient un stade précoce dans la perte de fer des chondres. Certaines textures de chondre semblent s'être "gelées" juste avant que certains grains ne s'échappent tout à fait (voir Fig. 2 dans Campbell et collab. 2005). Les chondrites CR bénéficient également d'un faible degré de métamorphisme qui a permis de préserver les propriétés pré-accrétionnaires du métal (contrairement à la plupart des chondrites ordinaires (Afiattalab et Wasson, 1980) où le métal sert davantage d'enregistrement de l'évolution thermique du corps parent). D'un point de vue chimique, le métal des CR présente une corrélation entre le cobalt et le nickel avec un rapport Co/Ni

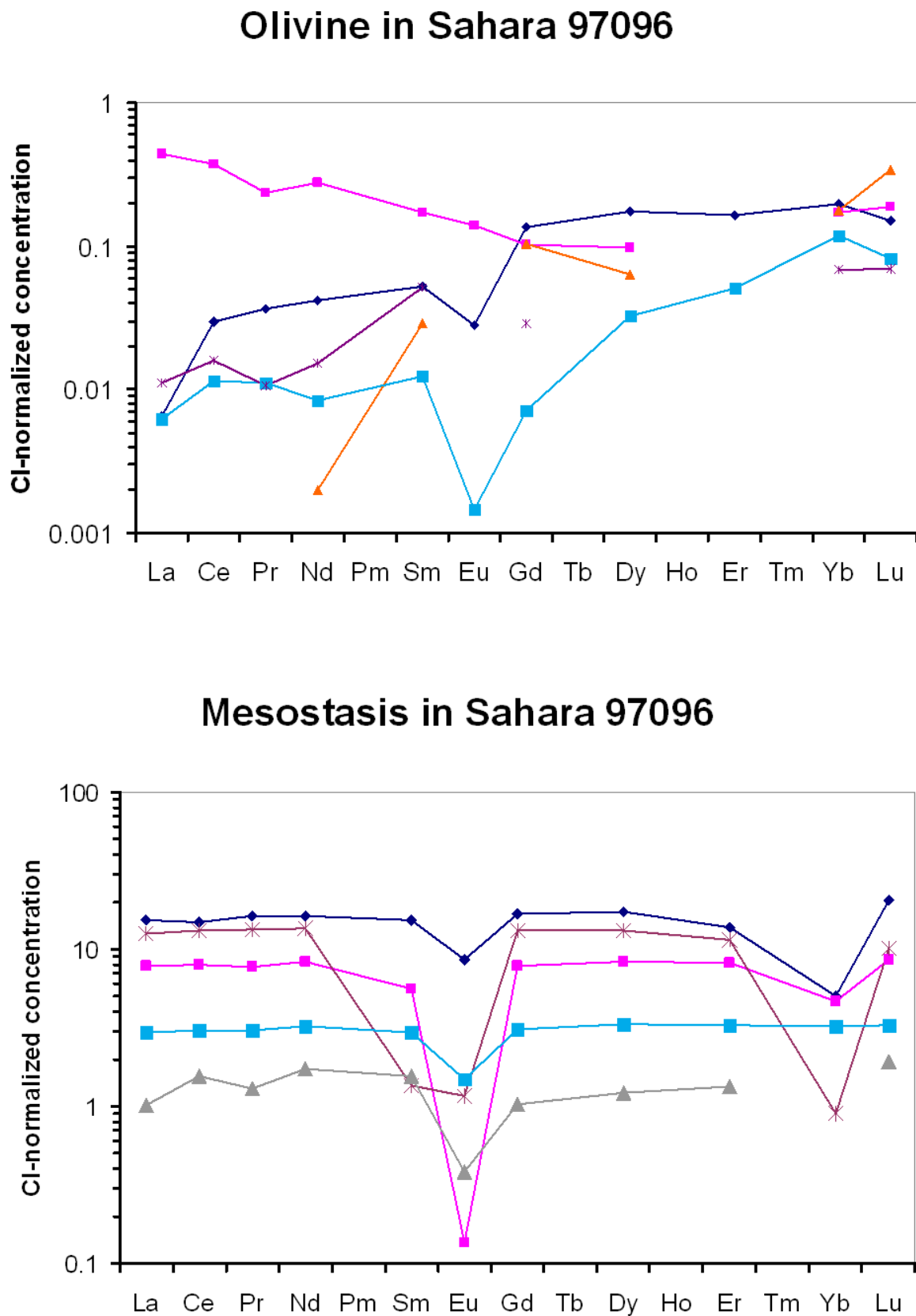


FIG. 4.19 – Spectre de terres rares de l'olivine (*en haut*) et de la mésostase (*en bas*) pour les différents chondres analysés de Sahara 97096. Chaque courbe est la moyenne (géométrique pour l'olivine) des analyses réalisées sur un chondre. Les couleurs dans les deux graphes renvoient aux mêmes chondres.

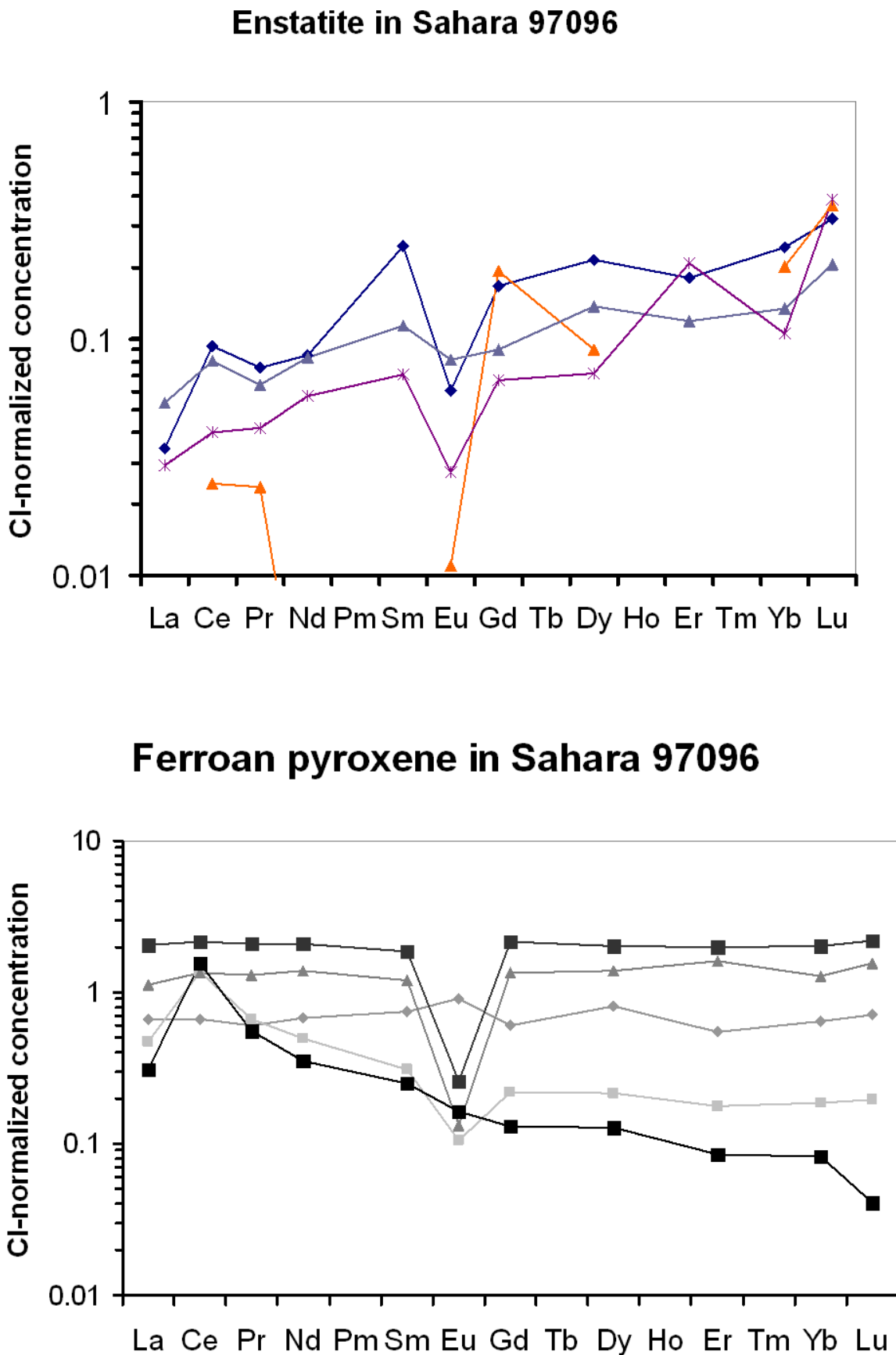


FIG. 4.20 – Spectre de terres rares du pyroxène dans Sahara 97096, classé en enstatite (*en haut*) et en pyroxène ferrique (*en bas*). Chaque courbe est la moyenne (géométrique pour l'olivine) des analyses réalisées sur un chondre. Les couleurs désignent les mêmes chondres que dans la figure 4.19.

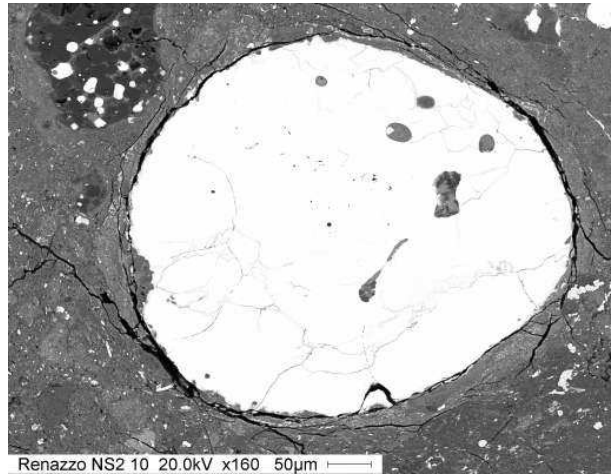


FIG. 4.21 – Micrographies en électrons rétrodiffusés de grains métalliques dans des chondrites CR. (*En haut à gauche*) Chondre A5 dans Acfer 187 (CR2) avec grain intérieur et grains de bordure, eux-mêmes recouverts d'une frange finement grenue. Le cratère dans le grain intérieur (n°22) est due à une analyse LA-ICP-MS. (*En haut à droite*) Grain isolé (n°10) dans la section NS2 de Renazzo (CR2; micrographie par Marine Paulhiac). (*En bas à gauche*) Chondre (A19) peu fondu dans Acfer 187 (CR2), à morphologie irrégulière et granulométrie fine, pour le métal (surtout concentré sur le flanc gauche, et plus grossier vers l'intérieur) et l'olivine. (*En bas à droite*) Intercroissance de métal (grain n°23) et de sulfure dans un chondre de type II dans LAP 02342 (CR2; micrographie par Marine Paulhiac).

autour de la valeur solaire (0,047 en masse ; Lodders 2003), caractéristique partagée seulement par les chondrites CH et CB avec lesquelles les CR constituent le “clan CR” (Krot et collab., 2002).

Lee et collab. (1992) ont remarqué que les grains de métal intérieurs aux chondres, non zonés, tendaient à être plus riches en nickel que ceux des bordures (zonés en U inversés) ou les grains isolés. Ils l’ont attribué à une réduction de fer *in situ* sur le corps parent—réduction qui n’aurait pas affecté les grains centraux—, mais c’était avant que des études ultérieures ne montrent que les CR avaient subi très peu de métamorphisme thermique (Wasson et Rubin, 2010). Si Weisberg et collab. (1993) avaient vu dans la corrélation Co/Ni un signe d’une origine par condensation, où les grains plus riches en Ni et Co seraient plus réfractaires (dans un scénario de croissance accréionnaire des chondres), Humayun et collab. (2002) ont cru pouvoir l’exclure “fermement” sur la base notamment du Pd qui est fractionné par rapport à Fe. Sur la base d’analyses SIMS, Connolly et collab. (2001) ont proposé que les grains centraux se sont formés par réduction, peut-être grâce à du carbone présent dans le précurseur, tandis que les grains extérieurs sont soit des grains intérieurs en phase d’expulsion, soit—pour ceux montrant des appauvrissement et des enrichissements en éléments sidérophiles réfractaires et volatils, respectivement—le résultat d’une recondensation à partir de la vapeur environnante. Wasson et Rubin (2010) ont avancé que les grains intérieurs représentent une génération antérieure de grains non fondus lors de l’événement de fusion des chondres tandis que les grains de bordure seraient issus d’un film métallique liquide en surface (e.g. Wood, 1963).

Afin de faire la lumière sur ces questions, nous avons repris des analyses LA-ICP-MS de grains métalliques de chondrites CR effectuées par Marine Paulhiac-Pison lors de son stage de master sous la direction de Matthieu Gounelle et d’Olivier Alard (Paulhiac, 2009) dans le but de compléter l’étude. Une série de 9 météorites fut sélectionnée pour ce projet : Acfer 187, Graves Nunatak (GRA) 06100, Grosvenor Mountains (GRO) 03316, LaPaz Ice Field (LAP) 02342, LAP 04516, LAP 04592, Meteorite Hills (MET) 00426, Queen Alexandra Range (QUE) 99177, Renazzo). Furent dosés une série d’éléments en trace sidérophiles dont les platinoïdes Ru, Rh, Pd, Os, Ir, Pt (*Platinum Group Elements* ou PGE ; Palme 2008). Il s’agit d’une des premières applications du LA-ICP-MS au métal des chondrites CR ; Humayun et collab. (2002) et Humayun et collab. (2010) ont rapporté quelques mesures dans des abstracts de conférence (pour Renazzo, Acfer 059 et Pecora Escarpment (PCA) 91082). La suite de cette section est consacrée à une discussion des résultats. Toutes les données discutées, sauf indication contraire, sont les données LA-ICP-MS (gardant à l’esprit que Ni est le standard interne).

FIG. 4.22 – Images du chondre R6 dans la météorite de Renazzo (CR2). (*A gauche*) Micrographie en électrons rétrodiffusés. R6 est un fragment de chondre riche en pyroxène ganté de métal de manière quasi-continue sur la bordure primaire. (*A droite*) Carte X pour le soufre du même. L'intérieur du chondre est de manière générale appauvri en soufre par rapport à la matrice inter-chondre, mais on relève un liseré (ne dépassant pas une dizaine de microns d'épaisseur) sur le métal (qui s'étend à l'intérieur du chondre, suggérant un processus de solubilité).

Aucune différence significative n'ayant été constatée entre les différentes météorites— bien que le nombre d'analyses soit limité à 6-15 par météorite—, nous allons dans la suite distinguer les grains métalliques simplement selon leur contexte pétrographique, c'est-à-dire entre grains *centraux* (à l'intérieur des chondres), grains de *bordure* (de chondre) et grains *isolés* dans la matrice (voir Fig. 4.21), comme il est du reste usuel pour les CR (Lee et collab., 1992; Connolly et collab., 2001; Wasson et Rubin, 2010). Par nature-même de la technique analytique, aucun grain métallique dans des objets finement grenus (les *metal grains within igneous rims* de Wasson et Rubin 2010) n'a été analysé, mais un grain de métal associé à du sulfure dans LAP 02342 a été analysé (voir Fig. 4.21).

Du point de vue des éléments mineurs, nous retrouvons la corrélation entre Co et Ni caractéristique du clan CR, ainsi que le fait que les grains centraux tendent à être plus riches en nickel que les autres (voir Fig. 4.23). Pour autant, il existe une dispersion considérable et le rapport Co/Ni tend à être subsolaire pour les grains les plus nickélicifères, comme noté par Wasson et Rubin (2010). Mais il faut observer que les données de la littérature suggèrent déjà que cette corrélation est plus “dégradée” dans les chondrites CR que dans les chondrites CH et CB—pour lesquelles une origine du métal par condensation a été proposée (e.g. Campbell et Humayun, 2004)—comme on peut en juger à la figure 5 de Krot et collab. (2002). Ne serait-ce que de ce point de vue, des effets autres que la condensation suggérée par Weisberg et collab. (1993) peuvent être soupçonnés.

FIG. 4.23 – (*En haut*) Teneur en cobalt en fonction de la teneur en nickel dans les grains métalliques des chondrites CR analysées, codés selon leur contexte textural : dans les chondres (*center*), en bordure (*margin*), dans la matrice (*isolated*). Le rapport Co/Ni solaire est figuré par une droite en tireté. (*En bas*) Teneur en nickel en fonction de l'indice de convolution des grains.

Il est notable que les grains centraux les plus nickélicifères ont une forme arrondie. C'est ce qui ressort du second graphe de la Fig. 4.23 où nous avons tracé la teneur en Ni en fonction d'un indice de convolution (*convolution index*, ou CVI) défini, similairement à Zanda et collab. (2002) comme le rapport entre le périmètre du grain (dans sa section bidimensionnelle) et la circonférence d'un disque de même aire : le CVI est donc nécessairement supérieur ou égal à 1, et ce d'autant plus que le grain a une forme irrégulière. A l'exception d'un grain de bordure dans MET 00426 (n°19) et du grain de métal associé à du sulfure (n°23) de LAP 02342, tous les grains métalliques possédant plus de 8 wt% de Ni sont des grains centraux de CVI inférieur à 1,2. Cela suggère que c'est à l'état liquide que les grains centraux ont acquis leur signature compositionnelle distinctive et ce ne semble guère compatible avec le scénario de Wasson et Rubin (2010) selon lequel ils sont restés largement non fondus pendant la formation de la coquille métallique autour des chondres. Wasson et Rubin (2010) avaient d'ailleurs noté que la plus grande teneur en Ni des grains centraux allait à l'encontre de leur moindre fusibilité supposée, et les teneurs similaires en soufre qui émergent de nos données pour les grains centraux et de bordure (avec des moyennes de 1400 ± 200 et 1800 ± 300 ppm, les incertitudes étant l'erreur à la moyenne (1σ)) vont à l'encontre de leur solution supposant un enrichissement en soufre (par recondensation) des grains de bordure (Wasson et Rubin, 2010).

Les figures 4.24 et 4.25 présentent les abondances normalisées au Ni et aux chondrites CI (Lodders, 2003) d'éléments sidérophiles arrangés selon leur volatilité d'après un calcul thermodynamique de Campbell et collab. (2003). La figure 4.26 présente les moyennes pour les trois situations texturales. De manière générale (pour 80 à 90 % de grains), les éléments sidérophiles réfractaires sont globalement non fractionnés par rapport à Ni mais on note un appauvrissement systématique des éléments plus volatils que Fe (un ordre de grandeur pour Cu et Ag, deux pour S). Ceci est similaire aux analyses globales des fractions métalliques de chondrites CR (Kong et Palme, 1999; Kong et collab., 1999) à ceci près qu'il y a un appauvrissement en Re (avec $(\text{Re}/\text{Ni})_{\text{N}}=0,4$ en moyenne⁷), des anomalies positives (et parfois négatives) en W. On note par ailleurs des anomalies positives en Ag qui pourraient indiquer une incertitude sur les volatilités relatives de Cu et Ag (températures de demi-condensation respectives de 1029 et 988 K dans le calcul de Campbell et collab. (2003) à $P=100$ Pa).

Il est remarquable, au vu notamment de la figure 4.26, que les trois types texturaux aient sensiblement le même arachnogramme moyen, même si les grains de bordure sont enrichis en éléments sidérophiles volatils comme Cu, Ag et S (relativement au Ni; en

⁷Deux grains seulement ont $(\text{Re}/\text{Ni})_{\text{N}} > 1$, le grain central n°15 de LAP 04592 avec $(\text{Re}/\text{Ni})_{\text{N}}=3$ et le grain isolé n°9 dans la section NS2 de Renazzo montre $(\text{Re}/\text{Ni})_{\text{N}}= 31$.

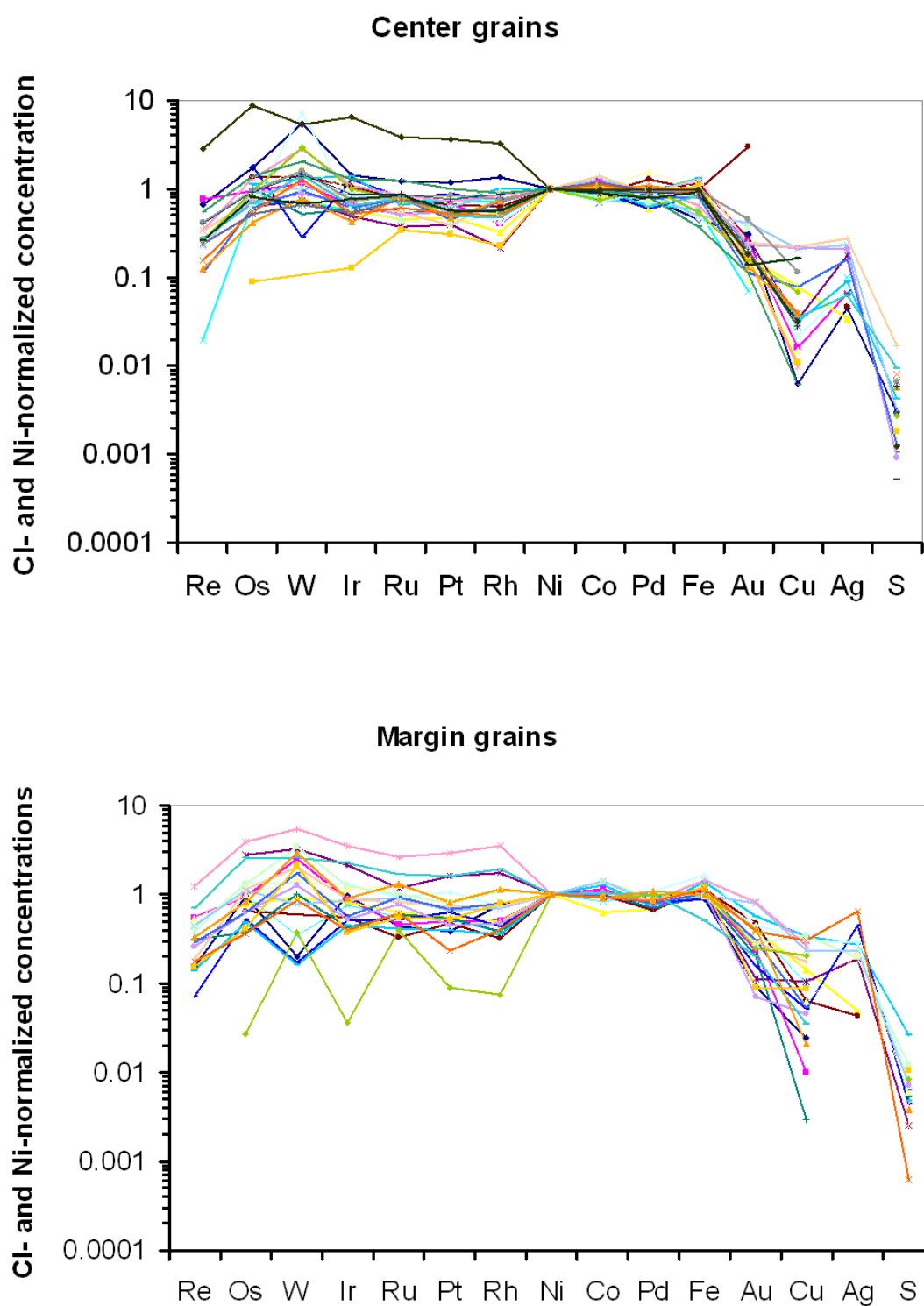


FIG. 4.24 – Arachnogrammes des éléments sidérophiles ordonnés par température de demi-condensation décroissante (d'après Campbell et collab. 2003) normalisés à Ni et aux CI (Lodders, 2003) pour les grains métalliques intérieurs aux chondres (*en haut*) et ceux en bordure (*en bas*).

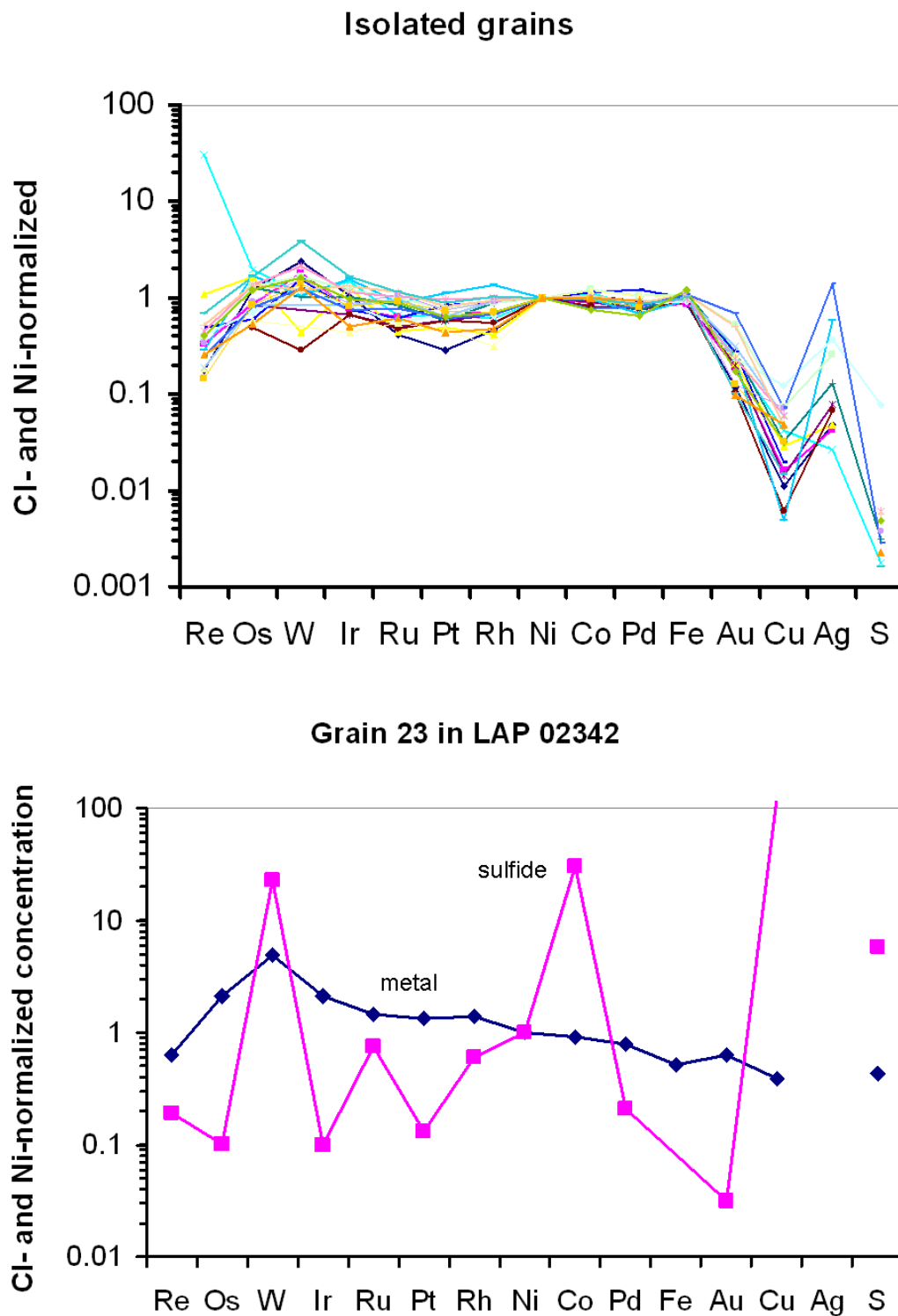


FIG. 4.25 – Arachnogrammes des éléments sidérophiles ordonnés par température de demi-condensation décroissante (d'après Campbell et collab. 2003) normalisés à Ni et aux CI (Lodders, 2003) pour les grains métalliques isolés dans la matrice (*en haut*) et pour un sulfure et un grain métallique inclus dans celui-ci dans la météorite LAP 02342 (*en bas*).

fraction massique, ceci n'est guère vrai que pour Cu). Ceci va à l'encontre d'une formation des grains de bordure par recondensation comme proposé par Connolly et collab. (2001), qui donnerait lieu à des arachnogrammes plus appauvris en réfractaires pour ces grains. Du reste, nous nous rangeons à l'argument physique de Wasson et Rubin (2010) selon lequel cette recondensation devrait essentiellement avoir lieu sur les grains micrométriques qui offrent la majorité de la surface disponible (par au moins deux ordres de grandeur si on suppose un rapport chondres/poussière de l'ordre de l'unité). Nous n'excluons pas pour autant que de la recondensation ait pu affecter l'abondance des éléments les plus volatils comme cela semble (marginale) le cas. Il est d'ailleurs courant d'observer de fins liserés de sulfures autour des chondres (sulfures qui peuvent être passés par une dissolution dans le liquide silicaté, e.g. Marrocchi et Libourel 2012). Le fait que les grains centraux tendent à être enrichis en Os (réfractaire) *et* en Pd (volatil) milite également contre une explication par la condensation de la différence compositionnelle des différentes catégories pétrographiques de grains (voir Fig. 4.26). La ressemblance des arachnogrammes suggère que l'appauvrissement en éléments sidérophiles volatils (et en Re) est antérieur à l'épisode de formation des chondres et a été hérité d'un précurseur commun. On peut concevoir que ce dernier est bien approximé par le métal des "chondres convolués" finement grenus (voir Fig. 4.21) étudiés par Zanda et collab. (1993, 2002).

Pour ce qui est d'une formation de métal par désulfurisation (Hewins et collab., 1997), on note que le seul grain de métal associé à du sulfure analysé (cf Fig. 4.21) présente un arachnogramme distinct des autres (Fig. 4.25), avec un appauvrissement en éléments sidérophiles volatils beaucoup moins marqué, avec $(S/Ni)_N=0,4$. Sans doute d'autres analyses sur ce type d'occurrence seraient utiles. Cependant, les teneurs en Ni ($<0,3$ wt%) dans les métaux supposés se former par désulfurisation dans les basaltes lunaires ou les eucrites (Palme et collab., 1988) sont inférieures d'un ordre de grandeur à celles des grains métalliques (qu'ils soient de bordure ou non) analysés ici, et rappelons que les teneurs en S mesurées ne diffèrent pas significativement entre les grains centraux et ceux de bordure. Nous croyons donc pouvoir conclure que la désulfurisation n'est probablement pas à l'origine du métal des chondrites CR—pour ce qui est des chondres de type I—, et en tout cas qu'elle n'expliquerait pas la différence entre grains centraux et grains de bordure.

Par élimination, il semble dès lors que la composition des grains métalliques dans les chondres ait été largement déterminée lors du processus de formation des chondres lui-même. On peut envisager l'oxydo-réduction du fer et d'autres éléments sidérophiles en trace (e.g. Connolly et collab., 2001)—cela expliquerait le comportement cohérent de Pd, très résistant à l'oxydation mais modérément volatil, avec les autres platinoïdes (réfractaires) et le Ni (cf d'ailleurs Humayun et collab. (2002)). Mais pourquoi cette

FIG. 4.26 – (*En haut*) Arachnogramme des éléments sidérophiles ordonnés par température de demi-condensation décroissante (d'après le calcul de Campbell et collab. 2003), normalisés à Ni et aux CI (Lodders, 2003). On a figuré ici les moyennes pour chacun des trois groupes texturaux de grains de métal des CR (voir figure 4.23), assorties des erreurs à la moyenne. (*En bas*) Variation de la teneur en palladium en fonction de la teneur en osmium pour les grains métalliques analysés des chondrites CR

différence entre grains centraux et de bordure, surtout si l'on admet avec Wood (1963) et Wasson et Rubin (2010) que des grains centraux ont migré vers la périphérie (pour des raisons de minimisation de tension de surface) ? Le problème est plus aigu si on considère que le lent refroidissement que nous avons inféré pour l'olivine (cf section 4.4) devrait permettre un équilibrage des teneurs des éléments en trace au vu des diffusivités des éléments sidérophiles, au-dessus de 1400°C, dans le liquide silicaté ($> 10^{-14}$ m²/s pour Re, Co, Fe ; cf Zhang et collab. 2010), dans le liquide métallique ($> 10^{-10}$ m²/s pour Ni ; cf Wasson et Rubin 2010) et dans le métal solide ($> 10^{-14}$ m²/s pour Co, Ni, Cu, Ru, Pd, Ir ; cf Righter et collab. 2005), supérieures à (pour des températures supérieures à). De fait, les grains centraux—qui tiennent peut-être de là la déviation de leur rapport Co/Ni de la valeur solaire jugée plus “primitive”—ne sont pas zonés (Lee et collab., 1992) mais un zonage est observé (profil en U inversé en termes de Co et de Ni) dans les grains de bordure et certains grains isolés (Lee et collab., 1992), zonage qui pourrait résulter d'une cristallisation fractionnée (Wasson et Rubin, 2010)⁸. Ceci suggère que l'histoire thermique enregistrée par les grains de bordure est différente de celle des grains centraux. Or, nous avons également proposé à la section 4.4 que le pyroxène qui se trouve justement en périphérie enregistre un refroidissement rapide, peut-être dû à un événement thermique distinct de celui de la cristallisation de l'intérieur. On peut vérifier sur une carte X (cf Fig. 4.8) que les anneaux de métal sont souvent inclus dans la couronne de pyroxène.

Cependant, si les grains de bordure sont des grains centraux ayant migré à la surface, les refondre ne devrait pas *a priori* affecter leur teneur globale en Ni s'ils sont déjà équilibrés avec les silicates. Sans exclure une contribution des grains centraux, la composition chimique distincte des grains de bordure requiert donc une contribution différente. Nous proposons que cette contribution n'est autre que du métal analogue à celui des chondres convolués pour lesquels Wasson et Rubin (2010) rapportent des teneurs en Ni de 4,8-6,6 wt% (comparables aux grains de bordure), même si Zanda et collab. (1993) soulignent une variabilité considérable (même en terme de rapport Co/Ni). Il est courant d'observer, autour des chondres des CR, et extérieurement au pyroxène et aux grains métalliques grossiers de bordure, des franges ignées finement grenues comparables à ces “chondres convolués”. On pourrait donc concevoir qu'entre les deux événements thermiques que nous avons supposés pour la plupart des chondres de type I des CR, se soient accrétés autour de ces chondres de telles frange, dont les grains métalliques auraient coalescé entre eux et avec des grains issus de l'intérieur lors de la deuxième fusion. Ce

⁸Plusieurs traverses ont été effectuées sur nos échantillons mais si certains grains semblent enrichis en Ni en leur centre, les profils ne montrent pas de symétrie et on ne voit pas de lien avec le contexte textural (Paulhiac, 2009).

métal surfacique n’aurait donc pas eu le temps de s’équilibrer comme le métal interne, d’où la différence de chimie, et peut-être aussi l’hétérogénéité intra-chondre des grains de bordure remarquée par Connolly et collab. (2001) et Humayun et collab. (2010) et l’existence de grains aux arachnogrammes particuliers. Essentiellement, la différence entre les grains centraux—qui seraient vraisemblablement issus d’un précurseur analogue—et ceux de bordure serait une question de degré d’équilibrage.

4.7 Conclusions

Nous avons analysé par LA-ICP-MS des silicates dans les chondres de chondrites carbonées des groupes CV (Vigarano) et CR (Renazzo, Acfer 187). La composition en éléments en trace du liquide théorique en équilibre est comparable à celle mesurée pour la mésostase dans les chondres de type I et suggère que l’olivine est le résultat d’une cristallisation d’équilibre (*batch crystallization*), ce qui impliquerait des vitesses de refroidissement inférieures à 10 K/h pour ces objets. Le rapport terres rares légères/terres rares lourdes dans l’olivine est inversement corrélé avec la granulométrie et suggère un contrôle cinétique : seuls les chondres les plus grossièrement grenus, ayant présument subi un chauffage et un refroidissement longs, auraient pu approcher le fractionnement d’équilibre. En soi, cette observation ne corrobore pas l’hypothèse d’une origine planétaire des cristaux d’olivine (supposés reliques) analysés. Concernant l’enstatite, l’anticorrélation entre l’abondance des terres rares dans celle-ci (et la mésostase) avec le mode de pyroxène dans le chondre est cohérent avec le “modèle de Nancy” où la croissance du pyroxène résulte d’une interaction entre le gaz et le liquide qui induirait une dilution des terres rares dans ce dernier. Le rapide taux de refroidissement ($\gtrsim 1000$ K/h) enregistré par l’enstatite, tant par sa cristallographie (monoclinique) que sa chimie (faible fractionnement entre terres rares lourdes et légères) contraste avec celui que nous supposons pour l’olivine, et suggérerait que la formation de l’enstatite est un événement distinct de la cristallisation de l’olivine.

Nous avons étendu notre étude à des chondrites non carbonées, en l’occurrence Bishunpur (LL3.15) et Sahara 97096 (EH3). Dans Bishunpur, l’olivine et le pyroxène sont distinctement plus pauvres en terres rares que dans les chondrites carbonées, mais des analyses supplémentaires sont requises pour déterminer s’il y a une corrélation avec la teneur en FeO. Les quelques phénocristaux d’olivine et l’enstatite de Sahara 97096 semblent similaires en terme de spectre de terres rares à leurs homologues de Bishunpur, mais les “pyroxènes noirs” (riches en FeO) ont des spectres non fractionnés, ou enrichis en terres rares légères qui en eux-mêmes ne sont pas des signatures ignées. Ces météorites sont

encore en cours d'étude.

Nous avons également examiné des données LA-ICP-MS recueillies par Paulhiac (2009) sur le métal des chondrites CR, classé selon trois contextes texturaux : grains centraux (dans les chondres), de bordure (à leur surface), et isolés (dans la matrice). Les grains centraux sont plus riches en Ni que les grains de bordure ou isolés, et ce d'autant plus qu'ils sont arrondis (faible indice de convolution). Les arachnogrammes normalisés au Ni sont similaires pour ces trois types de grains, sauf pour les éléments les plus volatils, suggérant une formation à partir d'un précurseur commun, et excluant une origine des grains de bordure par recondensation, même si une recondensation partielle a pu enrichir les grains de bordure en éléments volatils. Les teneurs en nickel semblent également exclure une origine par désulfuration. Nous proposons que ce précurseur était le métal des "chondres convolués" finement grenus étudiés par Zanda et collab. (1993, 2002). Dans un chauffage et refroidissement prolongés tels qu'inférés plus haut pour l'olivine, les grains métalliques auraient coalescé et se seraient équilibrés avec les silicates, augmentant leur teneur en nickel. Certains grains auraient migré vers la surface, voire se seraient échappés des chondres. Après ce premier chauffage, les chondres auraient accrété une frange finement grenue similaire aux chondres convolués. Après un second chauffage, plus bref, comme nous avons proposé pour la formation du pyroxène, le métal de la frange aurait coalescé mais n'aurait pas eu le temps de s'équilibrer, bien que des grains issus du centre auraient pu se mêler à eux.

Après nous être ainsi intéressé à la genèse des chondres, nous allons maintenant étudier la dynamique ultérieure de ces objets, et des autres composants chondritiques en général, dans le disque, avant leur agglomération.

Chapitre 5

La redistribution aérodynamique des composants chondritiques dans le disque

Mélangez tout ça et vous aurez quoi ?

(La Marraine la bonne fée, *Cendrillon*, Walt Disney)

Les différents composants des chondrites n'ont pas été accrétés en général immédiatement après leur formation. Non seulement les inclusions réfractaires sont-elles en moyenne plus anciennes de 2 Ma que les chondres avec lesquels elles sont agglomérées, mais les chondres eux-mêmes exhibent un étalement des âges sur 2-3 Ma au sein d'une même météorite (Villeneuve et collab., 2009), même si des amas occasionnels de chondres mutuellement indentés semblent s'être accrétés rapidement, alors qu'ils étaient encore plastiques (Metzler, 2011). Il est donc raisonnable de penser que les composants chondritiques ont généralement évolué quelques centaines de milliers à quelques millions d'années dans le disque protoplanétaire, détachés de tout corps planétaire, entre leur formation et leur accréation. Nous avons d'ailleurs vu au chapitre 3 que la survie de ces solides dans le disque avait vraisemblablement été assurée par la présence d'une zone morte.

Il est dès lors naturel de s'interroger sur l'impact de ces longs séjours dans le disque, séjours dominés comme nous l'avons vu au chapitre 1 par l'interaction avec le gaz, sur la composition des chondrites accrétées à leur terme. En d'autres termes, la redistribution aérodynamique des composants chondritiques dans les disques peut-elle expliquer une partie des fractionnements observés dans les chondrites (voir chapitre 2.2) qui ne relèveraient pas d'échanges élémentaires et/ou isotopiques entre les solides et le gaz ? Au-delà de l'aspect théorique, il existe dans la littérature des corroborations pétrographiques

de l'importance de l'aérodynamique dans la constitution des chondrites : la distribution en taille des chondres, très reserrée quand on l'exprime en fonction du produit $\rho_s a$ (densité \times rayon), qui est le paramètre aérodynamique pertinent dans le régime d'Epstein (voir chapitre 1.3.2), suggère un tri aérodynamique (qu'il soit radial ou local) avant l'accrétion, d'autant que d'autres types d'inclusions, comme les CAI ou les grains de métaux, leur semblent à peu près aérodynamiquement équivalents (Cuzzi et Weidenschilling, 2006). Cette observation a été récemment étendue aux grains constitutifs (silicates et sulfures) des IDPs et des échantillons de Wild 2 (Wozniakiewicz et collab., 2012). Le tri aérodynamique supposé pourrait être à l'origine du fractionnement métal-silicate (e.g. Zanda et collab., 2009). Aussi, la petitesse des minéraux de hautes températures retrouvés dans les échantillons cométaires est cohérente avec une difficulté croissante de transport du système solaire interne à la périphérie du disque avec la taille (voir équation 1.27, et Dobrică 2010; Hughes et Armitage 2010). L'objet de ce chapitre est de déterminer dans quelle mesure les fractionnements observés dans les chondrites, et en particulier la dichotomie entre chondrites carbonées et non carbonées, peuvent être attribués à la dynamique des composants des chondrites. Nous présenterons en premier lieu, dans la section 5.1, le paramètre de découplage gaz-solide S central dans cette étude, puis notre conjecture sur sa valeur pour les chondrites carbonées et non carbonées, avec les arguments qui la soutiennent (section 5.2), et les implications qui en découlent (section 5.3). L'article résultant de ce travail sera annexé à la section 5.4 et nos conclusions seront résumées à la section 5.5.

5.1 Le paramètre de découplage gaz-solide S

Toute tentative d'investiguer la dynamique des solides dans les disques protoplanétaires se heurte à une double inconnue : la structure et la nature de la turbulence du disque (voir chapitre 1.2). Une première approche, plutôt numérique, consisterait à calculer cette dynamique dans un certain nombre de modèles de disque, en faisant varier un certain ensemble de paramètres, et tâcher de dégager de grandes tendances. Mais les contraintes sur les temps et lieux de formation des chondrites seront alors toujours tributaires d'une certaine modélisation du disque. Nous avons voulu tenter une seconde approche, analytique, où nous avons voulu tirer des inférences sur les chondrites *indépendamment* des détails de la structure du disque, tout en restant dans le cadre "standard" des disques turbulents tels qu'ils sont modélisés dans la littérature actuelle. L'intérêt de cette approche réside dans sa généralité, mais elle en est également l'inconvénient en ce sens que les conclusions pouvant être tirées sans une connaissance plus précise du disque seront nécessairement

limitées. Mais nous allons montrer que des conclusions nouvelles sont possibles, et pourraient nourrir l'interprétation astrophysique des chondrites.

Considérons l'équation de continuité unidimensionnelle d'une population de grains, qui, en intégrant verticalement l'équation (1.24), peut être écrite sous la forme¹ :

$$\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \left(\Sigma_p \langle u_R \rangle_\rho + v_{\text{drift}}(0, R) \right) - \langle D_{RR} \rangle_{\rho_p} \Sigma \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Sigma_p}{\Sigma} \right) \right) = 0, \quad (5.1)$$

Il y a un terme d'advection par le gaz (en u_R), un terme de dérive dû au frottement (en v_{drift}) et un terme de diffusion radiale (en D_{RR}). Leur importance relative est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{v_{\text{drift}}}{u_R} &\sim \frac{\text{St}}{\alpha} \equiv S = \frac{\pi \rho_s a}{2 \Sigma \alpha} \\ &= 0.2 \left(\frac{\rho_s a}{1 \text{ kg/m}^2} \right) \left(\frac{10^{-3}}{\alpha} \right) \left(\frac{10^4 \text{ kg/m}^2}{\Sigma} \right), \end{aligned} \quad (5.2)$$

où les deux dernières égalités s'appliquent au plan médian, et

$$\frac{\rho_p v_{\text{drift}}}{D_{RR} \rho \frac{\partial}{\partial R} (\rho_p / \rho)} \sim S_R \frac{\lambda_p}{R}, \quad (5.3)$$

avec λ_p l'échelle de distance sur laquelle varie la concentration des solides, et où on a posé :

$$S_R \equiv \frac{\text{St}}{\delta_R} \quad (5.4)$$

Par ailleurs, l'équilibre vertical entre la sédimentation et la diffusion turbulente peut s'écrire (à partir de l'équation 1.24) :

$$\frac{\partial}{\partial z} \ln \frac{\rho_p}{\rho} = -S_z(R, z) \frac{z}{H^2}, \quad (5.5)$$

où on a posé

$$S_z \equiv \frac{\text{St}}{\delta_z} \quad (5.6)$$

et d'où on tire que l'épaisseur de la couche de solides autour du plan médian est de l'ordre de $H/\sqrt{1+S_z}$ (Cuzzi et collab., 1996). S_z est donc une mesure de la sédimentation.

Il ressort que qualitativement, la dynamique des solides est contrôlée par les trois paramètres S , S_R , S_z , quelle que soit la structure globale exacte du disque. Mais dans la mesure où δ_R et δ_z sont de l'ordre de α (Fromang et Papaloizou, 2006; Cuzzi et Weidenschilling, 2006; Johansen et collab., 2006), ces trois paramètres sont pratiquement égaux, de sorte que la dynamique des solides est essentiellement gouvernée par *un seul paramètre*,

¹Une justification est donnée à la section 5.3 de l'article figurant à la section 5.4

S . Quand $S \ll 1$, la sédimentation et la dérive due au frottement sont négligeables de sorte que les grains ont la même dynamique que le gaz qui les entraîne, tandis que lorsque $S \gg 1$, les grains sédimentent vers le plan médian, et dérivent radialement plus vite que le gaz vers le Soleil, et donc tendent à se découpler du gaz. C'est en ce sens que l'on peut considérer S comme un paramètre de découplage gaz-solide². La suite de ce chapitre va donc consister à contraindre la valeur de S pour les composants accrétés par les chondrites. Plus précisément, comme $S = \pi\rho_s a/2\Sigma$ dépend de la taille, nous allons nous intéresser à la valeur de S pour des objets de taille millimétrique ($\rho_s a = 1 \text{ kg/m}^2$), c'est-à-dire, les plus gros composants compositionnellement distincts des chondrites, à savoir les chondres, grains de métal/sulfure et inclusions réfractaires, à l'exclusion des constituants de la matrice. Ce paramètre S mesure la possibilité de fractionnement dynamique *entre* les différentes populations de composants chondritiques, car si $S < 1$, les inclusions millimétriques et les grains micrométriques de la matrice, auront la même dynamique (celle du gaz), et donc ne pourront pas fractionner, contrairement au cas $S > 1$.

5.2 La valeur de S lors de l'accrétion des chondrites

Nous avons proposé la conjecture suivante :

Les composants chondritiques hors matrice avaient $S < 1$ lors de l'accrétion des chondrites carbonées et $S > 1$ lors de celle des autres chondrites.

Cette conjecture est fondée sur quatre arguments que nous esquissons ici :

- (i) Comme, pour $S > 1$, le mouvement radial est dominé par le terme de dérive v_{drift} dû au frottement, tout transport du système solaire interne vers des des régions où $S > 1$ est très réduit. Les inclusions réfractaires étant supposées avoir condensées près du Soleil avant redistribution dans le disque, les chondrites carbonées qui en contiennent en abondance ont dû s'accréter dans des régions où $S < 1$.
- (ii) Pour $S > 1$, les chondres se sédimentent vers le plan médian plus efficacement que la poussière micrométrique, de sorte que le rapport chondres/poussière, et donc le rapport chondres/matrice des chondrites accrétées, est augmenté au plan médian. $S > 1$ pourrait donc expliquer la faible proportion de matrice des chondrites non carbonées.³

²Etant entendu que ce découplage est jugé à l'échelle du disque global (tant spatialement que temporellement). Il ne faut pas confondre S avec St qui mesure le couplage à l'échelle d'un temps orbital, et qui dans notre cas, rappelons-le, est toujours petit devant 1.

³ $S > 1$ est aussi requis par les modèles accomplissant des fractionnements *chimiques* par sédimentation,

- (iii) Comme pour $S < 1$, les chondres, et *a fortiori* les grains de poussière micrométriques ont une dynamique similaire à celle du gaz, ces deux populations de solides n'ont pas tendance à se séparer entre leur formation et leur population. Ceci expliquerait pourquoi la complémentarité matrice/chondre observée dans les chondrites carbonées (voir chapitre 2.2.4) a été préservée jusqu'à leur accrétion. En revanche, pour $S > 1$, la décohérence entre poussière et chondre est probablement trop rapide par comparaison avec le temps de transit des composants dans le disque, d'où le fractionnement Mg/Si observé pour les chondrites non carbonées, peut-être selon le mode proposé par Larimer et Anders (1970).
- (iv) Comme, pour $S > 1$, le mouvement radial est dominé par la dérive due au frottement, la diffusion d'une population de chondres formées dans un réservoir donné est limitée, alors que pour $S < 1$, cette diffusion étale ladite population tout le long des régions traversées. Il en résulte que le mélange radial est limité pour $S > 1$. Ceci pourrait expliquer la faible variabilité des signatures isotopiques de l'oxygène des chondres des chondrites non carbonées comparativement aux chondrites carbonées (voir chapitre 2.2.6).

5.3 Implications

En admettant ici la validité de notre conjecture, exprimée en terme d'un paramètre astrophysique (S), quelles conséquences proprement cosmochimiques peuvent-elles en être tirées ?

Pour cela, l'on peut se demander comment varie S dans les modèles de disque pour convertir notre conjecture sur S en une conjecture sur les régions spatio-temporelles de formation des chondrites. Dans un modèle de disque stationnaire (voir chapitre 1.2), on a l'expression :

$$\bar{S} \equiv \frac{\text{St}}{\langle \alpha \rangle_P} = \frac{3\pi^2 \rho_s a c_s^2}{2 \dot{M} \Omega} \quad (5.7)$$

où l'on voit que S est une fonction croissante de la distance et du temps (anticorrélé avec le taux d'accrétion \dot{M}). Il est notable que dans cette expression, toute référence explicite à α a disparu (la température, même dans les régions internes, n'y étant que faiblement dépendante) au profit de l'observable \dot{M} , ce qui fait de S un paramètre *in fine* faiblement tributaire des incertitudes sur α .

Par conséquent, notre conjecture implique que les chondrites carbonées, formées à

comme celui de Ikeda (1989)—mais voyez Grossman et collab. (2008)—pour les chondrites à enstatite.

$S < 1$, se sont accrétées soit plus près du Soleil que les autres, soit plus tôt, soit une combinaison des deux. Or, la présence native de glace dans les chondrites carbonées (cf chapitre 2.3), leur association traditionnelle aux astéroïdes de type C dominant dans les régions externes de la Ceinture Principale, leur affinité avec les micrométéorites qui échantillonnent les petits corps du système solaire de manière moins biaisée en faveur du système solaire interne que leurs homologues macroscopiques militent contre la première option. Notre conjecture implique donc que les chondrites carbonées se sont accrétées *plus tôt* que les non carbonées. Conclusion qui s'accorderait bien avec l'ancienneté des inclusions réfractaires, et expliquerait le mélange paradoxal de propriétés de hautes températures (enrichissement global en éléments réfractaires, présence de CAI) et de basses températures (preuve d'altération aqueuse) que présentent les chondrites carbonées.

Un autre corollaire de notre conjecture est que, dans la mesure où $S < 1$ pour les chondrites carbonées, de même que les chondres et la matrice ont pu maintenir leur complémentarité, les inclusions réfractaires n'ont pas pu être séparées, en tant que population, de la matière qui les environnait lors de leur formation (gaz, éléments condensables moins réfractaires), et par conséquent doivent être génétiquement reliés à une fraction importante (quelques dixièmes) des chondrites carbonées, au lieu d'être une population totalement allochtone dans celles-ci. Et de fait, maints indices tendent à suggérer que les inclusions réfractaires ont évolué de concert avec les chondres et leur précurseur, qu'il s'agisse du rapport Al/Si subsolaire des chondrites carbonées si on les prive (par la pensée) de leurs CAI, la présence de quelques composés chondres/CAI, certains spectres de terres rares dans les chondres symptomatiques d'échanges gaz-solide à haute température (Misawa et Nakamura, 1988; Pack et collab., 2004), et peut-être tout simplement le fait que maints CAI aient subi une refusion, possiblement lors d'événements semblables à ceux qui ont produit les chondres ferromagnésiens.

Si elle est avérée, notre conjecture—qui demeure très schématique ne serait-ce qu'en restant au niveau des super-clans—pourrait contribuer à esquisser une grille de lecture pour l'enregistrement météoritique du disque. Mais notre conjecture n'est aussi bonne que les hypothèses astrophysiques, si conventionnelles soient-elles, qui sous-tendent chacun des arguments. Si elle devait être au contraire infirmée par la cosmochimie, cela impliquerait sans doute une remise en question d'un ou plusieurs aspects des modèles de transport dans les disques. Car comment comprendre autrement notamment l'abondance en inclusions réfractaires des chondrites carbonées, ou leur complémentarité matrice/chondre? Nous ne voulons pas éluder ici les objections que l'on pourrait opposer à la chronologie impliquée par la conjecture :

- (i) Pourquoi la distribution en âge des chondres semble-t-elle sensiblement la même

pour les deux super-clans ?

- (ii) Pourquoi les chondrites carbonées ont-elles subi moins de métamorphisme que les chondrites non carbonées ? Et quid des isotopes comme ^{54}Cr ou ^{50}Ti qui rattache- raient plutôt les achondrites (supposés provenir de planétésimaux accrétés tôt) aux chondrites non carbonées (Warren, 2011) ?
- (iii) Quid du zonage héliocentrique de la Ceinture Principale dans le contexte d'une interprétation chronologique de la distinction chondrites carbonées/chondrites non carbonées ?

Sans prétendre résoudre à plein ces questions, nous pouvons apporter les éléments de réponse qualitatifs suivants :

- (i) Si l'observation sur les âges est confirmée sur d'autres groupes chimiques de chon- drites, notre conjecture ne semble pouvoir être réconciliée avec elle que si l'époque de formation des chondres était essentiellement terminée lors de l'accrétion des chon- drites présentes dans nos collections.
- (ii) Concernant le chauffage des chondrites carbonées, il faut noter que la présence d'eau est un tampon thermique efficace, car il faut 3 MJ/kg (sous 1 bar) pour vapo- riser de l'eau initialement gelée, à comparer aux 1,8 MJ/kg pour fondre de la matière chondritique sèche (Ghosh et collab., 2006; Sanders et Taylor, 2005). Il se peut aussi que les chondrites carbonées se soient formées dans la croûte primitive d'astéroïdes différencié à l'intérieur comme le suggèrent des mesures paléomagnétiques sur des chondrites CV (Weiss et collab., 2009).

Concernant les achondrites, le message des isotopes riches en neutrons est com- pliqué par les enrichissements en éléments réfractaires par rapport aux éléments modérément volatils (Wänke et Dreibus, 1986) et l'isotopie de l'oxygène (Meibom et Clark, 1999) qui elles sont plus cohérentes avec une filiation avec les chondrites carbonées. C'est dire en fait que les réservoirs dont proviennent les précurseurs des météorites différenciées *ne sont pas* rattachables à ceux des chondrites connues, peut-être parce qu'ils sont antérieurs chronologiquement.

- (iii) En considérant que le taux de formation des planétésimaux est proportionnel à $\Sigma\Omega$ (Weidenschilling, 2004), soit R^{-3} dans une MMSN, on s'avise que dans des périodes tardives du disque, les planétésimaux n'ont essentiellement pu se former que dans les parties internes du disque, ce qui expliquerait la localisation préférentielle des corps parents des chondrites non carbonées dans la Ceinture Principale interne. Certes, la faible largeur radiale de la Ceinture Principale empêcherait que le phénomène pro- posé soit significatif, mais il est vraisemblable que les astéroïdes qui y résident ac- tuellement proviennent d'un éventail plus large de distances héliocentriques (Walsh

et collab., 2011).

5.4 Article accepté à *Icarus*

Nous reproduisons ci-après notre article détaillant les conclusions de ce chapitre, tel qu'accepté à *Icarus*. Après avoir rappelé la dichotomie entre chondrites carbonées et non carbonées (§2) et exposé la modélisation pour le gaz (§3) et les solides (§4), nous présentons le paramètre de découplage gaz-solide S (§5) avant d'exposer notre conjecture et les arguments qui la sous-tendent (§6). Nous évaluons S dans un modèle de disque stationnaire et discutons les implications cosmochimiques de notre conjecture dans le §7.

On the aerodynamic redistribution of chondrite components in protoplanetary disks

Emmanuel Jacquet^{a,*}, Matthieu Gounelle^a, Sébastien Fromang^b

^aLaboratoire de Minéralogie et de Cosmochimie du Muséum, CNRS & Muséum National d'Histoire Naturelle, UMR 7202, 57 rue Cuvier, 75005 Paris, France.

^bCEA, Irfu, SAp, Centre de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France & UMR AIM, CEA-CNRS-Univ. Paris VII, Centre de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France.

Abstract

Despite being all roughly of solar composition, primitive meteorites (chondrites) present a diversity in their chemical, isotopic and petrographic properties, and in particular a first-order dichotomy between carbonaceous and non-carbonaceous chondrites. We investigate here analytically the dynamics of their components (chondrules, refractory inclusions, metal/sulfide and matrix grains) in protoplanetary disks prior to their incorporation in chondrite parent bodies. We find the dynamics of the solids, subject to gas drag, to be essentially controlled by the “gas-solid decoupling parameter” $S \equiv St/\alpha$, the ratio of the dimensionless stopping time to the turbulence parameter. The decoupling of the solid particles relative to the gas is significant when S exceeds unity. S is expected to increase with time and heliocentric distance. On the basis of (i) abundance of refractory inclusions (ii) proportion of matrix (iii) lithophile element abundances and (iv) oxygen isotopic composition of chondrules, we propose that non-matrix chondritic components had $S < 1$ when carbonaceous chondrites accreted and $S > 1$ when the other chondrites accreted. This suggests that accretion of carbonaceous chondrites predated on average that of the other chondrites and that refractory inclusions are genetically related to their host carbonaceous chondrites.

Keywords: Meteorites, Solar nebula, Cosmochemistry, Disk

1. Introduction

Meteorites are the witnesses of the first Myr of the solar system. Among these, *chondrites* have undergone little change since their parent body (asteroid or comet) accreted, and thus preserve various solids formed in the protoplanetary disk: Most abundant in chondrites are *chondrules*, millimeter-sized silicate spherules that formed through rapid melting and cooling of precursor material, via an as yet elusive mechanism (Connolly and Desch 2004). *Metal* and *sulfide* grains are probably genetically related to chondrules (Campbell *et al.* 2005). *Refractory inclusions*, in particular *Calcium-Aluminum-rich Inclusions* (CAI), likely formed by gas-solid condensation at high temperatures (Grossman 2010), probably in a single reservoir located close to the Sun (MacPherson 2005)—the “CAI factory” of Cuzzi *et al.* (2003). All these components are set in a *matrix* of micron-sized grains. Radiometric dating suggests that CAIs are the oldest solar system solids, with an age of ~ 4568 Myr, while chondrule formation occurred 1-3 Myr later (e.g. Bouvier and Wadhwa 2010; Villeneuve *et al.* 2009; Amelin *et al.* 2010).

While the abundances of nonvolatile elements in all chondrites roughly match that of the solar photosphere (Palme and Jones 2005), chondrites do present a diversity in their chemistry, the isotopic composition of several elements, most prominently oxygen (Yurimoto *et al.* 2008), and in the textures and abundances of their different components (Brearley and Jones 1998). 14 discrete chondrite *groups* have been hitherto recog-

nized, each of which representing either a single parent body or an array of parent bodies from the same reservoir.

Meteoriticists have basically envisioned two possible explanations for this diversity: The first one is that the reservoirs represented by each chondrite group acquired different compositions for their condensed fraction as a result of differing thermal histories. Little mixing is assumed between these reservoirs. Since differences between chondrite groups would be largely traced to what did and did not condense out of the initially hot gas, this “regional” view has come to be known as the *incomplete condensation model* (e.g. Wasson and Chou 1974; Bland *et al.* 2005). The second possibility is that mixing was extensive in the solar nebula, and that chondrite diversity results from the incorporation of essentially the *same* components, but in different *proportions* depending on the group. Then, the different components need not be cogenetic. The latter would schematically comprise a high-temperature component (chondrules and CAIs) and a low-temperature component (matrix). This is the *two-component model* (e.g. Anders 1964; Zanda *et al.* 2006).

Along with the mechanism(s) that caused *fractionation*—i.e. separation of compositionally distinct constituents—in chondrites, it remains to be understood whether their diversity primarily reflects variations in space (i.e., heliocentric distance) or time. Rubin (2011) illustrates the former view, with chondrites roughly arranged in order of increasing oxidation state with increasing heliocentric distance, ending with carbonaceous chondrites. Cuzzi *et al.* (2003) and Chambers (2006) advocate the latter view, with carbonaceous chondrites being the oldest.

The age range spanned by the different inclusions within single chondrites suggests that they spent up to several Myr as

*Corresponding author

Email address: ejacquet@mnhn.fr (Emmanuel Jacquet)

free-floating objects in the accretion disk. Significant fractionation may thus have resulted from their transport dynamics between the times of their formation and their accretion. In most disk models, these dynamics are governed by gas-grain interaction (Cuzzi and Weidenschilling 2006). This is supported by petrographic evidence: Chondrules and other non-matrix chondrite components in a given meteorite exhibit a narrow distribution as a function of the product of the density and the radius, which is the relevant aerodynamic parameter (Cuzzi and Weidenschilling 2006; Kuebler *et al.* 1999; May *et al.* 1999). Aerodynamic sorting could also account for metal-silicate fractionation (see e.g. Zanda *et al.* 2006). Finally, the small size ($\lesssim 20 \mu\text{m}$) of high-temperature minerals identified in cometary material is consistent with the increasing difficulty of outward aerodynamic transport of inner solar system material with increasing size (Hughes and Armitage 2010).

Several studies have addressed the dynamics of solids within the disk (Cuzzi and Weidenschilling 2006), with focus on refractory inclusions or other high-temperature materials (e.g. Bockelée-Morvan *et al.* 2002; Wehrstedt and Gail 2002; Cuzzi *et al.* 2003; Ciesla 2009a,b, 2010; Hughes and Armitage 2010), the incomplete condensation model (Cassen 1996, 2001; Ciesla 2008), water transport (e.g. Ciesla and Cuzzi 2006).

In this paper we revisit the radial dynamics of chondrite components from a simplified, analytical point of view, taking the above works as guides. Our goal is to find out whether the diversity of chondrites can be understood in terms of the transport of their components in the disk, adopting standard modeling assumptions. We will show that inferences can be made in this respect independently of the details of the structure or turbulent properties of the disk, which are still uncertain.

The outline of this paper is as follows: In Section 2, we briefly review a first-order classification of chondrites in carbonaceous and non-carbonaceous chondrites. We review the dynamics of gas and solids in Sections 3 and 4, respectively. In Section 5, we introduce the “gas-solid decoupling parameter” S central to this study and justify an approximation of the one-dimensional, vertically integrated continuity equation. In Section 6, we present four arguments supporting the conjecture that non-matrix chondrite components had $S < 1$ when carbonaceous chondrites accreted and $S > 1$ when non-carbonaceous chondrites accreted. Cosmochemical implications are discussed in Section 7. In Section 8, we conclude.

2. A first-order classification of chondrites

It is certainly beyond our scope to propose particular geneses for each chondrite group. Instead, we shall content ourselves with a first-order classification of chondrites in two *super-clans* (Kallemeyn *et al.* 1996; Warren 2011): the carbonaceous chondrites and the non-carbonaceous chondrites (see Figure 1 and Table 1).

The *carbonaceous chondrites* (hereafter the “CCs”) comprise the CI, CM, CO, CV, CK and CR groups—we leave aside the CH and CB chondrites, which may have formed in very peculiar environments (e.g. Krot *et al.* (2005) but see Gounelle *et al.* 2007)—and are the most chemically primitive

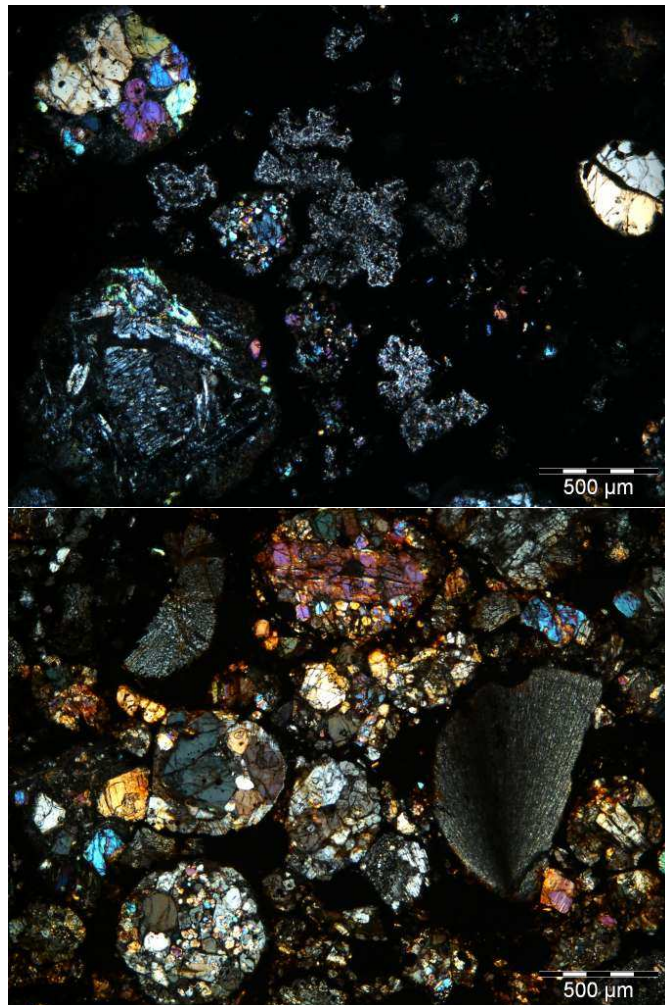


Figure 1: Photomicrographs of thin sections of a carbonaceous chondrite (Allende, top) and an ordinary chondrite (Hallingsberg, bottom), viewed in polarized light. The round objects (sometimes fragmented), generally with colorful crystals, are chondrules. Irregularly-shaped, fine-grained objects with bluish-whitish shades visible in the upper photograph (mostly near the center) are CAIs. All these objects are set in a matrix (black in transmitted light).

Table 1: Compared primary properties of chondrites

Properties	C chondrites	EOR chondrites
CAIs	abundant	rare
matrix fraction	high	low
monotonic trend of lithophile elements with volatility?	yes	no
Mg/Si	solar	subsolar
chondrule O isotopes	^{16}O -rich	^{16}O -poor
—	variable	less variable

chondrites. The *non-carbonaceous chondrites* comprise the Enstatite (EH, EL), the Ordinary (H, L, LL) and the Rumuruti-type (R) chondrites and will be henceforth be referred to as “EORs”. Schematically, the main distinguishing features are (see Brearley and Jones (1998); Scott and Krot (2003) for detailed descriptions of chondrites):

(i) CCs have higher CAI abundances (up to > 5 % in volume; e.g. Hezel *et al.* 2008) than EORs (<0.1 %).

(ii) CCs have a higher proportion of (fine-grained) matrix (generally >30 %) than EORs (\gtrsim 10 %). Chondrule textures also testify to higher dust concentrations in their formation environment for CCs (Rubin 2010).

(iii) CCs exhibit a depletion (compared to solar abundances) of moderately volatile elements relative to refractory elements, as an essentially monotonic function of the 50 % condensation temperature, while EORs exhibit no such clear correlation (except for the most volatile elements).

(iv) The Mg/Si ratio is solar for CCs and subsolar for EORs.

(v) CCs have more ^{16}O -rich chondrules than EORs. Also, in the three-isotope diagram, chondrules from single CCs define larger fields, which partly overlap among different chemical groups, while chondrules from single EORs form narrower, resolved fields (Rubin 2000; Clayton 2003; Jones *et al.* 2000).

Regarding CCs, while properties (iii) and (iv) are true of them as whole rocks, they do not seem to hold for their individual components separately (Bland *et al.* (2005); Hezel and Palme (2010), but see Zanda *et al.* 2012). This is known as *complementarity*.

A primary assumption in this work will be that that the proportions of components in chondrites reflect their relative abundances around the disk midplane prior to accretion. It is however conceivable (e.g. Ciesla 2010) that the accretion process (if not gravity-controlled) caused preferential incorporation of components of certain sizes: This we shall refer to as the “accretion bias”. A prototypical example is the turbulent concentration scenario of Cuzzi *et al.* (2001), but similar sorting calculations would be desirable e.g. for the streaming instability or for “hit-and-stick” growth. The evidence for complementarity in CCs would militate against any accretion bias between chondrules and matrix grains. At any rate, the lack of a systematic chondrule size difference between CCs and EORs suggests that accretion bias would not account for the *differences* between the two super-clans as wholes.

3. Disk modeling

The disk is described in a cylindrical coordinate system, with R the heliocentric distance, z the altitude above the midplane, and ϕ the azimuthal angle. We denote by \mathbf{u} , ρ , T and $P = \rho c_s^2$ the gas velocity, density, temperature and pressure, respectively, with $c_s = \sqrt{k_B T/m}$ the isothermal sound speed, where k_B is the Boltzmann constant and m the mean molecular mass (here 2.33 times the proton mass). Ω and $v_K \equiv \Omega R$ are the Keplerian angular and linear velocities, respectively.

We treat the disk as vertically isothermal (see Appendix A),

and thus vertical hydrostatic equilibrium implies:

$$\rho(R, z) = \frac{\Sigma(R)}{\sqrt{2\pi}H(R)} \exp\left(-\frac{z^2}{2H(R)^2}\right) \quad (1)$$

with the pressure scale height $H = c_s/\Omega$ and the surface density $\Sigma \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \rho dz$.

We assume the disk to be turbulent and assume axisymmetry in the sense that variations of any quantity Q in the azimuthal direction may be treated as turbulent fluctuations about a mean \bar{Q} . We denote the Eulerian perturbations with $\delta Q \equiv Q - \bar{Q}$.

In that case, from angular momentum conservation:

$$\overline{u_R} = -\frac{2}{\rho} \left[\frac{1}{R^{1/2}} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{R^{1/2}}{\Omega} T_{R\phi} \right) + \frac{1}{\Omega} \frac{\partial T_{z\phi}}{\partial z} \right] \sim -\alpha \frac{c_s^2}{v_K} \quad (2)$$

with $T_{R\phi}$ and $T_{z\phi}$ the $R\phi$ and $z\phi$ components of the turbulent stress tensor (Balbus and Papaloizou 1999)¹ and α a dimensionless number parameterizing the former as:

$$T_{R\phi} = \frac{3}{2} \alpha P \quad (3)$$

It must be noted that defined as such, α may *a priori* vary in space and time, and in particular, we do not make the assumption that the stress tensor obeys a viscous prescription (e.g. Takeuchi and Lin 2002). Observations of disks suggest α values around 10^{-2} at 10-100 AU scales (Hartmann *et al.* 1998), in the range of those achieved by the magneto-rotational instability (Balbus and Hawley 1998; Lesur and Longaretti 2007; Bai and Stone 2011). In the dead zone (Gammie 1996), where the latter is unlikely to operate, α should drop to $10^{-6} - 10^{-4}$ around the midplane (e.g. Fleming and Stone 2003; Ilgner and Nelson 2008; Oishi and Mac Low 2009; Turner *et al.* 2010).

The mass accretion rate can then be expressed as:

$$\dot{M} \equiv -2\pi R \int_{-\infty}^{+\infty} \rho \overline{u_R} dz = 6\pi R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (R^{1/2} \Sigma \nu) \quad (4)$$

where

$$\nu \equiv \frac{1}{\Sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha \frac{c_s^2}{\Omega} \rho dz \equiv \langle \alpha \rangle_\rho \frac{c_s^2}{\Omega}, \quad (5)$$

with $\langle \alpha \rangle_\rho$ the density-weighted vertical average of α .

Note that we hereby ignore infall (unlike e.g. Zhu *et al.* 2010) and photoevaporation (unlike e.g. Desch 2007; Hughes and Armitage 2010), which may be most important in the early and late stages of the disk, respectively. However, while these effects would influence the evolution of Σ , they would not affect the validity of the radial velocity formula (2) in the disk interior.

An important benchmark for this paper is the steady-state disk, where \dot{M} is uniform. This should be a good approximation of the inner regions of a real disk if the local evolution timescale

$$t_{\text{vis}}(R) \equiv \frac{R^2}{\nu} = 0.2 \text{ Myr } R_{\text{AU}}^{1/2} \left(\frac{1 \text{ km/s}}{c_s} \right)^2 \left(\frac{10^{-3}}{\langle \alpha \rangle_\rho} \right) \quad (6)$$

¹Noting \mathbf{B} the magnetic field, they are defined as ($i = R, z$):

$$T_{i\phi} \equiv \overline{\rho \delta u_\phi \delta u_i} - \frac{B_\phi B_i}{\mu_0}.$$

(which is the timescale of accretion to the Sun of gas at heliocentric distance R) is shorter than the disk's age. In that case, if neither Σ nor v diverges as $R \rightarrow 0$, we have:

$$\dot{M} = 3\pi\Sigma v \quad (7)$$

4. Dynamics of solid particles

We now proceed to the transport of solid particles. By ‘‘particle’’, we mean any detached solid body, belonging to any of the chondrite components mentioned in Section 1. We first review the dynamics for a single particle, before writing the mean-field continuity equation for a population of identical particles.

4.1. Single particle dynamics

The dynamics of a small particle are dominated by gas drag. For a spherical solid particle of radius a and internal density ρ_s , the stopping time is (Epstein 1924)

$$\tau = \sqrt{\frac{\pi \rho_s a}{8 \rho c_s}} \quad (8)$$

For a 0.3 mm-radius chondrule, $\rho_s a = 1 \text{ kg/m}^2$, which we take as our normalizing value. Within a factor of a few, it indeed pertains to most chondrules, metal/sulfide grains and refractory inclusions alike in most chondrite groups (King and King 1978; Brearley and Jones 1998; Kuebler *et al.* 1999; May *et al.* 1999). We do not study here the fate of larger ($\gtrsim 1 \text{ cm}$) bodies. This is because (unbrecciated) chondrites are homogeneous at the centimeter scale and thus their composition was determined at the agglomeration of their millimeter-sized components².

A measure of the coupling of the particles to the gas on an orbital timescale is the dimensionless stopping time

$$\text{St} \equiv \Omega\tau = \frac{\pi \rho_s a}{2 \Sigma} = 2 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_s a}{1 \text{ kg/m}^2} \right) \left(\frac{10^3 \text{ g/cm}^2}{\Sigma} \right). \quad (9)$$

where the second equality holds at the disk midplane. Clearly, $\text{St} \ll 1$ for millimeter- or centimeter-sized particles and smaller. In this limit, gas-solid drag forces the particles to essentially follow the gas, but with a systematic relative drift due to the pressure gradient, so that the particle velocity is given by (Youdin and Goodman 2005):

$$\mathbf{v}_p = \mathbf{u} + \tau \frac{\nabla P}{\rho}, \quad (10)$$

The radial component of the second term on the right-hand side,

$$v_{\text{drift}} \equiv \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R} \sim -\text{St} \frac{c_s^2}{v_K}, \quad (11)$$

is robustly negative in disk models (except perhaps around the inner edge of the dead zone, e.g. Dzyurkevich *et al.* 2010), and alone entails a sunward drift on a timescale

$$t_{\text{drag}} = \frac{R}{|v_{\text{drift}}|} \sim \frac{1}{\Omega \text{St}} \left(\frac{v_K}{c_s} \right)^2 = 2 \text{ Myr} R_{\text{AU}}^{1/2} \left(\frac{1 \text{ km/s}}{c_s} \right)^2 \left(\frac{10^{-4}}{\text{St}} \right). \quad (12)$$

²However, some of these larger bodies may have (i) travelled to another reservoir and (ii) contributed by shattering to its sub-millimeter-size inventory. This is thus ignored here.

4.2. Averaged continuity equation for a fluid of particles

We now consider a population of identical, non-interacting particles and treat it as a fluid of density ρ_p (not to be confused with the *internal* density ρ_s of each particle). The continuity equation averaged over turbulent fluctuations may be written in the form (Schräpler and Henning 2004; Balbus 2011):

$$\frac{\partial \overline{\rho_p}}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R \left(\overline{\rho_p v_{p,R}} - D_{RR} \rho \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\overline{\rho_p}}{\rho} \right) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{\rho_p v_{p,z}} - D_{zz} \rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{\rho_p}}{\rho} \right) \right] = 0. \quad (13)$$

We shall henceforth drop the overbars. For $\text{St} \ll 1$, the diffusion coefficients equal those of passively advected scalars in the gas (Youdin and Lithwick 2007) and will be parameterized as:

$$D_{RR} = \delta_R \frac{c_s^2}{\Omega} \quad \text{and} \quad D_{zz} = \delta_z \frac{c_s^2}{\Omega}. \quad (14)$$

For correlation times of order Ω^{-1} (Fromang and Papaloizou 2006; Cuzzi and Weidenschilling 2006), δ_R and δ_z should be comparable to α because of the coupling between azimuthal and radial components due to Coriolis forces. We coin the radial and vertical Schmidt numbers³:

$$\text{Sc}_R \equiv \frac{\alpha}{\delta_R} \quad \text{and} \quad \text{Sc}_z \equiv \frac{\alpha}{\delta_z}. \quad (15)$$

Prinn (1990) and Dubrulle and Frisch (1991) argued that, in hydrodynamical turbulence, Sc_R should not exceed 1, as is the 0.176 value obtained in turbulent rotating flow experiments by Lathrop *et al.* (1992) or the ~ 0.7 values mentioned by Gail (2001). Johansen *et al.* (2006) reported $\text{Sc}_R = 4.6\alpha^{0.26}$ and $\text{Sc}_z = 25.3\alpha^{0.46}$ from local MHD net-flux simulations, which thus can exceed 1, consistent with most earlier results (Johansen *et al.* 2006). These uncertainties make it prudent to keep track of the Schmidt numbers throughout this study, although we generally expect them to be of order unity.

5. Net radial transport of solid particles

We now wish to derive the vertically-integrated continuity equation of the particle fluid. Beforehand, we will introduce the dimensionless numbers of special relevance in this problem and briefly review the vertical distribution of the particles.

5.1. The gas-solid decoupling parameter S

The ratio of particle-gas drift and gas advection contributions in the radial transport is, using equations (2) and (11):

$$\frac{v_{\text{drift}}}{u_R} \sim \frac{\text{St}}{\alpha} \equiv S = \frac{\pi \rho_s a}{2 \Sigma \alpha} = 0.2 \left(\frac{\rho_s a}{1 \text{ kg/m}^2} \right) \left(\frac{10^{-3}}{\alpha} \right) \left(\frac{10^3 \text{ g/cm}^2}{\Sigma} \right), \quad (16)$$

³There is some variation in terminology in the literature: This number is called a ‘‘Prandtl number’’ by Prinn (1990) and Cuzzi and Weidenschilling (2006), and Youdin and Lithwick (2007) use ‘‘Schmidt number’’ for the ratio of the diffusivity of gas to that of the particles (1 for $\text{St} \ll 1$).

the last two equalities holding at the midplane. We also define:

$$S_R \equiv \frac{St}{\delta_R} = S \times Sc_R \quad \text{and} \quad S_z \equiv \frac{St}{\delta_z} = S \times Sc_z \quad (17)$$

As we shall see in the next subsection, S_z is a measure of vertical settling (Cuzzi *et al.* 1996)⁴, and we will see later in Section 6.1 that S_R characterizes the ratio of the particle-gas drift and the diffusion contributions to the radial flux.

So long the Schmidt numbers are of order unity, S , S_R and S_z actually are of the same order of magnitude. Hence, the qualitative aerodynamics of the particles are essentially controlled by one single number, namely S . Schematically, finite-size effects can be ignored for $S \ll 1$, while particles significantly decouple from the gas for $S \gg 1$. In that sense, one may call S the “gas-solid decoupling parameter”. To keep track of the exact role of S , S_R and S_z , we shall however remain careful in writing either one in the formulas (unless otherwise noted, they will be implicitly understood as being evaluated at the midplane).

5.2. Vertical distribution of particles

The vertical flux provides the dominating balance in equation (13). On timescales longer than the vertical mixing timescale

$$t_{\text{vm}} = \frac{1}{\Omega \max(\delta_z, St)}, \quad (18)$$

the vertical distribution of the particles obeys:

$$\frac{\partial}{\partial z} \ln \frac{\rho_p}{\rho} = -S_z(R, z) \frac{z}{H^2}, \quad (19)$$

from which the role of S_z as a measure of settling is obvious, with dimensional analysis indicating a dust layer thickness of order $H/\sqrt{1+S_z}$ (e.g. Dubrulle *et al.* 1995).

5.3. One-dimensional continuity equation

We now wish to integrate the two-dimensional continuity equation (13) over z to obtain the evolution equation of the particle surface density $\Sigma_p \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_p dz$. We must thus calculate the ρ_p -weighted average of the particle velocity, similarly to Takeuchi and Lin (2002). For any quantity Q and any weight function $w(z)$, we define its w -weighted average as:

$$\langle Q \rangle_w \equiv \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} Q(z)w(z)dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} w(z)dz}. \quad (20)$$

$v_{\text{drift}}(z)$ can be readily expressed from equations (11) and (1). Same does not hold true, however, for u_R . As it stands, equation (2) expresses it in terms of turbulent correlations whose dependence on z are essentially unknown (e.g. Miller and Stone 2000; Fromang *et al.* 2011). Moreover, the nature of the turbulence may change with height (e.g. Fleming and Stone 2003; Turner *et al.* 2010). In the current state of accretion disk theory, the vertical flow structure is thus uncertain.

However, as we shall show, the net flow of the particles is actually *weakly sensitive* to the vertical gas flow structure, provided $Sc_R \sim Sc_z \sim 1$. In the limit $S_z \gg 1$, the particles concentrate around the midplane so that

$$\langle v_{p,R} \rangle_{\rho_p} \approx u_R(R, 0) + v_{\text{drift}}(R, 0) \approx v_{\text{drift}}(R, 0), \quad (21)$$

where the latter approximation uses the scaling $v_{\text{drift}}/u_R \sim S$ (and hereby the hypothesis that $Sc_z \sim 1$). In the limit $S_z \ll 1$, particles are well mixed vertically, and we have

$$\langle v_{p,R} \rangle_{\rho_p} \approx \langle u_R \rangle_{\rho_p} \approx \langle u_R \rangle_{\rho} = -\frac{3}{\Sigma R^{1/2}} \frac{\partial}{\partial R} (R^{1/2} \Sigma v). \quad (22)$$

We thus see that the approximation

$$\langle v_{p,R} \rangle_{\rho_p} \approx \langle u_R \rangle_{\rho} + v_{\text{drift}}(R, 0) \quad (23)$$

should be accurate in either limit. For $S \sim 1$, the approximations used break down, but, unless Sc_z is very different of 1, or $\langle \alpha \rangle_{\rho}$ greatly exceeds α near the midplane, the imparted error should not exceed a factor of a few then.

As regards the diffusion term, vertical integration yields:

$$-\int_{-\infty}^{+\infty} D_{RR} \rho \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right) dz = -\langle D_{RR} \rangle_{\rho_p} \Sigma \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Sigma_p}{\Sigma} \right) - \Sigma_p \int_{-\infty}^{+\infty} D_{RR} \frac{\partial f}{\partial R} \frac{\rho dz}{\Sigma} \quad (24)$$

where f is defined by

$$\frac{\rho_p(R, z)}{\rho(R, z)} \equiv \frac{\Sigma_p(R)}{\Sigma(R)} f(R, z). \quad (25)$$

In principle, the second term on the right-hand-side of equation (24) should be included as an effective correction to $\langle v_{p,R} \rangle_{\rho_p}$ in the net flux. However, this correction is negligible compared to $v_{\text{drift}}(R, 0)$ if $S \gg 1$ (as it is then of order $\langle u_R \rangle_{\rho}$) and negligible compared to $\langle u_R \rangle_{\rho}$ if $S \ll 1$ (as $f \approx 1$ so that $\partial f / \partial \ln R \ll 1$). We shall thus drop it from the vertically-integrated flux.

Hence, the one-dimensional continuity equation sought is:

$$\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \left(\Sigma_p \langle u_R \rangle_{\rho} + v_{\text{drift}}(R, 0) \right) - \langle D_{RR} \rangle_{\rho_p} \Sigma \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Sigma_p}{\Sigma} \right) \right) = 0 \quad (26)$$

We will henceforth drop the $\langle \dots \rangle_{\rho, \rho_p}$ and refer to $v_{\text{drift}}(R, 0)$ simply as v_{drift} . This equation is essentially that used in one-dimensional models in the literature (e.g. Cuzzi *et al.* 2003; Ciesla 2010; Hughes and Armitage 2010). We have shown here that it is accurate (within order-unity corrections, up to a factor of a few for $S \sim 1$), quite insensitively to the as yet uncertain details of turbulence modeling, and thus most appropriate to evaluate net radial transport.

6. The value of S at chondrite accretion

In this section we shall advocate the following conjecture:

⁴This is what Cuzzi *et al.* (1996) called S (they had taken $Sc_z = 1$).

Table 2: Properties of S

Property	$S < 1$	$S > 1$	Section
Significant outward transport?	yes	no	6.1
Settling of mm-sized bodies?	no	yes	6.2
Coherence between grains?	yes	difficult	6.3
Radial diffusion	unlimited	limited	6.4
Proximity to Sun/epoch	close/early	far/late	7.1

Non-matrix chondrite components had $S < 1$ at the accretion of CCs and $S > 1$ at the accretion of EORs.

Since S depends on size, we stress that we are speaking here of the largest, compositionally distinctive chondritic components, that is chondrules, CAIs, metal and sulfide grains. As mentioned in the introduction, the range of $\rho_s a$ of these inclusions in single chondrites is narrow, and roughly independent of the nature of the inclusions (e.g. King and King 1978; Kuebler *et al.* 1999; May *et al.* 1999), such that speaking of *one* value of S for a given chondrite should not be ambiguous. Moreover, mean chondrule sizes of different chondrite groups do not vary by more than a factor of a few (Brearley and Jones 1998) so that, given the order-of-magnitude variations of Σ and α , we can even schematically think of *all* these inclusions in *all* chondrites as having the same $\rho_s a \approx 1 \text{ kg/m}^2$. Therefore, variation in the value of S at the accretion of the different chondrites will *essentially* reflect differences in gas properties rather than intrinsic variations of the accreted components.

The above conjecture is supported by four arguments which we shall now examine each in turn. In each subsection, we begin with a property of S (all listed in Table 2) and then link it to one of the meteoritic observations of Section 2.

6.1. Outward transport and CAI abundance

We wish to show here that particles formed close to the Sun cannot be transported much beyond the $S = 1$ line in significant amounts, be it through outward advection or outward diffusion.

As regards advection, the argument essentially relies on the scaling relationship (17) $v_{\text{drift}}/u_R \sim S$ mentioned in Section 5.1. For $S \gg 1$, the gas-drag induced drift velocity dominates and is robustly inward, and thus no significant outward transport is possible in this region, even if the net *gas* flow is outward (e.g. Desch 2007; Jacquet *et al.* 2011). Thus, if a given region contains a significant abundance of a given component with $S > 1$, the latter cannot have been transported from the vicinity of the Sun to there but must have formed *in situ* or further out, unless it was delivered by some mechanism other than the in-disk transport envisioned here (e.g. via jets as in Shu *et al.* (2001); see Hu 2010). One illustration are the “midplane flow” simulations of Hughes and Armitage (2010): for example, in their Fig. 5b2, 20 μm particles pile up at $\sim 90 \text{ AU}$, corresponding to $S = 3.2$.

Turbulent diffusion would not alleviate this constraint. To offset particle-gas drift, it indeed requires the particle-to-gas ratio to vary on a lengthscale R/S_R , amounting to a steep inward gradient if $S_R \gg 1$. For example, Hughes and Armitage (2012)

found in their simulations that particles were confined to regions *at most* with $\text{St} \leq 10^{-1}$, i.e. $S \leq 10$ for their $\alpha = 10^{-2}$.

It is instructive to calculate the particle-to-gas ratio profile that results from balancing the different contributions of the net radial flux of the particles in equation (26), that is:

$$(u_R + v_{\text{drift}})\Sigma_p - D_{RR}\Sigma \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Sigma_p}{\Sigma} \right) = 0. \quad (27)$$

From this, we obtain:

$$\frac{\partial}{\partial R} \ln \frac{\Sigma_p}{\Sigma} = \frac{u_R + v_{\text{drift}}}{D_{RR}} = -3\text{Sc}_R \frac{\partial}{\partial R} \ln (R^{1/2}\Sigma v) + S_R \frac{\partial \ln P}{\partial R}. \quad (28)$$

where we have injected equations (4) and (11). Assuming Sc_R to be constant, this may be integrated to yield:

$$\frac{\Sigma_p}{\Sigma} \propto \frac{\exp \left(\int^R S_R \frac{\partial \ln P}{\partial R} dR' \right)}{(\Sigma v R^{1/2})^{3\text{Sc}_R}} \quad (29)$$

If we take the surface density of the *gas* as a proxy for the total abundance of solids, Σ_p/Σ is proportional to the fraction of the component in question (say, CAIs) in chondrites at their accretion location.

To be more definite, we specialize to the case of a steady-state disk and assume radial dependences of the form $\Sigma \propto R^{-p}$ and $T \propto R^{-q}$. Equation (29) becomes:

$$\frac{\Sigma_p}{\Sigma} \propto \left(\frac{\exp(-cS)}{R^{3/2}} \right)^{\text{Sc}_R}, \quad (30)$$

with $c \equiv (2p + q + 3)/(3 - 2q)$ a number of order unity⁵. This is plotted in Fig. 2. For $S \ll 1$, the $R^{-3\text{Sc}_R/2}$ dependence matches that found by Clarke and Pringle (1988) for a passive contaminant. The new result here is that $S_R = 1$ clearly represents a cutoff for outward diffusion, but depending on Sc_R (see Section 4.2), diffusion of inner solar system material may not necessarily have been efficient until even there, especially if the heliocentric distance must climb one or two orders of magnitude.

The $S = 1$ line thus schematically represents the maximum range of outward transport within the disk. It is set by the disk model and may be located *a priori*, before any simulation. Then, the high abundance of CAIs—which formed close to the Sun—in CCs relative to EORs implies $S < 1$ for the former.

6.2. Settling and proportion of matrix

We mentioned in Section 5.2 that S_z was a measure of settling. While for $S_z \ll 1$, the particles may be considered to be well-mixed vertically, for $S_z \gg 1$, particles are concentrated around the midplane, with their particle-to-gas ratio being enhanced by a factor of order $\sqrt{S_z}$ (Dubrulle *et al.* 1995).

Thus, the abundance of chondrules with $S_z \gg 1$ is enhanced relative to comparatively well-mixed micron-sized dust grains. The maximum enhancement is reached when the

⁵We have used equation (37). If α is constant (and thus $p + q = 3/2$), $c = 17/4$ and $11/4$ for the viscous-heating- and the irradiation-dominated regimes, respectively (see Section 7.1).

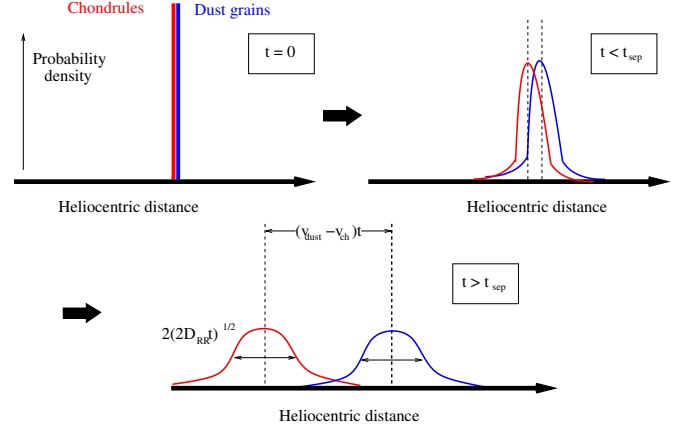


Figure 3: Sketch of the decoherence of a chondrule population (red) and a dust grain population (blue) as a result of differential drift. We plot their probability density as a function of heliocentric distance after a chondrule formation event at time $t = 0$ (when these probability densities are essentially delta functions). Due to turbulent diffusion, the two populations largely overlap for small t despite a faster mean drift of chondrules (here velocities are denoted v_{ch} and v_{dust} , respectively), but are spatially resolved after a timescale t_{sep} . If accretion has not taken place by then, any chondrule-matrix complementarity will be lost.

Figure 2: Plot of the equilibrium diffusion profile of CAIs (or any chondrite component produced near the Sun) in a steady disk. The “normalized CAI fraction” is proportional to the CAI-to-gas ratio and is set to unity for $T > 1500$ K. Results are shown for two mass accretion rates, 10^{-7} (red) and 10^{-8} (green) $M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. Solid lines assume $Sc_R = 1$ and dashed ones $Sc_R = 1/3$ (an enhanced radial diffusivity). Vertical dotted lines mark the heliocentric distance where $S = 1$ for both values of \dot{M} . We have taken $f_T = 1$, $\kappa = 5 \text{ cm}^2/\text{g}$ and $\alpha = 10^{-3}$ (see Section 7.1).

dust grains themselves start to settle, i.e., when $S_{z,\text{dust}} = ((\rho_s a)_{\text{dust}}/(\rho_s a)_{\text{ch}})S_z > 1$, where the “dust” and “ch” subscripts refer to dust grains and chondrules, respectively: assuming similar densities for both, this maximum enhancement is $\sqrt{a_{\text{ch}}/a_{\text{dust}}}$, which, for micron-sized matrix grains and chondrule radii of a few tenths of millimeter (see Section 4.1), evaluates to ~ 10 . In view of this, the fact that EORs tend to have less matrix ($\lesssim 10\%$) than CCs ($\gtrsim 30\%$) would be accounted by $S_z \lesssim 1$ for CCs and $S_z \gg 1$ for EORs.

Before closing this subsection, we comment that $S_z > 1$ for EORs would also be consistent with a lower *absolute* dust concentration in the formation region of their chondrules. Indeed, for a fixed δ_z , a larger level of settling would correspond to a smaller column density of the gas, and hence of the solids for a given dust-to-gas column density ratio.⁶

6.3. Coherence of a grain population and complementarity

Let us consider two particle populations, labelled 1 and 2, with different sizes, both concentrated at the same given heliocentric distance R at $t = 0$. This is sketched in Fig. 3. Although the differing sizes imply different mean velocities, these two populations do not instantaneously decouple from each other, because turbulent diffusion widens these distributions, such that they continue to overlap at short times. We call *coherence* between two populations this state where both populations are not

⁶This would not be compensated by concentration at the midplane if $S_{\text{dust}} > 1$ because then, defining $\epsilon_{\text{dust}} \equiv \Sigma_{\text{dust}}/\Sigma$, the dust density there is

$$\Sigma_{\text{dust}} \frac{\sqrt{S_{z,\text{dust}}}}{\sqrt{2\pi H}} = \frac{\epsilon_{\text{dust}}}{2H} \sqrt{\rho_s a_{\text{dust}} \frac{\Sigma}{\delta_z}},$$

which, everything else (ϵ_{dust} , H , δ_z) being equal, *decreases* with decreasing Σ .

spatially resolved from one another. However, as the diffusional spread goes like \sqrt{t} while the separation between the two peaks increases linearly with t , this coherence is expected to be lost by a timescale t_{sep} where the peaks are mutually resolved, and which we define with

$$|v_{\text{drift},1} - v_{\text{drift},2}|t_{\text{sep}} = 2\sqrt{2D_{RR}t_{\text{sep}}}, \quad (31)$$

from which we deduce

$$t_{\text{sep}} = 8D_{RR} \left(\frac{\rho}{(\tau_1 - \tau_2)\partial P/\partial R} \right)^2. \quad (32)$$

If the size of population 1 particles is much bigger than that of population 2 particles, e.g. if the former are chondrules, or refractory inclusions, while the latter are matrix grains, we have:

$$\begin{aligned} t_{\text{sep}} &\approx \Omega^{-1} \frac{\delta_R}{St^2} \left(\frac{v_K}{c_s} \right)^2 = 2 \text{ Myr} \frac{R_{\text{AU}}^{1/2}}{S_R} \left(\frac{10^{-4}}{St} \right) \left(\frac{1 \text{ km/s}}{c_s} \right)^2 \\ &= \frac{t_{\text{drag}}}{S_R} = \frac{t_{\text{vis}}}{S^2 Sc_R} \end{aligned} \quad (33)$$

where St , S and S_R pertain to the larger particles.

For $S \ll 1$, t_{sep} is longer than t_{vis} and thus “decoherence” cannot occur within the accretion timescale (which is necessarily bounded by that of the drift to the Sun). In this case, chondrules and dust grains remain coherent. Note that this is meant in a statistical sense, that is, the two populations *as wholes* are not spatially resolved from one another; of course, a particular chondrule and a particular dust grain floating nearby would not, on average, remain together unless they quickly coagulate.

In contrast, for $S_R \gg 1$, t_{sep} is smaller than t_{drag} , and judging from equation (33), decoherence then seems unavoidable if chondrules and matrix do not agglomerate within $\ll 1$ Myr in an evolved disk. That the accretion timescale was longer is

evidenced by the broad chondrule age distribution in single meteorites (Villeneuve *et al.* 2009). In the “inward transport” simulations of Ciesla (2009b), where particles are initially seeded at 20–30 AU, significant decoherence between the $a = 0.5$ mm and the $a = 5 \mu\text{m}$ particles can be observed for $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ (his Fig. 18), where the $S = 1$ line lies at $R = 4$ AU.

Matrix-chondrule complementarity in CCs is evidence for coherence between chondrules and dust grains. Indeed, were chondrules unrelated to the matrix, that the rock resulting from their agglomeration is solar (e.g. in terms of the Mg/Si ratio) would seem too coincidental (e.g. Hezel and Palme 2010). Therefore, chondrules must have formed among dust grains now found in matrix, with exchange of chemical elements taking place between them during the chondrule-forming event while preserving a solar bulk composition. In addition, for this complementarity to have been maintained in CCs, both populations of objects must not have drifted apart until accretion: from the above discussion, this suggests that formation and accretion of CC components took place in regions where $S < 1$.

Following Cuzzi *et al.* (2005), we stress that the source of the components of a given CC needs *not* be unique: If two source reservoirs A and B are solar in bulk composition, their respective contributions to a chondrite-forming region C will be solar too—since transport is unbiased with respect to component size (for $S \ll 1$)—and so will be the chondrite resulting from their mixing in region C. This chondrite will thus exhibit chondrule/matrix complementarity. Such a “hybrid” complementarity may be exemplified by CM chondrites, which Cassen (1996) suggested to result from the mixing of CV/CO-like with CI-like materials. Hence, complementarity in one chondrite can be the result of *several* distinct chondrule-forming events.

As regards EORs, their composition was interpreted by Larimer and Anders (1970) as resulting from a loss of refractory, olivine-rich components from a starting material of solar composition. Lost components may include amoeboid olivine aggregates—a variety of refractory inclusions—(Ruzicka *et al.* 2012) and chondrules, which tend to have supersolar Mg/Si in CCs (Hezel and Palme 2010). Such a fractionation requires $S > 1$, again consistent with our conjecture.

6.4. Turbulent mixing and chondrule oxygen isotopes

Let us now focus on a single population of particles concentrated at some heliocentric distance at some initial time $t = 0$.

For $S \ll 1$, diffusion will smear the particle distribution across the whole range spanned in the inward transport. Indeed, using equation (6), the eventual spread is of order:

$$\sqrt{D_{RR}t_{\text{vis}}} = \frac{R}{\sqrt{Sc_R}}. \quad (34)$$

Clarke and Pringle (1988) derived an exact solution illustrating this in the case of a steady disk with $\Sigma \propto R^{-2}$ and constant Sc_R , for perfectly coupled particles: The particle distribution in terms of heliocentric distances is a log-normal, which, expressed as a function of $\ln R$, peaks at $R = R_0 \exp(-3\nu(R_0)t/2R_0)$ (with R_0 the initial heliocentric distance) and has standard deviation $\sigma_{\ln R} = 2\sqrt{\nu(R_0)t/Sc_R R_0^2}$. For

$t \sim t_{\text{vis}}$, the latter is of order unity, implying smearing of the distribution over a lengthscale comparable to R by then.

In contrast, for $S \gg 1$, drag-induced inward drift overwhelms diffusion. Using equation (12), we have⁷:

$$\sqrt{D_{RR}t_{\text{drag}}} = \frac{R}{\sqrt{S_R}} \quad (35)$$

Thus, a reservoir with $S \gg 1$ will not have received significant contributions having *diffused* from further than this. Hence, for a given size, mixing between regions separated by more than $R/\sqrt{S_R}$ is insignificant.

This may explain why the oxygen isotopic composition in chondrules exhibits less variability in individual meteorites for EORs than for CCs, if we have $S > 1$ for EORs and $S < 1$ for CCs. It is possible that the differences between the three ordinary chondrite groups—a subset of the EORs—are due to differential radial drift from a single reservoir, as there are systematic chondrule size differences between the groups (Clayton 2003; Zanda *et al.* 2006), again consistent with $S > 1$ for them.

7. Implications

7.1. The value of S in steady disks

To get a sense of the value of S and its variations in disks, we focus here on the stationary disk model (see Section 3).

In order to estimate S , we will need a temperature prescription. Using equations (7) and (A.5), we have:

$$T = \max \left[\left(\frac{3}{128\pi^2} \frac{\kappa m}{\sigma_{\text{SB}} k_B \langle \alpha \rangle_{\rho}} \dot{M}^2 \Omega^3 \right)^{1/5}, 280 \text{K} f_T R_{\text{AU}}^{-1/2} \right], \quad (36)$$

with κ the opacity, $R_{\text{AU}} \equiv R/(1 \text{ AU})$ and f_T a dimensionless constant. The irradiation temperature is after Hayashi (1981) but more realistic irradiation models (e.g. Chiang and Goldreich 1997) should not yield too different power law exponents.

We have:

$$\bar{S} \equiv \frac{\text{St}}{\langle \alpha \rangle_{\rho}} = \frac{3\pi^2 \rho_s a c_s^2}{2 \dot{M} \Omega} \quad (37)$$

Importantly, explicit reference to α has vanished—even in the viscous heating-dominated regime, the dependence of the temperature on $\langle \alpha \rangle_{\rho}$ is weak, see equation (36)—and is replaced by the mass accretion rate, which is an astronomical observable. This means that S can be evaluated without knowledge of the level of turbulence and its spatial variations in the disk. From equation (37), one sees that \bar{S} is an increasing function of R and of time (that is, decreasing \dot{M}), as would have been the case in a constant α disk (excluding the viscous expansion phase), where

⁷The spread ΔR is bounded by this value not only because of time, but also because $|v_{\text{drift}}|$ generally increases with R , as noted by Youdin and Shu (2002). By incurring a quicker drift of the outer wing of the distribution compared to its inner wing, this tends to squeeze it. The balance with diffusion, $D_{RR}/\Delta R \sim \Delta R \partial |v_{\text{drift}}| / \partial R$, indeed yields the value given in equation (35).

Figure 4: Plot of the value of S for chondrule-sized bodies ($\rho_s a = 1 \text{ kg/m}^2$) in a steady disk, as a function of R_{AU} , for three values of the mass accretion rate. Same parameters as Figure 2. To crudely mimick the drop of opacity as solids evaporate, we limit the viscous temperature to 1500 K, hence the first break in the curves (except for $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$). S increases with heliocentric distance (and with decreasing mass accretion rate). The second break reflects a change in temperature regime from viscous heating- to irradiation-dominated.

$S \propto \Sigma^{-1}$, and which we expect on that basis to be a fairly general behavior. Numerically, we have:

$$\bar{S} = \left(\frac{\rho_s a}{1 \text{ kg/m}^2} \right) \max \left[0.19 \left(\frac{R_{\text{AU}}}{\dot{M}_{-8}} \right)^{3/5} \left(\frac{10^{-3} \kappa}{\langle \alpha \rangle_{\rho} 5 \text{ cm}^2/\text{g}} \right)^{1/5}, 0.12 f_T \frac{R_{\text{AU}}}{\dot{M}_{-8}} \right], \quad (38)$$

with $\dot{M}_{-8} \equiv \dot{M}/(10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1})$. This is plotted in Figure 4. We note that as the steady disk solution likely overestimates Σ of real disks far from the Sun, this likely underestimates \bar{S} there. The heliocentric distance where $\bar{S} = 1$ (plotted in Figure 5) is

$$R_{\text{AU}} = \dot{M}_{-8} \min \left[17 \left(\frac{1 \text{ kg/m}^2}{\rho_s a} \right)^{5/3} \left(\frac{\langle \alpha \rangle_{\rho} 5 \text{ cm}^2/\text{g}}{10^{-3} \kappa} \right)^{1/3}, 9 \left(\frac{1 \text{ kg/m}^2}{f_T \rho_s a} \right) \right]. \quad (39)$$

7.2. Chondrite diversity: Space or time?

Given our above expectation that S should be an increasing function of heliocentric distance and time, our conjecture that CCs formed with $S < 1$ while EORs formed with $S > 1$ leaves two possibilities: either CCs formed closer to the Sun than EORs at some given epoch, or CC formation predated that of EORs, or some intermediate solution. We note that in both cases, the fact that EORs are more ^{16}O -poor than CCs would be qualitatively consistent with models of O isotopic evolution involving isotopic exchange with ^{16}O -poor water from the outer disk (e.g. CO self-shielding, see Young *et al.* 2008): such evolution would indeed have begun in the outer disk and then spread to the inner disk⁸.

⁸However, samples returned from comet Wild 2 by the Stardust mission have oxygen isotopic signatures similar to CCs (Ogliore *et al.* 2011), although

Figure 5: Plot of location of the $S = 1$ line as a function of $\rho_s a$ (recall that chondrule-sized bodies have $\rho_s a = 1 \text{ kg/m}^2$). Same parameters as Figure 4. As discussed in Section 6.1, this also corresponds to the maximum range of (significant) outward transport and decreases as expected with increasing size.

The spatial alternative is unlikely, for the following reasons: The heliocentric distribution of asteroid taxonomic classes suggests that EOR parent bodies (presumably S-type asteroids and related classes) dominate the inner part of the main belt, while those of CCs (C-type asteroids and related classes) dominate its outer part (e.g. Burbine *et al.* 2008). Also, many CCs display evidence of aqueous alteration and thus original presence of ice—stable far enough from the Sun—on their parent body, while evidence for water in EORs is comparatively marginal. This runs counter to the spatial ordering that the conjecture on S would suggest if time was not a significant factor.

We thus suggest that *CCs accreted earlier than EORs on average*, as also advocated by Cuzzi *et al.* (2003) and Chambers (2006). This leads to the scenario sketched in Figure 6. It is worth pointing out that this *chronological* interpretation could also account for the *spatial* zoning of the main belt via an accretion efficiency effect. Indeed, the planetesimal formation rate may be taken to scale roughly like $\Sigma\Omega$ (e.g. Weidenschilling 2004). For evolved phases of the disk where the surface density is low, this could have had a nonnegligible effect—bearing in mind that meteorite parent bodies probably formed over a wider range of heliocentric distances than the present-day main belt (e.g. Walsh *et al.* 2011)—, accounting for preferential accretion of EOR parent bodies in the inner solar system.

Our chronology is certainly consistent with the greater abundance of CAIs and amoeboid olivine aggregates (contemporaneous with the former, e.g. Sugiura and Krot 2007) in CCs than in EORs (Cuzzi *et al.* 2003; Chambers 2006), since these are the oldest solar system solids. As to chondrules, age ranges seem as yet similar in CCs and EORs (1–3 Myr after CAI formation; Villeneuve *et al.* 2009). This would not exclude, however, that they were *accreted earlier* in CCs than in EORs.

comets are thought to have accreted in the outer solar system. This would be compatible only in case of an early accretion or a reduced isotopic exchange with the purported ^{16}O -poor water in the outer disk compared to the inner disk.

Figure 6: Cartoon of the proposed scenario. We show four schematic epochs (which may actually partly overlap): an early epoch where CAI are formed and transported (epoch “I”; it would correspond to stages A-C of Fig. 1 of Jacquet *et al.* 2011), the epoch of chondrule formation (epoch “II”), the epochs of accretion of carbonaceous chondrites (epoch “III”) and non-carbonaceous (“EOR”) chondrites (epoch “IV”). We shade in blue those regions where $S < 1$ and in pink those where $S > 1$. A dashed line marks the position where $S = 1$ and drifts inward as the disk evolves. Millimeter-sized solids produced in the $S < 1$ region are not efficiently transported to the $S > 1$ region.

At early times, ^{26}Al was a significant heat source in planetesimals and many of them likely underwent differentiation (Sanders and Taylor 2005). Inasmuch as materials precursor to many differentiated meteorites should thus have accreted as $S < 1$, they would be expected to exhibit affinities to known CCs. Oxygen isotopes and depletion in volatile elements (e.g. Wänke and Dreibus 1986) would be consistent with such a parentage (Meibom and Clark 1999) but other stable isotope data exclude a complete identification (Warren 2011). The CCs we observe today could have escaped extensive thermal processing e.g. because of the original presence of water (Ghosh *et al.* 2006), or as part of the unmelted periphery of their parent body as suggested by paleomagnetism measurements (Weiss *et al.* 2009).

7.3. Coexistence of CAIs and chondrules

We now investigate possible genetic relationships between CAIs and chondrules/matrix in carbonaceous chondrites.

We first emphasize that the contribution of the “CAI factory” to CCs cannot be reduced to the CAIs themselves, for the following two reasons: (i) There is no likely conceivable barrier for the condensation of most of the major rock-forming elements after CAI formation. Most condensable matter initially in the “CAI factory” must hence have eventually condensed, e.g. heterogeneously on the first condensates. (ii) There is no *dynamical* reason that CAIs should be transported outward preferentially to the remainder of the CAI factory matter. Actually, gas drag would rather lead to the *opposite* effect, but if $S \ll 1$ there, as we propose, there should be limited decoherence between CAIs and the remaining matter.

It is noteworthy that then, incomplete condensation would not be ascribable to “gas loss” in the form originally hypothesized by Wasson and Chou (1974) because gas would have

remained coherent with the solids. This leaves kinetic effects as a plausible alternative explanation.

From simple mass balance considerations (Grossman 2010), CAIs likely constituted no more than $\sim 8\%$ of the condensed matter from the CAI factory (assuming a water- and organics-free CI composition). This means that the few percent of CAIs reported in CCs imply that the “CAI factory” contribution was likely a few *tens* of percent! Thus *CAIs should not be thought of as a population foreign to the host chondrite* and introduced only at the time of accretion. The fact that the Al/Si ratio in CCs, while supersolar, becomes subsolar if the CAIs are (mentally) subtracted (Hezel *et al.* 2008), corroborates that there was some coherence between CAIs and the other components. This would imply that CAIs coexisted with chondrule precursors, then chondrules, and some of them must have witnessed chondrule-forming events, as supported e.g. by the occurrence of chondrules with relict CAIs (Krot *et al.* 2009).

That CAIs and the surrounding matter remained coherent is not at variance with the fact that their environment evolved to match that in which chondrules formed. Initial isotopic heterogeneities would have been averaged out and mixing with matter from the outer disk or infalling on the disk would have diluted systematic isotopic anomalies. For example, the excesses in ^{54}Cr and $^{46,50}\text{Ti}$ measured in CAIs (Trinquier *et al.* 2009) could have undergone dilution with isotopically differentiated meteorite-like matter to lead to the observed whole-rock composition of CCs. This is in the range suggested by CAI abundances.

8. Summary and conclusions

We have considered a standard turbulent disk. The turbulence parameter α was assumed not to vary by more than a factor of several in the vertical direction, except perhaps for surficial active layers (in presence of a dead zone), and Schmidt numbers were assumed to be of order unity (although we kept them explicit throughout). We have ignored possible large-scale nonaxisymmetric structures and the influence of planets.

In this class of disk models, we have derived the continuity equation for a population of grains in the tight coupling limit (that is, a dimensionless stopping time $\text{St} \ll 1$), in order to study their dynamics until agglomeration in $\gtrsim 1$ cm objects. We have only considered transport of grains within the disk and ignored the effects of feedback of solids on the gas and that of accretion/fragmentation processes on the disk-scale transport of millimeter-sized bodies. A possible accretion bias against specific chondrite components was deemed irrelevant to explain the composition spectrum of chondrites although this issue would deserve more investigations.

The dynamics of solid particles subject to gas drag are found to be essentially controlled by the “gas-solid decoupling parameter” $S \equiv \text{St}/\alpha$. For $S \ll 1$, particles essentially follow gas motions and are well-mixed vertically, while for $S \gg 1$, they settle to the midplane and drift inward faster than the gas. We find that a one-dimensional model is as yet most appropriate to evaluate net radial transport.

We have attempted to estimate S for the millimeter-sized chondrite components at the time of accretion for the different chondrites. We have conjectured that $S < 1$ for carbonaceous chondrites (CCs) and $S > 1$ for non-carbonaceous chondrites (EORs), and have put forward four arguments:

(i) Since particles produced close to the Sun cannot be efficiently transported beyond the $S = 1$ line, the presence of calcium-aluminum-rich inclusions (CAIs) in CCs argues for $S < 1$ for them.

(ii) The large chondrule-to-matrix ratio in EORs is consistent with preferential concentration of chondrules at the midplane as a result of settling, which requires $S > 1$ for them.

(iii) Evidence for coherence between components of different grain size in CCs suggests $S < 1$, whereas Mg/Si fractionation in EORs relative to solar abundances implies $S > 1$.

(iv) The smaller range of oxygen isotopic compositions of chondrules in individual EORs compared to CCs could result from limited radial mixing in a $S > 1$ environment.

S has been evaluated for steady disks and is found to be an increasing function of time and heliocentric distance. The above conjecture would thus favor earlier accretion of CCs compared to EORs, for which we listed some cosmochemical and planetological supporting evidence. Another implication is that CAIs belong to the same reservoir as part of the chondrule precursors for CCs but significant mixing between different reservoirs must have occurred before chondrule formation.

In this study, we have not attempted to introduce new physics, and we have recalled above some possibly relevant physical ingredients that we have ignored. Instead, we have tried to base our reasonings on as generic a disk as possible, in view of the existing literature on the transport of solids. The point of the present paper is that the simplest disk and radial transport models appear to lead to a robust conclusion about the space-time ordering of chondrite accretion. Our treatment of chondrites has been similarly generic: In being content with a first-order division of chondrites in two super-clans, irrespective of the specificities of the groups that they encompass, we have dealt in all rigor with schematic end-members. In particular, there is no reason to doubt that the transition from the $S < 1$ to the $S > 1$ regime was gradual and possibly some chondrite groups, e.g. those showing mixed affinities to CCs and EORs in terms of the criteria of Section 2 (e.g. CR chondrites, Kakangari-like chondrites...) might be representative of accretion at $S \sim 1$.

Acknowledgement

We thank Fred Ciesla and an anonymous referee for their thorough reviews that led to substantial improvements in the clarity and focus of the manuscript. Financial support from the Physique et Chimie du Milieu Interstellaire (PCMI) program and the Programme National de Planétologie (PNP) is gratefully acknowledged.

Appendix A. Vertical thermal structure of an optically thick disk region due to viscous dissipation

In the optically thick limit (for $\Sigma > 1 \text{ g/cm}^2$) and assuming local dissipation of turbulence, the vertical temperature profile is governed by the transfer equation (Terquem 2008)

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{4\sigma_{\text{SB}}}{3\rho\kappa} \frac{\partial T^4}{\partial z} \right) = \frac{9}{4} \rho \alpha c_s^2 \Omega, \quad (\text{A.1})$$

for timescales longer than the thermal timescale $(\Omega\alpha)^{-1}$. If we assume that κ is vertically constant, this can be rewritten as

$$\frac{\partial^2 T^4}{\partial \Sigma^2} = -\frac{27\Omega\kappa}{16\sigma_{\text{SB}}} \alpha c_s^2, \quad (\text{A.2})$$

with $\Sigma'(z) \equiv \int_0^z \rho(z') dz'$, which, assuming that αc_s^2 is vertically constant, may be integrated as:

$$T = T_{\text{mid}} \left(1 - \left(1 - \left(\frac{T_{\text{irr}}}{T_{\text{mid}}} \right)^4 \right) \left(\frac{2\Sigma'}{\Sigma} \right)^2 \right)^{1/4}, \quad (\text{A.3})$$

with T_{mid} the midplane temperature and T_{irr} the “surface” temperature⁹, both being related by:

$$T_{\text{mid}}^4 = T_{\text{irr}}^4 + \frac{27}{128\sigma_{\text{SB}}} \kappa \Omega^2 \alpha c_s^2 \quad (\text{A.4})$$

The solution may be approximated as:

$$T_{\text{mid}} = \max \left[\left(\frac{27k_B}{128m\sigma_{\text{SB}}} \kappa \Omega^2 \alpha \right)^{1/3}, T_{\text{irr}} \right]. \quad (\text{A.5})$$

Equation (A.3) justifies the isothermal approximation over most of the column. Even if $T_{\text{irr}} \ll T_{\text{mid}}$, the temperature is within 20 % of T_{mid} for 80 % of the column. Had we given a temperature dependence to κ , we would not have obtained a significantly different T_{mid} . In the irradiation-dominated regime, isothermality is also satisfied in the disk interior (between the “superheated” dust layers of Chiang and Goldreich 1997). While we have assumed that αc_s^2 was vertically constant, variations of a factor of a few (notwithstanding the possibility of layered accretion) would also have little effect on T_{mid} because of the high power with which it appears in the equation.

References

- Amelin, Y., A. Kaltenbach, T. Iizuka, C. H. Stirling, T. R. Ireland, M. Petaev, and S. B. Jacobsen 2010. U-Pb chronology of the Solar System’s oldest solids with variable $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$. *Earth and Planetary Science Letters* **300**, 343–350.
- Anders, E. 1964. Origin, age, and composition of meteorites. *Space Science Review* **3**, 583–714.
- Bai, X.-N., and J. M. Stone 2011. Effect of Ambipolar Diffusion on the Non-linear Evolution of Magnetorotational Instability in Weakly Ionized Disks. *ApJ* **736**, 144.

⁹Or rather, the temperature where the diffusion approximation breaks down, which is below the “superheated dust layer” of Chiang and Goldreich (1997). Technically, this temperature is given by the implicit boundary condition of Pappalouzo and Terquem (1999), but in our limit of high optical thickness, only the irradiation contribution from above this height is important in equation (A.4).

- Balbus, S. A. 2011. *Magnetohydrodynamics of Protostellar Disks*, pp. 237–282. University of Chicago Press.
- Balbus, S. A., and J. F. Hawley 1998. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. *Reviews of Modern Physics* **70**, 1–53.
- Balbus, S. A., and J. C. B. Papaloizou 1999. On the Dynamical Foundations of alpha Disks. *ApJ* **521**, 650–658.
- Bland, P. A., O. Alard, G. K. Benedix, A. T. Kearsley, O. N. Menzies, L. E. Watt, and N. W. Rogers 2005. Volatile fractionation in the early solar system and chondrule/matrix complementarity. *Proceedings of the National Academy of Science* **102**, 13755–13760.
- Bockelée-Morvan, D., D. Gautier, F. Hersant, J. Huré, and F. Robert 2002. Turbulent radial mixing in the solar nebula as the source of crystalline silicates in comets. *A&A* **384**, 1107–1118.
- Bouvier, A., and M. Wadhwa 2010. The age of the solar system redefined by the oldest pb-pb age of a meteoritic inclusion. *Nature geoscience* **3**, 637–641.
- Brearley, A., and A. Jones 1998. *Planetary Materials*, Chapter 3, pp. 3–1–3–398. MSA.
- Burbine, T. H., A. S. Rivkin, S. K. Noble, T. Mothé-Diniz, W. Bottke, D. M. McCoy, T. J., and T. C. A. 2008. in *Oxygen in the Solar System*, Chapter 12, pp. 273–343. MSA.
- Campbell, A. J., B. Zanda, C. Perron, A. Meibom, and M. I. Petaev 2005. Origin and Thermal History of Fe-Ni Metal in Primitive Chondrites. In A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth (Ed.), *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, Volume 341 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 407–431.
- Cassen, P. 1996. Models for the fractionation of moderately volatile elements in the solar nebula. *Meteoritics and Planetary Science* **31**, 793–806.
- Cassen, P. 2001. Nebular thermal evolution and the properties of primitive planetary materials. *Meteoritics and Planetary Science* **36**, 671–700.
- Chambers, J. 2006. *Meteoritic Diversity and Planetsimal Formation*, Chapter 30, pp. 487–497.
- Chiang, E. I., and P. Goldreich 1997. Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. *ApJ* **490**, 368–376.
- Ciesla, F. J. 2008. Radial transport in the solar nebula: Implications for moderately volatile element depletions in chondritic meteorites. *Meteoritics and Planetary Science* **43**, 639–655.
- Ciesla, F. J. 2009a. Dynamics of high-temperature materials delivered by jets to the outer solar nebula. *M&PS* **44**, 1663–1673.
- Ciesla, F. J. 2009b. Two-dimensional transport of solids in viscous protoplanetary disks. *Icarus* **200**, 655–671.
- Ciesla, F. J. 2010. The distributions and ages of refractory objects in the solar nebula. *Icarus* **208**, 455–467.
- Ciesla, F. J., and J. N. Cuzzi 2006. The evolution of the water distribution in a viscous protoplanetary disk. *Icarus* **181**, 178–204.
- Clarke, C. J., and J. E. Pringle 1988. The diffusion of contaminant through an accretion disc. *MNRAS* **235**, 365–373.
- Clayton, R. N. 2003. in *Treatise of Geochemistry*, Chapter 1.06, pp. 130–142. Elsevier.
- Connolly, H. C., Jr., and S. J. Desch 2004. On the origin of the “kleine Kugelchen” called Chondrules. *Chemie der Erde/Geochemistry* **64**, 95–125.
- Cuzzi, J. N., F. J. Ciesla, M. I. Petaev, A. N. Krot, E. R. D. Scott, and S. J. Weidenschilling 2005. Nebula Evolution of Thermally Processed Solids: Reconciling Models and Meteorites. In A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth (Ed.), *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, Volume 341 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 732–773.
- Cuzzi, J. N., S. S. Davis, and A. R. Dobrovolskis 2003. Blowing in the wind. II. Creation and redistribution of refractory inclusions in a turbulent protoplanetary nebula. *Icarus* **166**, 385–402.
- Cuzzi, J. N., A. R. Dobrovolskis, and R. C. Hogan 1996. Turbulence, chondrules, and planetesimals. In R. Hewins, R. Jones, & E. Scott (Ed.), *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, pp. 35–43.
- Cuzzi, J. N., R. C. Hogan, J. M. Paque, and A. R. Dobrovolskis 2001. Size-selective Concentration of Chondrules and Other Small Particles in Protoplanetary Nebula Turbulence. *ApJ* **546**, 496–508.
- Cuzzi, J. N., and S. J. Weidenschilling 2006. *Particle-Gas Dynamics and Primary Accretion*, pp. 353–381.
- Desch, S. J. 2007. Mass Distribution and Planet Formation in the Solar Nebula. *ApJ* **671**, 878–893.
- Dubrulle, B., and U. Frisch 1991. Eddy viscosity of parity-invariant flow. *Phys. Rev. A* **43**, 5355–5364.
- Dubrulle, B., G. Morfill, and M. Sterzik 1995. The dust subdisk in the protoplanetary nebula. *Icarus* **114**, 237–246.
- Dzyurkevich, N., M. Flock, N. J. Turner, H. Klahr, and T. Henning 2010. Trapping solids at the inner edge of the dead zone: 3-D global MHD simulations. *A&A* **515**, A70.
- Epstein, P. S. 1924. On the resistance experienced by spheres in their motion through gases. *Phys. Rev.* **23**(6), 710–733.
- Fleming, T., and J. M. Stone 2003. Local Magnetohydrodynamic Models of Layered Accretion Disks. *ApJ* **585**, 908–920.
- Fromang, S., W. Lyra, and F. Masset 2011. Meridional circulation in turbulent protoplanetary disks. *Astronomy & Astrophysics* **534**, A107.
- Fromang, S., and J. Papaloizou 2006. Dust settling in local simulations of turbulent protoplanetary disks. *A&A* **452**, 751–762.
- Gail, H.-P. 2001. Radial mixing in protoplanetary accretion disks. I. Stationary disc models with annealing and carbon combustion. *Astronomy & Astrophysics* **378**, 192–213.
- Gammie, C. F. 1996. Layered Accretion in T Tauri Disks. *ApJ* **457**, 355–362.
- Ghosh, A., S. J. Weidenschilling, H. Y. McSween, Jr., and A. Rubin 2006. *Asteroidal Heating and Thermal Stratification of the Asteroidal Belt*, pp. 555–566.
- Gounelle, M., E. D. Young, A. Shahar, E. Tonui, and A. Kearsley 2007. Magnesium isotopic constraints on the origin of CB_B chondrites. *Earth and Planetary Science Letters* **256**, 521–533.
- Grossman, L. 2010. Vapor-condensed phase processes in the early solar system. *M&PS* **45**, 7–20.
- Hartmann, L., N. Calvet, E. Gullbring, and P. D’Alessio 1998. Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. *ApJ* **495**, 385–400.
- Hayashi, C. 1981. 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.
- Hezel, D. C., and H. Palme 2010. The chemical relationship between chondrules and matrix and the chondrule matrix complementarity. *Earth and Planetary Science Letters* **294**, 85–93.
- Hezel, D. C., S. S. Russell, A. J. Ross, and A. T. Kearsley 2008. Modal abundances of CAIs: Implications for bulk chondrite element abundances and fractionations. *M&PS* **43**, 1879–1894.
- Hu, R. 2010. Transport of the First Rocks of the Solar System by X-winds. *The Astrophysical Journal* **725**, 1421–1428.
- Hughes, A. L. H., and P. J. Armitage 2010. Particle Transport in Evolving Protoplanetary Disks: Implications for Results from Stardust. *ApJ* **719**, 1633–1653.
- Hughes, A. L. H., and P. J. Armitage 2012. Global variation of the dust-to-gas ratio in evolving protoplanetary discs. *ArXiv e-prints*.
- Igner, M., and R. P. Nelson 2008. Turbulent transport and its effect on the dead zone in protoplanetary discs. *Astronomy & Astrophysics* **483**, 815–830.
- Jacquet, E., S. Fromang, and M. Gounelle 2011. Radial transport of refractory inclusions and their preservation in the dead zone. *A&A* **526**, L8.
- Johansen, A., H. Klahr, and A. J. Mee 2006. Turbulent diffusion in protoplanetary discs: the effect of an imposed magnetic field. *MNRAS* **370**, L71–L75.
- Jones, R. H., T. Lee, H. C. Connolly, Jr., S. G. Love, and H. Shang 2000. Formation of Chondrules and CAIs: Theory VS. Observation. *Protostars and Planets IV*, 927–962.
- Kallemeyn, G. W., A. E. Rubin, and J. T. Wasson 1996. The compositional classification of chondrites: VII. The R chondrite group. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **60**, 2243–2256.
- King, T. V. V., and E. A. King 1978. Grain size and petrography of C2 and C3 carbonaceous chondrites. *Meteoritics* **13**, 47–72.
- Krot, A. N., Y. Amelin, P. Bland, F. J. Ciesla, J. Connelly, A. M. Davis, G. R. Huss, I. D. Hutcheon, K. Makide, K. Nagashima, L. E. Nyquist, S. S. Russell, E. R. D. Scott, K. Thrane, H. Yurimoto, and Q.-Z. Yin 2009. Origin and chronology of chondritic components: A review. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **73**, 4963–4997.
- Krot, A. N., Y. Amelin, P. Cassen, and A. Meibom 2005. Young chondrules in CB chondrites from a giant impact in the early Solar System. *Nature* **436**, 989–992.
- Kuebler, K. E., H. Y. McSween, W. D. Carlson, and D. Hirsch 1999. Sizes and Masses of Chondrules and Metal-Troilite Grains in Ordinary Chondrites: Possible Implications for Nebular Sorting. *Icarus* **141**, 96–106.
- Larimer, J. W., and E. Anders 1970. Chemical fractionations in meteorites—III. Major element fractionations in chondrites. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **34**, 367–387.
- Lathrop, D. P., J. Fineberg, and H. L. Swinney 1992. Transition to shear-driven

- turbulence in couette-taylor flow. *Phys. Rev. A* **46**, 6390–6405.
- Lesur, G., and P.-Y. Longaretti 2007. Impact of dimensionless numbers on the efficiency of magnetorotational instability induced turbulent transport. *MNRAS* **378**, 1471–1480.
- MacPherson, G. J. 2005. *Treatise on Geochemistry*, Chapter 1.08, pp. 201–246. Elsevier B.
- May, C., S. S. Russell, and M. M. Grady 1999. Analysis of Chondrule and CAI Size and Abundance in CO3 and CV3 Chondrites: A Preliminary Study. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, Volume 30, pp. 1688.
- Meibom, A., and B. E. Clark 1999. Invited review: Evidence for the insignificance of ordinary chondritic material in the asteroid belt. *M&PS* **34**, 7–24.
- Miller, K. A., and J. M. Stone 2000. The Formation and Structure of a Strongly Magnetized Corona above a Weakly Magnetized Accretion Disk. *The Astrophysical Journal* **534**, 398–419.
- Ogliore, R. C., G. R. Huss, K. Nagashima, A. L. Butterworth, Z. Gainsforth, J. Stodolna, A. J. Westphal, D. Joswiak, and T. Tyliszczak 2011. Incorporation of a Late-forming Chondrule into Comet Wild 2. *ArXiv e-prints*.
- Oishi, J. S., and M.-M. Mac Low 2009. On Hydrodynamic Motions in Dead Zones. *ApJ* **704**, 1239–1250.
- Palme, H., and A. Jones 2005. *Meteorites, Comets and Planets: Treatise on Geochemistry, Volume 1*, Chapter Solar System Abundances of the Elements, pp. 41. Elsevier.
- Papaloizou, J. C. B., and C. Terquem 1999. Critical Protoplanetary Core Masses in Protoplanetary Disks and the Formation of Short-Period Giant Planets. *ApJ* **521**, 823–838.
- Prinn, R. G. 1990. On neglect of nonlinear momentum terms in solar nebula accretion disk models. *ApJ* **348**, 725–729.
- Rubin, A. E. 2000. Petrologic, geochemical and experimental constraints on models of chondrule formation. *Earth Science Reviews* **50**, 3–27.
- Rubin, A. E. 2010. Physical properties of chondrules in different chondrite groups: Implications for multiple melting events in dusty environments. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **74**, 4807–4828.
- Rubin, A. E. 2011. Origin of the differences in refractory-lithophile-element abundances among chondrite groups. *Icarus* **213**, 547–558.
- Ruzicka, A., C. Floss, and M. Hutson 2012. Amoeboid olivine aggregates (AOAs) in the Efremovka, Leoville and Vigarano (CV3) chondrites: A record of condensate evolution in the solar nebula. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **79**, 79–105.
- Sanders, I. S., and G. J. Taylor 2005. Implications of aluminum-26 in Nebular Dust: Formation of Chondrules by Disruption of Molten Planetesimals. In A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth (Ed.), *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, Volume 341 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 915–932.
- Schräpler, R., and T. Henning 2004. Dust Diffusion, Sedimentation, and Gravitational Instabilities in Protoplanetary Disks. *ApJ* **614**, 960–978.
- Scott, E. R. D., and A. N. Krot 2003. Chondrites and their Components. *Treatise on Geochemistry* **1**, 143–200.
- Shu, F. H., H. Shang, M. Gounelle, A. E. Glassgold, and T. Lee 2001. The Origin of Chondrules and Refractory Inclusions in Chondritic Meteorites. *ApJ* **548**, 1029–1050.
- Sugiura, N., and A. N. Krot 2007. 26Al-26Mg systematics of Ca-Al-rich inclusions, amoeboid olivine aggregates, and chondrules from the ungrouped carbonaceous chondrite Acfer 094. *Meteoritics and Planetary Science* **42**, 1183–1195.
- Takeuchi, T., and D. N. C. Lin 2002. Radial Flow of Dust Particles in Accretion Disks. *ApJ* **581**, 1344–1355.
- Terquem, C. E. J. M. L. J. 2008. New Composite Models of Partially Ionized Protoplanetary Disks. *ApJ* **689**, 532–538.
- Trinquier, A., T. Elliott, D. Ulfbeck, C. Coath, A. N. Krot, and M. Bizzarro 2009. Origin of Nucleosynthetic Isotope Heterogeneity in the Solar Protoplanetary Disk. *Science* **324**, 374–376.
- Turner, N. J., A. Carballido, and T. Sano 2010. Dust Transport in Protostellar Disks Through Turbulence and Settling. *ApJ* **708**, 188–201.
- Villeneuve, J., M. Chaussidon, and G. Libourel 2009. Homogeneous distribution of aluminum-26 in the solar system from the magnesium isotopic composition of chondrules. *Science* **325**, 985–988.
- Walsh, K. J., A. Morbidelli, S. N. Raymond, D. P. O'Brien, and A. M. Mandell 2011. A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration. *Nature* **475**, 206–209.
- Wänke, H., and G. Dreibus 1986. Die chemische Zusammensetzung und Bildung der terrestrischen Planeten. *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg* **65**, 9–24.
- Warren, P. H. 2011. Stable-isotopic anomalies and the accretionary assemblage of the Earth and Mars: A subordinate role for carbonaceous chondrites. *Earth and Planetary Science Letters* **311**, 93–100.
- Wasson, J. T., and C. Chou 1974. Fractionation of Moderately Volatile Elements in Ordinary Chondrites. *Meteoritics* **9**, 69–84.
- Wehrstedt, M., and H. Gail 2002. Radial mixing in protoplanetary accretion disks. II. Time dependent disk models with annealing and carbon combustion. *A&A* **385**, 181–204.
- Weidenschilling, S. J. 2004. *From icy grains to comets*, pp. 97–104.
- Weiss, B. P., J. Gattacceca, S. Stanley, P. Rochette, and U. R. Christensen 2009. Paleomagnetic Records of Meteorites and Early Planetesimal Differentiation. *Space Science Reviews*, 123–172.
- Youdin, A. N., and J. Goodman 2005. Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. *ApJ* **620**, 459–469.
- Youdin, A. N., and Y. Lithwick 2007. Particle stirring in turbulent gas disks: Including orbital oscillations. *Icarus* **192**, 588–604.
- Youdin, A. N., and F. H. Shu 2002. Planetesimal Formation by Gravitational Instability. *ApJ* **580**, 494–505.
- Young, E. D., K. Kuramoto, R. A. Marcus, H. Yurimoto, and S. B. Jacobsen 2008. in *Oxygen in the Solar System*, Chapter 9, pp. 187–218. MSA.
- Yurimoto, H., A. N. Krot, B.-G. Choi, J. Alon, T. Kunihiro, and A. J. Brearley 2008. in *Oxygen in the Solar System*, Chapter 8, pp. 141–186. MSA.
- Zanda, B., R. H. Hewins, M. Bourout-Denise, P. A. Bland, and F. Albarède 2006. Formation of solar nebula reservoirs by mixing chondritic components. *Earth and Planetary Science Letters* **248**, 650–660.
- Zanda, B., M. Humayun, and R. H. Hewins 2012. Chemical Composition of Matrix and Chondrules in Carbonaceous Chondrites: Implications for Disk Transport. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, Volume 43 of *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, pp. 2413.
- Zhu, Z., L. Hartmann, and C. Gammie 2010. Long-term Evolution of Protostellar and Protoplanetary Disks. II. Layered Accretion with Infall. *ApJ* **713**, 1143–1158.

5.5 Conclusions

Nous avons mis en évidence un paramètre S défini comme le rapport du nombre de Stokes St et du paramètre de turbulence α qui contrôle essentiellement la dynamique des solides dans le disque protoplanétaire, et ce indépendamment des détails de sa structure ou de la turbulence qui l'agite. Si $S < 1$, les solides sont bien couplés au gaz ; au contraire, si $S > 1$, ils tendent à s'en découpler, à sédimenter au plan médian et à dériver vers le Soleil. Sur la base de l'abondance d'inclusions réfractaires, de matrice, du fractionnement Mg/Si et de la signature isotopique de l'oxygène des chondres, nous avons proposé que les composants chondritiques hors matrice avaient $S < 1$ quand les chondrites carbonées se sont agglomérées et $S > 1$ quand les chondrites non carbonées se sont accrétées. Si l'on considère qu'à taille de grain fixée, S est une fonction croissante de la distance héliocentrique et du temps, il s'ensuit que les chondrites carbonées ont dû s'accréter avant les autres, en moyenne. Une autre conséquence est que les inclusions réfractaires ne sont pas une population allochtone au sein des chondrites carbonées, mais doivent être cogénétique avec une partie de la matrice et des précurseurs des chondres dans celles-là. Il reste à déterminer si ces contraintes seront corroborées par les observations cosmochimiques.

Dans ce chapitre, nous avons envisagé le mouvement des solides comme des particules-test, flottant librement dans le disque. Mais pour être finalement agglomérées dans les chondrites que nous étudions aujourd'hui, il faut que la concentration de ces solides augmente de dix ordres de grandeur, typiquement (si on considère une MMSN à 3 UA). Et à mesure que cette concentration croît, les effets des solides sur le gaz qui les entourent devient de moins en moins négligeable. C'est sur ces effets que porte le chapitre suivant.

Chapitre 6

Mécanismes de concentration des solides

Souviens-toi que tu es né poussière et que tu retourneras à la poussière.
(Genèse, III, 19)

Après avoir envisagé la formation et le transport de différents composants des chondrites, la dernière étape est leur agglomération. Comme nous avons vu au chapitre 1, l'accrétion nécessite de grandes concentrations des solides pour franchir la barrière du mètre et permettre à la gravité de prendre le contrôle du processus. On peut envisager d'obtenir ce résultat en deux étapes : une sédimentation vers le plan médian (Goldreich et Ward, 1973) pour atteindre des rapports solide/gaz de l'ordre de l'unité, puis des instabilités d'écoulement dans la couche riche en solide ainsi produite (Youdin et Goodman, 2005). Dans ce chapitre, nous évoquerons deux projets rattachés à ces deux étapes : dans le premier (section 6.1), nous étudierons, par un modèle réduit, comment la sédimentation de la poussière interagit avec la turbulence MHD qui la combat de prime abord ; dans le second (section 6.2), nous nous attacherons à donner une interprétation de la phase linéaire de l'instabilité d'écoulement. Nos conclusions sont résumées à la section 6.3

6.1 Poussière et turbulence MHD : un modèle réduit cohérent

La sédimentation de poussière au plan médian est contrecarrée par la turbulence du disque, turbulence considérée actuellement comme entretenue par l'instabilité magnétorotationnelle (MRI). Or nous avons vu au chapitre 3 (voir également annexe C) que la MRI est tributaire du taux d'ionisation du gaz, et que, quelque faible que soit le seuil requis, il devait

exister toute une région du disque stabilisée contre la MRI que nous avons appelé la zone morte. Le taux d’ionisation est contrôlé par un réseau de réactions chimiques impliquant les porteurs de charges, et résulte *in fine* d’un équilibre entre ionisation—par des rayons cosmiques, X, UV—et recombinaison.

Cette recombinaison peut être due à des réactions électrons-ions moléculaires (comme HCO^+), des réactions électrons-ions métalliques, ou des adsorptions des charges mobiles sur des grains de poussière. Dans son article pionnier sur la zone morte, Gammie (1996) ne considéra que la recombinaison moléculaire en phase gazeuse dans ses estimations. Il est piquant de noter qu’une faible abondance de métaux dans la phase gazeuse, dont les ions ont des taux de recombinaison bien plus faibles, pourrait largement “revitaliser” la zone morte (Fromang et collab., 2002) mais les études les incluant ont souvent supposé des appauvrissements de plusieurs ordres de grandeur dans le gaz, présumément à cause de leur condensation à basses températures. Or, le fait que les chondrites montrent des appauvrissements appréciables en éléments modérément volatils (voir chapitre 2.2.3) suggère que ces éléments n’ont pas été aussi efficacement soustraits à la phase gazeuse qu’un calcul à l’équilibre thermodynamique pourrait le laisser penser, et que sans doute leur appauvrissement dans le gaz n’a pas dépassé un à deux ordres de grandeur—similairement, d’ailleurs aux observations du gaz interstellaire froid (Yin, 2005). Si l’on ne tient compte que des réactions en phase gazeuse, l’étendue de la zone morte devrait être essentiellement dictée par la possibilité de pénétration des rayonnements ionisants jusqu’au plan médian, ce qui ne la ferait pas dépasser un rayon externe de 2 UA dans les calculs de Bai et Goodman (2009)¹.

Mais ce tableau change spectaculairement lorsque l’on tient compte de la recombinaison sur les grains (Stone et collab., 2000; Sano et collab., 2000; Salmeron et Wardle, 2008; Bai et Goodman, 2009). Dans les calculs de Bai et Goodman (2009), le bord externe de la zone morte est typiquement repoussé à 10-50 UA. L’effet est d’autant plus marqué que les grains sont petits, car ils offrent alors une plus grande surface pour la recombinaison par unité de masse, mais c’est en vain qu’on en appellerait à la coagulation des grains pour échapper à leur emprise sur le taux d’ionisation, car quelque avancée que soit l’accrétion, il subsistera toujours une population de petits grains alimentée par la fragmentation collisionnelle des plus gros solides (e.g. Birnstiel et collab., 2010; Perez-Becker et Chiang, 2011). C’est donc la poussière qui devrait contrôler l’activité MRI du disque, au moins dans les régions externes.

Dans la quasi-totalité des calculs de taux d’ionisation avec poussière de la littérature,

¹En tenant compte des rayons cosmiques. Ce rayon est porté à 6 UA si seul le rayonnement X du Soleil est inclus.

celle-ci est supposée bien mélangée verticalement avec le gaz. Cependant, si celle-ci croît en taille, elle pourrait, tout en gardant le contrôle de l'ionisation du gaz, commencer à sédimenter, suivant le niveau de turbulence, vers le plan médian. Mais si la poussière quitte massivement les couches supérieures du disque, celles-ci, voyant leur taux d'ionisation augmenter, devrait devenir sujettes à la MRI et voir leur turbulence revigorée. Ce qui devrait rediffuser des grains vers les couches supérieures. On voit ici s'esquisser un *système couplé*, où la poussière et la turbulence interagissent mutuellement.

Inspiré par le travail de Lesaffre et collab. (2009) sur l'interaction turbulence MRI/énergie thermique, nous avons voulu étudier ce système analytiquement par le truchement d'un modèle réduit à deux équations régissant les variations du rapport poussière/gaz ϵ (les grains étant supposés d'une seule taille) et d'une fluctuation turbulente représentative y . Ces équations sont :

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \left(Qy^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial z} - v_{p,z}(z)\epsilon \right) \right] \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \gamma(\epsilon)y - Ay^3 \quad (6.2)$$

c'est-à-dire l'équation de continuité (identique à l'équation 1.24 en négligeant le terme radial), où le coefficient de diffusion revêt la forme $D_{zz} = Qy^2$ avec Q constant, et une équation dite de Landau (Landau et Lifshitz, 1959) qui exprime la compétition entre la croissance (linéaire) due à la MRI et la saturation non linéaire (avec A une constante). L'influence de la poussière sur l'ionisation est modélisée en rendant le taux de croissance γ (négativement) dépendant de ϵ .

Notre étude a montré qu'il existe bien une solution d'équilibre à ce système, et que *quelle que soit la forme de $\gamma(\epsilon)$* , cet équilibre est linéairement stable, comme pour un problème classique de diffusion. On peut en donner l'interprétation suivante : si un excès de poussière apparaît dans les couches supérieures, la chute de turbulence la fera refluer vers le plan médian pour compenser le défaut corrélatif qui s'y est creusé ; inversement, un défaut de poussière dans les couches supérieures avivera la turbulence qui ramènera l'excès corrélatif de poussière du plan médian vers elles. De manière générale, la distribution d'équilibre de la poussière présente un pic prononcé au plan médian, dû à la diminution de la turbulence à ce niveau (plus prononcée d'ailleurs que si l'on avait ignoré la sédimentation de la poussière), mais les ailes de la distribution s'élargissent dans les couches supérieures car la turbulence s'y rapproche des niveaux prévalant en l'absence de poussière.

Nous reproduisons ci-après notre article complet accepté aux *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. Nous déterminons dans un premiers temps les conditions où le couplage modélisé est pertinent, conditions correspondant essentiellement à la bordure

extérieure de la zone morte, pour des grains de poussière relativement gros (de l'ordre de la dizaine de microns en taille). Nous présentons ensuite notre modèle réduit, la solution d'équilibre générale, la preuve de la stabilité étant remise à l'annexe B. Un exemple concret de dépendance fonctionnelle de $\gamma(\epsilon)$ est ensuite développé à titre d'exemple avant la conclusion.

A Self-Consistent Reduced Model for Dusty Magnetorotationally Unstable Discs

Emmanuel Jacquet,¹ Steven Balbus^{2,3}

¹Laboratoire de Minéralogie et de Cosmochimie du Muséum, Muséum National d'Histoire Naturelle, 57 rue Cuvier, 75005 Paris, France

²Laboratoire de Radioastronomie, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris CEDEX 05, France

³Institut universitaire de France, Maison des Universités, 103 blvd. Saint-Michel, 75005 Paris, France

8 March 2012

ABSTRACT

The interaction between settling of dust grains and magnetorotational instability (MRI) turbulence in protoplanetary disks is analyzed. We use a reduced system of coupled ordinary differential equations to represent the interaction between the diffusion of grains and the inhibition of the MRI. The coupled equations are styled on a Landau equation for the turbulence and a Fokker-Planck equation for the diffusion. The turbulence-grain interaction is probably most relevant near the outer edge of the disk's quiescent, or “dead” zone. Settling is most pronounced near the midplane, where a high dust concentration can self-consistently suppress the MRI. Under certain conditions, however, grains can reach high altitudes, a result of some observational interest. Finally, we show that the equilibrium solutions are linearly stable.

Key words: protoplanetary discs – turbulence – (magnetohydrodynamics) MHD – instabilities – diffusion.

1 INTRODUCTION

The presence of small dust grains in protostellar disks is critical to the thermal, dynamical, and chemical behavior of the gas, and is a crucial observational diagnostic. One particularly important feature is that dust tends to stabilize disks against the magnetorotational instability (MRI), and to otherwise complicate our understanding of MHD processes in such systems (Stone et al. 2000; Sano et al. 2000; Salmeron & Wardle 2008; Bai & Goodman 2009). By readily adsorbing free electrons onto their surfaces the grains become charge carriers of very low mobility. In addition, the grains deplete the gas of alkali metal atoms, which are ordinarily a low ionization potential source of electrons. This causes the resistivity of the gas-dust mixture to rise dramatically and essentially suppress MRI-powered turbulence over a wide range of heliocentric distances. Indeed, inclusion of dust grains in resistivity calculations result in greater “dead zones” than predicted by gas-phase chemical networks alone (Sano et al. 2000; Bai & Goodman 2009).

Most studies thus far have assumed that dust grains were well-mixed over the vertical thickness of the disk (Sano et al. 2000; Salmeron & Wardle 2008; Bai & Goodman 2009). This is justified for small grains, which are tightly coupled to the gas. However, as grains grow in size, while still controlling the ionization of the gas, and gas becomes less dense, significant decoupling should occur, particularly at large heliocentric distances. In particular, if the gas is stabilized, the embedded grains will settle toward the disk midplane. At

this stage, depleted of its grains, the ionization rises and the gas may once again be vulnerable to the MRI. However, the ensuing turbulent agitation would *restir* the grains, diffusing them once again upward into the gas (e.g. Carballido et al. 2006). Of course, the grains would then suppress the same instability that allowed them to diffuse through the gaseous envelope. The “cycle of inconsistency” would continue...

How is this behavior ultimately resolved? It is possible to envision a middle ground. In a turbulent medium, the growth of fluctuations is generally set by a balance between linear (magnetic tension forces and resistive dissipation) and nonlinear (cascade) processes. If saturation occurs at low amplitudes where nonlinearity is of secondary importance, the balance may be more simply regulated by a marginal, near zero, linear growth rate. The presence of *some* level of turbulent fluctuations would diffuse dust, and rather than cut-off the instability, such diffusion might regulate its growth. Specifically, the turbulence could stir just enough dust into the gas to ensure marginal growth: an increase in fluctuations raises the effective resistivity (more dust), a decrease in fluctuations increases the effective conductivity (less dust). The question of the existence and stability of such a dynamical equilibrium is the focus of the current paper.

Our chosen method of investigation is to construct and study a reduced system of ordinary differential equations, designed to reproduce certain key features of real disks. Our mathematical problem consists of two coupled, nonlinear

equations, both of which are a common staple of reduced systems. The first is a simple nonlinear Landau equation (Landau & Lifshitz 1959) for the fluctuation amplitude. The second is a Fokker-Planck equation, with both drift and diffusive terms, for the concentration of dust grains. The diffusion coefficient of the Fokker-Planck equation is a function of the fluctuation level, whereas the growth rate of the Landau equation depends on the grain concentration. It is this particular mathematical coupling in our proxy system that makes it interesting for astrophysical applications. We are able to demonstrate the existence of stable solutions for our reduced systems.

This article is organized as follows: In Section 2, we investigate the conditions under which the interaction studied is relevant in the disk. In Section 3, we outline our reduced system and its equilibrium solution. Proof of its stability is deferred to Appendix B. In Section 4, we adopt a specific form for the growth rate for illustrative purposes. In Section 5, we conclude.

2 DUST AND MRI: A REVIEW

In this section, we review the role of dust on the MRI in a schematic way to orient the reader with respect to order-of-magnitude scalings, and to highlight the conditions under which the interaction of dust settling with the MRI may be relevant. There are three primary criteria for this:

- (i) The dust dominates recombination of ions and electrons.
- (ii) Nonideal MHD effects are important, but do not suppress MHD turbulence altogether.
- (iii) A substantial fraction of the dust grains can settle to the midplane.

We shall quantify each of these in the next subsections.

The disk is described in a cylindrical coordinate system, with R the heliocentric distance and z the height above the midplane. Since our calculations are local, we need not specify a global disk model but we shall normalize our results to values of order those of the minimum mass solar nebula (MMSN; Hayashi 1981) near an heliocentric distance of 10 AU. We will assume the disk to be axisymmetric and vertically isothermal, with the gas density given by:

$$\rho = \frac{\Sigma}{\sqrt{2\pi}H} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right), \quad (1)$$

with Σ the surface density, c_s the isothermal sound speed, $H = c_s/\Omega$ is the pressure scale height and Ω the Keplerian angular velocity. $P = \rho c_s^2$ is the corresponding pressure.

2.1 The ionization fraction

Consider a gas composed of neutrals, ions and electrons, and a population of dust grains, of respective number densities n_n , n_i , n_e and n_p , all assumed to be at the same temperature T . The neutrals are predominantly H_2 molecules and the ions are treated as one singly-charged species. The grains are assumed to be identical spheres of radius a and internal density ρ_s ; we also denote by $\rho_p = 4\pi\rho_s a^3 n_p/3$ the dust

mass density and by $\epsilon \equiv \rho_p/\rho$ the dust-to-gas mass ratio¹. We denote by ζ the ionization rate, which in the outer solar system shall be dominated by cosmic rays (Bai & Goodman 2009). The evolution equations for n_e and n_i are:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \zeta n_n - \beta_{\text{eff}} n_e n_i - I_e \pi a^2 v_{T_e} n_p n_e \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \zeta n_n - \beta_{\text{eff}} n_e n_i - I_i \pi a^2 v_{T_i} n_p n_i, \quad (3)$$

where β_{eff} is the effective gas-phase electron-ion recombination rate, $v_{T_{e,i}} \equiv \sqrt{8k_B T/\pi m_{i,e}}$ is a characteristic thermal speed, and $I_{e,i}$ the (averaged) product of the sticking coefficient and the focusing factor due to electrostatic effects (the \bar{J} of Draine & Sutin 1987).

In the absence of dust grains, using charge neutrality, the fractional abundance of electrons at equilibrium ionization is (Gammie 1996; Fromang et al. 2002):

$$\begin{aligned} x_e \equiv \frac{n_e}{n_n} &= \sqrt{\frac{\zeta}{\beta_{\text{eff}} n_n}} \\ &= 2 \times 10^{-10} \left(\frac{\zeta}{10^{-17} \text{ s}^{-1}} \frac{10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}}{\beta_{\text{eff}}} \frac{10^{-9} \text{ kg/m}^3}{\rho} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (4)$$

Since metal ions have a low recombination rate (see Appendix A), a small fraction of their cosmic abundance is then sufficient for x_e to allow widespread MRI activity (Fromang et al. 2002; Bai & Goodman 2009) *if dust is ignored*. The appreciable depletion ($\gtrsim 10\%$) of chondrites in moderately volatile elements (e.g. alkalis) relative to the total condensable matter (e.g. Scott & Krot 2003) suggests that these elements were not very efficiently removed from the *gas* phase. Their depletion in the gas phase likely did not exceed 1-2 orders of magnitude then (similarly to cold interstellar gas, e.g. Yin 2005), in contrast to the much stronger depletions envisioned in some parameter studies (e.g. Fromang et al. 2002; Ilgner & Nelson 2008; Flaig et al. 2012). Metals *per se* would thus be sufficiently abundant to significantly reduce the extent of the dead zone (Fromang et al. 2002; Bai & Goodman 2009) but this does not hold if dust is taken into account (Sano et al. 2000; Bai & Goodman 2009). Dust thus appears as the main agent acting to suppress the MRI.

If gas-phase recombination can be neglected (which we seek here to quantify), we have, at equilibrium:

$$\begin{aligned} x_e = \frac{4}{3} \frac{\zeta \rho_s a}{I_e \rho_p v_{T_e}} &= 3 \times 10^{-13} \frac{1}{I_e} \left(\frac{\zeta}{10^{-17} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{\rho_s a}{10^{-2} \text{ kg/m}^2} \right) \\ &\quad \left(\frac{10^{-11} \text{ kg/m}^3}{\rho_p} \right) \left(\frac{100 \text{ K}}{T} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (5)$$

The normalizing value of $\rho_s a = 10^{-2} \text{ kg/m}^2$ applies to micron-sized grains. The smaller the grains, the larger the area offered for recombination per unit mass, and hence the lower the ionization fraction. Since the equilibrium attainment timescale x_e/ζ is shorter than all other timescales of interest, chemical equilibrium will be assumed throughout.

¹ The grains are considered to be sufficiently large to ignore the effects of their electrical charge on their own dynamics and their direct contribution to the current density (see Wardle 2007) and thence nonideal MHD terms (but see Bai (2011) for the effects PAH-sized grains).

Neglect of electron-ion recombination is warranted if:

$$\begin{aligned} \frac{\beta_{\text{eff}} n_i n_e}{\zeta n_n} &= \frac{16 (m_e m_i)^{1/2} \beta_{\text{eff}} \zeta}{9 m_{H_2}^2 I_e I_i P} \left(\frac{\rho_s a}{\epsilon} \right)^2 \\ &\approx \frac{10^{-4}}{I_e I_i} \left(\frac{\zeta}{10^{-17} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{\beta_{\text{eff}}}{10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}} \right) \\ &\quad \left(\frac{\rho_s a}{10^{-2} \text{ kg/m}^2} \frac{10^{-2}}{\epsilon} \right)^2 \left(\frac{10^{-3} \text{ Pa}}{P} \right) \\ &\ll 1. \end{aligned} \quad (6)$$

(Some justification of the normalizing value for β_{eff} is provided in Appendix A, where the molecular ion/metal ion ratio is estimated). Under this condition, the dust may be said to control the ionization fraction as required by criterion (i). Note that our focus on dust properties is strictly justified if its impact on the ionization fraction is not overshadowed by vertical variations of the ionization rate, which is satisfied if e.g. the gas column density is smaller than the stopping grammage of the ionizing radiations ($9.6 \times 10^2 \text{ kg/m}^2$ for cosmic rays according to Umebayashi & Nakano 1981).

2.2 MRI activity

The reduced ionization due to dust enhances nonideal terms in the induction equation, whose importance we now quantify. Various dimensionless numbers have been defined in the literature depending on the diffusivity regime, and the thresholds for MRI activation are still being debated, so we shall restrict ourselves to two of them, pertaining to ohmic and ambipolar diffusion, respectively:

Ohmic diffusion is believed to dominate near the midplane (e.g. Salmeron & Wardle 2008). The importance of Ohmic diffusivity η_0 is measured by the magnetic Reynolds number, which, if we inject equation (5), is given by²

$$\begin{aligned} \text{Re}_M &\equiv \frac{c_s^2}{\eta_0 \Omega} = \frac{\pi \mu_0 e^2 \sigma_0 \zeta \rho_s a}{8 m_{H_2} I_e \Omega \rho_p} \\ &= \frac{50}{I_e} \left(\frac{R}{10 \text{ AU}} \right)^{3/2} \left(\frac{\zeta}{10^{-17} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{\rho_s a}{10^{-2} \text{ kg/m}^2} \right) \\ &\quad \left(\frac{10^{-11} \text{ kg/m}^3}{\rho_p} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

with $\sigma_0 = 10^{-19} \text{ m}^2$ the neutral-electron cross-section (Draine et al. 1983). Currently estimated thresholds for Re_M for good coupling between the gas and magnetic fields are $10^{2 \pm 2}$ (Fromang et al. 2002).

The importance of ambipolar diffusion, which may dominate in the upper layers of the disk (Perez-Becker & Chiang 2011), is measured by the dimensionless ion-neutral collision rate (per neutral molecule):

$$\begin{aligned} \text{Am} &\equiv \frac{x_i n_n \beta_{\text{in}}}{\Omega} = \frac{4}{3} \frac{\beta_{\text{in}} \zeta}{I_i m_{H_2} v_{T_i} \Omega} \frac{\rho_s a}{\epsilon} \\ &= \frac{0.5}{I_i} \sqrt{\frac{m_i}{m_{H_2}}} \left(\frac{\zeta}{10^{-17} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{\rho_s a}{10^{-2} \text{ kg/m}^2} \right) \\ &\quad \left(\frac{10^{-2}}{\epsilon} \right) \left(\frac{100 \text{ K}}{T} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{10 \text{ AU}} \right)^{3/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

² We use $\eta_0 = 4v_{Te} m_e \sigma_0 / (3\mu_0 e^2 x_e)$ from equations (9), (24) and (25) of Balbus (2011).

with $\beta_{\text{in}} = 1.9 \times 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$ the ion-neutral collision rate coefficient (Draine et al. 1983). The threshold for good coupling between ions and neutrals is of order $1 - 10^2$ (Perez-Becker & Chiang 2011; Bai & Stone 2011).

As mentioned previously, other dimensionless numbers exist in the literature but as these are proportional to the ionization fraction, their dependence on dust properties is subsumed in the factor $\rho_s a / \rho_p$, or equivalently $\rho_s a / \epsilon$.

The condition (ii) that the turbulence level is a strong function of ionization is met when the magnetic coupling is marginally good, i.e. when the dimensionless number pertaining to the relevant diffusivity regime is close to its threshold value for ideal MHD. In other words, the region most relevant to our analysis is near the outer edge of the dead zone. From equations (7) and (8), this edge may be expected to be at $\sim 10 \text{ AU}$ from the Sun in a MMSN, as it was in the detailed calculations of Bai & Goodman (2009).

2.3 Grain dynamics

The dynamics of solid grains are dictated by gas drag. For grains small compared to the gas mean free path, the stopping time is (Epstein 1924)

$$\tau = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\rho_s a}{\rho c_s}. \quad (9)$$

For small grains ($\tau \ll \Omega^{-1}$), the vertical drift velocity of the grains is given by (Dubrulle et al. 1995):

$$v(z) = -\Omega^2 \tau z. \quad (10)$$

Settling is counteracted by turbulent diffusion, which tends to stir dust particles above the midplane. The vertical diffusion coefficient may be parameterized as:

$$D_z = \delta_z \frac{c_s^2}{\Omega}, \quad (11)$$

where δ_z is a dimensionless parameter of order the standard α parameter (e.g. Johansen et al. 2006).

With these notations, equilibrium between diffusion and settling is attained on a timescale

$$t_{\text{vert}} = \frac{1}{\Omega \delta_z \max(1, S_z)} = 50 \text{ ka} \left(\frac{10^{-4}}{\delta_z \max(1, S_z)} \right) \left(\frac{R}{10 \text{ AU}} \right)^{3/2} \quad (12)$$

and the equilibrium thickness of the dust layer is $H_p = H/\sqrt{1 + S_z}$ (Cuzzi et al. 1996). We have introduced

$$\begin{aligned} S_z &\equiv \frac{\Omega \tau}{\delta_z} = \frac{\pi \rho_s a}{2 \Sigma \delta_z} \\ &= 20 \left(\frac{\rho_s a}{10^{-2} \text{ kg/m}^2} \right) \left(\frac{10^{-5}}{\delta_z} \right) \left(\frac{10^2 \text{ kg/m}^2}{\Sigma} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

where τ and δ_z are evaluated at the midplane ($z = 0$). S_z is thus a measure of the settling of dust relative to the gas. Significant settling of dust, with interesting feedback on the MRI, corresponds to $S_z \gg 1$. This implies (1) relatively low surface densities (as expected far from the Sun) (2) relatively big grains, say $10^{1 \pm 1} \mu\text{m}$ (but likely no larger for dust to retain control of the ionization fraction), presumably as a result of coagulation or (3) a low turbulence level around the midplane, or a combination thereof. Low values of $\delta_z < 10^{-4}$ are seen around the midplane in numerical simulations of layered accretion (e.g. Fleming & Stone 2003;

Igner & Nelson 2008; Oishi & Mac Low 2009; Turner et al. 2010; Okuzumi & Hirose 2011; Flaig et al. 2012). Note that while Turner et al. (2010) did account self-consistently for the dynamics of dust as well as its role on the ionization fraction, no significant effect of dust motion was found (see e.g. their figure 14), but this is because maximum (midplane) values of S_z were only 0.2, 0.8 and 1 for the runs with 1 μm , 10 μm and 100 μm grains, respectively³.

With these numerical estimates setting the scales, we turn to a reduced model of interaction between dust and MRI turbulence.

3 REDUCED MODEL

3.1 General Equations

Consider a vertical section of a protostellar disk. We denote by y a turbulent fluctuation of the gas (with ϵ still denoting the dust-to-gas ratio). Our reduced model consists of the following system of equations:

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \left(Qy^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial z} - v(z)\epsilon \right) \right] \quad (14)$$

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \gamma(\epsilon)y - Ay^3 \quad (15)$$

Equation (15) may also be rewritten as:

$$\frac{\partial y^2}{\partial t} = 2\gamma(\epsilon)y^2 - 2Ay^4 \quad (16)$$

The first equation (14) is a diffusion equation for the grains with a drift term proportional to the velocity $v(z)$. It has a standard Fokker-Planck form. The second equation (15) is a Landau equation (Landau & Lifshitz 1959) for nonlinearly damped fluctuations. The constant Q relates y to the vertical diffusion coefficient $D_z = Qy^2$ and the constant A characterizes the nonlinear saturation. Linear growth and damping (here MRI-driven) are embodied in γ the nominal rate coefficient, which depends on ϵ by assumptions (i) and (ii) in Section 2. The form of $\gamma(\epsilon)$ is at this point unprescribed, but it is assumed to be a positive, differentiable quantity. Physically, we would expect it to be a monotonically decreasing function of ϵ . It would reach an asymptotic value for ϵ below the threshold for recombination on dust grains to be important (see equation (6)), which corresponds to the dust-free (not necessarily ideal) MHD turbulence value. For ϵ above another threshold, MRI-powered turbulence is suppressed, but other instabilities (e.g. Weidenschilling 1980; Youdin & Goodman 2005; Latter et al. 2010; Lesur & Papaloizou 2010) may help maintain a minimum level of turbulence and establish a dynamical equilibrium.⁴

³ We identify δ_z with α evaluated from their figure 7.

⁴ The Landau equation used here ignores any transport within the gas, e.g. from the active layers to the dead zone (Fleming & Stone 2003; Turner & Sano 2008) but were we to add a term $\frac{\partial}{\partial z} \left(Qy^2 \frac{\partial y^2}{\partial z} \right)$ in the Landau equation (16), its ratio with e.g. Ay^4 would be of order $Qk^2/A \sim (\Omega/\gamma)(S_z + 1)\delta_z \ll 1$ with $k \sim H_p^{-1}$ the reciprocal lengthscale of variation and it would thus be negligible.

3.2 Equilibrium solution

Equilibrium implies:

$$\frac{\partial \ln \epsilon}{\partial z} = \frac{v(z)}{Qy^2} \quad (17)$$

$$y^2 = \frac{\gamma(\epsilon)}{A} \quad (18)$$

Plugging equation (18) in equation (17) and integrating with respect to z yields:

$$\int_{\epsilon(0)}^{\epsilon} \frac{\gamma(\epsilon) d\epsilon}{\gamma_{df} \epsilon} = -S_{zdf} \left(e^{z^2/2H^2} - 1 \right), \quad (19)$$

where we have introduced $\gamma_{df} \equiv \gamma(\epsilon = 0)$, the dust-free value of the growth rate, and $S_{zdf} = A\tau(0)c_s^2/\gamma_{df}$ the corresponding value of S_z . The value of $\epsilon(0)$ must satisfy:

$$\bar{\epsilon} \equiv \frac{1}{\Sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_p(z) dz = \frac{1}{\sqrt{2\pi}H} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon(z) e^{-z^2/2H^2} dz, \quad (20)$$

where we have introduced the dust-to-gas column density ratio $\bar{\epsilon}$. If we approximate $\epsilon(0) \approx \bar{\epsilon}\sqrt{1+S_z}$ (see Section 2.3), where S_z is evaluated at the midplane, this may be replaced by the following simplified relation:

$$S_z = S_{zdf} \frac{\gamma_{df}}{\gamma(\bar{\epsilon}\sqrt{1+S_z})}. \quad (21)$$

In principle, depending on the mathematical expression of $\gamma(\epsilon)$ and on the values of S_{zdf} and $\bar{\epsilon}$, it is conceivable that more than one solution exists in terms of S_z , or, equivalently, $\epsilon(0)$, or even none if γ vanishes too rapidly with increasing ϵ (which however seems unrealistic, see Section 3.1).

We show in Appendix B that *regardless* of the form of $\gamma(\epsilon)$, the equilibrium is linearly *stable*. From equation (B6) in the appendix, one estimate the damping timescale to be $t_{\text{vert}}(\lambda/H_p)^2$ with λ the vertical lengthscale of variation of the perturbation: this is basically a diffusion timescale. Physically, if we schematically distinguish between a “mid-plane zone” and an “atmosphere zone”, we may interpret the lack of instability due to a dust-controlled diffusivity as follows: if the “atmosphere” has excess dust, diminishing turbulence there will make the dust flow toward the midplane to cancel the corresponding dust depletion. If, on the other hand, the atmosphere has a dust depletion, enhanced turbulence will soak the excess dust from the midplane through the “interface” between the two.

4 EXAMPLE

As an example, consider the following functional dependence for the growth rate:

$$\gamma(\epsilon) = \frac{\gamma_{df}}{1 + \epsilon/\epsilon_*}. \quad (22)$$

One may think of ϵ_* as the critical value of ϵ for which the relevant dimensionless number of Section 2.2 is at its threshold value. The asymptotic value of the growth rate for $\epsilon \gg \epsilon_*$ is zero, i.e. we ignore any “background” hydrodynamical turbulence.

Figure 1. Plot of the equilibrium dust-to-gas ratio ϵ profile, assuming the dependence of the growth rate on ϵ in equation (22). Curves are drawn for $S_{zdf} = 1$ (i.e., marginal settling for dust-free turbulence levels) for different values of $\epsilon(0)/\epsilon_*$ as marked on the figure, assuming a dust/gas column density ratio of 10^{-2} .

Figure 2. Plot of the left-hand-side (continuous) and the right-hand-side (dashed) of the simplified equation (21) for the example functional dependence of the growth rate displayed in equation (22). For any parameter, there is always one unique solution (corresponding to the intersection between the two curves) for this functional dependence. Here, $\bar{\epsilon}/\epsilon_* = 10$ and $S_{zdf} = 1$.

We obtain from equation (19):

$$\epsilon(z) = \left(\left(\frac{1}{\epsilon_*} + \frac{1}{\epsilon(0)} \right) \exp \left(S_{zdf} (e^{z^2/2H^2} - 1) \right) - \frac{1}{\epsilon_*} \right)^{-1}. \quad (23)$$

This is plotted in Fig. 1. It is seen that enhanced dust abundance at the midplane entails an enhanced settling efficiency, hence a peaked distribution. But as $|z|$ increases and thus the dust fraction drops, turbulence can increase and the profile becomes shallower, until dust no longer affects the turbulence level, by which altitude one has:

$$\epsilon(z) \approx \frac{\exp(-S_{zdf}(e^{z^2/2H^2} - 1))}{\frac{1}{\epsilon_*} + \frac{1}{\epsilon(0)}}, \quad (24)$$

that is, $(1 + \epsilon(0)/\epsilon_*)^{-1}$ times the result for a vertically con-

Figure 3. Radial variation of the turbulence parameter δ_z (evaluated at the midplane) in a MMSN assuming that the growth rate is given by equation (22). We assume a constant dust-to-gas column density ratio $\bar{\epsilon} = 0.01$, $\rho_s a = 0.1 \text{ kg/m}^2$ (i.e. $30 \mu\text{m}$ -radius grains), $\delta_{zdf} = 10^{-3}$ and take $\epsilon_* = 10^{-3}(R/10 \text{ AU})^{3/2}$ (to mimic the dependence on Ω of dimensionless numbers pertaining to nonideal MHD in Section 2.2). The dotted line is the estimate ignoring vertical settling and the continuous line is the self-consistent estimate using simplified equation (21).

stant δ_z (e.g. Fromang & Nelson 2009), a depletion due to the aforementioned enhanced dust concentration at the midplane. If $\epsilon(0) \gg \epsilon_*$, the self-consistently determined dust concentration profile sets the vertical extent of the dead zone and the active layers.

The mass balance constraint on dust expressed by equation (20) reads here:

$$\bar{\epsilon} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{\left(\frac{1}{\epsilon_*} + \frac{1}{\epsilon(0)} \right) \exp(S_{zdf}(e^{x^2} - 1)) - \frac{1}{\epsilon_*}} dx \quad (25)$$

Since the right-hand-side is a monotonic function of $\epsilon(0)$, increasing from 0 to $+\infty$, there is always one unique solution, given S_{zdf} and $\bar{\epsilon}$.

The simplified equation (21), illustrated graphically in Fig. 2, may be solved for S_z as:

$$S_z = S_{zdf} \left[1 + \frac{S_{zdf}}{2} \left(\frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_*} \right)^2 + \sqrt{(1 + S_{zdf}) \left(\frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_*} \right)^2 + \frac{S_{zdf}^2}{4} \left(\frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_*} \right)^4} \right] \quad (26)$$

If $\bar{\epsilon} \ll \epsilon_*$ and $S_{zdf}(\bar{\epsilon}/\epsilon_*)^2 \ll 1$, there is essentially no effect of dust and $S_z \approx S_{zdf}$. At the other extreme, if $S_{zdf} \max((\bar{\epsilon}/\epsilon_*), (\bar{\epsilon}/\epsilon_*)^2) \gg 1$, we have:

$$S_{zdf} \approx \left(S_{zdf} \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_*} \right)^2 = \left(\frac{\pi}{2} \frac{\bar{\epsilon}}{\Sigma \delta_{zdf} c_*} \right)^2, \quad (27)$$

where we have set $\epsilon_* = c_* \rho_s a$, with c_* independent of dust properties, in order to account for the dependence of the ionization fraction on grain size (see Section 2.1). We see that, in this limit, the dependences of settling on grain size cancel out. This is because for a given dust concentration, larger grains drift more rapidly toward the midplane, but at

the same time allow higher turbulence levels. Certainly, this (asymptotically) exact cancellation is specific to the dependence we have chosen, but the simulations of Turner et al. (2010) show only a weak dependence of S_z on size, with the former varying by a factor of ~ 5 despite a two-order-of-magnitude variation of the latter (see Section 2.3).

Extrapolating for a range of heliocentric distances, we have plotted the radial profile of δ_z *evaluated at the mid-plane* in figure 3. It is seen that ignoring settling of grains leads to an overestimate of δ_z and hence an underestimate of the heliocentric distance of the outer edge of the dead zone. This is because settling induces larger dust concentrations at the midplane, compared to the perfect vertical mixing assumption, and thus lower turbulence levels there. As to the *vertically averaged* δ_z —a proxy for the standard α parameter—ignoring settling would lead to an underestimate of its value, since γ is here a convex function of ϵ , but in general, the effect of settling on this average depends on the particular mathematical form of $\gamma(\epsilon)$.

5 CONCLUSION

We have studied the interaction between MRI turbulence and dust grains, allowing the dust to control the ionization level (and thus MHD turbulence level), while turbulent fluctuations inhibit dust grain settling to the disk midplane. We have used a reduced model consisting of two coupled equations: a Landau equation for the turbulent fluctuation amplitude and a Fokker-Planck equation governing the vertical dynamics of the grains via a fluctuation-dependent diffusion coefficient. Unconditionally stable equilibrium solutions for the vertical grain distribution were found. Compared with models in which the turbulent fluctuation level is constant with height, the solutions were significantly more concentrated near the midplane, with a lower level of MHD turbulence in this region.

From simple estimates of the ionization fraction and the settling parameter, we found that the interaction studied here is most relevant near the outer edge of the disk's dead zone. Indeed, the grains are likely to determine the dead zone morphology, and will likely control the region's heliocentric extent. Also, an enhanced settling could lead to flatter disks and hence steeper decreases of temperature with heliocentric distance. Thus, the model may be used in conjunction with numerical simulations (global or local), to sharpen observational predictions that will be of great interest when ALMA becomes fully operational.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the anonymous referee for his/her review and for bringing some additional caveats to our model.

REFERENCES

- Bai, X. & Goodman, J. 2009, *ApJ*, 701, 737
 Bai, X.-N. 2011, *ApJ*, 739, 51
 Bai, X.-N. & Stone, J. M. 2011, *ApJ*, 736, 144

- Balbus, S. A. 2011, *Magnetohydrodynamics of Protostellar Disks*, ed. P. J. V. Garcia (University of Chicago Press), 237–282
 Carballido, A., Fromang, S., & Papaloizou, J. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 373, 1633
 Cuzzi, J. N., Dobrovolskis, A. R., & Hogan, R. C. 1996, in *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, ed. R. Hewins, R. Jones, & E. Scott, 35–43
 Draine, B. T., Roberge, W. G., & Dalgarno, A. 1983, *ApJ*, 264, 485
 Draine, B. T. & Sutin, B. 1987, *ApJ*, 320, 803
 Dubrulle, B., Morfill, G., & Sterzik, M. 1995, *Icarus*, 114, 237
 Epstein, P. S. 1924, *Phys. Rev.*, 23, 710
 Flaig, M., Ruoff, P., Kley, W., & Kissmann, R. 2012, *MNRAS*, 420, 2419
 Fleming, T. & Stone, J. M. 2003, *ApJ*, 585, 908
 Fromang, S. & Nelson, R. P. 2009, *A&A*, 496, 597
 Fromang, S., Terquem, C., & Balbus, S. A. 2002, *MNRAS*, 329, 18
 Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
 Hayashi, C. 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35
 Ilgner, M. & Nelson, R. P. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 483, 815
 Johansen, A., Klahr, H., & Mee, A. J. 2006, *MNRAS*, 370, L71
 Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. 1959, *Fluid mechanics*, ed. Landau, L. D. & Lifshitz, E. M.
 Latter, H. N., Bonart, J. F., & Balbus, S. A. 2010, *MNRAS*, 405, 1831
 Lesur, G. & Papaloizou, J. C. B. 2010, *A&A*, 513, A60
 Lodders, K. 2003, *ApJ*, 591, 1220
 Oishi, J. S. & Mac Low, M.-M. 2009, *ApJ*, 704, 1239
 Okuzumi, S. & Hirose, S. 2011, *The Astrophysical Journal*, 742, 65
 Perez-Becker, D. & Chiang, E. 2011, *ApJ*, 727, 2
 Salmeron, R. & Wardle, M. 2008, *MNRAS*, 388, 1223
 Sano, T., Miyama, S. M., Umebayashi, T., & Nakano, T. 2000, *ApJ*, 543, 486
 Scott, E. R. D. & Krot, A. N. 2003, *Treatise on Geochemistry*, 1, 143
 Stone, J. M., Gammie, C. F., Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 2000, *Protostars and Planets IV*, 589
 Turner, N. J., Carballido, A., & Sano, T. 2010, *ApJ*, 708, 188
 Turner, N. J. & Sano, T. 2008, *ApJ Letters*, 679, L131
 Umebayashi, T. & Nakano, T. 1981, *PASJ*, 33, 617
 Wardle, M. 2007, *Astrophysics and Space Science*, 311, 35
 Weidenschilling, S. J. 1980, *Icarus*, 44, 172
 Yin, Q. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 341, *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ed. A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, 632–644
 Youdin, A. N. & Goodman, J. 2005, *ApJ*, 620, 459

APPENDIX A: ESTIMATION OF THE MOLECULE/METAL ION RATIO

In this appendix, we provide some justification of the normalization chosen for β_{eff} in Section 2.1. To that end, we estimate the ratio between the number density n_{m^+} of molecular ions (m^+ , e.g. HCO^+) and that n_{M^+} of metal ions (M^+ , e.g. Mg^+ , Na^+). We thus need to refine the model in the main text by distinguishing between the two. The resulting governing equations are the same as Fromang et al. (2002), whose notation we adopt, with the addition of grains:

$$\frac{\partial n_{m^+}}{\partial t} = \zeta n_n - \beta n_e n_{m^+} - \beta_t n_M n_{m^+} - I_{m^+} \pi a^2 v_{Tm^+} n_p n_{m^+} \quad (\text{A1})$$

$$\frac{\partial n_{M^+}}{\partial t} = \beta_t n_M n_{m^+} - \beta_r n_{M^+} n_e - I_{M^+} \pi a^2 v_{TM^+} n_p n_{M^+}, \quad (\text{A2})$$

with n_M the metal number density, $\beta = 3 \times 10^{-13}$ ($100 \text{ K}/T$)^{1/2} m³/s the dissociative recombination rate coefficient for molecular ions, $\beta_r = 3 \times 10^{-18}$ ($100 \text{ K}/T$)^{1/2} m³/s the radiative recombination rate coefficient for metal atoms and $\beta_t = 3 \times 10^{-15}$ m³/s the rate coefficient of charge transfer from molecular ions to metal atoms.

Equation (3) is retrieved by summing these equations, recalling that $n_i = n_{m^+} + n_{M^+}$, if one puts:

$$\frac{1}{\sqrt{m_i}} = \frac{1}{n_i} \left(n_{M^+} \frac{1}{\sqrt{m_{M^+}}} + n_{m^+} \frac{1}{\sqrt{m_{m^+}}} \right) \quad (\text{A3})$$

$$I_i = \sqrt{m_i} \left(\frac{I_{M^+}}{\sqrt{m_{M^+}}} \frac{n_{M^+}}{n_i} + \frac{I_{m^+}}{\sqrt{m_{m^+}}} \frac{n_{m^+}}{n_i} \right) \quad (\text{A4})$$

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{n_{M^+}}{n_i} \beta_r + \frac{n_{m^+}}{n_i} \beta \quad (\text{A5})$$

At equilibrium, provided that

$$\frac{\beta_r n_{M^+} n_e}{I_{M^+} v_{TM^+} \pi a^2 n_p n_{M^+}} = \frac{4}{3} \frac{x_e \beta_r \rho_s a}{\epsilon I_{M^+} v_{TM^+} m_{H_2}} \ll 1, \quad (\text{A6})$$

that is, if we plug in equation (5) for x_e ,

$$\left(\frac{\rho_s a}{\epsilon} \right)^2 \frac{\sqrt{m_e m_{M^+}}}{I_e I_{M^+} m_{H_2}^2} \frac{\zeta \beta_r}{P} \ll 1, \quad (\text{A7})$$

which, given that $\beta_r \ll \beta$, is essentially guaranteed by inequality (6), we draw from equation (A2):

$$\frac{n_{m^+}}{n_{M^+}} = \frac{3}{4} \frac{I_{M^+} v_{TM^+} m_{H_2} \epsilon}{\rho_s a \beta_t x_M} = 10^{-3} I_{M^+} \left(\frac{T}{100 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{\epsilon}{10^{-2}} \right) \left(\frac{10^{-2} \text{ kg/m}^2}{\rho_s a} \right) \left(\frac{10^{-7}}{x_M} \right) \quad (\text{A8})$$

where $x_M \equiv n_M/n_n$. It is normalized to a reasonable value considering the solar abundances for e.g. Na, Mg, Si, K, Fe ($\log(M/H) = -5.70, -4.45, -4.46, -6.89, -4.53$, respectively; Lodders 2003) and the expected 1-2 order-of-magnitude depletion due to condensation (see Section 2.1). Then, to a good approximation (if that ratio is larger than 10^{-5}), $\beta_{\text{eff}} \approx (n_{m^+}/n_{M^+})\beta$, justifying the normalization

chosen for β_{eff} in inequality (6). The latter then becomes:

$$\begin{aligned} \frac{\beta_{\text{eff}} n_i n_e}{\zeta n_n} &\approx \frac{\sqrt{m_e m_i} I_{M^+}}{m_{H_2}} \frac{\beta}{I_e I_i} \frac{v_{TM^+}}{\beta_t} \frac{\rho_s a}{x_M} \frac{\zeta}{\epsilon P} \\ &\approx 10^{-4} \left(\frac{\zeta}{10^{-17} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{10^{-3} \text{ Pa}}{P} \right) \left(\frac{10^{-2}}{\epsilon} \right) \\ &\quad \left(\frac{\rho_s a}{10^{-2} \text{ kg/m}^2} \right) \left(\frac{10^{-7}}{x_M} \right) \\ &\ll 1 \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

APPENDIX B: LINEAR STABILITY ANALYSIS

We consider the behavior of the equilibrium solution of our reduced model system (14) and (16) to linear perturbations with a time dependence of the form $\exp(st)$. The linearized form of equations (14) and (16) is:

$$s \rho \delta \epsilon = \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \left(Q y^2 \frac{\partial \delta \epsilon}{\partial z} + Q \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \delta y^2 - v(z) \delta \epsilon \right) \right) \quad (\text{B1})$$

$$s \delta y^2 = 2\gamma'(\epsilon) y^2 \delta \epsilon + 2(\gamma(\epsilon) - 2A y^2) \delta y^2. \quad (\text{B2})$$

Using background equation (18), equation (B2) yields:

$$\delta y^2 = \frac{\gamma'(\epsilon) y^2 \delta \epsilon}{\gamma(\epsilon) + s/2}, \quad (\text{B3})$$

Then, using equation (17), and provided $2\gamma + s \neq 0$, equation (B1) may be rewritten as:

$$s \rho \delta \epsilon = \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{Q y^2}{h} \frac{\partial}{\partial z} (h \delta \epsilon) \right) \quad (\text{B4})$$

With⁵:

$$h = \begin{cases} \frac{1}{\epsilon} |\gamma + \frac{s}{2}| \exp(-i \arctan \frac{\frac{1}{2} |\gamma + \frac{s}{2}|}{\text{Im}s}) & \text{if } \text{Im}s = 0 \\ \frac{1}{\epsilon} |\gamma + \frac{s}{2}| \exp(-i \arctan \frac{\frac{1}{2} |\gamma + \frac{s}{2}|}{\text{Im}s}) & \text{if } \text{Im}s \neq 0 \end{cases} \quad (\text{B5})$$

where Re and Im denote the real and imaginary parts, respectively. If we multiply equation (B4) by $(h \delta \epsilon)^*$ and integrate over z , we obtain:

$$s = - \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q y^2}{h} \left| \frac{\partial}{\partial z} (h \delta \epsilon) \right|^2 \rho dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} h^* |\delta \epsilon|^2 \rho dz} \quad (\text{B6})$$

We now want to show that this equation implies that the real part of s (i.e. the growth rate of the perturbation) is negative, i.e. that the system is linearly stable. We distinguish two cases:

Case 1: Im s = 0. In this case h is real and positive. It is then clear from equation (B6) that s must be real and negative⁶.

Case 2: Im s \neq 0. We proceed *ab absurdo*, by supposing $\text{Re}s > 0$. Then, $2\gamma + \text{Re}s$ is always strictly positive, from

⁵ We use the fact that

$$\frac{d}{dt} \left(\ln|t-w| + i \arctan \frac{t - \text{Re}w}{\text{Im}w} \right) = \frac{1}{t-w},$$

for t a real variable and w a complex constant.

⁶ Recall that in writing equation (B6), we had assumed that $2\gamma + s$ was nonzero everywhere; if that is not the case, it is clear that s would be a negative real number in that case too.

which it follows, from the definition of h (equation (B5)) that:

$$\begin{cases} -\frac{\pi}{2} < \arg h < 0 & \text{if } \text{Im}s > 0 \\ 0 < \arg h < \frac{\pi}{2} & \text{if } \text{Im}s < 0 \end{cases} \quad (\text{B7})$$

where $\arg h$ is the real number (between $-\pi$ and π) satisfying $h = |h|\exp(i\arg h)$. In the complex plane, for a given eigenvector (and thus a fixed $\text{Im}s$), h is thus confined to a determined quadrant. Thus, the integrand in each of the integrals of (B6) is always in the symmetric quadrant with respect to the real axis (because $\arg(1/h) = \arg(h^*) = -\arg h$). Same holds for the integrals themselves. It follows that the *phase* of the *ratio* of these integrals, which equals the *difference* of the *phases* of these two integrals, cannot be larger than $\pi/2$ in absolute value. In other words, the ratio of the integrals has a positive real part and hence $\text{Re}s < 0$. This contradicts the hypothesis and s must thus have a negative real part.

6.2 La phase linéaire de l'instabilité d'écoulement

Pendant l'essentiel de la partie astrophysique de ce mémoire, nous avons évoqué les conséquences de la force de frottement qu'opérait le gaz sur les solides, telle qu'exprimée par l'équation (1.18). En vertu de la troisième loi de Newton (principe de l'action et de la réaction), il existe corrélativement une force de frottement du solide sur le gaz, dont l'expression par unité de volume est :

$$\mathbf{f}_{\text{drag}}(p \rightarrow g) = -\frac{\rho_p}{m_p} \mathbf{F}_{\text{drag}}(g \rightarrow p) = \rho \epsilon \frac{\mathbf{v}_p - \mathbf{u}}{\tau} \quad (6.3)$$

avec $\epsilon \equiv \rho_p/\rho$, et où, rappelons-le, ρ_p désigne la densité des solides dans leur ensemble, modélisés comme un fluide. Si, pour $\epsilon \sim 10^{-2}$ donné par les abondances cosmiques, l'accélération du gaz est négligeable comparée à celle des solides, il n'en est plus de même lorsque, dans le plan médian par exemple, ce rapport est de l'ordre de l'unité. Alors, on peut s'attendre à une certaine collectivisation du mouvement des solides via leur interaction avec le gaz, et ce alors que les interactions gravitationnelles directes entre les solides sont négligeables. Et de fait, Youdin et Goodman (2005) ont découvert analytiquement que l'équilibre gaz-poussière calculé par Nakagawa et collab. (1986) était instable, et pouvait favoriser la concentration de poussière, ainsi que les simulations de Youdin et Johansen (2007), Johansen et Youdin (2007) et Bai et Stone (2010) l'ont confirmé (voir aussi Fig. 6.1), et ce d'autant mieux que les solides approchaient $\text{St}=1$. C'est l'instabilité d'écoulement (*streaming instability*). Johansen et collab. (2007) ont vérifié que les niveaux de concentration atteints étaient suffisants pour initier des effondrements gravitationnels.

Si étudiée que soit la saturation non linéaire de l'instabilité d'écoulement, l'interprétation de sa phase linéaire reste encore obscure. Youdin et Johansen (2007) ont mis en garde contre des *toy models* simples : par exemple, la variation de la vitesse de dérive varie avec la densité totale (gaz et poussière), si elle était pertinente dans la phase non linéaire, ne donnait lieu dans la phase linéaire qu'à des ondes stables. Chiang et Youdin (2010) ont proposé que cette instabilité pouvait être comprise à l'aide d'un modèle réduit unidimensionnel primitivement introduit par Goodman et Pindor (2000), où un fluide est soumis à une force de friction (intégrée verticalement) en $-\Sigma \nu_d(\Sigma) v$ avec v la vitesse du fluide, Σ la densité de surface et ν_d un coefficient de frottement dépendant de la masse. Mais il n'est pas clair dans quelle mesure ce modèle réduit peut s'appliquer à l'instabilité d'écoulement, qui est locale, et dont les temps de freinage ne dépendent pas de la densité de fluides freinés dans les équations de base.

FIG. 6.1 – Simulations non stratifiées (sans composante verticale du champ gravitationnel solaire), bi- (*gauche*) et tri- (*droite*) dimensionnelles de l’instabilité d’écoulement à partir d’une perturbation à l’équilibre (selon le vecteur propre “linA” de Youdin et Johansen 2007). Paramètres initiaux : $\epsilon = 3$, $St=0,1$, $\eta v_K/c_s=0,05$. Simulations tirées de mon stage de M1 à l’université de Princeton, sous la direction de James Stone.

Nous avons revisité cette instabilité linéaire pour contribuer à son interprétation (Jaquet et collab., 2011a)—article que nous avons inséré à la fin de cette section. Nous avons établi, au moyen d’approximations successives, un modèle réduit, à trois équations (équations de continuité de la poussière et du gaz, équation d’Euler pour la composante verticale) qui continue de reproduire l’instabilité du système complet. Nous avons également montré qu’elle disparaissait en l’absence de rotation ou d’une dérive initiale entre le gaz et la poussière. Enfin nous avons montré que la croissance d’une perturbation ne pouvait se faire qu’en des maxima de pression (ou plus précisément, de maxima de perturbation à la pression d’équilibre, qui a un gradient radial).

Sur la base de ces résultats, notre interprétation est essentiellement la suivante : Supposons qu’il se crée un maximum de pression en un lieu. Comme la vitesse de dérive de la poussière est orientée vers les pressions croissantes (voir équation (1.25)), ce maximum attire la poussière. Cette poussière entraîne du gaz vers ce maximum qui s’en retrouve renforcé. Et la boucle continue. L’instabilité d’écoulement n’existe pas en l’absence de rotation et/ou de dérive de fonds entre gaz et poussière en raison de la force de pression qui tend à repousser le gaz et ainsi à s’opposer à l’entraînement par la poussière. L’importance de la force de Coriolis réside en le fait qu’elle peut faire dévier les flots de gaz s’échappant des maxima de pression et compenser la force de pression dans une sorte

d'équilibre géostrophique analogue à celui présidant aux anticyclones terrestres. La dérive gaz-poussière, elle, permettrait aux maxima de balayer et capturer davantage de poussière que dans une configuration statique. L'interprétation de Chiang et Youdin (2010) nous semble dès lors devoir être révoquée en doute.

Nous reproduisons ci-dessous notre article sur la question publié aux *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* en août 2011. Avertissons le lecteur que les notations utilisées dans cet article diffèrent quelque peu de celles du reste du mémoire, mais y sont dûment introduites dans la section de présentation du modèle et de ses approximations successives menant à un modèle réduit quadratique en le taux de croissance. Nous montrons ensuite (sans approximation) la stabilité du système en l'absence de rotation, avant de proposer notre interprétation dans une dernière partie.

On linear dust-gas streaming instabilities in protoplanetary discs

Emmanuel Jacquet,¹ Steven Balbus,² Henrik Latter³

¹*LMCM, Muséum National d’Histoire Naturelle, 57 rue Cuvier, 75005 Paris, France*

²*LRA, Ecole Normale Supérieure, 45 rue d’Ulm, 75005 Paris, France*

³*AFD Group, DAMTP, University of Cambridge, CMS Wilberforce Rd, Cambridge UK CB3 0WA*

19 June 2012

ABSTRACT

We revisit, via a very simplified set of equations, a linear streaming instability (technically an overstability), which is present in, and potentially important for, dusty protoplanetary disks (Youdin and Goodman 2005). The goal is a better understanding of the physical origin of such instabilities, which are notoriously subtle. Rotational dynamics seem to be essential to this type of instability, which cannot be captured by one-dimensional Cartesian models. Dust ‘pileups’ in moving pressure maxima are an important triggering mechanism of the instability, and drag feedback of dust upon the gas allows these maxima to be strengthened. Coriolis forces and the background drift counteract the effects of the pressure force.

1 INTRODUCTION

The formation of planets via dust accretion starting with micron-sized grains and ending with $10^4 - 10^5$ -km-sized bodies in a protoplanetary disc is a multiphase process (see e.g. the review by Chiang and Youdin (2010), henceforth CY10). Grains smaller than roughly a centimetre coagulate via sticking (e.g. Dominik *et al.* 2007), while for the largest sizes, gravity of the planetary bodies plays a dominant role (e.g. Ida 2010).

Between these two limits, there is a gap that neither mechanism seems able to leapfrog. Beyond a size of 1 cm - 1 m, collisions occur at velocities of order $1 - 10 \text{ m s}^{-1}$. These lead either to fragmentation or to bouncing (Zsom *et al.* 2010), rather than to systematic aggregation. Worse yet, particles of this size will drift sunward at the dramatic rate of 1 AU per century (Weidenschilling 1977). This is because solids tend to orbit the Sun at the full Keplerian speed, while the gas moves slightly slower because of the support from an outward directed pressure force. Thus, the solids experience a headwind that removes angular momentum via gas drag. This effect is the cause of the “metre-size barrier”.

Self-gravity of the dust could in principle promote accretion past this barrier provided some process enhances the dust density. A classic scenario for this is one in which the vertical component of the Sun’s gravity causes sedimentation to the disc midplane and increases the dust density (Goldreich and Ward 1973). Although Weidenschilling (1980) had suggested that Kelvin-Helmholtz instabilities could prevent the Roche density from being reached, recent studies indicate that this is not an issue for discs a few times more massive than the minimum mass solar nebula, or with supersolar metallicities (e.g. Chiang 2008; Lee *et al.* 2010a,b). Moreover, Youdin (2011) showed that inclusion of gas drag could alleviate the need to actually reach

the Roche density. However, these mechanisms assume a low level of global turbulence. While the magnetorotational instability (Balbus and Hawley 1998) may be suppressed in the so-called dead zone (Gammie 1996), fluctuations arising from forced density waves or other instabilities could still be present (Fleming and Stone 2003; Lesur and Papaloizou 2010; Latter *et al.* 2010). Concentrating the dust is problematic.

However, interesting effects already occur as soon as the dust-to-gas ratio is of order unity, say around the midplane, or as a result of turbulent concentration (e.g. Cuzzi *et al.* 2003). This is because the dynamical back-reaction of the dust on the gas is then important, while self-gravity itself may still be negligible. In fact, Youdin and Goodman (2005) (hereafter YG05) discovered that the interpenetration of dust and gas in a Keplerian disc was linearly overstable: a process that they named the *streaming instability*, a convention we shall henceforth adopt. The dust particles can behave collectively via their interaction with the gas, leading to disordered flows that facilitate grain clumping—as witnessed by the numerical simulations of Youdin and Johansen (2007) (hereafter YJ07) and Johansen and Youdin (2007). Bai and Stone (2010a) confirmed that in the nonlinear regime, dust densities up to three orders of magnitude above the background could be attained, which Johansen *et al.* (2007) argued would suffice to instigate gravitational clustering. As relatively large (10 cm - 1 m) particles are needed for significant clumping (Bai and Stone 2010b,c), it remains to be demonstrated whether solids can have grown this large beforehand (Lee *et al.* 2010b).

Although much attention has been devoted to the streaming instability in the past years, its physical interpretation in the *linear* phase remains somewhat obscure. For example, as YJ07 point out, the idea that radial drift slows down in overdense regions and leads to a sort of ‘traffic

jam', does not explain the onset of growth in the linear phase—such reasoning leads, in fact, to stable wave propagation. Such traffic jams, however, appear to be relevant for the non-linear phase (JY07). JY07 showed that drafting, analogous to pelotons in bicycle races, also was not necessary for the initial generation of particle overdensities, although it could enhance growth if present. CY10 discuss a one-dimensional vertically integrated toy model drawn from Goodman and Pindor (2000), in which a (single) fluid is subject to a “collective drag” acceleration in the sense that a drag coefficient depending upon the fluid density emerges from collective behavior. This system is found to be overstable. It is unclear, however, in what sense the streaming instability conforms to this notion of collective drag since it is local in nature: the equations are not vertically integrated and the drag acceleration does not depend *ab initio* on the density of the fluid acted upon.

We are therefore motivated to reconsider the origins of dust clumping. In this paper, we revisit the linear streaming instability. In §2, we review the basic equations leading to the YG05 results and propose, in an appropriate limit, a markedly reduced system in which the instability arises. We make the point in §3 that rotational dynamics are essential to understand the streaming instability. In §4, we propose an interpretation of the streaming instability. In §5, we summarise our conclusions.

2 STREAMING INSTABILITY AND REDUCED SYSTEMS

In this section, by way of establishing notation (largely that of YG05), we briefly review the fundamental equations along with some of their more important results. We then propose a significant reduction of the system of equations that involves two successive levels of approximation, yet still produces the streaming instability.

2.1 Fundamental two-fluid equations and local stability analysis

Let us model the dust as a collection of identical, indestructible spheres, of mass density ρ_p and velocity \mathbf{V}_p . The gas density and velocity, on the other hand, we denote by ρ_g and \mathbf{V}_g , respectively. Their evolution equations are (see Appendix A for justification of the dust equations):

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{V}_p) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{V}_g) = 0 \quad (2)$$

$$\mathcal{D}_p \mathbf{V}_p = -\Omega^2 \mathbf{R} - \frac{\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g}{t_{\text{stop}}} \quad (3)$$

$$\mathcal{D}_g \mathbf{V}_g = -\Omega^2 \mathbf{R} + \frac{\rho_p}{\rho_g} \frac{\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g}{t_{\text{stop}}} - \frac{\nabla P}{\rho_g}, \quad (4)$$

where Ω is the Keplerian angular velocity, $\mathcal{D}_{p,g} \equiv \partial/\partial t + \mathbf{V}_{p,g} \cdot \nabla$ the particle/gas Lagrangian derivatives, and \mathbf{R} the cylindrical vector radius. We ignore the vertical component of the solar gravity, as well as self-gravity.

The particle stopping time t_{stop} depends on the size and velocity regime (e.g. Weidenschilling 1977). For example, for particles that are both small compared to the gas mean-free-path and drifting subsonically relative to the gas (as appropriate, e.g., for chondrule-sized bodies at a few AUs in a Minimum Mass Solar Nebula), Epstein’s law (Epstein 1924) applies:

$$t_{\text{stop}} = \frac{\rho_s a}{\rho_g v_T}, \quad (5)$$

with $v_T = \sqrt{8k_B T/\pi m}$ (with m the molecular mass and T the temperature), roughly the sound speed, ρ_s the *internal* density of the grains (not to be confused with ρ_p) and a the grain radius. Regardless of the relevant drag law, one defines a dimensionless stopping time measuring the coupling of dust to dynamical disturbances:

$$\tau_s \equiv \Omega t_{\text{stop}}, \quad (6)$$

By virtue of Newton’s third law, an all-important feedback term of the dust on the gas appears in the Euler equation for the gas (4). The system of equations is closed by assuming gas incompressibility (the Boussinesq approximation), as in YG05.

It is convenient to express equations (1)-(4) in terms of centre-of-mass velocity $\mathbf{V} \equiv (\rho_p \mathbf{V}_p + \rho_g \mathbf{V}_g)/\rho$ (with $\rho \equiv \rho_p + \rho_g$ the total density) and the relative dust-to-gas drift $\Delta \mathbf{V} \equiv \mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g$ (YG05):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (7)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{V} - \frac{\rho_p}{\rho} \Delta \mathbf{V}) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} + \mathbf{F}(\Delta \mathbf{V}^2) = -\Omega^2 \mathbf{R} - \frac{\nabla P}{\rho} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Delta \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla (\Delta \mathbf{V}) + (\Delta \mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \mathbf{G}(\Delta \mathbf{V}^2) = -\frac{\rho}{\rho_g} \frac{\Delta \mathbf{V}}{t_{\text{stop}}} + \frac{\nabla P}{\rho_g}, \quad (10)$$

with:

$$\mathbf{F}(\Delta \mathbf{V}^2) \equiv \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \left(\frac{\rho_g \rho_p}{\rho} \Delta \mathbf{V} \Delta \mathbf{V} \right) \quad (11)$$

$$\mathbf{G}(\Delta \mathbf{V}^2) \equiv \frac{\rho_g}{\rho} \Delta \mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\rho_g}{\rho} \Delta \mathbf{V} \right) - \frac{\rho_p}{\rho} \Delta \mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\rho_p}{\rho} \Delta \mathbf{V} \right). \quad (12)$$

We shall now work in the so-called shearing-sheet approximation: We neglect all curvature terms and disc-scale gradients since the lengthscales of interest are much smaller than the heliocentric distance, or even the pressure scale height. We also adopt Cartesian coordinates in a frame corotating with the Keplerian flow at a fixed heliocentric distance R_0 , at angular velocity Ω . We denote by x , y and z coordinates in the radial, azimuthal, and vertical (that is, perpendicular to the midplane) directions, respectively, and \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y and \mathbf{e}_z the corresponding unit vectors.

Using this model, Nakagawa *et al.* (1986) computed the equilibrium solution to equations (7)-(10),

$$\mathbf{V} = \left(-\frac{g_e}{2\Omega} - \frac{3}{2}\Omega x \right) \mathbf{e}_y \quad (13)$$

$$\Delta \mathbf{V} = -\frac{g_e t_{\text{stop}}}{1 + (f_g \tau_s)^2} \mathbf{e}_x + \frac{f_g g_e \Omega t_{\text{stop}}^2}{2(1 + (f_g \tau_s)^2)} \mathbf{e}_y, \quad (14)$$

where $f_{g,p} \equiv \rho_{g,p}/\rho$ the mass fraction of gas and particles (of uniform densities in this equilibrium flow), and

$$g_e \equiv -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dR} \quad (15)$$

is the pressure-induced acceleration on the gas+dust fluid. It is the free energy stored in this gradient that the streaming instability can access (YG05). This gradient, consequently, introduces a lengthscale which helps determine the characteristic scale of the instability. We denote this scale by L and quantify it through:

$$L = \frac{g_e}{\Omega^2} \sim \left(\frac{H}{R}\right) H, \quad (16)$$

where H is the gas disc semi-thickness. It follows that L is a small fraction of H .

We now decompose the variables in equilibrium value and perturbation as follows:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{v} \quad (17)$$

$$\Delta \mathbf{V} = \Delta \mathbf{V}_0 + \Delta \mathbf{v} \quad (18)$$

$$\rho = \rho_0(1 + \delta) \quad (19)$$

$$P = P_0(x) + \rho_0 h, \quad (20)$$

where the zero subscripts refer to the unperturbed background. Coordinates of the velocity perturbations are given by: $\mathbf{v} = u\mathbf{e}_x + v\mathbf{e}_y + w\mathbf{e}_z$, $\Delta \mathbf{v} = \Delta u\mathbf{e}_x + \Delta v\mathbf{e}_y + \Delta w\mathbf{e}_z$. We then decompose the perturbation into axisymmetric Fourier modes $\propto \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$. Here, k_x and k_z are real wavenumbers and $\omega \equiv \omega_{\mathbb{R}} + is$ is a complex frequency, with $\omega_{\mathbb{R}}$ a wave frequency and s a growth rate (if $s < 0$, the perturbation is damped).

YG05 studied the resulting sixth-order system numerically and found unconditional instability, regardless of the value of the dimensionless parameters τ_s and f_p , with a subdynamical growth rate scaling like $\Omega\tau_s$ in the tight-coupling limit. For a given τ_s and f_p , growth was maximised in the k_x - k_z plane in a long-wavelength ridge (with $k_z \sim k_x^2 t_{\text{stop}} / (\Omega f_g)$) and a short-wavelength branch with $k_z \gg k_x$ (k_x having a preferred value). Growth was strongly suppressed in the former for dust-to-gas ratio near unity ($f_p \sim f_g \sim 0.5$). YG05 found that the wave speed $\omega_{\mathbb{R}}/k_x$ was bounded by U_{sum} defined as the sum of the background radial velocities of the dust and the gas, respectively, and growth rates (generally smaller than $|k_x|U_{\text{sum}}/2$) were maximised when the said wave speed was about $U_{\text{sum}}/2$.

2.2 Terminal velocity approximation

To gain physical insight on the streaming instability, we need some simplifications to make the problem tractable analytically. We shall adopt the ‘‘terminal velocity approximation’’ (YG05), that is take the left-hand-side of equation (10) to be zero, such that the relative drift is given by:

$$\Delta \mathbf{V} = \frac{\nabla P}{\rho} t_{\text{stop}}. \quad (21)$$

This approximation holds provided (i) the perturbation and dynamical timescales (ω^{-1} and Ω^{-1}) are longer than $f_g t_{\text{stop}} = \rho_s a / (\rho v \tau)$ (where the equality holds in the Epstein drag regime) and (ii) the lengthscale $1/k$ of variation is longer than the ‘‘stopping length’’ $f_g g_e t_{\text{stop}}^2 = f_g \tau_s^2 L$ (see Appendix B for justification).

We will additionally neglect \mathbf{F} and \mathbf{G} because of the smallness of $\Delta \mathbf{V}$, an approximation YG05 find to be safe for $\omega \ll \Omega$.

The linearised system of equations is then:

$$-i\omega u - 2\Omega v + g_e \delta + ik_x h = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\kappa^2}{2\Omega} u - i\omega v = 0 \quad (23)$$

$$-\omega w + k_z h = 0 \quad (24)$$

$$ik_x u + ik_z w - i\omega \delta = 0 \quad (25)$$

$$ik_x u + ik_z w - ik_x g_e (f_p - f_g) t_{\text{stop}} \delta + f_p k^2 t_{\text{stop}} h = 0 \quad (26)$$

where zero subscripts have been dropped, $k^2 = k_x^2 + k_z^2$, and we have introduced the epicyclic frequency κ , given by $\kappa^2 \equiv R^{-3} d(R^4 \Omega^2) / dR$. In a Keplerian disc, $\kappa = \Omega$, but one could also imagine studying streaming instabilities in any rotating fluid, possibly even by direct experimentation. Equations (22)-(24) are derived from perturbation of the x , y and z components of equation (9). Equations (25) and (26) stem from perturbing the continuity equations (7) and (8) respectively. (In equation [26] we also make use of equation [21].) Notice that the important term proportional to $(f_p - f_g)$ in equation (26) derives from a sort of buoyancy force that arises in the two fluid systems, with an effective density of ρ^2 / ρ_p . When $f_p = f_g$, this effective density is stationary with respect to perturbations in ρ_p .

One can straightforwardly obtain a dispersion relation by setting the determinant of the above 5×5 system to zero¹:

$$-if_p t_{\text{stop}} \omega^4 + \omega^3 + (if_p \kappa^2 + k_x g_e f_g) t_{\text{stop}} \omega^2 - \left(\kappa \frac{k_z}{k}\right)^2 \omega + k_x \left(\kappa \frac{k_z}{k}\right)^2 g_e t_{\text{stop}} (f_p - f_g) = 0 \quad (27)$$

Series solutions in τ_s carried out by YG05 have shown that the roots fall in three branches, two epicycles giving rise to damping, and a secular mode, with:

$$\omega_{\mathbb{R}} = k_x (f_p - f_g) g_e t_{\text{stop}} + o(t_{\text{stop}}) \quad (28)$$

$$s = f_p t_{\text{stop}}^3 \left((f_p - f_g) g_e \frac{k k_x}{k_z} \right)^2 + o(t_{\text{stop}}^3), \quad (29)$$

¹ We note that the first term of the quadratic coefficient differs from that of equation (39) of YG05. While we believe that equation (27) of the current paper is correct (equation (29) corrects their equation (44) accordingly), the YG05 error appears to be typographical and in no event does it affect their exact results. Also, YG05 drop the quartic term in their equation (39); this is however consistent with $\omega t_{\text{stop}} \ll 1$.

to leading order in the stopping time². (The notation $o(X)$ indicates that the ratio $o(X)/X$ tends to zero as $X \rightarrow 0$). It can be seen that feedback is essential to the instability, as ignoring it would amount to setting $f_p = 0$ everywhere. Also, the necessity of the background drift as measured by g_e is evident. More rigorously, it may be seen that for $g_e = 0$, the dispersion relation becomes, if we disregard the $\omega = 0$ mode:

$$f_p \kappa t_{\text{stop}} X^3 - X^2 + f_p \kappa t_{\text{stop}} X - \left(\frac{k_z}{k}\right)^2 = 0 \quad (30)$$

with $X \equiv i\omega/\kappa$. One can show that, for sufficiently small κt_{stop} , this cubic has three real positive roots (in terms of X), corresponding to ω being a purely imaginary number of negative imaginary part.

2.3 The secular mode in a reduced system

It is possible to simplify the system further while retaining the leading-order physics of the instability. First, we note that, in general, $\omega \ll \Omega$, as may be judged from the exact results of YG05 or equation (28), for wavelengths that are not significantly shorter than the radial pressure scale L . Equation (23) gives us

$$u = (2i\Omega\omega/\kappa^2)v \sim (\omega/\Omega)v.$$

It is then easy to show that in equation (22) the first term (the acceleration term $-i\omega u$) can be neglected. It follows that, to leading order, the x and y equations of motion of the centre of mass relax to a form of *geostrophic balance*, i.e. Coriolis forces effectively cancel out the pressure gradient and the buoyancy force. This is important, as it means that pressure perturbations do not effectively drive centre-of-mass motions in the orbital plane. So this crucial stabilising tendency is consigned to a subdominant role. It also means that the centre of mass executes modified epicycles in the orbital plane, to leading order.

Second, we neglect the u perturbation in the two continuity equations (25) and (26) which we are permitted to do if we restrict ourselves to long radial wavelengths. From equations (22)-(23) we can obtain the following scalings

$$u \sim \frac{\omega}{\Omega} v \sim \max(k_x \frac{\omega}{\Omega^2} h, \omega \frac{g_e}{\Omega^2} \delta).$$

Combining these with (28) and equation (24), we see that $k_x u$ is subdominant here if³

$$k_x L \ll 1, \quad \text{and} \quad \left(\frac{k_x}{k_z}\right) \left(\frac{\omega}{\Omega}\right) \ll 1, \quad (31)$$

which can be satisfied if $k_x H \sim 1$ (see equation (16)) and if $k_x/k_z \lesssim 1$.

² It must be cautioned that the terminal velocity approximation discards terms of third and higher order in t_{stop} that might contribute to the leading order expansion of the *growth rate* and hence could in principle affect its sign (which the YG05 calculations show not to be the case here). Since we are here interested in understanding which ingredients give rise to instability in a model system, rather than studying its exact properties (as in YG05), we content ourselves with this heuristic approach.

³ The second condition results from requiring $k_x(k_x \omega h/\Omega^2) \ll k_z w$ with h eliminated from equation (24).

These approximations give us a simplified set of dynamical equations: the equations for the vertical centre of mass velocity, particle density conservation, and the incompressibility of the gas, in which drag effects enter implicitly. These are now

$$-i\omega w + ik_z h = 0 \quad (32)$$

$$ik_z w - i\omega \delta = 0 \quad (33)$$

$$ik_z w - ik_x g_e (f_p - f_g) t_{\text{stop}} \delta + f_p k^2 t_{\text{stop}} h = 0 \quad (34)$$

yielding the following quadratic dispersion relation:

$$-if_p t_{\text{stop}} \left(\frac{k}{k_z} \omega\right)^2 + \omega + k_x g_e t_{\text{stop}} (f_g - f_p) = 0, \quad (35)$$

from which we recover the secular mode and its growth rate as given in equation (29)! The corresponding eigenvector reads:

$$\begin{bmatrix} w \\ \delta \\ h \end{bmatrix} = \delta \begin{bmatrix} \omega/k_z \\ 1 \\ (\omega/k_z)^2 \end{bmatrix} \quad (36)$$

The second root corresponds to a damping $s = -(k/k_z)^2 / (f_p t_{\text{stop}})$ but violates the condition $\omega t_{\text{stop}} \ll 1$ of validity of the terminal velocity approximation and will thus not be discussed further here.

It is also possible, if less rigorous, to see this reduction directly by inspection of the quartic dispersion relation (27). If we have $k_x g_e t_{\text{stop}}^2 (k_x/k_z)^2 \ll 1$ and $k_x g_e / \kappa^2 \ll 1$ (which imply the conditions of (31)), one is allowed to modify the quartic term as $-if_p t_{\text{stop}} (k/k_z)^2 \omega^4$ since $if_p (k_x/k_z)^2 t_{\text{stop}} \omega^4 \ll \omega^3$ and the quadratic one as $(if_p \kappa^2 + k_x g_e (f_g - f_p) t_{\text{stop}}) \omega^2$ since $k_x g_e f_p \ll if_p \kappa^2$. Under these conditions, the quartic may be factored as:

$$\left(\omega^2 - \left(\kappa \frac{k_z}{k}\right)^2\right) \left(-if_p t_{\text{stop}} \left(\frac{k}{k_z}\right)^2 \omega^2 + \omega + k_x g_e t_{\text{stop}} (f_g - f_p)\right)$$

such that we retrieve the quadratic dispersion relation of the reduced system.

Hence, it appears that the mathematical essence of the instability can be isolated if we make the following set of assumptions: (a) the terminal velocity approximation, in which stopping time is short and so the relative velocity is determined from the steady balance (21); (b) geostrophic balance holds in the remaining momentum equations, which account for the horizontal centre of mass velocity (the centre of mass executes modified epicycles in the orbital plane); and (c) that radial wavelengths of perturbed quantities are long (of order L or longer). In so doing, we have reduced the order of the system from 6 to 2.

The ingredients for instability, apparently, are: a vertical velocity generated by a vertical pressure gradient (equation [32]); accumulation of particles by the associated vertical flux of background particles (equation [33]); and finally gas incompressibility (equation [34]). This last equation, though difficult to interpret, is also the location that drag forces appear explicitly, via (21). Lastly, we emphasise again the importance of geostrophic balance, which offsets pressure gradients by Coriolis circulation, rather than radial flow. Thus radial pressure gradients do not drive stabilising

radial motions which might alleviate the self-same gradients (but note that vertical pressure gradients remain in full). Therefore, rotation may not make an explicit appearance in these equations but its influence is crucial, as the next section demonstrates.

3 STREAMING STABILITY IN THE ABSENCE OF ROTATION

To emphasise the importance of rotation, and geostrophic balance in particular, let us consider the same problem with neither Coriolis force nor background shear, that is, in a nonrotating frame, a uniform flow of both dust and fluid, drifting relative to each other because of a pressure gradient, which is compensated for by an external gravitational field (and/or an inertial, non-Coriolis acceleration). It is actually more straightforward to handle this problem directly in terms of the dust and solid perturbations, with none of the approximations used in §3. We denote by $\mathbf{v}_{p,g}$ the perturbations of $\mathbf{V}_{p,g}$, $\delta_p \equiv \delta/f_p$ the logarithmic density perturbation of the gas, and $h_g \equiv h/f_g$.

Perturbing equations (1)-(4) (with $\Omega = 0$), still assuming incompressibility, gives the following system:

$$(-i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_p) + \frac{1}{t_{\text{stop}}})\mathbf{v}_p - \frac{1}{t_{\text{stop}}}\mathbf{v}_g = 0 \quad (37)$$

$$-\frac{\epsilon}{t_{\text{stop}}}\mathbf{v}_p + (-i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_g) + \frac{\epsilon}{t_{\text{stop}}})\mathbf{v}_g - \frac{\epsilon}{t_{\text{stop}}}\delta_p(\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g) + ih_g\mathbf{k} = 0 \quad (38)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_p - i\omega\delta_p = 0 \quad (39)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_g = 0 \quad (40)$$

where $\epsilon \equiv \rho_p/\rho_g$. identity matrix. Setting the determinant of the above 8×8 system to zero, the following dispersion relation results:

$$\left(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_p + \frac{i}{t_{\text{stop}}}\right) \left(\omega^2 + \left(\frac{i}{f_g t_{\text{stop}}} - \mathbf{k} \cdot (\mathbf{V}_p + \mathbf{V}_g)\right)\omega + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_p)(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_g) - i\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}}{f_g t_{\text{stop}}}\right)^2 = 0 \quad (41)$$

The first factor corresponds to a mode where the gas' velocity field is unperturbed, with the gas compensating the disturbance of the dust's with variation of pressure and density. The quadratic factor (squared) has roots:

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\mathbf{k} \cdot (\mathbf{V}_p + \mathbf{V}_g) + \frac{i}{f_g t_{\text{stop}}} \left(-1 \pm \sqrt{(1 + i(\epsilon - 1)(f_g t_{\text{stop}})^2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{g}_e)^2 - 4\epsilon(\mathbf{k} \cdot \mathbf{g}_e (f_g t_{\text{stop}})^2)^2} \right) \right), \quad (42)$$

with $\mathbf{g}_e \equiv \nabla P/\rho$. Using the lemma $|\text{Re}(\sqrt{(1 + ia)^2 - b^2})| \leq 1$ for $(a, b) \in \mathbb{R}^2$ (YG05), their imaginary part (s) is always negative. For $\mathbf{k} \cdot \mathbf{g}_e (f_g t_{\text{stop}})^2 \ll 1$ (as in the terminal velocity approximation limit), these roots may be expanded as

$$\mathbf{k} \cdot (f_p \mathbf{V}_g + f_g \mathbf{V}_p) - i\epsilon(\mathbf{k} \cdot \mathbf{g}_e)^2 (f_g t_{\text{stop}})^3 \quad (43)$$

and

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{V} - \frac{i}{f_g t_{\text{stop}}} \quad (44)$$

the latter corresponding to a damping where dust and fluid converge in concert toward equilibrium.

There is thus no streaming instability in the absence of rotation (as was also clear from the YG05 numerical calculations). Rotation, as well as feedback, are both essential for the streaming instability, hence the difficulty in finding a simple toy model to explain it.

4 TOWARD AN INTERPRETATION OF THE STREAMING INSTABILITY

We now develop a framework with which to interpret the streaming instability.

4.1 Particle concentration in pressure maxima

We start with the equation governing the evolution of the dust mass fraction. Combining equations (1) and (2) (we use here the full equations rather than those of the reduced system), we obtain:

$$\mathcal{D}_p \ln \frac{\rho_p}{\rho} + \frac{\nabla \cdot (\rho_g (\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g))}{\rho} = 0. \quad (45)$$

It is clear from this equation that dust is advected by \mathbf{V}_p but is also subject to a mass flux associated with the relative drift (the second term on the left-hand-side of equation (45)). We might expect then to observe dust clumps correlated with $\Delta \mathbf{V}$ (as noted by YG05 in the caption of their figure 6). In the terminal velocity approximation, equation (45) becomes:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_p \ln \frac{\rho_p}{\rho} &= -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \left(\rho_g t_{\text{stop}} \frac{\nabla P}{\rho} \right) \\ &= \frac{\rho_g}{\rho} \left(\Delta \mathbf{V} \cdot \nabla \ln \rho - t_{\text{stop}} \frac{\nabla^2 P}{\rho} \right), \end{aligned} \quad (46)$$

where the latter equality assumes the constancy of $\rho_g t_{\text{stop}}$. There are two terms on the right-hand-side: one due to density variation, and one to pressure variation. We shall show below that the latter is responsible for growth, not the former (as was also ruled out by YJ07). Equation (46) may be rewritten in the useful form:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (f_p \mathbf{V}_g + f_g \mathbf{V}_p) \cdot \nabla \right) \ln \frac{\rho_p}{\rho} = -\frac{\rho_g t_{\text{stop}}}{\rho^2} \nabla^2 P \quad (47)$$

in which we have used incompressibility. Note that we have not yet linearised the system—this equation holds equally well in the nonlinear regime—and also that in this subsection we have made no hypothesis on the centre of mass dynamics (e.g. presence of Coriolis forces), since we have only used mass conservation equations and the terminal velocity approximation. Its linearised form, however, with the Fourier dependence $\exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$, yields

$$\omega = \mathbf{k} \cdot (f_p \mathbf{V}_g + f_g \mathbf{V}_p) + i f_p k^2 t_{\text{stop}} \frac{P'}{\rho'_p}, \quad (48)$$

with $P' \equiv \rho h$ and $\rho'_p \equiv \rho \delta$ the perturbation in pressure and (particle) density, respectively.

What we have in (47) is a form of 'advective-reaction' equation. Dust is advected at a velocity intermediate between \mathbf{V}_p and \mathbf{V}_g , to wit

$$f_p \mathbf{V}_g + f_g \mathbf{V}_p = \mathbf{V}_p + (\mathbf{V}_g - \mathbf{V}) \quad (49)$$

which corresponds to the U_{sum} of YG05, as in the frame used, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V} = 0$. On the right hand side we have a source term proportional to the pressure Laplacian. This term will tend to draw dust *towards* pressure maxima in the $x - z$ plane and *away* from pressure minima. Clearly, instability is intimately connected with this term, and the unstable mode works by concentrating dust at pressure maxima. We discuss both processes in turn.

4.2 Advection term

The left-hand side of equation (47) gives rise to the streaming instability wave character: a density pattern in x and z will be advected at the velocity

$$\mathbf{V}_p + (\mathbf{V}_g - \mathbf{V}) \quad (50)$$

and in the linear regime this will be entirely radial. The advection velocity is the sum of two parts: the particle velocity and a secondary contribution issuing from the relative drag (the bracketed term). The first term should be familiar, and simply describes the Lagrangian advection of particles by the particle velocity itself. The second term is novel. Physically, it represents the fact that particle density maxima induce a *decrease* in the relative velocity - because the reciprocal drag of the two fluids is greater at that location (cf. the first term in equation [10]). This decrease leads to an additional mass flux, which is anticorrelated with ρ'_p . An outward effective advection is the result, which is in addition (and opposition) to that of \mathbf{V}_p . Thus a density peak will tend to be both (a) pushed inward simply by the primary particle velocity \mathbf{V}_p , and (b) pushed outward by the second drag-induced mass flux that it has itself excited. It is easy to show that for $f_g = f_p$ the sum of the two velocities is precisely zero, i.e. the two drift velocities cancel perfectly. Conversely, when there are very few particles, i.e. $f_p \rightarrow 0$, the advection velocity is simply \mathbf{V}_p and the pattern is carried by the particle fluid alone. This is because, in this limit, the particles' influence on the gas is so minor that \mathbf{V}_g is effectively zero. On the other hand, when there is virtually no gas, $f_g \rightarrow 0$, the advection approaches zero, because $\mathbf{V}_g \rightarrow 0$ (as well as \mathbf{V}_p) in this limit.

4.3 Instability term

We have already mentioned that instability was related to pressure maxima (or technically, pressure *perturbation* maxima, as there is a background gradient, which however has zero Laplacian). This is reminiscent of the concentration mechanism of test particles in long-lived, two-dimensional vortices (e.g. Barge and Sommeria 1995; Klahr and Bodenheimer 2006), which in a Keplerian flow are anticyclonic.

In the streaming instability, this concentration is an active process, in the sense that feedback participates in the preservation of the high-pressure, particle-trapping zones. How does the instability grow? Schematically, as we have said, pressure maxima attract dust particles, as can be seen from the terminal velocity approximation given by equation (21). Then, dust drags the gas toward these same maxima (see the gas Euler equation (4), where the terminal velocity approximation (21) may be injected). This creates convergent flows that *strengthen* these pressure maxima. These in

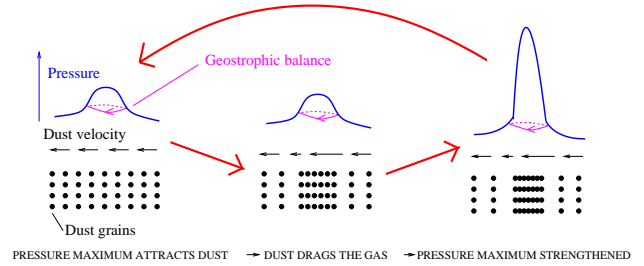


Figure 1. Cartoon of the proposed interpretation of the streaming instability (seen along the radial axis). Dust is drifting radially inward. The pressure profile is drawn in blue (we ignore the background gradient in the picture). We start with a pressure perturbation maximum. This attracts dust, which in turn drags the gas, creating convergent flows that strengthen the pressure maximum. Note the role of geostrophic balance in maintaining a circulation (schematically shown in magenta) which supports the pressure maximum.

turn can attract more dust particles, and the process thus runs away. This is sketched in Figure 1.

Indeed, inspection of equation (48) shows that growth is correlated with $f_p P' / \rho'_p$. f_p is a measure of the feedback of dust on the gas, while P' / ρ'_p measures how well dust density and pressure maxima correlate with each other, or in other words, the efficiency of the dust-driven pressure loading. Growth is positive if both pressure and density perturbations are not out of phase by more than 90° . For example, YJ07's eigenvector “linA” has a pressure phase relative to particle density of 43° and a complex frequency $\omega = (-0.3480127 + 0.4190204i)\Omega$ while that same phase for “linB” is -95° with a complex frequency $\omega = (0.4998786 + 0.0145764i)\Omega$.⁴ For the secular mode in the reduced model, $P' / \rho'_p = h / \delta = (\omega / k_z)^2$ (see equation (36)) is real and positive to leading order.

While the above identifies the positive feedback loop leading to instability, we have yet to account for two other physical ingredients that are necessary condition to it. Indeed, drag of the dust on the gas is actually insufficient alone to offset the pressure force that tends to accelerate gas *away* from pressure maxima. In the terminal velocity approximation, we have:

$$\frac{\rho_p}{\rho_g} \frac{\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g}{t_{\text{stop}}} - \frac{\nabla P}{\rho_g} = -\frac{\nabla P}{\rho}, \quad (51)$$

The first physical ingredient we wish to mention is rotational dynamics, whose necessity has been shown in §3. We have already mentioned in §2.3 that a geostrophic balance is established, by which Coriolis forces essentially balance the pressure force. The other physical ingredient is the background solid-to-gas drift (due to the pressure gradient), as noted in §2.2. Mathematically, a nonzero drift is required for particle density to affect the dynamics, as, in the reduced system, this can only happen through the “buoyancy force term” (proportional to the pressure gradient) in the gas continuity equation (8) as mentioned in §2.2, which contributes to the advection term discussed in §4.2. We suggest

⁴ s is slightly positive, instead of slightly negative, presumably because of finite gas compressibility and/or corrections to the terminal velocity approximation.

that the physical explanation for this is that relative drift between the pressure maximum and the dust allows the former to sweep a (radial) “headwind” of particles and be an effective “trap” for the dust.

We note that the processes discussed in the previous paragraph are restricted to the x - y plane and emphasise radial drifts and gradients. The fact that the reduced model seems to emphasise vertical gradients—although the leading-order growth rate given by equation (29) is negatively correlated with k_z —may be interpreted as resulting from incompressibility, as radial velocity perturbations of the gas must then give rise to vertical perturbations and gradients (see e.g. flow pattern in Fig. 5 of YG05).

4.4 Streaming instability as collective drag?

The above demonstration leads us to question the correspondence suggested by CY10 between the streaming instability and the toy model of Goodman and Pindor (2000), which was originally designed for a dust layer-scale instability. In this one-dimensional, single-fluid model, the acceleration is the sum of g , a proxy for gravity, pressure and inertial forces, and $-\nu_d(\Sigma)v$ a density-dependent drag acceleration proportional to the velocity v of the fluid. As long as $d\nu_d/d\Sigma \neq 0$, linear analysis shows the system to be overstable (CY10).

The fact that this toy model is one-dimensional appears to prevent it from capturing the specificities of Coriolis forces, unlike other gravitational or inertial terms. It may also be questionable whether in the linear phase, and in the local treatment of the instability, the drag can be considered to be collective in the sense of the above toy model, and what would play the role of the (single) fluid of this model. Certainly, the latter cannot be the gas+dust fluid, as drag is internal to it (see equation [9]). But even if we take the dust for example, and use the terminal velocity approximation (or higher-order corrections) as a proxy to eliminate the gas velocity (we cannot treat it as *imposed*—this is indeed the point of the streaming instability), the drag acceleration becomes $-\nabla P/\rho$ which makes no reference to the dust velocity. Same holds for the gas. Finally, as we have noted earlier, the variation of the relative drift with density is not responsible for growth in this approximation and hence does not conform to the notion of a collective drag underlying the instability.

5 CONCLUSION

Through successive approximations, we have obtained a reduced system giving rise to the streaming instability. It would appear that the essence of the instability can be effectively established given:

- the terminal velocity approximation
- that a form of geostrophic balance holds for the planar centre of mass velocity
- that radial wavelengths are sufficiently long.

The leading order (in the stopping time) expansion of the growth rate is the same as the fourth-order system with the terminal velocity approximation.

We interpret the streaming instability as arising from dust pileup in pressure perturbation maxima, with the dust then dragging the gas and hence strengthening the maxima. For this enhancement process to occur despite the pressure force that tends to “smear” these maxima out, it is necessary that there be a background solid-gas drift, and also Coriolis forces that help establish a geostrophic balance with the pressure force. The role of Coriolis forces would appear to indicate that one-dimensional toy models do not adequately capture the instability.

Larger amplitude vertical flows will (when outside of the linear regime) transport density away from maxima and hence limit the growth of the instability, and would compete with other nonlinear effects like particle clumping (‘traffic jams’). Incidentally, another process in the nonlinear saturation that will work against particle clumping is particle pressure, not usually modelled. The large local densities of nonlinear clumps will lead to enhanced collision frequencies and consequently to a particle pressure which will resist further concentration. Attempts to establish the conditions for self-gravitational collapse of such clumps should in principle include this effect.

REFERENCES

- Bai, X. and Stone, J. M. (2010a). Particle-gas Dynamics with Athena: Method and Convergence. *ApJS*, **190**, 297–310.
- Bai, X.-N. and Stone, J. M. (2010b). Dynamics of Solids in the Midplane of Protoplanetary Disks: Implications for Planetesimal Formation. *ApJ*, **722**, 1437–1459.
- Bai, X.-N. and Stone, J. M. (2010c). The Effect of the Radial Pressure Gradient in Protoplanetary Disks on Planetesimal Formation. *ApJL*, **722**, L220–L223.
- Balbus, S. A. and Hawley, J. F. (1998). Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. *Reviews of Modern Physics*, **70**, 1–53.
- Barge, P. and Sommeria, J. (1995). Did planet formation begin inside persistent gaseous vortices? *A&A*, **295**, L1–L4.
- Chiang, E. (2008). Vertical Shearing Instabilities in Radially Shearing Disks: The Dustiest Layers of the Protoplanetary Nebula. *ApJ*, **675**, 1549–1558.
- Chiang, E. and Youdin, A. N. (2010). Forming Planetesimals in Solar and Extrasolar Nebulae. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **38**, 493–522.
- Cuzzi, J. N., Davis, S. S., and Dobrovolskis, A. R. (2003). Blowing in the wind. II. Creation and redistribution of refractory inclusions in a turbulent protoplanetary nebula. *Icarus*, **166**, 385–402.
- Dominik, C., Blum, J., Cuzzi, J. N., and Wurm, G. (2007). Growth of Dust as the Initial Step Toward Planet Formation. *Protostars and Planets V*, pages 783–800.
- Epstein, P. S. (1924). On the resistance experienced by spheres in their motion through gases. *Phys. Rev.*, **23**(6), 710–733.
- Fleming, T. and Stone, J. M. (2003). Local Magnetohydrodynamic Models of Layered Accretion Disks. *ApJ*, **585**, 908–920.
- Gammie, C. F. (1996). Layered Accretion in T Tauri Disks. *ApJ*, **457**, 355–+.

- Garaud, P., Barrière-Fouchet, L., and Lin, D. N. C. (2004). Individual and Average Behavior of Particles in a Protoplanetary Nebula. *ApJ*, **603**, 292–306.
- Goldreich, P. and Ward, W. R. (1973). The Formation of Planetesimals. *ApJ*, **183**, 1051–1062.
- Goodman, J. and Pindor, B. (2000). Secular Instability and Planetesimal Formation in the Dust Layer. *Icarus*, **148**, 537–549.
- Ida, S. (2010). Planet formation from planetesimals and diversity of planetary systems. In T. Montmerle, D. Ehrenreich, & A.-M. Lagrange, editor, *EAS Publications Series*, volume 41 of *EAS Publications Series*, pages 339–354.
- Johansen, A. and Youdin, A. (2007). Protoplanetary Disk Turbulence Driven by the Streaming Instability: Nonlinear Saturation and Particle Concentration. *ApJ*, **662**, 627–641.
- Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M., Klahr, H., Henning, T., and Youdin, A. (2007). Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks. *Nature*, **448**, 1022–1025.
- Klahr, H. and Bodenheimer, P. (2006). Formation of Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas inside an Anticyclonic Vortex. *ApJ*, **639**, 432–440.
- Latter, H. N., Bonart, J. F., and Balbus, S. A. (2010). Resistive double-diffusive instability in the dead zones of protostellar discs. *MNRAS*, **405**, 1831–1839.
- Lee, A. T., Chiang, E., Asay-Davis, X., and Barranco, J. (2010a). Forming Planetesimals by Gravitational Instability. I. The Role of the Richardson Number in Triggering the Kelvin-Helmholtz Instability. *ApJ*, **718**, 1367–1377.
- Lee, A. T., Chiang, E., Asay-Davis, X., and Barranco, J. (2010b). Forming Planetesimals by Gravitational Instability. II. How Dust Settles to its Marginally Stable State. *ApJ*, **725**, 1938–1954.
- Lesur, G. and Papaloizou, J. C. B. (2010). The subcritical baroclinic instability in local accretion disc models. *A&A*, **513**, A60+.
- Nakagawa, Y., Sekiya, M., and Hayashi, C. (1986). Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula. *Icarus*, **67**, 375–390.
- Weidenschilling, S. J. (1977). Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. *MNRAS*, **180**, 57–70.
- Weidenschilling, S. J. (1980). Dust to planetesimals - Settling and coagulation in the solar nebula. *Icarus*, **44**, 172–189.
- Youdin, A. and Johansen, A. (2007). Protoplanetary Disk Turbulence Driven by the Streaming Instability: Linear Evolution and Numerical Methods. *ApJ*, **662**, 613–626.
- Youdin, A. N. (2011). On the Formation of Planetesimals Via Secular Gravitational Instabilities with Turbulent Stirring. *ApJ*, **731**, 99+.
- Youdin, A. N. and Goodman, J. (2005). Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. *ApJ*, **620**, 459–469.
- Zsom, A., Ormel, C. W., Güttler, C., Blum, J., and Dullemond, C. P. (2010). The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier. *A&A*, **513**, A57+.

APPENDIX A: APPROXIMATING DUST AS A PRESSURELESS FLUID COUPLED TO THE GAS

It is of interest to investigate in some generality how the description of dust as a pressureless fluid, used in many simulations, arises. As CY10 point out, the usual criteria for gas molecules do not apply. Intuitively, one expects a fluid description to be viable if the stopping time is short in some sense (YG05, see also YJ07). Here, we verify this intuition using a kinetic approach. Garaud *et al.* (2004) addressed this problem for one-dimensional settling in a static, homogeneous gas, finding that velocity dispersion would be quickly damped for tightly coupled particles in the Epstein regime.

We introduce a distribution function $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_p)$ of the number of particles in the $(\mathbf{r}-\mathbf{v}_p)$ phase space. The continuity equation in this space may be written as:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}_p \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_p} \cdot \left(f \frac{\mathbf{F}_p}{m_p} \right) = I_{\text{coll}}, \quad (\text{A1})$$

with \mathbf{F}_p the total force exerted on one particle (except particle-particle interactions), m_p the particle mass and I_{coll} the collision integral. We have used $\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (f \mathbf{v}_p) = \mathbf{v}_p \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}$ but here, $\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_p} \cdot \mathbf{F}_p \neq 0$ because \mathbf{F}_p includes the drag force $-m_p (\mathbf{v}_p - \mathbf{V}_g) / t_{\text{stop}}$, hence the departure of the left-hand-side from the standard Boltzmann equation form⁵.

Provided collisions conserve the total number and momentum of particles, integration over velocities of equation (A1) multiplied by \mathbf{v}_p , yields:

$$\mathcal{D}_p \mathbf{V}_p = \frac{1}{m_p} \langle \mathbf{F}_p \rangle - \frac{1}{\rho_p} \nabla \cdot \mathbf{S}, \quad (\text{A2})$$

with $\mathbf{V}_p = \langle \mathbf{v}_p \rangle$ the mean particle velocity, $\mathbf{S} \equiv \rho_p \langle (\mathbf{v}_p - \mathbf{V}_p) (\mathbf{v}_p - \mathbf{V}_p) \rangle$ the stress tensor. For any particle-wise quantity x , we have defined:

$$\langle x \rangle \equiv \frac{m_p}{\rho_p} \int x f d^3 \mathbf{v}_p. \quad (\text{A3})$$

Treating the dust as a pressureless fluid amounts to neglecting the stress tensor in equation (A2). To evaluate this, it is of interest to derive its evolution equation:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_p S^{ij} &= m_p \int I_{\text{coll}} (v_p^i - V_p^i) (v_p^j - V_p^j) d^3 \mathbf{v}_p \\ &\quad - \int \left(F_p^i (v_p^j - V_p^j) + F_p^j (v_p^i - V_p^i) \right) f d^3 \mathbf{v}_p \\ &\quad - m_p \int (\mathbf{v}_p - \mathbf{V}_p) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} (v_p^i - V_p^i) (v_p^j - V_p^j) d^3 \mathbf{v}_p. \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

The first term on the right-hand-side relates to the redistribution and loss of relative velocities during collisions, the second to the action of velocity-dependent forces, and the third to transport of velocity dispersion between neighbouring “fluid elements”. The drag contribution to the second term is $-2S^{ij}/t_{\text{stop}}$ (for a velocity-independent t_{stop}).

In the absence of particle-particle interaction ($I_{\text{coll}} = 0$),

⁵ Thus, technically, what Garaud *et al.* (2004) called an interaction term, although their approach was collision-free, actually is the corresponding correction to the left-hand side.

integration over space of equation (A4) yields:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle S^{ij} \rangle_V = & -2 \langle \frac{S^{ij}}{t_{\text{stop}}} \rangle_V - \left(2\epsilon_{ikl} \Omega^l \langle S^{kj} \rangle_V + \langle \frac{\partial V_p^i}{\partial x^k} S^{kj} \rangle_V \right. \\ & \left. + 2\epsilon_{jkl} \Omega^l \langle S^{ki} \rangle_V + \langle \frac{\partial V_p^j}{\partial x^k} S^{ki} \rangle_V \right) \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

$\langle \dots \rangle_V$ denotes a spatial averaging. ϵ_{ijk} is the Levi-Civita tensor and Ω is the instantaneous rotation vector of the reference frame. Damping by gas drag dominates the evolution of the velocity dispersion if t_{stop} is shorter than Ω^{-1} and the viscous heating rate $|\nabla \mathbf{V}_p|^{-1}$. This is thus the criterion for validity of the pressureless fluid approximation.

APPENDIX B: VALIDITY OF THE TERMINAL VELOCITY APPROXIMATION

Perturbing equation (10) yields:

$$\begin{aligned} & -i\omega \Delta \mathbf{v} - 2\Omega \Delta v \mathbf{e}_x + \frac{\Omega}{2} \Delta u \mathbf{e}_y \\ & -ik_x g_e t_{\text{stop}} (\mathbf{v} + (f_g - f_p) \Delta \mathbf{v} - f_g \Delta \mathbf{V} \delta) \\ & = -\frac{\Delta \mathbf{v} + \delta \Delta \mathbf{V}}{f_g t_{\text{stop}}} + i \frac{h}{f_g} \mathbf{k} \end{aligned} \quad (\text{B1})$$

(This can also be obtained by injecting equation 31 into equation 27 of YG05). The terminal velocity approximation amounts to setting the left-hand-side equal to zero.

The constraint $\omega f_g t_{\text{stop}} \ll 1$ results from comparing the first term on the left-hand-side with the first one on the right-hand-side. The latter dominates the next two terms on the left-hand-side if $\Omega f_g t_{\text{stop}} \ll 1$, and the fourth and fifth ones if $f_g k_x g_e t_{\text{stop}}^2 \ll 1$ (recall that both f_p and f_g are smaller than 1). To justify the assertion for the fourth term, we combine the perturbations of (7) and (8) (equations 28 and 29 of YG05) to obtain:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \frac{f_p \mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{v}}{1 + \frac{f_g k_x g_e t_{\text{stop}}}{\omega}} \quad (\text{B2})$$

and use the expectation that the wave speed is of order the background drift velocity, as verified by YG05.⁶ The final term on the left-hand-side is dominated by the second one on the right-hand-side under the same condition.

The condition $f_g t_{\text{stop}} \ll \Omega^{-1}, \omega^{-1}$ is implied anyway for the validity of the fluid approximation (see Appendix A). Since $\omega < \Omega$, the condition on $\tau_s (\ll 1/f_g)$ is the most stringent one. These conditions are somewhat less stringent than those mentioned by YG05 (which are thus sufficient), and more symmetric with respect to dust and gas (as they converge in concert toward the terminal (relative drift) velocity because of their mutual interaction).

⁶ Actually, equation (B2) does not really constrain v , but if we adopt the scaling $v \sim \frac{\Omega}{\omega} u$ from equation (23), the condition for this component reduces to the already obtained $\Omega f_g t_{\text{stop}} \ll 1$.

6.3 Conclusions

Nous avons étudié l'interaction entre la turbulence magnéto-hydrodynamique et la poussière. La poussière est en effet affectée par la turbulence qui contrecarre sa sédimentation vers le plan médian, mais le niveau de turbulence du gaz est aussi influencé par la poussière car celle-ci contrôle le taux d'ionisation du gaz. Ce couplage est pertinent au voisinage du bord externe de la zone morte. Dans un modèle réduit, nous avons trouvé qu'il existait un équilibre, où la distribution de poussière était piquée vers le plan médian, et que cet équilibre est inconditionnellement linéairement stable. Les conséquences observationnelles de cette interaction, tant en terme de stratification verticale que de structure radiale (le niveau de sédimentation pouvant affecter la température d'irradiation), pourraient être étudiées par ALMA et comparée par exemple à des modèles où le niveau de turbulence est verticalement constant.

Nous avons également revisité l'instabilité d'écoulement (*streaming instability*). Celle-là agit sur les solides une fois sédimentés dans le plan médian, et repose sur les frottements mutuels entre le gaz et les solides pour causer une collectivisation du mouvement des solides et leur concentration. Notre objectif était de donner une interprétation physique à la phase linéaire de cette instabilité. Nous proposons que les maxima de pressions attirent la poussière qui entraîne le gaz qui vient renforcer lesdits maxima. Cette boucle de rétroaction nécessite la présence des forces de Coriolis, et d'une dérive initiale entre le gaz et les solides. L'instabilité entre ensuite dans une phase non linéaire où des concentrations de solides gravitationnellement instables sont susceptibles d'émerger et de mener à la formation des planétésimaux.

Conclusions et perspectives

*Über diesen Stein wissen viele Menschen vieles, jeder etwas, jedoch niemand genug.*² (inscription à l'église d'Ensisheim (Alsace), où fut enchaînée la météorite du même nom de 1492 à 1854)

Cette thèse a eu pour objectif d'étudier la formation et l'évolution des solides du système solaire primitif, qu'il s'agisse de leur géochimie (pour les chondres) que de leur dynamique pendant qu'ils flottaient librement dans le disque protoplanétaire, avant leur accréation. Nous pouvons résumer les résultats décrits dans ce mémoire, schématisés à la figure 6.2, comme suit :

- (i) Par des calculs analytiques et semi-analytiques, nous avons montré que la préservation des inclusions réfractaires dans le disque protoplanétaire pendant plusieurs millions d'années avant l'agglomération des chondrites requérait la présence d'une région de faible turbulence, ou zone morte, conformément aux prédictions astrophysiques de Gammie (1996). Le transport efficace des inclusions réfractaires des régions internes du disque vers la périphérie serait alors antérieur à la formation de cette zone morte et peut-être consécutif à l'expansion du disque supposé initialement compact (à l'issue de la phase d'effondrement).
- (ii) Nous avons mesuré par LA-ICP-MS la concentration en éléments en trace dans les chondres des chondrites carbonées Vigarano (CV3), Renazzo (CR2) et Acfer 187 (CR2), concentration assez similaire pour les trois météorites. Si la mésostase des chondres est enrichie en terres rares par un ordre de grandeur au-dessus des valeurs chondritiques, olivine et enstatite en sont appauvries, en particulier pour les terres rares légères.

Le liquide théorique en équilibre avec l'olivine dans les chondres de type I ayant une composition plus compatible avec celle de la mésostase qu'une composition chondritique, l'olivine semble s'être formée par cristallisation d'équilibre, ce qui suppose une diffusion efficace et des vitesses de refroidissement inférieures à 1-100 K/h.

²“Beaucoup de gens savent beaucoup de choses sur cette pierre, tous en tous cas au moins une chose, mais personne n'en sait assez”.

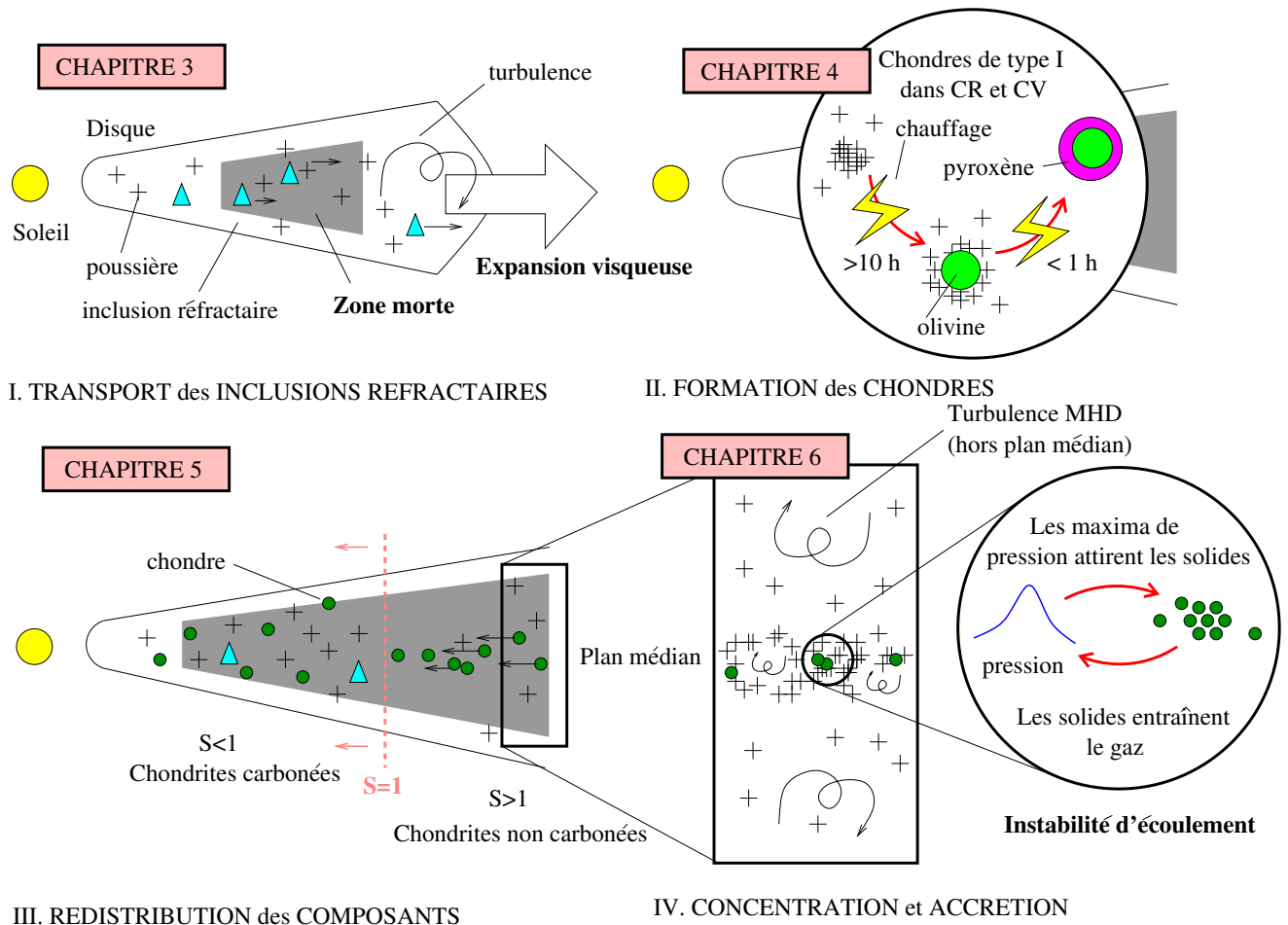


FIG. 6.2 – Schéma des différentes conclusions de cette thèse. Nous considérons le transport des inclusions réfractaires dans un disque en expansion et leur préservation dans une zone morte (chapitre 3), l'histoire thermique des chondres de type I dans les chondrites carbonées (chapitre 4), la redistribution de ces différents composants dans le disque gazeux, où nous proposons que les chondrites carbonées se sont accrétées plus tôt que les autres (chapitre 5) et enfin la concentration des solides, par sédimentation, contrôlée par le couplage poussière/turbulence MHD, et l'instabilité d'écoulement dont on interprète la phase linéaire par une boucle de rétroaction positive (chapitre 6). Voir texte pour détails.

On relève que les terres rares légères sont enrichies dans l’olivine par rapport aux prédictions des coefficients de partage d’équilibre, mais ceci pourrait signer des effets cinétiques (comme l’incorporation de gouttelettes de liquide) d’autant que les terres rares légères sont négativement corrélées avec la granulométrie.

Concernant l’enstatite, l’anticorrélation entre la teneur en terres rares avec la proportion de pyroxène pourrait être interprétée dans le cadre du “modèle de Nancy” d’interaction gaz-liquide : elle serait la conséquence d’un effet de dilution consécutive à l’addition de silice dans le liquide, silice responsable de la formation de pyroxène. Le taux de refroidissement rapide qui semble requis pourrait indiquer un événement distinct de celui de la cristallisation de l’olivine.

Des analyses ont également été pratiquées pour des chondres dans les chondrites ordinaires de Bishunpur et Saint-Séverin, et la chondrite à enstatite Sahara 97096. D’après les premières données, olivine et pyroxène sont plus pauvres en terres rares que leurs homologues des chondrites carbonées.

Nous avons également repris les données relatives au métal des chondrites CR obtenues par Paulhiac (2009). Elles pourraient s’intégrer dans le scénario échafaudé pour les silicates, avec le métal de bordure—souvent dans la couche pyroxénique—moins équilibré avec les silicates que les grains de métal centraux.

(iii) Nous avons revisité, d’un point de vue analytique, le problème de la redistribution aérodynamique des composants chondritiques dans le disque protoplanétaire avant leur agglomération, pour déterminer dans quelle mesure ils pouvaient rendre compte de certains fractionnements observés dans les différents groupes de chondrite. Afin de s’affranchir quelque peu des incertitudes pesant sur les modèles spécifiques de disque (profil en densité, valeur du paramètre α ...), nous avons mis en exergue le paramètre de découplage gaz-solide S , rapport du nombre de Stokes et du paramètre α . Si $S < 1$, les solides se comportent comme des traceurs passifs dans le gaz tandis que pour $S > 1$, ils se sédimentent vers le plan médian et dérivent vers le Soleil relativement au gaz. Nous avons conjecturé que les composants chondritiques (hors matrice) avaient $S < 1$ lors de l’accrétion des chondrites carbonées et $S > 1$ pour les autres, conjecture que nous avons fondée sur la proportion d’inclusions réfractaires, de matrice, la complémentarité et la distribution des signatures isotopiques de l’oxygène des chondres. Il s’ensuivrait que les chondrites carbonées se seraient accrétées antérieurement aux chondrites non carbonées, et que dans les premières, les inclusions réfractaires seraient cogénétiques avec une fraction significative de leur hôte.

(iv) Nous avons étudié des modèles réduits de deux processus de concentration des

solides :

—Nous avons modélisé l'interaction entre la sédimentation de la poussière dans un disque agité de turbulence magnétohydrodynamique, et cette même turbulence qui est contrôlée par le taux d'ionisation, lui-même contrôlé par la concentration de poussière. Nous avons trouvé qu'il existait un équilibre, que nous avons calculé dans un exemple concret, et que cet équilibre était inconditionnellement stable.

—Nous avons également entrepris d'interpréter la phase linéaire de l'instabilité d'écoulement (*streaming instability*). Nous proposons que les maxima de pression attirent la poussière qui entraîne le gaz, exacerbant en retour lesdits maxima, créant une boucle de rétroaction positive. Nous trouvons que la dérive gaz/solide initiale et la rotation sont des adjuvants essentiels à l'instabilité, qui ne peut dès lors être capturée par des modèles-jouets unidimensionnels.

En définitive, quelle image se dégage ici de l'environnement où ont évolué les composants des chondrites ? Les longues échelles de temps dynamique suggèrent que le système solaire primitif abritait une zone morte (dont la frontière externe était contrôlée par la concentration de la poussière). Dans ces conditions, le mélange radial était plus limité et des réservoirs distincts, tels qu'échantillonnés par les différents groupes de chondrites, ont ainsi pu voir le jour, comme les signatures isotopiques de l'oxygène des chondres le suggèrent. Il faut en excepter les inclusions réfractaires, qui pourraient s'être formées et dispersées avant l'émergence de cette zone morte, ce qui rendrait compte de leur relative similitude à travers les différents groupes de chondrites ; reste à déterminer si les différences qui subsistent peuvent être comprises en terme de transport ou de processus secondaires sur les corps parents. Si notre conjecture sur une accréation précoce des chondrites carbonées est correcte, il faudrait également résoudre les problèmes posés par l'apparente similitude des âges des chondres pour les deux super-clans de chondrites, le moindre métamorphisme thermique des chondrites carbonées et le zonage de la Ceinture Principale d'Astéroïdes, comme nous avons discuté au chapitre 5.

Tout tableau, si spéculatif soit-il, du système solaire primitif serait incomplet sans une discussion de l'origine des chondres. Quels enseignements tirer de nos données ? Notons que les spectres de terres rares relativement peu fractionnés pour l'olivine dans les chondres de type I ne paraissent pas compatibles avec une origine planétaire. Peut-être des analyses globales d'agrégats granoblastiques permettraient-elles, en cherchant des signatures éventuelles de condensation, de se forger une opinion plus sûre. Aussi, la limite supérieure des taux de refroidissement que nous proposons pour l'olivine reste compatible avec les modèles nébulaires les plus populaires, à savoir les modèles d'onde de choc. Au passage, si la région de formation des chondres correspond bien à la zone morte, cela

exclurait les instabilités gravitationnelles comme sources desdits chocs. Notons qu'en se rapprochant des taux de refroidissement estimées pour les inclusions réfractaires ignées, ces résultats confortent l'hypothèse d'un mécanisme de fusion commun (quel qu'il soit), ce qui serait attendu si inclusions réfractaires et chondres ferromagnésiens ont coexisté dans le disque comme nous le supposons³. Pour autant, une origine nébulaire des chondres n'a rien de certain. Sans revenir sur les travaux antérieurs sur la rétention des éléments volatils, nous pouvons observer que si nous sommes fondés à invoquer deux chauffages pour l'olivine et le pyroxène (et le métal superficiel dans le cas des chondrites CR), ajoutant à cela la fréquente observation générale de grains reliques dans les chondres, il semblerait que les chondres ont souvent connu plusieurs chauffages. Mais si on suppose ces chauffages indépendants les uns des autres, et qu'il ne sont pas biaisés envers tel ou tel type de matériau, cela signifierait que ces épisodes ont été très communs dans le disque, si en moyenne les objets qui ont été chauffé au moins une fois (les chondres) l'ont été deux fois (au moins). Il serait alors difficile d'expliquer pourquoi un nombre significatif d'inclusions réfractaires et de grains présolaires y ont échappé. Peut-être justement ces différents épisodes n'étaient-ils pas indépendants, et étaient au contraire corrélés, ce qui rendrait le mécanisme de formation des chondres plus complexe que de prime abord, avec une courbe de température polyphasée. La question de l'histoire thermique intégrale des chondres mérite certainement des études supplémentaires.

Dans l'immédiat, je compte mettre en oeuvre les développements suivants à ma recherche dans le cadre de ma bourse post-doctorale à l'Institut Canadien d'Astrophysique Théorique à l'Université de Toronto :

- (i) L'époque de condensation des inclusions réfractaires est marqué par un flux de matière important du nuage moléculaire parent vers le disque en formation, que des modèles unidimensionnels de type α ignorent. Afin de mieux modéliser le transport initial de ces objets, nous prévoyons de suivre le mouvement des solides dans des simulations d'effondrement de coeur (similaires à celles de Joos et collab. 2012) par le code MHD Ramses (Teyssier, 2002). De telles simulations pourraient également éclairer les questions de la proportion de grains présolaires (circum- et interstellaires) dans les chondrites et l'origine du fractionnement réfractaire/volatile.
- (ii) Il est important de poursuivre l'exploitation des données LA-ICP-MS pour les

³Nous ne sous-entendons pas que les CAI ignées se sont formées *en même temps* que les chondres ferromagnésiens : la majorité d'entre elles sont riches en oxygène-16 et avaient un rapport $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ canonique, mais l'existence de valeur largement subcanoniques de ce rapport pour certaines CAI et de minéraux pauvres en oxygène-16 en leur sein (MacPherson, 2005), sans parler de l'existence d'objets composés chondres/CAI (Krot et collab., 2009), suggèrent que des CAI ont été chauffées dans l'environnement spatio-temporel de formation des chondres ferromagnésiens.

chondrites non carbonées, pour comprendre les différences observées avec les chondrites carbonées (et voir comment elles se recourent avec celles discutées au point (iii) plus haut). Il serait souhaitable d'élargir notre base de données pour les chondrites ordinaires (en analysant davantage de chondres de type I notamment), en adjoignant en particulier à notre étude Semarkona, chondrite ordinaire LL3.01 encore plus inéquilibrée que Bishunpur. Nous compléterons enfin l'étude du métal des CR.

- (iii) Notre étude sur la redistribution aérodynamique des composants chondritiques pourrait utilement se compléter de simulations numériques unidimensionnelles eulériennes qui en serait l'illustration concrète. Il s'agirait de reproduire des populations synthétiques de chondrites, selon quelques caractères idéalisés, et de les comparer à l'enregistrement météoritique réel.
- (iv) Dans la mesure où la poussière dicte probablement la position de la frontière externe de la zone morte, il pourrait être intéressant d'étudier l'interaction entre la dérive radiale de la poussière et le profil de turbulence dans le disque. Nous pensons ici en premier lieu à des modèles réduits dans la lignée de ceux utilisés pour étudier la sédimentation verticale, mais ces travaux pourraient également s'intégrer aux simulations numériques visées au (iii), dans la mesure où la présence d'une zone morte pourrait être déterminante, de manière générale, dans la dynamique des composants chondritiques.

Annexes

Annexe A

Liste des publications issues de la thèse

A.1 Articles

- Jacquet E., Paulhiac-Pison M., Gounelle M., Alard O. (2012), Trace element geochemistry of CR chondrite metal (en préparation).
- Jacquet E., Alard O., Gounelle M. (2012), Trace element geochemistry of chondrules at the mineral scale, *Meteoritics and Planetary Sciences* (sous presse).
- Jacquet E., Gounelle M., Fromang S. (2012), On the aerodynamic redistribution of chondrite components in protoplanetary disks, *Icarus*, 220, 162-173.
- Jacquet E., Balbus S. (2012), A self-consistent reduced model for dusty magnetorotationally unstable disks, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423, 437-443.
- Jacquet E., Balbus S. A., Latter H. N. (2011), On linear dust-gas streaming instabilities in protoplanetary discs, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415, 3591-3598.
- Jacquet E., Krumholz M. (2011), Radiative Rayleigh-Taylor instabilities, *The Astrophysical Journal*, 730, 116.
- Jacquet E., Fromang S., Gounelle M. (2011), Radial transport of refractory inclusions and their preservation in the dead zone, *Astronomy & Astrophysics*, 526, L8.

A.2 Communications en conférence

- Jacquet E., Gounelle M., Alard O. (2012), Trace Element Microdistribution in Carbonaceous Chondrite Chondrules, abstract #1659 (oral), *Lunar and Planetary Science Conference XLII*, Houston.
- Jacquet E., Gounelle M., Fromang S. (2011), Dead Zone and Their Role in CAI Preservation (oral), abstract #1639 (oral), *Workshop on Formation of the First Solids in the Solar System*, Kauai, Hawaii.
- Jacquet E., Fromang S., Gounelle M. (2011), Transport of chondrite components in the protoplanetary disc : Interpreting the carbonaceous/non-carbonaceous chondrite dichotomy, abstract #5043 (oral), 74^{ème} conférence de la *Meteoritical Society*, Greenwich. Présenté également sous forme de poster à la *Gordon Research Conference "Origins of Solar Systems"*, Mount Holyoke (2011).
- Jacquet E., Gounelle M., Fromang S. (2011), Transport of calcium-aluminum-rich inclusions : The role of the dead zone, abstract #1091 (oral), *Lunar and Planetary Science Conference XLII*, Houston.
- Jacquet E. (2010), Météorites, micrométéorites, poussière cométaire : témoins du système solaire primitif (oral), *Colloque National du Programme de Physique et Chimie du Milieu Interstellaire*, Arles.
- Jacquet E., Alard O., Gounelle M. (2010), Trace Element Analyses of Silicates and Glass in Renazzo (CR2) Chondrules, abstract #1533 (poster), *Lunar and Planetary Science Conference XLI*, Houston.
- Jacquet E., Gounelle M., Alard O. (2009), Trace Element Analyses of Vigarano Chondrules, abstract #5354 (poster), 72^{ème} conférence de la *Meteoritical Society*, Nancy.

Annexe B

Liste des symboles mathématiques

Nous recensons ci-après les principaux symboles mathématiques utilisés dans ce mémoire ainsi que leur signification (en indiquant les quelques collisions potentielles de notation), ordonnés par ordre alphabétique (en commençant par les lettres grecques, puis les latines) :

α : Paramètre turbulent (défini par $T_{R\phi} = 3\alpha P/2$).

$\beta, \beta_r, \beta_t, \beta_{\text{eff}}$: Taux de recombinaison (voir chapitre 6). β peut aussi désigner le paramètre de Hall d'une espèce chimique (spécifiée en indice) suivant le contexte.

γ : Selon le contexte : Taux de croissance de la MRI (chapitre 6), ou exposant adiabatique du gaz (e.g. annexe K), ou coefficient de frottement (rapporté à l'unité de masse) d'une espèce chimique (spécifiée en indice) sur les molécules neutres (par unité de densité de celles-ci) ou encore coefficient d'activité d'une espèce chimique (spécifiée en indice).

δ : Pour une quantité Q , δQ désigne sa perturbation eulérienne.

δ_R, δ_z : Coefficients paramétrant la diffusivité turbulente (avec $D_{RR} = \delta_R c_s^2 / \Omega$ et $D_{zz} = \delta_z c_s^2 / \Omega$).

$\delta^{17}\text{O}, \delta^{18}\text{O}$: Ecart relatif du rapport isotopique $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$ (resp. $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$) par rapport à l'eau de mer standard.

Δ : Pour une quantité Q , ΔQ désigne sa perturbation lagrangienne.

$\Delta^{17}\text{O}$: Ecart de la composition isotopique de l'oxygène à la droite de fractionnement terrestre défini par $\delta^{17}\text{O} - 0,52 \times \delta^{18}\text{O}$.

ϵ : Rapport solide/gaz massique.

ζ : Taux d'ionisation (par molécule et par unité de temps).

η : Selon le contexte : Gradient de pression adimensionalisé ($-\partial P / \partial R / (2\Omega^2 R\rho)$) ou viscosité moléculaire dynamique du gaz.

η_O, η_H, η_A : diffusivité de Ohm, Hall et ambipolaires (cf annexe C).

κ : opacité spécifique moyenne de Rosseland (cf annexe K, où elle correspond à κ_F

- dans le régime optiquement épais). Peut aussi désigner la pulsation épicyclique.
- μ : Activité d'une espèce chimique (spécifiée en indice).
- μ_0 : permittivité magnétique du vide, soit $4\pi \times 10^{-7} \text{ TmA}^{-1}$.
- ν : "viscosité anormale" due à la turbulence ($\alpha c_s^2/\Omega$).
- ξ : Déplacement lagrangien.
- ρ : Masse volumique du gaz.
- ρ_p : Masse volumique des solides (en tant que fluide mélangé au gaz).
- ρ_s : Masse volumique *interne* des solides.
- Σ : Densité de surface du gaz.
- Σ_p : Densité de surface des solides.
- σ_{H_2}, σ_O : Sections efficaces des collisions H_2 - H_2 et H_2 -électrons, respectivement.
- σ_{SB} : Constante de Stefan-Boltzmann, soit $5,67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$.
- τ : Temps de freinage d'une particule solide dans le gaz.
- ϕ : Angle azimuthal (dans le disque).
- Ω : Vitesse angulaire képlerienne.
- ω : Pulsation complexe d'une perturbation (selon un mode propre).
- a : Rayon d'une particule solide.
- A_m : Paramètre de couplage vis-à-vis de la diffusion ambipolaire (cf annexe C).
- \mathbf{B} : Champ magnétique.
- C : Concentration massique d'une espèce chimique (spécifiée en indice).
- c : Vitesse de la lumière (299 792 458 m/s).
- c_s : Vitesse du son isotherme.
- D : Suivant le contexte : coefficient de partage minéral/liquide, ou diffusivité dans une phase minérale.
- D_{RR}, D_{zz} : Coefficients (diagonaux) radiaux et verticaux, respectivement, de diffusion turbulente.
- e : Charge électrique élémentaire ($1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$).
- E_s : Module d'Young.
- $\mathbf{F}_{drag}(g \rightarrow p)$: Force de frottement du gaz sur une particule solide.
- f_T : Nombre sans dimension paramétrant la température d'irradiation.
- G : Selon le contexte, constante de gravitation universelle ($6,67 \times 10^{-11} \text{ kg}^{-1}\text{m}^3\text{s}^{-2}$) ou enthalpie libre.
- H : Echelle de hauteur (épaisseur) du disque (c_s/Ω).
- h : Constante de Planck ($6,62 \times 10^{-34} \text{ J.s}$).
- I : Selon le contexte, préfacteur dans le taux de recombinaison d'une espèce chimique (spécifiée en indice) sur une particule solide dû à l'inefficacité du collage et de la

- focalisation électrostatique ou intensité du signal d'une espèce chimique (spécifiée en indice) dans le LA-ICP-MS.
- k : Nombre d'onde d'une perturbation (selon un mode propre).
- k_B : Constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K).
- m : Masse d'une molécule d'une espèce chimique spécifiée en indice (en l'absence d'indice, c'est la masse moyenne d'un gaz de composition solaire, soit 2,33 fois la masse du proton).
- M_\odot : Masse du Soleil (2×10^{30} kg).
- n : Concentration (nombre par unité de volume) d'une espèce chimique (spécifiée en indice).
- P : Pression du gaz.
- q : Charge d'une espèce chimique (spécifiée en indice).
- Q : Paramètre de Toomre.
- r : Distance héliocentrique (en repère sphérique).
- R : Distance héliocentrique (en repère cylindrique).
- R_{AU} : R exprimé en unité astronomique ($1 \text{ UA} = 1,5 \times 10^{11}$ m).
- Re_M : Nombre de Reynolds magnétique (cf annexe C).
- S : Paramètre de découplage gaz-solide (St/α).
- S_R, S_z : Paramètre de découplage des solides vis-à-vis des diffusions radiales (St/δ_R) et verticales (St/δ_z), respectivement.
- Sc_R, Sc_z : Nombres de Schmidt radial et vertical ($Sc_{R,z} = \alpha/\delta_{R,z}$).
- St : Temps de freinage adimensionalisé ou nombre de Stokes ($St = \Omega\tau$).
- $T_{R\phi}, T_{z\phi}$: Composantes $R\phi$ et $z\phi$ du tenseur de Maxwell-Reynolds.
- \mathbf{u} : Vitesse du gaz.
- v_K : Vitesse képlérienne.
- \mathbf{v}_p : Vitesse du fluide de particules solides.
- y : Fluctuation turbulente (cf chapitre 6).
- z : Coordonnée verticale ($z = 0$ correspondant au plan médian).
- $\overline{\dots}$: Désigne une moyenne sur les fluctuations turbulentes.
- $\langle \dots \rangle_w$: Désigne une moyenne verticale pondérée par la fonction w .

Annexe C

Equation fondamentale de la MHD non idéale

L'équation fondamentale de la MHD non idéale, essentiellement l'équation de Maxwell-Faraday, s'écrit :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} \left(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - \eta_O \text{rot} \mathbf{B} - \eta_H \text{rot} \mathbf{B} \wedge \hat{\mathbf{B}} - \eta_A \text{rot} \mathbf{B}_\perp \right), \quad (\text{C.1})$$

avec $\hat{\mathbf{B}} \equiv \mathbf{B}/B$ et pour tout vecteur \mathbf{a} , on a posé $\mathbf{a}_\perp \equiv \mathbf{a} - (\mathbf{a} \cdot \hat{\mathbf{B}})\hat{\mathbf{B}}$. Le premier terme dans le rotationnel correspond à la MHD idéale, les autres relevant des diffusivité ohmiques, d'Hall et ambipolaires, respectivement. On a (Wardle, 2007) :

$$\eta_O = \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \quad (\text{C.2})$$

$$\eta_H = \frac{\sigma_H}{\mu_0 (\sigma_H^2 + \sigma_P^2)} \quad (\text{C.3})$$

$$\eta_P = \frac{\sigma_P}{\mu_0 (\sigma_H^2 + \sigma_P^2)} - \eta_O, \quad (\text{C.4})$$

où les conductivités d'Ohm (σ_O), Hall (σ_H) et Pedersen (σ_P) sont définies par :

$$\sigma_O = \sum_{j=1}^n \frac{n_j q_j \beta_j}{B} = \sum_{j=1}^n \frac{n_j q_j^2}{m_j \rho \gamma_j} \quad (\text{C.5})$$

$$\sigma_H = \sum_{j=1}^n \frac{n_j q_j}{B (1 + \beta_j^2)} \quad (\text{C.6})$$

$$\sigma_P = \sum_{j=1}^n \frac{n_j q_j \beta_j}{B (1 + \beta_j^2)} = \sum_{j=1}^n \frac{n_j q_j^2}{m_j \rho \gamma_j (1 + \beta_j^2)}, \quad (\text{C.7})$$

où les sommes portent sur chacune des n espèces chargées, chacune caractérisée par une concentration n_j , une masse m_j , une charge q_j , un coefficient de friction γ_j défini de sorte que la force due à l'échange de quantité de mouvement avec les neutres s'écrit $-\gamma_j \rho (\mathbf{v}_j - \mathbf{v})$, qui permettent de définir un paramètre de Hall :

$$\beta_j \equiv \frac{q_j B}{m_j \rho \gamma_j} \quad (\text{C.8})$$

qui mesure le couplage de l'espèce j au champ magnétique.

Dans le cas où les seules espèces chargées sont les électrons et les ions, (ce qui ne sera pas le cas en présence de grains), espèces que l'on dénotera avec les indices e et i , respectivement, on a $\gamma_i = 3 \times 10^{10} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ (Draine et collab., 1983) et

$$\gamma_e = \frac{4}{3} \sigma_0 \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{k_B T}{m_e m_n (m_e + m_n)}} \quad (\text{C.9})$$

avec $\sigma_0 = 10^{-19} \text{ m}^2$ (Draine et collab., 1983; Balbus, 2011), de sorte que :

$$\beta_i = 4,6 \times 10^{-3} \left(\frac{B}{10^{-4} \text{ T}} \right) \left(\frac{10^{21} \text{ m}^{-3}}{n_n} \right) \left(\frac{q_i}{e} \right) \quad (\text{C.10})$$

$$\beta_e = -3,5 \left(\frac{B}{10^{-4} \text{ T}} \right) \left(\frac{10^{21} \text{ m}^{-3}}{n_n} \right) \left(\frac{100 \text{ K}}{T} \right)^{1/2} \quad (\text{C.11})$$

Comme, dans les conditions du disque, $\beta_i \ll |\beta_e|$, on a :

$$\eta_O \approx \frac{4}{3} \frac{v_{Te} m_e \sigma_0}{\mu_0 e^2 x_e}. \quad (\text{C.12})$$

$$\eta_H \approx |\beta_e| \eta_O \quad (\text{C.13})$$

$$\eta_A = \beta_i |\beta_e| \eta_O, \quad (\text{C.14})$$

d'où l'on tire que les régimes d'Ohm, d'Hall et de diffusion ambipolaire correspondent à $\beta_i \ll |\beta_e| \ll 1$, $\beta_i \ll 1 \ll |\beta_e|$ et $1 \ll \beta_i \ll |\beta_e|$, respectivement. Ils peuvent être interprétés comme dus à la dérive électrons-ions pour les deux premiers (d'une façon différente) et ions-neutres pour le dernier, respectivement (Balbus, 2011).

L'importance des termes non idéaux est mesurée par divers nombres sans dimension. En comparant par exemple le membre de gauche de l'équation (C.1) aux termes non résistifs, on voit que, pour un taux de croissance de la MRI comparable à Ω , la condition qualitative $\Omega B \gg \eta B / H^2$ se traduit par une borne inférieure pour le *nombre de Reynolds*

magnétique :

$$\text{Re}_M \equiv \frac{c_s^2}{\eta\Omega} \quad (\text{C.15})$$

La valeur minimale pour l'activité MRI du disque serait de l'ordre de $\text{Re}_{M,c}=100$ mais même l'ordre de grandeur est incertain (e.g. Fromang et collab., 2002). En utilisant l'équation (C.12), on voit que cela correspond à un taux d'ionisation minimal :

$$x_e = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\sqrt{m_e m_n} \sigma_0 \text{Re}_{M,c} \Omega}{\mu_0 e^2 c_s} = 8 \times 10^{-14} \text{Re}_{M,c} \left(\frac{1 \text{ km/s}}{c_s} \right) R_{\text{AU}}^{-3/2}, \quad (\text{C.16})$$

qui est de toute évidence très faible, mais qui peut ne pas être atteint dans une large portion du disque (la *zone morte*).

Le nombre d'Elsasser

$$\Lambda \equiv \frac{v_A^2}{\eta\Omega}, \quad (\text{C.17})$$

où la vitesse du son est remplacée par la vitesse d'Alfvén $v_A \equiv B/\sqrt{\mu_0\rho}$, emporte parfois le suffrage des théoriciens MHD sur le nombre de Reynolds magnétique.

Dans le régime de diffusion ambipolaire, qui pourrait dominer dans les couches superficielles du disque (Perez-Becker et Chiang, 2011), on a généralement recours au taux de collision ion-neutres (par molécule neutre) adimensionné :

$$\text{Am} \equiv \frac{x_i n_n \beta_{\text{in}}}{\Omega} \quad (\text{C.18})$$

avec $\beta_{\text{in}} = \gamma_i(m_i + m_n) = 1.9 \times 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$ le taux de collision ion-neutre (Draine et collab., 1983). Le seuil pour l'activité MRI serait de l'ordre 1-100 (Perez-Becker et Chiang (2011) ; voir Bai et Stone (2011) pour une discussion de la dépendance à B).

Annexe D

Validité du régime d'Epstein pour des objets millimétriques dans les disques protoplanétaires

La loi de friction utilisée dans cette thèse (voir équation (1.19)) suppose que le libre parcours moyen du gaz λ_g est grand devant le rayon du grain a . Lorsque ce n'est plus le cas, le régime de Stokes prévaut et :

$$\tau = \frac{2\rho_s a^2}{9\eta} \quad (\text{D.1})$$

avec η la viscosité moléculaire (dynamique). Pour $2|\mathbf{v}_p - \mathbf{u}|\rho a/\eta > 1$, l'expression de la force de frottement évolue vers une dépendance quadratique en la vitesse relative (Weidenschilling, 1977). Les formules de Stokes et d'Epstein coïncident pour $a = 9\lambda_g/4$ que l'on peut considérer comme marquant la transition entre ces deux régimes. En terme de densité de surface, le régime de Stokes correspond à :

$$\Sigma > \frac{\sqrt{2\pi} m c_s}{\Omega \sigma_{H_2} a} = 10^6 \text{ kg/m}^2 R_{\text{AU}}^{3/2} \left(\frac{c_s}{1 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{1 \text{ mm}}{a} \right) \quad (\text{D.2})$$

avec $\sigma_{H_2} = 5.7 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ la section efficace de la molécule de dihydrogène (e.g. Cuzzi et collab., 2001). Pour des objets millimétriques, voire centimétriques, et plus petits, le membre de droite est un nombre élevé qui ne peut être atteint que dans les phases les plus précoces de l'évolution du disque.

Même dans cette limite, les instabilités gravitationnelles et magnéto-rotationnelles oblitéreraient les effets de la dérive due au frottement (au sens que $S \ll 1$), rendant inutile la prise en compte du changement de régime. En effet, le temps de freinage adimensionné

est alors :

$$\text{St}_{\text{Stokes}} = 10^{-6} R_{\text{AU}}^{3/2} \left(\frac{\rho_s a^2}{10^{-3} \text{ kg/m}} \right) \left(\frac{1 \text{ km/s}}{c_s} \right) \quad (\text{D.3})$$

Cependant, l'équation (D.2) peut être réécrite en terme du paramètre Q de Toomre :

$$Q < \frac{1}{\sqrt{2}\pi^{3/2}} \frac{M_{\odot}}{m} \frac{\sigma_{\text{H}_2} a}{R^3} (\sqrt{2}\pi^{3/2}) = \left(\frac{a}{1 \text{ mm}} \right) R_{\text{AU}}^{-3}, \quad (\text{D.4})$$

impliquant des instabilités gravitationnelles à quelques UA. Si celles-ci n'opèrent pas, l'équation (D.2) implique également la borne inférieure suivante à la température visqueuse :

$$T_{\text{vis}} > \sqrt{\frac{27\pi\kappa\alpha}{64\Omega\sigma_{\text{SB}}}} \frac{k_B}{\sigma_{\text{H}_2} a} = 2 \times 10^3 \text{ K } R_{\text{AU}}^{3/4} \left(\frac{\kappa}{0,5 \text{ m}^2/\text{kg}} \frac{\alpha}{10^{-6}} \right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{ mm}}{a} \right) \quad (\text{D.5})$$

qui excède le seuil d'activation thermique de la MRI même pour de très faibles valeurs initiales du paramètre α ¹.

¹Rappelons qu'au-dessus de la température de vaporisation de la poussière, l'opacité diminue, tamponnant la température dans la gamme avoisinante, qui est de toute manière supérieure à la température d'activation de la MRI

Annexe E

Equation de continuité des grains moyennée sur les fluctuations turbulentes

Dans cette annexe, nous justifions la forme de l'équation d'advection-diffusion (1.24), d'une façon adaptée de Balbus (2011). Elle résulte formellement de la médiation de l'équation de continuité

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{v}_p) = 0 \quad (\text{E.1})$$

sur les fluctuations turbulentes. Le problème se réduit donc à exprimer la densité de flux moyennée $\overline{\rho_p \mathbf{v}_p}$.

En combinant les équations de continuité du gaz et des particules (similairement à l'équation 45 de Jacquet et collab. 2011a), nous avons :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_p \cdot \nabla \right) \ln \frac{\rho_p}{\rho} = - \frac{\nabla \cdot (\rho (\mathbf{v}_p - \mathbf{u}))}{\rho} = - \frac{\nabla \cdot (\tau \nabla P)}{\rho} \quad (\text{E.2})$$

En posant, pour une quantité Q , sa perturbation lagrangienne

$$\Delta Q = \delta Q + \xi_p \cdot \nabla \overline{Q}, \quad (\text{E.3})$$

avec ξ_p le déplacement lagrangien des particules (supposé petit comparé à la longueur typique de variation de \overline{Q}), il vient :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_p \cdot \nabla \right) \Delta \ln \frac{\rho_p}{\rho} = - \Delta \frac{\nabla \cdot (\tau \nabla P)}{\rho} \quad (\text{E.4})$$

Aussi, formellement :

$$\begin{aligned} \overline{\rho_p \mathbf{v}_p} &= \overline{\left(\frac{\rho_p}{\rho}\right) \rho \mathbf{v}_p} + \overline{\delta \left(\frac{\rho_p}{\rho}\right) \delta(\rho \mathbf{v}_p)} = \overline{\rho_p} \overline{\mathbf{v}_p} \\ &- \overline{\rho \delta \mathbf{v}_p \xi_{\mathbf{p}}} \cdot \nabla \overline{\left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)} - \overline{\rho_p \int \Delta \frac{\nabla \cdot (\tau \nabla P)}{\rho} dt_p \delta \mathbf{v}_p} \end{aligned} \quad (\text{E.5})$$

Pour $\alpha \ll 1$, $\text{St} \ll 1$, on peut se convaincre que les termes dominants en sont¹ :

$$\overline{\rho_p \mathbf{v}_p} = \overline{\rho_p} \overline{\mathbf{v}_p} - \rho \mathcal{D} \nabla \overline{\left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)}, \quad (\text{E.7})$$

c'est-à-dire la somme de deux termes d'advection et de diffusion, respectivement, avec le tenseur de diffusion \mathcal{D} défini par (Balbus, 2011)

$$\mathcal{D}_{ij} = \overline{\delta v_{p,i} \xi_{p,j}} \approx \overline{\delta u_i \xi_j}, \quad (\text{E.8})$$

avec ξ le déplacement lagrangien du gaz (dans la limite de couplage fort, les coefficients de diffusion sont indistingables de ceux du gaz lui-même, cf Youdin et Lithwick 2007).

Ainsi, on a :

$$\frac{\partial \langle \rho_p \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\langle \rho_p \rangle \langle \mathbf{v}_p \rangle - \rho \mathcal{D} \nabla \langle \frac{\rho_p}{\rho} \rangle \right) = 0. \quad (\text{E.9})$$

Dans la mesure où il n'y a pas de couplage fort entre les composantes verticales et horizontales des vitesses (les forces de Coriolis étant horizontales), les coefficients non diagonaux D_{Rz} and D_{zR} peuvent être ignorés².

¹En revenant à l'équation (E.4), on voit que le membre de droite peut être négligé si, en notant ω une fréquence caractéristique de la perturbation et $\lambda_P \equiv \|\nabla \ln P\|^{-1}$

$$\left(\frac{\Omega}{\omega}\right) \left(\frac{H}{\lambda_P}\right)^2 \text{St} \ll 1 \quad (\text{E.6})$$

ce qui devrait être satisfait en général pour $\text{St} \ll 1$.

²Concernant spécifiquement la MRI (pour laquelle Balbus (2011) justifie $Sc_R \sim 1$ dans la phase linéaire), on observera d'ailleurs que les modes avec les plus forts taux de croissance ont $\delta u_z = 0$ (Latter, communication personnelle).

Annexe F

Minéralogie des météorites

Cette annexe a pour but de familiariser le lecteur avec les minéraux les plus répandus dans les chondrites et dont il est question dans ce mémoire. On y expose quelques notions de minéralogie, puis on donne la liste alphabétique des minéraux.

F.1 Éléments de minéralogie

Au niveau microscopique, un minéral consiste en un réseau périodique qui répète le contenu d'une maille élémentaire de forme parallélépipédique, qui pave ainsi tout l'espace sans lacune ni chevauchement. Une *espèce minérale* est caractérisée à la fois par la structure géométrique (cristallographie) et le contenu en éléments chimiques (cristallochimie) de la maille.

Les différents systèmes cristallins sont :

- *Système cubique* : maille cubique
- *Système quadratique* : maille en parallélépipède rectangle à base carrée.
- *Système orthorhombique* : maille en parallélépipède rectangle.
- *Système monoclinique* : maille en prisme droit à base parallélogramme.
- *Système rhomboédrique* : maille en parallélépipède à faces losangiques identiques.
- *Système hexagonal* : maille en prisme droit à base losangique, avec angles de 120° et 60° ¹.
- *Système triclinique* : maille parallélépipédique (sans symétrie supplémentaire).

Les phases minérales sans structure cristalline périodique sont dites *amorphes*.

Les différentes classes chimiques, selon le type d'anion dominant², sont :

¹Le réseau dans son ensemble peut également être pavé avec des prismes droits à base hexagonale, d'où le nom du système cristallographique.

²Plusieurs anions peuvent avoir essentiellement la même structure, et ne donner lieu qu'à une classe (au plus haut niveau de la classification) : aussi, par exemple les carbonates comprennent-ils, outre les

- *Eléments natifs* : pas d’anion.
- *Sulfures* : ion sulfure S^{2-} .
- *Halogénures* : ion F^- , Cl^- , Br^- , I^- ou At^- .
- *Oxydes et hydroxydes* : ion oxyde (O^{2-}) ou hydroxyde (OH^-).
- *Carbonates* : ion carbonate CO_3^{2-} .
- *Sulfates* : ion sulfate SO_4^{2-} .
- *Phosphates* : ion phosphate PO_4^{3-} .
- *Silicates* : ion silicate SiO_4^{4-} .

Les *substances organiques* ne sont généralement pas considérées (conventionnellement) comme des espèces minérales.

En principe, une espèce minérale devrait avoir une composition chimique bien définie. Souvent, il arrive en réalité que des termes intermédiaires entre deux minéraux de structure semblable et de composition différente existent : c’est ce qu’on appelle une *solution solide* (ou une *série isomorphique*). Par exemple, toutes les compositions intermédiaires entre les deux “pôles purs” (en anglais *endmember*) de l’olivine, qui sont la forstérite (Mg_2SiO_4) et la fayalite (Fe_2SiO_4) existent, et ne diffèrent entre elles que par les proportions relatives de fer et de magnésium (sous formes d’ions Fe^{2+} et Mg^{2+}) dans les sites cristallographiques qui leur sont affectés. La formule chimique générale de l’olivine s’écrit donc $(Mg,Fe)_2SiO_4$. La composition d’une olivine est souvent exprimée en pourcentage des pôles purs : ainsi une olivine $Fo_{80}Fa_{20}$ (ou plus simplement Fo_{80}), par exemple, correspond à une composition $(Mg_{0,8}Fe_{0,2})_2SiO_4$, qu’on peut effectivement voir comme le mélange de 80 % de forstérite (Fo) et 20 % de fayalite (Fa).

F.2 Glossaire des principaux minéraux des chondrites

Nous listons ci-après une sélection des minéraux des chondrites. Une revue plus exhaustive a été écrite par Rubin (1997). Nous indiquons, après le nom de chaque espèce minérale, le système cristallin et la cristallochimie entre parenthèses.

Albite (triclinique, $NaAlSi_3O_8$)

Pôle sodique des plagioclases, généralement abrégé “Ab”.

Anorthite (triclinique, $CaAl_2Si_2O_8$)

Pôle calcique des plagioclases, généralement abrégé “Ab”.

Apatite (hexagonal, $Ca_5(PO_4)_3(F, OH, Cl)$)

Phosphate de calcium. L’espèce chlorapatite a pour formule $Ca_5(PO_4)_3Cl$

carbonates *stricto sensu*, aussi les borates (BO_3^{3-}), les nitrates (NO_3^-) et les iodates (IO_3^-). Nous ferons ici l’économie de ces subdivisions.

Augite (monoclinique, $(\text{Mg}, \text{Fe}, \text{Ca})\text{Si}_2\text{O}_6$)

Solution solide riche en calcium de la famille des pyroxènes. Comprend la série entre le diopside et l'hédenbergite.

Calcite (rhomboédrique, CaCO_3)

Carbonate de calcium.

Chromite (cubique, FeCr_2O_4)

Espèce de la famille des spinelles.

Corindon (rhomboédrique, Al_2O_3)

Oxyde d'aluminium.

Diopside (monoclinique, $\text{MgCaSi}_2\text{O}_6$)

Espèce de la famille des pyroxènes, généralement abrégé "Di".

Enstatite (orthorhombique, MgSiO_3)

Pôle magnésien du pyroxène, généralement abrégé "En". Peut être monoclinique e.g. en cas de refroidissement rapide.

Fayalite (orthorhombique, Fe_2SiO_4)

Pôle ferrifère de l'olivine, généralement abrégé "Fa".

Feldspath (triclinique ou monoclinique, $((\text{NaSi}, \text{KSi}, \text{CaAl})\text{AlSi}_2\text{O}_8)$)

Silicate (avec anions silicates formant une charpente tridimensionnelle), solution solide entre l'anorthite, l'albite et l'orthose.

Feldspath alcalin (triclinique ou monoclinique, $((\text{Na}, \text{K})\text{AlSi}_3\text{O}_8)$)

Solution solide entre l'albite et l'orthose. Il existe un champ d'immiscibilité à basses températures.

Ferrosilite (orthorhombique, FeSiO_3)

Pôle ferrifère du pyroxène, généralement abrégé "Fs".

Forstérite (orthorhombique, Mg_2SiO_4)

Pôle magnésien de l'olivine, généralement abrégé "Fo"

Hedenbergite (monoclinique, $\text{FeCaSi}_2\text{O}_6$)

Espèce de la famille des pyroxènes, généralement abrégé "Hd".

Hibonite (hexagonal, $\text{CaAl}_{12}\text{O}_{19}$)

Oxyde d'aluminium et de calcium.

Kamacite (cubique, (Fe, Ni))

Alliage de fer et de nickel, structure cubique centrée (i.e., en sus des atomes aux sommets de la maille, il en réside un au centre). Généralement plus pauvre en Ni que la taenite.

Ménilite (cubique, $(\text{Ca}_2(\text{Al}_2, \text{MgSi})\text{SiO}_7)$)

Silicate (avec les anions silicates groupés par deux), solution solide entre la géhlénite

($\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{O}_7$) à l'åkermanite ($\text{Ca}_2\text{MgSi}_2\text{O}_7$).

Merrillite (rhomboédrique, $\text{Ca}_9\text{NaMg}(\text{PO}_4)_7$)

Phosphate de calcium anhydre (de la famille de la whitlockite).

Mésostase Phase intersticielle aux différents phénocristaux (les plus gros cristaux, d'une dizaine de microns au moins) d'un chondre. De composition variable, ce n'est pas à proprement parler une espèce minérale. Elle peut être amorphe, partiellement dévitrifiée (avec des cristallites de feldspath ou de clinopyroxène), ou holocristalline (entièrement cristallisée).

Néphéline (hexagonal, $\text{Na}_3\text{KSiAlO}_4$)

Silicate (avec anions silicates formant une charpente tridimensionnelle) de la famille des feldspathoïdes.

Niningérite (cubique, $(\text{Mg}, \text{Fe}, \text{Mn})\text{S}$)

Sulfure de magnésium.

Oldhamite (cubique, CaS)

Sulfure de calcium.

Olivine (orthorhombique, $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$)

Silicate (avec anions silicates isolés les uns des autres), solution solide entre la forstérite et la fayalite.

Orthose (monoclinique, KAlSi_3O_8)

Pôle potassique des feldspaths, généralement abrégé "Or".

Pérovskite (orthorhombique, CaTiO_3)

Oxyde de calcium et de titane.

Pigeonite (monoclinique, $(\text{Mg}, \text{Fe}, \text{Ca})\text{Si}_2\text{O}_6$)

Solution solide de la famille des pyroxènes (Wo_{5-15}), limitrophe au champ des orthopyroxène, et séparés des augites par un champ d'immiscibilité.

Plagioclase (triclinique, $(\text{NaSi}, \text{CaAl})\text{AlSi}_2\text{O}_8$)

Solution solide entre l'anorthite et l'albite (feldspaths sodiocalciques).

Pyroxène (orthorhombique ou monoclinique, $(\text{Mg}, \text{Fe}, \text{Ca})\text{SiO}_3$)

Silicate (avec anions silicates reliés en chaînes). La composition est intermédiaire entre l'enstatite, la ferrosilite, le diopside et l'hédenbergite, et peut être vue comme un mélange ternaire entre les deux premières et la wollastonite. A l'équilibre thermodynamique, et dans les CNTP, les compositions pauvres en Ca correspondent à une structure orthorhombique (on parle alors d'*orthopyroxène*) et celles en contenant (de 5 à 50 % de Ca) monoclinique (il s'agit alors de *clinopyroxènes*).

Pyrrhotite (hexagonal, Fe_{1-x}S)

Sulfure de fer, avec un déficit en fer par rapport à la troilite ($0 < x < 0,2$).

Sphalérite (cubique, ZnS)

Sulfure de zinc.

Spinelle (cubique, $(\text{Mg}, \text{Fe}^{2+})(\text{Al}, \text{Fe}^{3+}, \text{Cr})_2\text{O}_4$)

Solution solide. On appelle spinelle *stricto sensu* l'espèce de composition MgAl_2O_4 .

Taenite (cubique, (Fe,Ni))

Alliage de fer et de nickel, structure cubique à faces centrées (i.e., en sus des atomes aux sommets de la maille, il en réside un au centre de chaque face). Généralement plus riche en Ni que la kamacite.

Troilite (hexagonal, FeS)

Sulfure de fer.

Wollastonite (triclinique, CaSiO_3)

Pôle calcique des pyroxènes, généralement abrégé “Wo”. En toute rigueur, la wollastonite n'appartient pas à la famille des pyroxènes, mais est un “pyroxénoïde”.

Annexe G

Calcul du transport en disque autosimilaire

Nous détaillons ici la dérivation des équations 7 et 8 de Jacquet et collab. (2011b) que des contraintes spatiales n'avaient pas permis d'inclure dans la publication. On verra d'ailleurs que ces résultats ont été dérivés en fonction du paramètre S . Rappelons que le profil de la densité de surface est :

$$\Sigma(t, R) = \frac{M_D(t)}{2\pi R R_D(t)} e^{-\frac{R}{R_D(t)}}, \quad (\text{G.1})$$

avec M_D and R_D les masse et rayon caractéristique du disque, respectivement. Supposant $\nu \propto R$, R_D augmente linéairement avec le temps, alors que $M_D R_D^{1/2}$ est conservé. Si l'origine des temps est prise comme étant la singularité mathématique où $R_D = 0$, on a :

$$t = \frac{R_D(t)^2}{3\nu(R_D(t))}. \quad (\text{G.2})$$

Nous ignorons la diffusion turbulente et ne nous intéressons qu'à la vitesse nette des grains dans la région dominée par l'irradiation. Dans cette région, α est constant. Dès lors :

$$S = \frac{\pi^2 \rho_s a R R_D \exp(R/R_D)}{M_D \alpha} \propto R_D^{5/2} X e^X, \quad (\text{G.3})$$

avec $X \equiv R/R_D$. En utilisant l'équation (G.1), on obtient :

$$\begin{aligned} v_{p,R} &= -\frac{3}{\Sigma R^{1/2}} \frac{\partial}{\partial R} (R^{1/2} \Sigma \nu) - \frac{\pi}{2} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{\Sigma \Omega c_s} \right) c_s^3 \rho_s a \\ &= \frac{\nu}{R} \left(3 \left(X - \frac{1}{2} \right) - S \left(X + \frac{11}{4} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{G.4})$$

Ainsi, $v_{p,R} = 0$ si et seulement si $S = 3(X - 1/2)/(X + 11/4)$. Dans les premiers temps du disque, il y a deux telles distances héliocentriques, appelées “points de stagnation”, et notées R_{in} et R_{out} avec $R_{in} < R_{out}$. En-deçà de R_{in} et au-delà R_{out} , $v_{p,R} < 0$ tandis qu’entre les deux $v_{p,R} > 0$.

A partir de l’équation (G.4), on calcule :

$$\frac{\partial v_{p,R}}{\partial t} = \frac{3}{R_D} \left(\frac{\nu}{R} \right)^2 \left(-3X + S \left(X^2 + \frac{9}{4}X - \frac{33}{8} \right) \right) \quad (G.5)$$

$$\frac{\partial v_{p,R}}{\partial R} = \frac{\nu}{RR_D} \left(3X - S \left(X^2 + \frac{19}{4}X + \frac{11}{4} \right) \right) \quad (G.6)$$

Nous voulons d’abord calculer la portée maximum du transport “hélifuge”. Ceci correspond à la valeur maximale de R_{out} . Comme la dérivation de $v_{p,R}(t, R_{out}(t)) = 0$ par rapport au temps donne

$$\frac{dR_{out}}{dt} = - \frac{\partial v_{p,R}/\partial t}{\partial v_{p,R}/\partial R}|_{R_{out}} \quad (G.7)$$

ceci implique $\partial v_{p,R}/\partial t = 0$. En y injectant l’équation (G.5) et combinant avec $v_{p,R}(t, R_{out}) = 0$, on obtient l’équation du troisième degré en X

$$X^3 + \frac{3}{4}X^2 - 8X + \frac{33}{16} = 0, \quad (G.8)$$

dont la solution numérique est $X = 2.32$, correspondant à $S = 1.08$. Equations 7 and 8 of Jacquet et collab. (2011b) s’ensuivent en utilisant les équations (G.3) et (G.2).

Nous voulons maintenant déterminer quand et où disparaissent les dernières vitesses positives. C’est ce que l’on appelle “release” dans la Lettre, puisque tous les grains dérivent vers le Soleil ensuite. A cet instant, R_{in} et R_{out} sont confondus de sorte que $\partial v_{p,R}/\partial R = 0$. Injectant l’équation (G.6) et combinant avec $v_{p,R} = 0$, similairement à ce qui précède, on obtient :

$$X^3 + \frac{13}{4}X^2 - \frac{19}{8}X - \frac{11}{8} = 0, \quad (G.9)$$

dont la solution numérique est $X = 0.93$, correspondant à $S = 0.35$. Le “release” a donc lieu à :

$$R_{\text{release}} = 34 \text{ AU} \left(\frac{1 \text{ kg/m}^2}{\rho_s a} \frac{\alpha}{10^{-2}} \frac{M_D R_D^{1/2}}{0.5 M_\odot \cdot \text{AU}^{1/2}} \right)^{2/5} \quad (G.10)$$

$$t_{\text{release}} = 0.18 \text{ Ma} \left(\frac{1}{f_T} \right) \left(\frac{1 \text{ kg/m}^2}{\rho_s a} \frac{M_D R_D^{1/2}}{0.5 M_\odot \cdot \text{AU}^{1/2}} \right)^{2/5} \left(\frac{10^{-2}}{\alpha} \right)^{3/5} \quad (G.11)$$

Annexe H

Partage des éléments en trace

Dans cette annexe, nous donnons quelques éléments sur le partage des éléments en trace entre les différentes phases d'un système géochimique. De plus amples renseignements pourront être obtenus dans le manuel de White (2012), actuellement exclusivement en ligne à www.imwa.info/white-geochemistry.html, et dans le chapitre de Wood et Blundy (2003) du *Treatise on Geochemistry*.

H.1 Les éléments en trace

Un *élément en trace* peut être défini comme un élément présent dans un minéral en suffisamment basses quantités pour que son activité soit proportionnelle à sa concentration (loi de Henry). Rappelons que pour une espèce chimique i , l'activité a_i est définie par :

$$\mu_i(T, P, n_j) \equiv \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T, P, n_{j \neq i}} \equiv \mu_i^\circ(T, P) + RT \ln a_i \quad (\text{H.1})$$

avec $G = U + PV - TS$ l'enthalpie libre du système, n_i la quantité de matière de l'espèce chimique i ¹, μ_i son potentiel chimique, μ_i° sa valeur à l'état standard (défini ici pour une température et une pression donnée) et $R = 8,314 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$ la constante des gaz parfaits. Si l'espèce i est un élément en trace, on peut écrire son activité sous la forme :

$$a_i = \gamma_i(T, P, n_{j \neq i}) C_i \quad (\text{H.2})$$

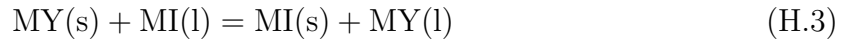
où le coefficient d'activité γ_i ne dépend pas de la concentration C_i (ici exprimée en fraction massique) de l'espèce i . Typiquement, C_i est inférieur à 0,1 % (en masse, donc) et l'unité

¹On peut aussi passer à une description en terme de nombre de particules, où k_B remplace R , en se souvenant que $1 \text{ mol} = 6,02 \times 10^{23}$ particules.

couramment utilisée est la *partie par million* ou ppm (1 ppm = 1 $\mu\text{g/g}$), voire le ppb (*part per billion* soit *partie par milliard*). Dans un système géochimique donné, la plupart des éléments du tableau périodique peuvent être considérés comme des éléments en trace. Font exception, naturellement, les éléments qui sont des constituants stoechiométriques (ou *éléments majeurs*) des phases considérées (souvent O, Mg, Si, Fe, Al, Na, Ca, K), et, selon le cas, quelques *éléments mineurs* (souvent Mn, Cr, P, Ni) dont les teneurs sont de l'ordre de 0,1-1 %.

H.2 Coefficient de partage

Considérons un minéral de formule cristallographique $M(Y, I)$. Par Y et I, l'on entend deux éléments qui peuvent se substituer l'un à l'autre dans un même site cristallographique, avec Y un élément hypothétique qui entre exactement dans ce site, de rayon r_0 sans déformer la structure et I un élément en trace de rayon r_I . M désigne le reste de la formule. On peut envisager la réaction de substitution sous la forme :



où (s) et (l) renvoient à la phase cristalline et au liquide magmatique, respectivement. A l'équilibre, la loi d'action de masse s'écrit :

$$\frac{a_{MI(s)}a_{MY(l)}}{a_{MY(s)}a_{MI(l)}} = \exp\left(-\frac{\Delta_{\text{subs}}G^\circ}{RT}\right), \quad (\text{H.4})$$

avec $\Delta_{\text{subs}}G^\circ$ l'enthalpie libre de réaction (i.e. la dérivée partielle de G par rapport à l'avancement de la réaction) à l'état standard. En écrivant la loi de Henry pour I dans les deux phases, on peut en tirer l'expression thermodynamique du coefficient de partage entre le solide et le liquide :

$$D_I^{(s/l)} \equiv \frac{C_I^{(s)}}{C_I^{(l)}} = \frac{\gamma_{MI(l)}}{\gamma_{MI(s)}} \exp\left(\frac{\Delta_f G^\circ - \Delta_{\text{subs}}G^\circ}{RT}\right) \quad (\text{H.5})$$

où on a introduit $\Delta_f G^\circ$ l'enthalpie libre de la réaction de fusion $MY(s) = MY(l)$ dans l'état standard.

Dans le *Lattice Strain Model*, qui consiste à traiter l'environnement d'un site cristallographique comme un milieu élastiquement isotrope (Wood et Blundy, 2003), on a :

$$\Delta_{\text{subs}}G^\circ = 4\pi E_S \mathcal{N}_A \left(\frac{r_0}{2}(r_i - r_0)^2 + \frac{1}{3}(r_i - r_0)^3 \right) \quad (\text{H.6})$$

où \mathcal{N}_A désigne le nombre d'Avogadro-Ampère, E_s le module d'Young effectif du site cristallographique concerné par la substitution. On peut donc écrire :

$$D_I = D_Y \exp \left(-\frac{4\pi E_s}{k_B T} \left(\frac{r_0}{2} (r_i - r_0)^2 + \frac{1}{3} (r_i - r_0)^3 \right) \right) \quad (\text{H.7})$$

d'où on voit que, pour une charge ionique fixée, les coefficients de partage sont d'autant plus bas que la taille des ions à substituer s'écarte de la taille du site en l'absence de contrainte. Un élément en trace tel que $D < 1$ est dit *incompatible* tandis que $D \geq 1$ signe un élément *compatible*. Par exemple, les Terres Rares forment des ions trivalents avec des rayons ioniques allant de 100,1 (Lu) à 117 pm (La), grands comparés, par exemple, au rayon du site M2 dans l'olivine (71 pm), d'où leur caractère incompatible dans l'olivine (surtout pour les Terres Rares légères) et de nombreux autres silicates. A noter que dans des conditions redox relativement réductrices, l'euporium, par exemple, peut former un ion divalent de taille similaire à l'ion Ca^{2+} et être compatible dans le plagioclase.

On peut similairement définir des coefficients de partage entre différentes phases cristallines (souvent notés K_D), qui seront naturellement reliés entre eux par la "règle de chaîne" (i.e. $D^{(\alpha/\gamma)} = D^{(\alpha/\beta)} D^{(\beta/\gamma)}$).

H.3 Cristallisation d'équilibre *versus* cristallisation fractionnée

Considérons un magma dont la concentration initiale en un élément en trace donné I est notée C_0 , et supposons qu'une fraction g cristallise en un minéral donné, le système global étant fermé. En notant simplement $D = D_I^{(s/l)}$ le coefficient de partage entre celui-ci et le liquide magmatique pour cet élément, on trouve, par bilan de masse, que la concentration dans la fraction cristallisée est :

$$C_I^{(s)} = \frac{C_0}{g + \frac{1-g}{D}}. \quad (\text{H.8})$$

Cette formule suppose implicitement que l'intégralité de la phase solide est en équilibre avec le liquide : c'est la *cristallisation d'équilibre*. Mais souvent, le processus de cristallisation est trop rapide pour que la diffusion permette aux cristaux d'être homogénéisés, de sorte que seule leur surface est en équilibre avec le liquide tandis que leur coeur enregistre un équilibre avec un liquide antérieur et est effectivement découplé de l'extérieur. La limite de ce comportement quand la diffusion peut être négligée, de sorte que chaque fraction

crystallisant se découple du système, est nommée *crystallisation fractionnée*. Dans ce cas, la concentration dans la dernière fraction cristallisée (à l'instant considéré) est donnée par :

$$C_I^{(s)}(g) = DC_0(1 - g)^{D-1} \quad (\text{H.9})$$

de sorte que la concentration moyenne dans la fraction cristallisée est :

$$\overline{C_I^{(s)}} = \frac{1}{g} \int_0^g C_I^{(s)}(g') dg' = \frac{1 - (1 - g)^D}{g}. \quad (\text{H.10})$$

Des formules similaires s'appliquent pour la fusion progressive d'un système initialement solide.

Annexe I

Microscopie

Préalablement aux analyses LA-ICP-MS à Montpellier, un travail de caractérisation pétrographique et minéralogique a été accompli à Paris, au moyen des microscope optique, microscope électronique à balayage (MEB) et de la microsonde électronique. La figure I.1 présente des photographie des deux premiers et la figure I.2 illustre les différents types d'image qu'ils peuvent prendre. L'objet de cette annexe est d'en présenter brièvement les principes.

I.1 La microscopie optique

Concernant le fonctionnement général, nous nous bornons à rappeler que la colonne optique comporte un oculaire et un objectif et qu'un échantillon peut être observé en lumière réfléchié ou transmise. Un cas particulier de ce dernier mode est lorsque la lumière transmise est polarisée et analysée (nous dirons plus simplement par la suite "lumière polarisée") : ce mode consiste à interposer, sur le trajet de la lumière, et de part et d'autre de l'échantillon, deux polariseurs croisés (i.e., qui polarisent la lumière rectilignement selon deux directions orthogonales), de sorte que, si on les superposait directement, nul rayon ne passerait l'ensemble. Il se trouve que, hors système cubique et phases amorphes, maints minéraux sont doués de biréfringence, i.e., divisent tout rayon incident en deux rayons polarisés suivant deux directions orthogonales dictées par leur orientation cristallographique par rapport au premier, correspondant à deux indices de réfraction différents. A moins que ces directions ne soient celles des polariseurs (positions d'extinction), les deux champ électriques propagés ont une projection non nulle sur la direction de l'analyseur, et la différence de marche creusée pendant la traversée des 30 μm (épaisseur standard) de la lame cause une couleur d'interférence, vive dans le cas de l'olivine. Cette couleur dépendant de l'orientation du cristal, on peut distinguer un monocristal d'un autre, et

FIG. I.1 – (*A gauche*) Un microscope optique du laboratoire. (*A droite*) Le MEB du laboratoire. Sa “colonne optique” est à gauche.

donc de ne pas confondre limite de grains et fractures. Le verre—sauf dévitrification—et les opaques sont noirs.

I.2 Le microscope électronique à balayage

Une limite fondamentale à la microscopie optique est la diffraction de la lumière, qui empêche de discerner des détails plus petit que la longueur d’onde. La microscopie électronique, où les électrons remplacent les photons, ne pâtit pas de ces problèmes car, par exemple, pour une tension d’accélération de 15 kV, leur longueur d’onde de De Broglie est $\lambda = h/mv = 10^{-11}$ m.

Le MEB du laboratoire (JEOL JSM-840A, voir figure I.1) comporte une “colonne optique” où règne une pression d’environ 0,05 Pa, qui guide avec des lentilles magnétiques un faisceau d’électrons primaires émis par une source thermoélectronique. Des bobines dévient le faisceau de façon à le faire balayer toute la surface de l’échantillon, typiquement une section polie, que l’on aura préalablement recouvert d’une couche conductrice de carbone de quelque dizaines de nanomètres pour prévenir tout arc électrique destructeur. La résolution du microscope est donnée par la taille de la poire d’interaction électrons-matière à l’impact du faisceau, typiquement de quelques micromètres cubes. L’impact du faisceau électronique primaire donne lieu aux émissions suivantes utilisées par le MEB :

- (i) **Electrons rétrodiffusés** (*Back-Scattered Electrons*) quasi-élastiquement (énergie jusqu’à 30 keV) et ceux d’autant plus que le numéro atomique (Z) des atomes est élevé. Ceci permettant d’apprécier le contraste de phase, c’est l’émission que nous avons de loin le plus utilisé.
- (ii) **Electrons secondaires** (*Secondary Electrons*) éjectés de la bande de conduction

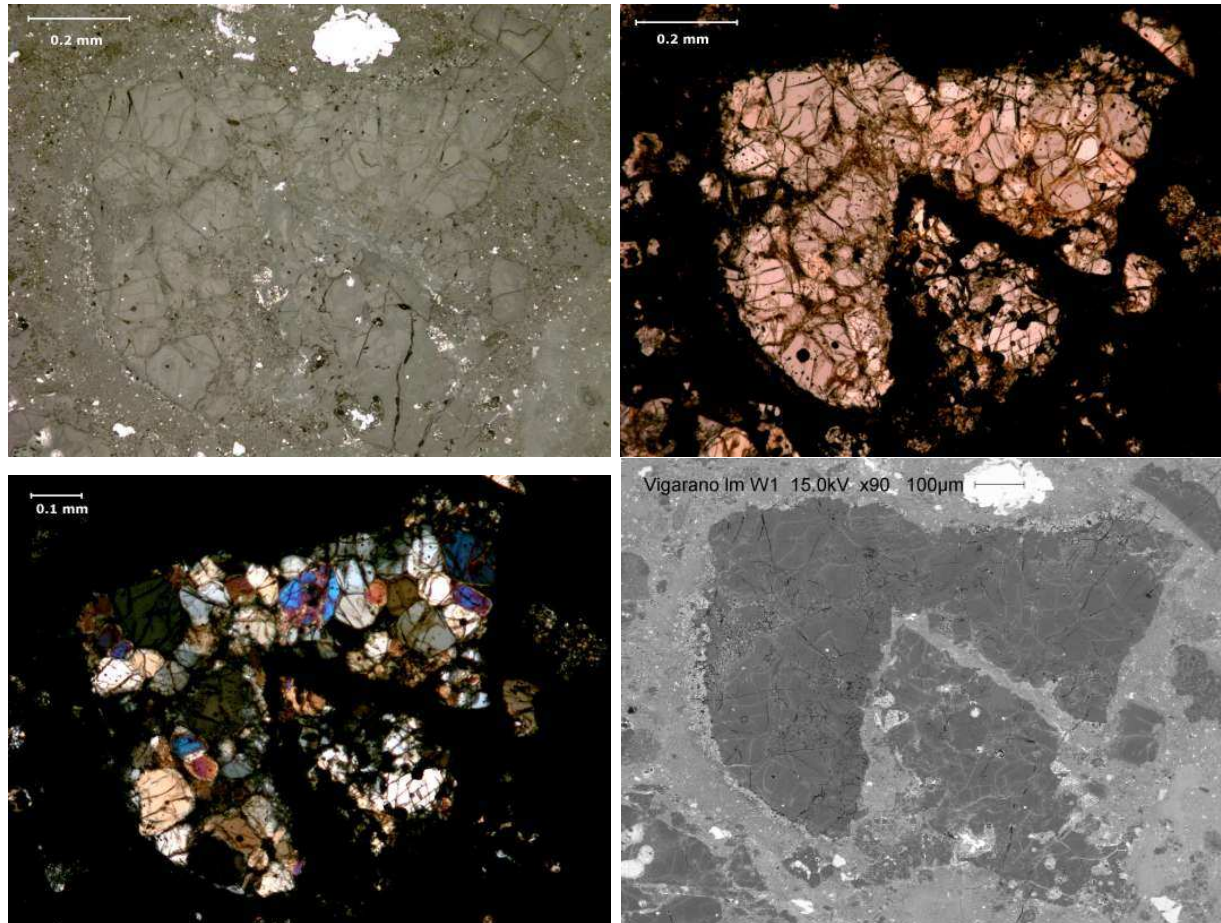


FIG. I.2 – Illustration de la pluralité des modes d'imagerie sur l'objet W1, un agrégat granoblastique d'olivine dans la lame mince 2793 de Vigarano. A partir d'en haut à gauche et dans le sens des aiguilles d'une montre, nous avons des images en lumière réfléchie, en lumière transmise, en lumière transmise polarisée et analysée, toutes trois relevant de la microscopie optique, et une image en électrons rétrodiffusés prise par le MEB. Les cristaux constituant W1 sont essentiellement de l'olivine. On décèle un grain de sulfure (sans doute troilite) au-dessus (au centre).

(énergie de l'ordre de 50 eV), issus des 10 premiers nm et s'échappant préférentiellement par les pointes. Ils renseignent surtout sur la topographie.

- (iii) **Electron d'Auger** éjecté lors de la désexcitation d'un atome excité par un électron primaire, caractéristique de l'atome émetteur et du type de liaison chimique.
- (iv) **Fluorescence X** : outre le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*), on relève des raies (e.g. $K\alpha$) caractéristiques des éléments constitutifs. On peut obtenir le spectre d'une région d'intérêt grâce à l'*Energy-Dispersive Spectrometer* (EDS) du MEB (EDAX) et également réaliser des cartes chimiques pour tous les éléments du tableau périodique.

Annexe J

Tableaux de données LA-ICP-MS des chondrites carbonées

Phase Meteorite	Olivine Vigarano			Renazzo			Acerf 187			Low-Ca pyroxene Vigarano			Renazzo		
	Average	First quartile	Third quartile	Average	First quartile	Third quartile	Average	First quartile	Third quartile	Average	First quartile	Third quartile	Average	First quartile	Third quartile
Li	1.88	0.79	3.73	1.48	0.67	1.97	5.17	6.52	13.71	3.31	1.67	5.92	3.78	1.47	4.82
Al	861	672	1082	935	585	1133	724	592	836	5491	5484	6775	5875	4937	6286
Si	196852	195423	199187	197937	196881	199057	196752	191042	198807	273398	271489	276634	269601	271769	276303
P	17.8	11.8	32.2	20.2	17.2	28.6	10.6	8.1	20.2	43.4	27.6	77.0	40.6	21.1	81.1
Ca	2293	1562	3185	2435	1488	3124	1905	1527	2035	4573	3950	5905	6812	4025	8172
Sc	7.73	5.82	9.15	8.33	4.66	10.79	6.37	4.75	6.64	18.51	16.50	28.40	16.65	13.20	20.16
Ti	255	169	381	225	121	290	187	111	224	1047	888	1606	895	548	1050
V	69	40	115	150	86	175	119	72	137	114	91	130	122	109	117
Cr	1556	1356	1925	2487	1672	3313	2643	1832	3658	4771	3987	5092	5630	5128	6625
Mn	14855	9876	13159	9184	7671	10559	11014	8208	11020	8973	5649	10604	17671	7816	17900
Fe	352	250	962	342	280	1015	322	140	1187	705	610	780	1311	761	1741
Co	4.74	3.11	12.11	6.13	4.73	10.10	3.76	2.27	11.69	11.34	2.92	38.81	13.16	7.91	22.84
Ni	34.7	19.1	101.4	73.2	43.2	143.2	24.9	11.5	140.5	346.3	205.3	868.9	204.4	86.4	418.7
Cu	0.48	0.21	1.48	0.84	0.26	1.15	0.18	0.22	0.50	1.87	1.27	4.44	1.44	0.58	2.91
Zn	4.20	1.57	9.13	1.12	0.95	1.36	0.89	0.85	0.99	7.43	3.34	14.99	3.59	2.29	4.56
Sr	0.19	0.08	0.37	0.12	0.08	0.17	0.13	0.09	0.75	0.67	0.31	1.47	1.03	0.53	1.95
Y	0.217	0.137	0.290	0.199	0.088	0.249	0.161	0.130	0.190	0.311	0.266	0.408	0.368	0.199	0.524
Zr	0.102	0.069	0.129	0.096	0.061	0.126	0.058	0.044	0.115	0.666	0.427	1.096	0.578	0.346	1.029
Nb	0.082	0.003	0.018	0.010	0.006	0.014	0.004	0.002	0.010	0.037	0.026	0.081	0.045	0.029	0.083
Ba	0.029	0.001	0.002	0.004	0.001	0.006	0.002	0.001	0.002	0.683	0.492	1.020	0.453	0.332	0.602
La	0.004	0.001	0.010	0.008	0.004	0.016	0.009	0.007	0.009	0.041	0.023	0.081	0.029	0.020	0.037
Ce	0.009	0.003	0.024	0.018	0.010	0.022	0.003	0.001	0.012	0.103	0.063	0.209	0.067	0.053	0.143
Pr	0.001	0.000	0.003	0.002	0.001	0.003	0.002	0.002	0.003	0.014	0.008	0.028	0.011	0.006	0.018
Nd	0.007	0.004	0.016	0.007	0.007	0.011	0.004	0.002	0.008	0.055	0.023	0.109	0.055	0.026	0.091
Sm	0.004	0.002	0.009	0.007	0.003	0.011	0.003	0.002	0.004	0.017	0.006	0.035	0.021	0.008	0.038
Eu	0.001	0.001	0.003	0.001	0.001	0.002	0.001	0.001	0.001	0.023	0.012	0.051	0.008	0.006	0.016
Gd	0.009	0.007	0.010	0.009	0.006	0.014	0.005	0.005	0.005	0.023	0.010	0.040	0.032	0.013	0.065
Dy	0.021	0.014	0.033	0.024	0.010	0.044	0.015	0.011	0.021	0.047	0.040	0.082	0.054	0.030	0.098
Er	0.031	0.021	0.050	0.026	0.013	0.040	0.024	0.019	0.025	0.041	0.034	0.070	0.041	0.028	0.054
Yb	0.060	0.042	0.086	0.056	0.026	0.085	0.046	0.035	0.052	0.059	0.042	0.093	0.067	0.053	0.092
Lu	0.011	0.009	0.015	0.010	0.007	0.016	0.010	0.008	0.011	0.014	0.011	0.021	0.014	0.010	0.013
Hf	0.005	0.004	0.007	0.003	0.002	0.004	0.007	0.004	0.008	0.018	0.011	0.039	0.016	0.011	0.027
Pb	0.446	0.123	1.691	0.18	0.014	0.035	0.703	0.760	1.078	0.331	0.090	0.886	0.031	0.015	0.031
Th	0.001	0.000	0.003	0.001	0.000	0.001	0.004	0.001	0.005	0.004	0.002	0.009	0.002	0.003	0.005
U	0.001	0.000	0.001	0.000	0.000	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002	0.001	0.004	0.002	0.001	0.003

Table 1: Summary of compositions of the analyzed mineral phases in Vigarano, Renazzo and Acerf 187. Averaging is geometrical for olivine and low-Ca pyroxene and is for type I chondrules only. The first and third quartiles (not given if statistics are too poor, i.e. $n < 4$) are more meaningful to assess dispersion than standard deviation due to order-of-magnitude variations. Concentrations are in parts per million (1 ppm = 1 µg/g). b.d. = below detection limit, n.a. = not available.

Phase	Ca-rich pyroxene		Plagioclase		Mesostasis						
Meteorite	Vigarano	Renazzo	Vigarano	Renazzo	Vigarano			Renazzo			Acfer 187
	Average	Average	V52	R12	Average	First quartile	Third quartile	Average	First quartile	Third quartile	Average
Li	1.69	10.36	b.d.	82.54	21.70	0.47	9.31	46.02	3.28	7.10	163.06
Al	39327	43784	166014	215490	104282	103601	118232	108095	106137	109775	125062
Si	228578	236943	219556	258625	240995	221368	251393	242662	226287	234561	341217
P	23.2	37.5	b.d.	6.9	77.7	42.8	82.1	31.6	24.8	33.8	13973.8
Ca	129076	105611	108607	141725	94066	92911	111207	88201	87675	93285	120824
Sc	77.26	58.89	5.66	0.96	27.41	24.61	35.77	27.77	20.53	34.72	49.06
Ti	5030	6224	691	181	4651	3154	5349	4211	3571	4158	6236
V	314	175	17	6	61	28	68	28	10	45	91
Cr	12342	5297	793	121	4344	3429	5351	3868	3796	4280	2204
Mn	17928	6874	3803	1310	17050	6903	21729	12312	0	18180	30984
Fe	1755	607	177	64	1188	795	1468	1832	1245	1674	2071
Co	5.68	14.32	1.86	11.80	13.22	11.05	19.37	58.42	11.53	83.48	22.83
Ni	67.8	182.6	b.d.	455.9	159.9	57.6	190.4	444.4	88.4	819.3	382.4
Cu	2.58	1.43	b.d.	b.d.	4.28	2.26	6.28	3.33	2.02	3.58	9.75
Zn	5.09	2.17	5.5	2.1	12.9	4.3	19.7	14.0	6.3	18.6	10.6
Sr	5.91	6.31	404.6	116.1	451.3	101.7	180.1	94.4	70.8	96.0	124.5
Y	14.9	13.0	2.6	0.2	15.8	13.1	20.6	15.4	12.6	16.3	21.6
Zr	15.6	17.8	8.4	0.6	43.1	31.1	57.5	43.8	35.4	54.5	50.3
Nb	0.2	0.4	1.0	0.1	3.7	2.4	4.4	4.3	3.6	4.7	4.6
Ba	1.1	0.4	14.4	4.8	37.5	25.4	36.5	32.8	25.3	36.5	40.9
La	0.331	0.457	0.848	0.237	3.098	2.366	3.818	3.340	2.427	3.620	4.175
Ce	1.560	1.960	2.065	0.609	7.956	6.157	10.438	9.321	7.805	10.010	11.254
Pr	0.329	0.371	0.308	0.086	1.280	1.038	1.520	1.289	1.007	1.461	1.628
Nd	2.190	2.236	1.150	0.339	5.960	4.674	7.419	6.155	4.740	7.240	8.007
Sm	1.043	1.029	0.342	0.133	1.961	1.555	2.392	1.935	1.627	2.210	2.512
Eu	0.147	0.101	0.538	0.721	0.623	0.473	0.770	0.800	0.735	0.842	0.941
Gd	1.840	1.616	0.369	0.099	2.520	1.898	3.019	2.247	1.850	2.460	3.215
Dy	2.900	2.194	0.539	0.035	2.881	2.110	3.868	2.923	2.306	3.110	4.014
Er	1.640	1.473	0.320	0.007	1.833	1.256	2.409	1.804	1.518	1.970	2.410
Yb	1.350	1.587	0.158	0.036	1.786	1.177	2.284	1.909	1.745	1.990	2.536
Lu	0.203	0.218	0.048	0.003	0.257	0.174	0.330	0.267	0.242	0.279	0.356
Hf	0.960	0.642	0.213	0.009	1.187	0.820	1.678	1.259	1.097	1.348	1.492
Pb	17.300	0.075	0.225	0.019	12.672	2.750	18.775	0.271	0.220	0.312	62.710
Th	0.030	0.048	0.073	0.004	0.354	0.232	0.468	0.407	0.288	0.483	0.468
U	0.013	0.007	0.053	0.012	0.099	0.064	0.128	0.117	0.116	0.119	0.138

FIG. J.1 – Table 1, *continued*.

252ANNEXE J. TABLEAUX DE DONNÉES LA-ICP-MS DES CHONDRITES CARBONÉES

Meteorite Chondrite Type	Vigarano		V4 GOA	V6 GOA	V7 GOA	V8 PO	V10 GOA	V15 BO	V28 GOA	V24 POP	V45 GOA	
	PP	Fa (mol%)										
n	4.1	n.a.	1.6	1.7	1.2	1.0	0.1	0.9	1.4	1.1	2.8	0.9
Li	3.40	0.31	0.52	b.d.	2.38	0.69	0.37	106.79	6.49	n.a.	1.02	n.a.
Al	329	172	1116	642	966	235	328	28.30	743	125	1048	b.d.
Si	196700	1000	196885	6231	196739	1812	1746	6211.19	196775	1169	196839	1169
P	31.9	32.9	6.9	2.2	23.4	8.7	363.7	7.69	26.5	81.1	78.5	33.1
Ca	1286	318	2541	103	3000	273	244	113.60	1289	602	3598	519
Sc	4.56	0.97	11.04	0.37	7.88	0.30	1.33	4.46	6.86	10.14	12.08	7.97
Ti	92	66	386	13	n.a.	20	369	54	271	24	299	6
V	66	6	39	1	116	18	158	3.09	69	18	163	41
Cr	1621	438	919	48	1643	133	3504	131	1998	216	1707	935
Mn	1690	541	311	10	n.a.	n.a.	730	124.85	475	388	240	508
Fe	32084	7468	12474	n.a.	13159	7653	593	6934.90	11100	90	20937	21854
Co	6.77	2.89	2.49	0.14	3.95	3.22	39.72	13.86	5.11	46.07	23.14	6.65
Ni	33.8	34.9	11.3	1.3	14.3	38.8	1263.6	196.8	54.6	3144.2	507.4	89.4
Cu	1.62	11.48	1.25	0.08	0.55	0.29	1.08	0.92	0.21	1.78	1.12	1.60
Zn	8.79	8.85	4.79	0.29	8.84	6.04	2.44	9.05	4.25	9.31	5.07	4.55
Sr	0.251	0.112	0.161	0.047	0.920	1.006	n.a.	2.540	0.171	0.103	0.211	0.038
Y	0.098	0.046	0.303	0.021	0.141	0.046	0.043	0.136	0.154	0.160	0.268	0.351
Zr	0.071	0.050	0.118	0.017	0.432	0.444	0.091	0.252	0.178	0.093	0.136	0.058
Nb	0.006	0.004	0.007	0.002	0.043	0.025	0.028	0.018	0.052	0.014	0.009	0.003
Ba	0.103	0.154	0.418	0.055	0.371	0.394	0.101	0.097	0.050	0.322	0.133	0.408
La	0.004	0.007	0.011	0.002	0.036	0.018	0.004	0.011	0.031	0.003	0.010	0.024
Ce	0.006	0.014	0.026	0.003	0.086	0.048	0.026	0.034	0.063	0.011	0.036	0.024
Pr	0.001	0.001	0.003	0.001	0.011	0.004	0.003	0.006	0.003	0.002	0.004	0.010
Nd	0.004	0.001	0.023	0.005	0.050	0.027	0.016	0.005	0.012	0.005	0.025	0.032
Sm	0.006	0.005	0.009	0.004	0.021	0.006	0.002	b.d.	0.006	0.003	0.011	0.005
Eu	0.002	0.004	0.001	0.001	0.005	0.002	0.000	b.d.	0.001	0.001	0.000	0.002
Gd	0.007	0.001	0.007	0.004	0.032	0.021	0.004	0.007	0.008	n.a.	0.000	0.000
Dy	0.007	0.012	0.029	0.006	0.044	0.006	0.033	b.d.	0.005	0.008	0.011	0.014
Er	0.013	0.007	0.056	0.009	0.036	0.009	0.019	0.016	0.026	0.003	0.026	0.035
Yb	0.020	0.017	0.066	0.011	0.072	0.011	0.049	b.d.	0.045	0.017	0.065	0.065
Lu	0.005	0.002	0.011	0.002	0.011	0.003	0.013	0.003	0.009	0.011	0.011	0.013
Hf	0.007	0.002	0.006	0.003	0.012	0.011	0.005	b.d.	0.005	0.004	0.006	0.006
Pb	2.12	9.83	1.43	0.05	1.83	36.71	0.10	9.03	0.05	3.60	1.56	2.90
Th	0.005	0.001	0.000	0.000	0.006	0.006	0.001	b.d.	0.003	0.010	0.000	0.002
U	0.001	0.000	0.000	0.000	0.001	0.002	0.001	b.d.	0.000	n.a.	b.d.	0.001

Table 2 : Composition of olivine in Vigarano.

Shown are means for each chondrite and standard deviation of the averaged data set (n analyses; dividing by \sqrt{n} yields the uncertainty of the mean). If n=1, the analytical error (1 sigma) is given instead. Concentrations are in parts per million (1 ppm = 1 µg/g) and are LA-ICP-MS data except for Fe (EMPA). b.d. = below detection limit, n.a. = not available. Unless otherwise noted, chondrites are Type I.

Meteorite Chondrite Type	Viatrano V48 PO (l)	V49 IOG	V51 IOG	V52 POP	V54 IOG	V57 BO	V63 IOG	V64 POP	V65 IOG	V66 IOG	n			
												2.6	0.0	7.1
	21.2													
	4	3	3	3	3	4	2	1	1	2	1			
Li	0.91	0.12	0.21	0.07	10.20	50.37	3.35	1.86	5.13	3.73	4.67			
Al	227	1752	724	71	1150	375	551	52.12	30.31	945	160			
Si	182185	199036	442	4291	200827	2074	188652	6311.18	198007	199337	1289			
P	113.5	23.9	13.5	1.5	1075	2.0	19.3	7.69	20.3	9.8	5.7			
Ca	1048	281	1398	75	3308	1330	1604	246.03	1520	3272	104			
Sc	3.61	0.40	6.56	0.52	7.10	6.37	8.17	0.39	5.09	6.68	0.42			
Ti	22	46	286	4	424	91	232	37.81	134	364	46			
V	48	32	151	6	101	8	88	5.89	159	75	2			
Cr	3445	540	1679	391	866	436	3949	116.20	5012	1450	54			
Mn	2024	255	469	139	602	47	2195	27.07	1271	144	3			
Fe	154572	1398	54822	25317	2235	529	88694	2386.42	29707	9624	7326			
Co	64.22	0.43	7.87	5.37	10.40	0.66	2.97	0.23	3.25	0.82	0.01			
Ni	167.6	1.1	68.6	9.9	6.0	16.3	45.3	4.41	23.9	3.5	1.1			
Cu	0.09	0.07	0.13	0.01	0.21	0.36	0.20	0.076	0.44	0.09	0.01			
Zn	0.79	0.71	0.46	0.04	1.37	1.17	9.22	0.84	15.99	2.44	1.77			
Sr	0.036	0.025	0.015	n.a.	0.038	0.010	0.064	0.038	0.110	0.052	0.015			
Y	0.048	0.012	0.137	0.000	0.286	0.122	0.241	0.170	0.105	0.277	0.047			
Zr	0.012	0.008	0.019	0.002	0.076	0.031	0.063	0.013	0.011	0.061	0.010			
Nb	0.003	0.001	0.002	0.001	0.002	0.002	0.011	0.00098	0.030	0.003	0.000			
Ba	0.023	0.001	0.027	n.a.	0.060	0.049	0.095	0.017	0.029	0.012	0.054			
La	0.000	0.003	0.001	0.000	0.001	0.001	0.005	0.00094	0.010	b.d.	n.a.			
Ce	0.001	0.004	0.001	0.001	0.004	0.001	0.013	0.0017	0.022	0.00033	0.002			
Pr	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.00035	0.002	0.00016	0.000			
Nd	0.001	0.004	0.002	0.000	0.003	0.001	0.006	0.0013	0.015	0.002	0.00083			
Sm	b.d.	0.006	0.001	0.003	0.002	0.002	0.004	0.00034	0.002	0.002	0.001			
Eu	0.001	0.000	0.001	0.001	0.000	0.001	0.003	0.00037	0.002	0.001	b.d.			
Gd	0.004	0.016	0.005	0.000	0.008	0.008	0.008	0.0018	0.002	0.008	0.003			
Dy	0.004	0.022	0.014	0.004	0.025	0.012	0.024	0.0031	0.004	0.035	0.008			
Er	0.005	0.078	0.032	0.005	0.044	0.019	0.027	0.0063	0.009	0.039	0.002			
Yb	0.010	0.066	0.038	0.007	0.103	0.046	0.080	0.063	0.011	0.089	0.011			
Lu	0.003	0.029	0.012	0.001	0.020	0.011	0.014	0.0015	0.006	0.0097	0.000			
Hf	b.d.	0.005	0.001	0.002	0.003	0.000	b.d.	n.a.	0.003	0.007	0.020			
Pb	0.03	0.07	0.91	0.11	0.28	1.56	0.33	0.14	0.04	0.047	0.74			
Th	0.000	b.d.	n.a.	n.a.	0.000	0.000	b.d.	n.a.	0.001	b.d.	n.a.			
U	b.d.	b.d.	b.d.	n.a.	0.000	0.00005	b.d.	0.00016	b.d.	b.d.	n.a.			

FIG. J.2 – Table 2, *continued*.

254 ANNEXE J. TABLEAUX DE DONNÉES LA-ICP-MS DES CHONDRITES CARBONÉES

Meteorite Chondrite Type	Renazzo		R2 PO (0)	R5 POP	R6 PP	R12 BO	R13 IOG	R16 GL	R25 IOG	R42 POP			
	R1 POP	R4 POP											
Fa (mol%)	1.5	0.2	26.5	3.3	0.2	4.1	0.2	0.3	1.3	n.a.	0.2	0.7	0.2
		5		3	4		2	2	1	2	2		2
Li	0.37	0.06	1.97	0.31	0.12	1.23	0.06	0.05	0.61	0.20	0.78	0.67	3.07
Al	1038	113	366	67	1399	585	116	361	719	36	494	1133	165
Si	198820	657	175887	2303	199656	196861	826	1421	199057	6346	198378	200251	1520
P	33.6	33.1	129.5	71.0	17.2	28.6	3.3	1.4	13.3	5.4	21.4	19.9	15.5
Ca	2540	224	1475	541	3124	1320	325	498	1617	187	1488	3614	12
Sc	9.95	1.19	4.06	0.75	10.79	5.50	0.17	1.10	2.61	0.43	4.66	10.33	0.06
Ti	290	46	44	12	286	121	14	29	121	21	158	375	6
V	173	3	43	7	175	145	1	9	80	9	160	267	1
Cr	2837	221	2963	437	1667	5092	263	377	2653	97	4226	1672	124
Mn	280	20	3250	396	61	2210	297	454	666	10	1015	306	29
Fe	11596	1256	201837	25951	7671	32101	1899	2144	10559	n.a.	11741	5638	1581
Co	10.62	16.39	138.13	42.82	9.68	10.10	4.73	0.64	4.73	0.27	4.79	3.52	3.87
Ni	206.8	464.8	532.2	512.3	85.7	98.9	194.3	12.1	33.2	4.6	73.3	43.2	84.9
Cu	0.18	0.65	1.08	3.43	7.92	18.76	128.93	0.04	0.28	0.25	0.26	0.78	0.23
Zn	0.80	0.47	4.23	4.18	0.92	1.64	0.89	0.36	0.95	0.36	1.36	1.27	0.41
Sr	0.445	46.198	0.089	0.162	0.158	0.065	0.030	0.127	0.083	0.090	0.044	0.084	0.104
Y	0.156	0.008	0.081	0.011	0.249	0.086	0.004	0.065	0.181	0.025	0.081	0.212	0.015
Zr	0.073	0.044	0.061	0.025	0.091	0.038	0.020	0.084	0.097	0.027	0.045	0.126	0.031
Nb	0.008	0.010	0.007	0.006	0.005	0.006	0.014	0.008	0.005	0.008	0.007	0.035	0.006
Ba	0.044	0.062	0.066	0.045	0.062	0.034	0.018	0.044	0.011	0.016	0.041	b.d.	0.006
La	0.005	0.004	0.004	0.002	0.009	0.006	0.003	0.006	0.003	0.003	0.003	0.017	0.004
Ce	0.013	0.006	0.010	0.005	0.022	0.013	0.014	0.014	0.007	0.007	0.007	0.069	0.016
Pr	0.002	0.001	0.001	0.001	0.002	0.003	0.002	0.002	0.002	0.002	0.001	0.005	0.002
Nd	0.007	0.004	0.008	0.006	0.012	0.004	0.008	0.008	0.007	0.012	0.003	0.011	0.003
Sm	0.003	0.001	0.002	0.000	0.007	0.013	0.000	0.003	0.005	0.013	0.002	0.038	0.006
Eu	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001	b.d.	n.a.	0.001	0.001	0.000	0.000	b.d.	0.000
Gd	0.006	0.002	0.006	0.005	0.014	0.009	0.001	0.003	0.010	0.011	0.002	0.024	0.000
Dy	0.015	0.002	0.010	0.001	0.031	0.005	0.002	0.008	0.030	0.012	0.010	0.044	0.004
Er	0.021	0.004	0.011	0.008	0.040	0.011	0.003	0.005	0.028	0.009	0.013	0.020	0.006
Yb	0.051	0.007	0.023	0.009	0.069	0.017	0.006	0.016	0.004	0.025	0.026	0.085	0.003
Lu	0.010	0.002	0.004	0.003	0.016	0.009	0.001	0.002	0.007	0.002	0.007	0.007	0.000
Hf	0.002	0.002	b.d.	n.a.	0.004	b.d.	n.a.	0.002	0.002	n.a.	0.002	b.d.	0.001
Pb	0.02	0.04	0.19	0.52	0.03	0.04	0.11	0.00	0.01	0.01	0.01	0.11	0.00
Th	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	n.a.	0.002	b.d.	0.001
U	0.000	0.000	b.d.	n.a.	0.001	0.000	n.a.	0.000	0.000	n.a.	b.d.	b.d.	n.a.

Table 3: Composition of olivine in the CR chondrites Renazzo and Acfer 187. Shown are means for each chondrite and standard deviation of the averaged data set (n analyses; dividing by \sqrt{n} yields the uncertainty of the mean). If n=1, the analytical error (1 sigma) is given instead. Concentrations are in parts per million (1 ppm = 1 µg/g) and are LA-ICP-MS data except for Fe (EMPA). b.d. = below detection limit, n.a. = not available. Unless otherwise noted, chondrites are Type I.

Meteorite	Acfer 187									
Chondrule	A3		A8		A15		A15 IOG		A22	
Type	B0		GOA		PO (II)		IOG		IOG	
Fa (mol%)	0.8	0.1	2.4	0.5	23.0	1.9	1.7	0.3	1.1	0.1
n	4		4		3		1		2	
Li	1.34	2.12	8.24	6.85	17.35	17.36	12.49	15.02	b. d.	n. a.
Al	845	409	592	201	249	82	836	30	657	244
Si	201769	729	198807	1841	179558	6564	191042	6044	195552	1091
P	15.1	7.1	20.2	1.8	379.6	114.2	8.1	1.5	5.1	2.2
Ca	2170	576	1955	173	1364	124	2035	71	1527	639
Sc	6.64	1.70	6.35	1.38	4.50	0.48	8.20	0.26	4.75	2.57
Ti	197	93	224	57	42	5	247	10	111	46
V	170	34	127	3	72	4	137	4	67	2
Cr	1700	245	4698	500	3658	122	3334	143	1832	85
Mn	140	35	1187	342	2626	333	632	21	102	15
Fe	6606	446	19163	3623	166799	14774	13299	2327	8742	576
Co	4.02	0.66	11.69	4.42	47.83	1.76	2.27	0.09	1.88	0.26
Ni	47.9	26.2	158.4	83.4	140.5	14.8	11.5	1.2	4.4	0.6
Cu	0.10	0.00	0.34	0.19	0.66	0.23	b. d.	0.02	b. d.	n. a.
Zn	0.77	0.30	0.85	0.27	2.88	1.13	0.96	0.16	0.99	0.16
Sr	0.492	0.136	1.186	0.725	0.745	0.415	0.093	0.008	0.006	0.003
Y	0.190	0.110	0.200	0.052	0.086	0.019	0.136	0.008	0.130	0.078
Zr	0.116	0.140	0.115	0.095	0.059	0.062	0.044	0.007	0.020	0.014
Nb	0.005	0.003	0.015	0.012	0.010	0.006	0.002	0.001	0.002	0.001
Ba	0.040	0.022	0.651	0.465	0.376	0.210	0.025	0.009	0.011	0.006
La	0.007	0.004	0.010	0.012	0.006	0.002	b. d.	0.000	b. d.	n. a.
Ce	0.009	0.013	0.030	0.027	0.012	0.009	0.001	0.000	0.001	0.000
Pr	0.002	0.001	0.003	0.004	0.002	0.002	b. d.	0.000	b. d.	n. a.
Nd	0.008	0.008	0.018	0.015	0.008	0.004	0.001	0.001	0.002	0.001
Sm	0.003	0.002	0.006	0.005	0.004	0.001	0.001	0.001	0.002	0.000
Eu	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.000	b. d.	<0.00	0.000	0.000
Gd	0.009	0.004	0.005	0.007	0.005	0.001	0.003	0.002	0.005	0.004
Dy	0.022	0.025	0.021	0.012	0.011	0.008	0.009	0.002	0.011	0.004
Er	0.030	0.022	0.025	0.005	0.010	0.004	0.024	0.004	0.019	0.010
Yb	0.052	0.025	0.054	0.015	0.022	0.011	0.046	0.006	0.035	0.027
Lu	0.008	0.008	0.012	0.001	0.006	0.001	0.011	0.001	0.008	0.006
Hf	0.009	0.014	0.006	0.001	0.003	0.001	b. d.	n. a.	0.003	0.001
Pb	0.76	1.79	0.77	1.40	2.09	460.31	0.39	0.02	1.08	0.39
Th	0.008	0.001	0.002	0.003	0.001	0.000	b. d.	n. a.	b. d.	n. a.
U	0.001	0.000	0.002	0.001	b. d.	n. a.	0.001	0.000	b. d.	n. a.

FIG. J.3 – Table 3, *continued*.

Meteorite Chondrite Type	Vigiarano V3		V8		V10		V15		V28		V34		V45		V52		V64	
	PP	POP	POP	BO	GOA	BO	GOA	BO	GOA	GOA	POP	GOA	POP	GOA	POP	GOA	POP	PP
n	2	2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2
Li	3.62	1.03	1.57	10.5	5.92	10.92	b.d.	7.58	b.d.	b.d.	1.67	0.25	b.d.	b.d.	b.d.	70.96	7.11	0.42
Al	1650	38	5911	296.94	6589	2163	5484	191.88	7983	220	6775	207	7983	10181	362.06	3612	3612	15
Si	277098	n.a.	266981	8732.14	276584	331	271769	8609.15	270133	n.a.	271489	8690	270133	274761	8710.84	277051	277051	0
P	27.7	7.3	66.9	8.71	89.6	114.7	b.d.	7.28	29.8	9.2	87.2	5.8	29.8	b.d.	6.74	24.5	24.5	5.4
Ca	1669	439	3950	365.6	7407	23	5905	293.36	6567	2291	5628	206	6567	5274	288.2	3275	3275	76
Sc	5.9	1.0	18.6	1.18	19.6	8.3	28.4	1.29	31.1	0.5	18.2	0.6	31.1	36.2	1.72	12.4	12.4	0.2
Ti	249	33	1178	115.47	1246	481	1606	96.37	888	3	888	27	1912	2534	162.16	545	545	21
V	88	4	120	7.27	91	1	144	6.88	130	4	109	4	130	153	7.8	119	119	0
Cr	4998	207	4144	3987	5092	470	3735	166.06	3320	50	9492	655	3320	4964	232.24	5216	5216	248
Mn	1103	5	688	54.7	896	198	556	29.41	535	10	n.a.	n.a.	535	649	36.03	741	741	1
Fe	11948	n.a.	5993	10427.86	6107	1528	5649	1427.42	10604	n.a.	8882	n.a.	10604	5055	768.13	14977	14977	n.a.
Co	2.9	0.4	38.8	10.7	37.0	18.5	1.4	0.11	7.0	11.9	93.5	3.5	7.0	1.5	0.13	51.0	51.0	4.5
Ni	20.4	7.4	969.6	8.62	768.2	576.6	b.d.	4.55	316.9	134.7	2309.6	82.4	316.9	b.d.	5.32	572.8	572.8	229.4
Cu	1.46	2.70	4.44	1.27	11.36	1.70	0.25	0.11	1.40	0.03	7.57	0.30	1.40	0.39	0.13	2.84	2.84	0.16
Zn	2.46	1.56	27.81	1.09	14.99	7.67	3.34	0.74	6.26	2.79	51.62	1.97	6.26	1.83	0.7	5.60	5.60	3.20
Sr	0.142	0.018	0.353	0.071	0.971	1.541	1.036	0.068	1.731	0.052	1.473	0.081	1.731	0.312	0.042	0.167	0.167	0.029
Y	0.102	0.045	0.343	0.266	0.571	1.09	0.313	0.03	0.771	0.052	0.345	0.049	0.345	0.408	0.041	0.150	0.150	0.004
Zr	0.172	0.030	0.752	0.427	1.096	0.075	0.513	0.068	2.120	0.140	9.966	0.140	9.966	1.530	0.13	0.264	0.264	0.095
Nb	0.026	0.022	0.038	0.013	0.081	0.017	0.006	0.003	0.126	0.011	0.050	0.011	0.050	0.112	0.015	0.026	0.026	0.010
Ba	0.211	0.150	0.638	0.474	1.020	1.12	0.909	0.096	1.230	0.120	7.734	0.120	7.734	3.450	0.35	0.168	0.168	0.002
La	0.012	0.024	0.044	0.025	0.081	0.026	0.023	0.0041	0.105	0.008	0.111	0.008	0.111	0.054	0.0076	0.023	0.023	0.002
Ce	0.028	0.050	0.116	0.043	0.217	0.035	0.087	0.0094	0.362	0.022	0.209	0.022	0.209	0.123	0.013	0.053	0.053	0.005
Pr	0.004	0.006	0.015	0.005	0.031	0.009	0.008	0.0021	0.049	0.004	0.028	0.004	0.028	0.022	0.004	0.007	0.007	0.001
Nd	0.015	0.029	0.073	0.025	0.157	0.001	0.023	0.0085	0.186	0.020	1.09	0.020	1.09	0.078	0.018	0.036	0.036	0.012
Sm	0.004	0.000	0.026	0.010	0.032	0.005	0.005	0.0056	0.057	0.011	0.032	0.011	0.032	0.045	0.015	0.006	0.006	0.001
Eu	0.006	0.001	0.015	0.011	0.051	0.031	0.018	0.0044	0.052	0.006	0.035	0.006	0.035	0.080	0.012	0.012	0.012	0.005
Gd	0.008	0.009	0.030	0.006	0.052	0.009	0.010	0.0076	0.089	0.015	0.036	0.015	0.036	b.d.	0.0011	0.010	0.010	0.001
Dy	0.012	0.012	0.055	0.033	0.064	0.007	0.040	0.011	0.107	0.015	0.050	0.015	0.050	0.105	0.021	0.024	0.024	0.020
Er	0.008	0.006	0.047	0.022	0.072	0.008	0.048	0.013	0.099	0.014	0.049	0.014	0.049	0.070	0.018	0.024	0.024	0.003
Yb	0.014	0.005	0.078	0.008	0.082	0.011	0.042	0.015	0.137	0.021	0.093	0.021	0.093	0.086	0.024	0.042	0.042	0.006
Lu	0.003	0.000	0.014	0.003	0.020	0.002	0.021	0.0043	0.025	0.004	0.019	0.004	0.019	0.024	0.0053	0.010	0.010	0.005
Hf	0.003	0.002	0.013	0.002	0.039	0.009	0.018	0.0087	0.023	0.009	0.052	0.009	0.052	0.056	0.018	0.011	0.011	0.007
Pb	0.886	2.074	0.082	0.025	0.211	0.105	0.061	0.01	4.810	0.360	0.544	0.360	0.544	0.090	0.014	0.124	0.124	0.139
Th	0.001	0.002	0.003	n.a.	0.008	0.002	0.003	0.0015	0.011	0.002	0.006	0.002	0.006	0.015	0.0042	0.001	0.001	0.000
U	0.000	0.001	0.004	n.a.	0.003	0.001	b.d.	n.a.	0.005	0.002	0.001	0.002	0.001	0.015	0.0042	0.000	0.000	0.00013

Table 4: Composition of low-Ca pyroxene in Vigiarano and Renazzo. Shown are means for each chondrite and standard deviation of the averaged data set (n analyses; dividing by \sqrt{n} yields the uncertainty of the mean). If n=1, the analytical error (1 sigma) is given instead. Concentrations are in parts per million (1 ppm = 1 µg/g) and are LA-ICP-MS data except for Fe (EMPA). b.d. = below detection limit, n.a. = not available. Unless otherwise noted, chondrites are type I.

Meteorite	Renazzo									
Chondrule	R1		R6		R13		R16		R25	
Type	POP		PP		IOG		GL		IOG	
n	2			1		1		1		2
Li	1.29	0.56	1.47	0.07	4.41	0.19	4.82	0.31	19.14	12.69
Al	6286	14871	3869	120	5235	173	11134	349	4937	623
Si	271769	2281	276303	8739	251529	7957	272330	8623	276911	793
P	35.4	10.7	21.1	2.2	95.4	10.0	19.2	5.2	81.1	46.0
Ca	3161	42376	8172	274	4025	144	22457	805	6280	2270
Sc	20.2	20.4	13.2	0.5	9.3	0.3	37.1	1.4	14.0	0.7
Ti	1050	2088	504	26	548	31	2506	147	790	20
V	115	62	117	4	90	3	207	7	109	8
Cr	5128	4606	5523	299	6625	276	6838	420	4407	452
Mn	556	650	1300	43	4041	148	1741	59	761	206
Fe	15238	6020	17900	n.a.	46333	n.a.	4581		7816	1219
Co	20.5	159.2	7.9	0.3	30.2	1.0	3.5	0.3	22.8	14.4
Ni	410.8	537.2	86.4	5.4	418.7	32.6	47.8	4.8	503.1	677.5
Cu	0.63	0.08	0.58	0.04	11.51	1.31	0.50	0.10	2.91	3.27
Zn	2.29	0.79	2.46	0.22	14.23	1.46	1.63	0.31	4.56	1.58
Sr	0.363	0.691	3.520	0.130	0.905	0.047	0.525	0.093	1.950	0.935
Y	0.377	5.086	0.154	0.009	0.524	0.027	1.114	0.063	0.199	0.020
Zr	0.642	4.793	0.269	0.015	1.029	0.051	1.044	0.074	0.346	0.001
Nb	0.041	0.068	0.017	0.002	0.107	0.007	0.083	0.010	0.029	0.004
Ba	0.332	0.112	0.561	0.038	0.602	0.053	0.208	0.054	0.818	0.016
La	0.037	0.071	0.010	0.001	0.090	0.005	0.036	0.004	0.020	0.003
Ce	0.098	0.437	0.030	0.002	0.219	0.011	0.143	0.010	0.053	0.019
Pr	0.014	0.089	0.004	0.001	0.029	0.002	0.018	0.003	0.006	0.000
Nd	0.069	0.675	0.018	0.003	0.178	0.013	0.091	0.015	0.026	0.012
Sm	0.024	0.266	0.006	0.002	0.038	0.006	0.084	0.016	0.008	0.005
Eu	0.013	0.001	0.002	0.000	0.016	0.002	0.017	0.004	0.006	0.007
Gd	0.034	0.638	0.012	0.002	0.065	0.008	0.086	0.016	0.013	0.009
Dy	0.044	0.912	0.020	0.003	0.098	0.009	0.173	0.022	0.030	0.012
Er	0.047	0.685	0.021	0.003	0.054	0.007	0.081	0.016	0.028	0.016
Yb	0.079	0.759	0.033	0.005	0.092	0.011	0.387	0.042	0.053	0.001
Lu	0.013	0.093	0.008	0.001	0.011	0.002	0.044	0.006	0.010	0.000
Hf	0.027	0.211	0.006	0.002	0.046	0.007	0.011	0.006	0.013	0.001
Pb	0.031	0.009	0.014	0.002	0.158	0.009	0.029	0.007	0.015	0.006
Th	0.005	0.007	0.003	0.001	0.005	0.001	0.005	0.002	0.000	0.000
U	0.001	0.001	b.d.	n.a.	0.005	0.001	b.d.	n.a.	0.001	0.001

FIG. J.4 – Table 4, *continued*.

Meteorite Chondrite Type	Vigarano V10		V57		V57		V57		V64		Renazzo		R16		R42	
	GOA		BO		BO		BO		POP		POP		GL		POP	
n		1		1		1		1		1		2		1		3
Li	0.84	70.44	0.94	0.18	1.69	0.21	b.d.	390.98			2.06	0.05	5.24	103.27	84.91	
Al	18977	2067	21980	765	39327	1359	50268	10112.06		26676	907	30563	967	102954	1802	
Si	272891	11848	251389	7965	228578	7246	229502	41115.93		248841	27864	240170	7608	222580	26826	
P	b.d.	612.6	57.1	9.4	23.2	7.9	7.2	10.68		56.4	51.1	32.1	6.0	29.1	18.7	
Ca	35078	4796	60516	1940	129076	4066	142583	5096.27		56335	6724	116832	3978	172839	3616	
Sc	27.2	3.9	49.6	1.6	77.3	2.5	90.7	3.54		42.3	9.4	76.1	2.7	63.4	8.4	
Ti	23262	265212	2231	76	5030	169	7035	434.18		3651	499	6186	351	10678	627	
V	134	6	267	10	314	11	434	17.40		202	1	236	8	113	38	
Cr	7284	665	11435	765	12342	804	19406	1292.46		11575	94	7714	459	1664	153	
Mn	n.a.	n.a.	2433	81	1755	58	1535	67.17		2059	825	2381	81	46	32	
Fe	4166	n.a.	48489	n.a.	27251	n.a.	11794	5503.75		6725	n.a.	9992	n.a.	4835	5207	
Co	4.8	18.6	34.2	1.3	5.7	0.5	9.0	0.66		184.5	86.6	2.0	0.2	8.1	6.7	
Ni	b.d.	650	401	17	68	6	33	18.29		1411	341	22	4	193	144	
Cu	b.d.	6.240	2.940	0.230	2.580	0.230	b.d.	0.40		2.610	2.970	0.390	0.100	2.867	2.402	
Zn	28.07	57.81	27.73	1.38	5.09	0.53	11.01	3.30		2.40	1.73	1.37	0.29	3.12	0.70	
Sr	9.43	2.46	24.00	0.91	5.91	0.30	5.08	0.34		1.85	0.43	4.33	0.22	36.31	5.73	
Y	5.03	0.45	4.60	0.20	14.87	0.58	22.25	1.01		8.61	1.46	8.84	0.34	29.13	0.49	
Zr	7.69	1.20	3.78	0.21	15.55	0.67	23.10	1.37		7.88	0.65	9.09	0.35	78.49	4.69	
Nb	b.d.	0.590	0.236	0.021	0.172	0.019	0.32	0.051		0.128	0.015	0.184	0.017	2.578	0.300	
Ba	2.980	1.920	4.000	0.310	1.130	0.160	0.16	0.14		0.517	0.486	0.270	0.066	0.405	0.305	
La	0.188	0.054	0.206	0.014	0.331	0.020	0.461	0.055		0.185	0.069	0.178	0.011	2.899	0.195	
Ce	0.928	0.067	0.596	0.028	1.560	0.060	2.21	0.21		0.824	0.153	0.930	0.038	9.823	0.437	
Pr	0.173	0.045	0.077	0.007	0.329	0.019	0.565	0.059		0.172	0.046	0.172	0.011	1.721	0.026	
Nd	1.380	0.290	0.589	0.050	2.190	0.120	3.62	0.36		1.070	0.066	1.148	0.070	9.100	0.190	
Sm	0.460	0.340	0.204	0.031	1.043	0.078	1.59	0.21		0.526	0.177	0.656	0.051	3.157	0.055	
Eu	b.d.	0.120	0.052	0.008	0.147	0.015	0.077	0.022		0.034	0.027	0.056	0.008	0.545	0.018	
Gd	1.020	0.570	0.474	0.047	1.640	0.110	3.3	0.37		0.965	0.040	1.020	0.067	4.293	0.111	
Dy	0.780	0.150	0.582	0.052	2.900	0.150	5.16	0.40		1.364	0.042	1.447	0.084	5.350	0.295	
Er	0.550	0.130	0.680	0.059	1.640	0.110	3.07	0.29		1.001	0.020	0.928	0.064	3.440	0.130	
Yb	0.490	0.150	0.583	0.064	1.350	0.110	3.43	0.37		1.152	0.001	1.192	0.086	2.913	0.412	
Lu	0.035	0.017	0.094	0.011	0.203	0.017	0.485	0.057		0.154	0.013	0.153	0.013	0.442	0.020	
Hf	0.630	0.160	0.156	0.029	0.960	0.084	1.72	0.24		0.261	0.091	0.427	0.046	2.383	0.165	
Pb	b.d.	0.130	0.283	0.024	17.300	0.610	0.019	0.016		0.040	0.031	0.061	0.010	0.171	0.041	
Th	0.015	0.009	0.019	0.004	0.030	0.006	0.061	0.018		0.014	0.001	0.026	0.005	0.292	0.044	
U	0.046	0.016	0.003	0.002	0.013	0.004	0.0131	0.0078		0.002	0.001	0.006	0.002	0.036	0.011	

Table 5: Composition of Ca-rich pyroxene in Vigarano and Renazzo.

Shown are means for each chondrite and standard deviation of the averaged data set (in analyses; dividing by \sqrt{n} yields the uncertainty of the mean).If $n=1$, the analytical error (1 sigma) is given instead. Concentrations are in parts per million (1 ppm = 1 µg/g) and are LA-ICP-MS data except for Fe (EMPA).

b.d. = below detection limit, n.a. = not available. Unless otherwise noted, chondrites are type I.

Meteorite Chondrite Type	Vigarano		V3	V8	V10	V15	V28	V49	V54	V57	V64	
	BO	POP										GOA
n	2	3	2	2	2	2	3	1	1	2	2	1
Li	0.22	0.04	0.11	0.05	0.64	58.32	1.43	1.18	125.84	148.69	0.47	17.11
Al	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	4350	n.a.	n.a.	109877	6887	119232	103601
Si	218403	5456	266545	1057	239306	0	233227	140521	230264	8206	250423	216793
P	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	381	n.a.	n.a.	22	7	62	43
Ca	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	107062	n.a.	n.a.	111207	10006	115996	295941
Sc	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	1.0	n.a.	n.a.	35.8	6.0	25.4	24.6
Ti	5273	424	2641	110	2224	3091	4552	5374	5261	740	2928	3632
V	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	26.5	n.a.	n.a.	14.3	3.1	53.3	28.2
Cr	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	264	n.a.	n.a.	2849	445	3429	4518
Mn	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	812	n.a.	n.a.	744	89	1956	1339
Fe	1164	103.883767	48139	2649	9223	n.a.	34750	10886	4551	3741	23574	16196
Co	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	0.8	n.a.	n.a.	2.3	0.4	12.6	20.8
Ni	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	325.0	n.a.	n.a.	57.6	3.1	117.5	394.6
Cu	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	1.71	n.a.	n.a.	2.26	0.36	6.28	1.86
Zn	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	73.72	n.a.	n.a.	3.73	2.67	19.70	4.32
Sr	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	19.8	n.a.	n.a.	101.7	1.1	180.1	96.0
Y	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	0.37	n.a.	n.a.	20.64	1.87	13.14	14.79
Zr	60.4	20.4	35.2	1.2	24.4	6.2	40.6	67.5	53.3	3.1	24.4	36.8
Nb	6.45	3.36	3.30	0.13	2.07	0.42	3.24	6.87	2.82	0.23	1.64	3.28
Ba	24.3	13.7	33.8	9.1	7.4	5.2	36.7	74.2	36.9	5.7	25.0	26.9
La	3.89	1.37	2.74	0.10	1.38	0.04	2.25	4.90	3.59	0.24	2.21	0.83
Ce	10.64	3.24	6.90	0.27	3.54	0.05	6.89	10.97	9.83	0.94	5.91	7.54
Pr	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	0.03	n.a.	n.a.	1.44	0.10	n.a.	1.12
Nd	7.22	2.39	5.12	0.26	2.45	0.28	5.14	8.45	7.49	0.66	4.53	6.02
Sm	2.29	0.57	1.52	0.08	0.88	0.03	1.62	3.19	2.43	0.19	1.55	1.83
Eu	0.56	0.01	0.40	0.02	0.45	0.10	0.63	0.86	0.84	0.03	0.55	0.75
Gd	2.72	0.71	2.07	0.14	1.27	0.29	2.44	4.46	3.12	0.18	1.84	2.36
Dy	3.28	0.60	2.27	0.13	1.46	0.02	2.90	4.75	4.07	0.53	2.06	3.00
Er	2.27	0.31	1.54	0.04	1.01	0.11	1.93	2.61	2.46	0.28	1.16	1.88
Yb	2.28	0.35	1.56	0.09	0.92	0.57	1.81	2.28	2.51	0.04	1.05	1.94
Lu	0.34	0.07	0.22	0.01	0.13	0.03	0.30	0.29	0.34	0.02	0.16	0.29
Hf	1.79	0.34	1.09	0.16	0.79	0.18	0.90	1.72	1.66	0.15	0.63	1.18
Pb	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	45.33	n.a.	n.a.	18.78	20.32	2.75	3.91
Th	0.47	0.25	0.27	0.00	0.17	0.11	0.31	0.54	0.46	0.01	0.20	0.35
U	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	0.03	n.a.	n.a.	0.13	0.00	0.06	0.09

Table 6: Composition of mesostasis in Vigarano, Renazzo and Acfer 187.

Shown are means for each chondrite and standard deviation of the averaged data set (n analyses; dividing by \sqrt{n} yields the uncertainty of the mean). If $n=1$, the analytical error (1 sigma) is given instead.Concentrations are in parts per million (1 ppm = 1 $\mu\text{g/g}$) and are LA-ICP-MS data except for Fe (EMPA). b.d. = below detection limit, n.a. = not available. Unless otherwise noted, chondrules are type I.

Météorite Chondrite Type	Renazzo R1		R5		R9		R16		R25		Acfer 187		A15	
	POP		POP		BO	GL	IOG	BO	A3	PO (II)	BO		PO (II)	
n		2		3		2		2		1		3		3
Li	7.10	5.63	3.28	0.87	4.49	0.33	2.44	1.00	212.77	209.55	30.19	5.61	290.44	80.40
Al	109775	6921	106137	17553	79663	29397	106616	683	136367	8363	132840	8278	120514	20086
Si	226287	0	225166	0	233720	0	234561	0	293574	26544	245871	25167	451302	76387
P	34	31	25	16	53	6	26	5	21	12	27	5	31409	28425
Ca	88665	4824	93285	2846	87675	30941	72396	10449	98986	3275	130862	0	130862	0
Sc	20.5	10.9	45.4	10.1	34.7	14.8	26.6	0.7	11.6	0.5	53.7	2.9	60.6	2.8
Ti	3671	1214	7022	1598	4158	1815	3614	188	2488	94	6767	420	7379	804
V	19.7	7.1	45.1	8.8	58.1	29.4	10.3	1.7	8.3	0.4	152.1	33.2	84.9	20.9
Cr	4482	1370	3796	404	4280	201	4254	503	2530	109	2645	780	1280	687
Mn	1674	752	1346	443	938	61	3958	1075	1245	56	174	40	3228	189
Fe	40522	n.a.	18180	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.	2857	n.a.	7626	n.a.	n.a.	n.a.
Co	176.1	12.0	83.5	51.6	11.5	0.3	14.7	2.0	6.4	0.3	11.6	4.8	37.4	14.4
Ni	947.2	464.6	819.3	392.3	85.4	73.3	281.7	55.7	88.4	11.7	233.6	122.8	592.7	365.0
Cu	1.14	0.93	7.80	2.25	2.02	1.68	3.58	0.51	2.10	0.24	0.47	0.26	20.16	9.36
Zn	2.90	1.74	7.41	0.69	31.44	15.69	14.38	0.06	b.d.	0.87	0.79	0.28	15.98	12.29
Sr	96.0	25.9	82.8	8.0	65.0	25.4	70.8	13.5	157.6	5.5	122.9	9.7	130.8	16.3
Y	15.43	3.88	20.42	6.22	12.59	5.19	12.38	0.71	16.30	0.99	19.55	1.30	26.68	2.30
Zr	44.4	1.0	54.5	13.6	29.3	10.7	35.4	1.1	55.4	2.0	48.2	2.6	54.4	5.8
Nb	4.67	0.27	4.54	1.17	2.24	0.81	3.59	0.15	6.32	0.23	4.37	0.32	4.70	0.55
Ba	20.0	7.7	30.4	6.6	25.3	12.3	36.5	20.1	51.8	2.2	39.4	2.6	40.5	4.8
La	3.62	0.07	3.50	0.78	2.14	0.76	2.43	0.15	5.02	0.18	3.74	0.37	4.73	0.58
Ce	9.75	0.04	10.01	2.06	5.99	2.20	7.81	0.05	13.05	0.47	10.05	0.88	12.57	1.28
Pr	1.34	0.14	1.46	0.39	0.86	0.30	1.01	0.05	1.78	0.07	1.48	0.13	1.86	0.17
Nd	6.24	0.30	7.24	1.47	4.27	1.54	4.74	0.20	8.29	0.33	7.38	0.51	9.23	1.47
Sm	1.94	0.38	2.47	0.73	1.43	0.58	1.63	0.08	2.21	0.13	2.30	0.15	2.97	0.55
Eu	0.84	0.13	0.74	0.08	0.46	0.14	0.74	0.01	1.22	0.06	0.89	0.11	0.95	0.04
Gd	2.06	0.68	3.07	0.95	1.85	0.76	1.80	0.08	2.46	0.13	3.00	0.20	3.92	0.33
Dy	2.62	0.74	4.33	1.11	2.25	1.07	2.31	0.05	3.11	0.16	3.78	0.29	4.84	0.24
Er	1.74	0.39	2.51	0.69	1.52	0.65	1.28	0.00	1.97	0.12	2.26	0.17	2.92	0.55
Yb	1.75	0.66	2.69	0.77	1.14	0.42	1.98	0.07	1.99	0.14	2.34	0.13	2.96	0.18
Lu	0.24	0.05	0.33	0.09	0.23	0.10	0.26	0.01	0.28	0.02	0.34	0.02	0.41	0.03
Hf	1.21	0.10	1.93	0.76	0.71	0.31	1.35	0.05	1.45	0.10	1.45	0.10	1.66	0.23
Pb	0.29	0.04	0.31	0.05	0.22	0.07	0.19	0.03	0.35	0.03	5.49	8.60	136.85	231.97
Th	0.43	0.05	0.48	0.11	0.19	0.04	0.29	0.01	0.65	0.04	0.43	0.02	0.50	0.04
U	0.12	0.00	0.12	0.05	0.04	0.01	0.12	0.01	0.19	0.02	0.13	0.01	0.14	0.03

FIG. J.5 – Table 6, *continued*.

Meteorite	V1	V3	V4	V6	V7	V8	V10	V15	V28	V34	V45	V48	V49	V51	V52	V54	V57	V63	V64	V65	V66	
Chondrite	BO	PP	GOA	GOA	GOA	POP	GOA	BO	GOA	POP	GOA	PO (l)	IOG	IOG	POP	IOG	BO	IOG	POP	IOG	IOG	
Olivine	55	65	52	65	65	52	60	58	60	52	48	40	57	87	100	41	74	75	59	25	70	99
Low-Ca pyroxene	2	11	26	41	34	28	11	34	11	28	40	48	0	6	0	20	17	9	37	54	26	0
High-Ca pyroxene	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	6	0	0	0	18	1	4	0	2	0	0
Mesostasis	43	4	26	0	7	4	12	4	12	2	11	2.41*	2	2	0	3	6	11	2	11	0	1
opaques	0	29	15	24	21	6	16	4	16	18	1	4	2	5	0	18	2	1	2	8	4	0
Equivalent diameter (mm)	1.45**			1.03 0.94**		1.24	1.07	2.06	1.08	0.46 0.91**		0.72	0.88	0.70	0.96	1.13 0.90**		0.61	0.94	0.37	0.11	

Table 7: List of analyzed chondrites. Shown are classification, modes, and the diameter of the equal-area disk. (*) denotes largely altered mesostasis and (**) indicates that the chondrite lies at the edge of the section so that its size is underestimated.

Meteorite	Renazzo	R1	R2	R5	R6	R12	R13	R16	R25	R42	A3	A8	A15	A15 IOG	A22
Chondrite	POP	PO (l)	POP	POP	PP	BO	IOG	GL	IOG	POP	BO	GOA	PO (l)	IOG	IOG
Olivine	32	41	62	7	35	68	29	22	61	67	66	49	100	76	
Low-Ca pyroxene	36	17	52	50	30	39	52	1	39	15	6	33	0	12	
High-Ca pyroxene	1	6	2	3	0	7	1	1	7	15	1	7	0	2	
Mesostasis	7	47*	6	4	8	1	22	4	1	12	1	24	0	1	
opaques	24	12	9	35	5	1	2	20	0	15	0	15	0	7	
Equivalent diameter (mm)	2.10 1.19**		1.58	1.27	0.87	0.63	1.14	0.87	0.42	1.93	1.77 0.67**	0.12	0.86		

Table 8: Same as table 7, but for the CR chondrites Renazzo and Acfer 187.

Annexe K

Instabilités de Rayleigh-Taylor radiatives

Nous incluons ici un article (Jacquet et Krumholz, 2011) que nous avons publié en avril 2011 dans l'*Astrophysical Journal* à la suite d'un projet réalisé avec le Prof. Mark Krumholz à l'University of California Santa Cruz, à l'occasion de l'école d'été ISIMA (*International Summer Institute for Modeling in Astrophysics*) qui s'est déroulée sur 6 semaines en 2010. Il s'agit d'étudier l'équivalent radiatif de la classique instabilité de Rayleigh-Taylor (résultant de la superposition d'un fluide dense au-dessus d'un fluide léger), et ce dans deux limites : la limite optiquement mince, isotherme, où la force de radiation joue le rôle d'une gravité effective, et la limite optiquement épaisse, adiabatique, où elle ne fait effectivement que modifier l'équation d'état du fluide. Quoiqu'éloigné quelque peu du propos central de cette thèse, ce projet y est relié par sa pertinence (dans la limite adiabatique) à l'accrétion des étoiles massives dont certaines ont sans doute fait partie de l'environnement du système solaire primitif sur la foi de certaines radioactivités éteintes.

Après avoir présenté les équations fondamentales de l'hydrodynamique radiative et notre formalisme dans sa généralité, nous l'appliquons au cas des instabilité de Rayleigh-Taylor classiques (non radiatives) avant d'envisager successivement la limite optiquement mince isotherme et la limite optiquement épaisse adiabatique.

RADIATIVE RAYLEIGH-TAYLOR INSTABILITIES

EMMANUEL JACQUET

Laboratoire de Minéralogie et Cosmochimie de Muséum (LMCM), CNRS & Muséum National d'Histoire Naturelle, UMR 7202, 57 rue Cuvier, 75005 Paris, France.

MARK KRUMHOLZ

Department of Astronomy, University of California, Santa Cruz, CA 95064

Draft version June 19, 2012

ABSTRACT

We perform analytic linear stability analyses of an interface separating two stratified media threaded by a radiation flux, a configuration relevant in several astrophysical contexts. We develop a general framework for analyzing such systems, and obtain exact stability conditions in several limiting cases. In the optically thin, isothermal regime, where the discontinuity is chemical in nature (e.g. at the boundary of a radiation pressure-driven H II region), radiation acts as part of an effective gravitational field, and instability arises if the effective gravity per unit volume toward the interface overcomes that away from it. In the optically thick “adiabatic” regime where the total (gas plus radiation) specific entropy of a Lagrangian fluid element is conserved, for example at the edge of radiation pressure-driven bubble around a young massive star, we show that radiation acts like a modified equation of state, and we derive a generalized version of the classical Rayleigh-Taylor stability condition.

1. INTRODUCTION

The superposition of a dense fluid above a lighter one in a gravitational field is prone to the well-known Rayleigh-Taylor instability (e.g. Chandrasekhar 1981): Any corrugation of the interface between them will grow exponentially, as fingers of the heavier fluid sink in the more buoyant one. The Rayleigh-Taylor instability and related processes have found applications in various astrophysical settings, such as the expansion of supernova remnants (e.g. Ribeyre et al. 2004) (where inertial acceleration plays the role of the gravitational field), the interiors of red giants, subject to thermohaline mixing (e.g. Charbonnel & Lagarde 2010), or interstellar gas clouds pushed above the galactic plane (e.g. Zweibel 1991).

One can envision several Rayleigh-Taylor-like configurations of astrophysical interest where radiation is important for both energetics and dynamics. For instance, during massive star formation, radiation pressure overcomes gravity and causes the formation of bubbles of rarefied matter around the central star(s). Since they are overlain by denser infalling gas, they may be prone to Rayleigh-Taylor instabilities, potentially aiding continued accretion (Krumholz et al. 2009). Another astrophysical setting of relevance could be the interface between an H II region and its neutral shell. Stellar photons are absorbed in the H II region and exert a force toward the interface that acts like an effective gravitational field. In sufficiently dense HII regions driven by sufficiently massive stars this radiation force can be very large (Krumholz & Matzner 2009; Draine 2010), potentially destabilizing the shell of swept-up material. Finally, in the same vein, the radiation force could be significant in shaping Rayleigh-Taylor instabilities in supernova explosions.

Radiative Rayleigh-Taylor instabilities are not a new subject. Mathews & Blumenthal (1977) studied the sta-

bility of surfaces and slabs of fully ionized plasmas and found instability for optically thin clouds at their far side and optically thick ones (using the Boussinesq approximation) with significant amount of neutral gas, or pushed at the illuminated side. Krolik (1977) studied the global stability of a constant-density slab under the Boussinesq approximation, and found, in the absence of gravity, instability of short-wavelength perturbations if radiative acceleration correlates positively with total optical depth; inclusion of gravity induced a transition back to the classical Rayleigh-Taylor result.

A noteworthy related, albeit qualitatively different instability was studied by Blaes & Socrates (2003) in the optically thick regime. They performed a local radiative magnetohydrodynamics stability analysis of a stratified equilibrium, and found radiation to overstabilize acoustic disturbances for high enough background flux. Radiation slips into rarefied regions giving rise to buoyant “photon bubbles”. In the absence of magnetic fields, the instability criterion requires the specific opacity to have an explicit dependence on the density or the temperature.

In this study, we investigate the role of radiation in the linear stability of a single interface between two media, ignoring magnetic fields and chemical processes as well as the structure of the interface. We present general frameworks in the optically thin and optically thick regimes, before giving analytical solutions in limiting cases. In §2, we will review the fundamental equations and outline the model and a few generalities, while §3 applies our formalism to the standard (non-radiative) Rayleigh-Taylor instability to illustrate how it works. In §4, we focus on the optically thin regime, and in particular the isothermal limit, while §5 will be devoted to the optically thick regime, and in particular the adiabatic approximation, whereby the total (gas plus radiation) specific entropy is conserved for a Lagrangian fluid element. In §6, we conclude.

2. GENERALITIES

2.1. Equations of Radiation Hydrodynamics

We begin by reviewing the fundamental equations of radiation hydrodynamics (RHD). Beforehand, a few words on notation: scalars will be written in italics (e.g. a), vectors in bold (e.g. \mathbf{F}) and higher-rank tensors in bold calligraphy (e.g. \mathcal{T}). The product of two tensors \mathcal{U} and \mathcal{V} is written \mathcal{UV} ; their contraction is denoted by a dot for a single index ($\mathcal{U} \cdot \mathcal{V}$) and a colon for two indices ($\mathcal{U} : \mathcal{V}$). Quantities evaluated in the frame comoving with the fluid will be given a subscript 0.

In the nonrelativistic and inviscid limits, the RHD equations are given by (Mihalas & Weibel Mihalas 1984):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \mathbf{G}_0 - \nabla P_g + \rho \mathbf{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_g}{\partial t} + \nabla \cdot (u_g \mathbf{v}) = -P_g \nabla \cdot \mathbf{v} + cG_0^0, \quad (3)$$

for the gas (mass conservation, momentum and internal energy equation), and:

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = -cG^0 \quad (4)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathcal{P}_r = -\mathbf{G} \quad (5)$$

for the radiation (energy and momentum equation). Here ρ , $P_g = \rho a^2$, $u_g = P_g/(\gamma - 1)$ are the gas density, pressure and internal energy per unit volume, respectively, with $a = \sqrt{k_B T/m}$ the isothermal sound speed, and $\mathbf{g} = -\nabla \phi$ is the gravitational acceleration with ϕ the potential. E_r , \mathbf{F} , \mathcal{P}_r are the energy density, energy flux vector and pressure tensor of the radiation field.

The rate of 4-momentum transfer from radiation to matter per unit space-time volume $dVdt$ (or, minus the 4-divergence of the radiation energy-momentum tensor) \mathcal{G} , evaluated in the comoving frame, assuming that the gas is in Local Thermodynamic Equilibrium (LTE), and that scattering is isotropic, is given by:

$$\mathcal{G}_0 = \begin{pmatrix} G_0^0 \\ \mathbf{G}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho(\kappa_J E_{r0} - \kappa_P a T^4) \\ \frac{\kappa_F \rho}{c} \mathbf{F}_0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

where κ_J and κ_P are frequency-integrated absorption opacity means weighted against the spectral energy distribution (SED) of the radiation and a Planckian at the gas temperature T , respectively, and κ_F is the flux mean (with both absorption and scattering contributions).

When coupling of the radiation to the gas (through the latter term) is significant, it is useful to rewrite the radiation equations in terms of the comoving frame energy density $E_{r0} = E_r - 2\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}/c^2$, radiative flux $\mathbf{F}_0 = \mathbf{F} - (E_r + \mathcal{P}_r)\mathbf{v}$ and radiation pressure tensor $\mathcal{P}_{r0} = \mathcal{P}_r - (\mathbf{F}\mathbf{v} + \mathbf{v}\mathbf{F})/c^2$ (equations 95.87 and 95.88 of Mihalas & Weibel Mihalas (1984)):

$$\frac{\partial E_{r0}}{\partial t} + \nabla \cdot (E_{r0} \mathbf{v} + \mathbf{F}_0) + \mathcal{P}_{r0} : \nabla \mathbf{v} + 2 \frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{F}_0}{c^2} = -cG_0^0 \quad (7)$$

$$-\mathbf{G}_0 = \frac{1}{c^2} \frac{D}{Dt} \mathbf{F}_0 + \nabla \cdot \mathcal{P}_{r0} + (\mathbf{F}_0 \cdot \nabla) \frac{\mathbf{v}}{c^2} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{c^2} \mathbf{F}_0 + (E_{r0} + \mathcal{P}_{r0}) \frac{\mathbf{a}}{c^2}, \quad (8)$$

where it is (generally) safe, for $v \ll c$, to drop all the terms containing $\mathbf{a} \equiv D\mathbf{v}/Dt$ as well as $(\mathbf{F}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}/c^2$ and $(\nabla \cdot \mathbf{v}/c^2) \mathbf{F}_0$. Note that this system of equations needs a closure, which will be obtained through various approximations depending on the regime considered in the next sections.

If we sum equations (2) and (5), we obtain the total momentum equation (equation 94.10b of Mihalas & Weibel Mihalas (1984)):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \mathbf{v} + \frac{1}{c^2} \mathbf{F} \right) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \mathcal{P}_r + P_g \mathcal{I}_3) = -\rho \nabla \phi, \quad (9)$$

where \mathcal{I}_3 is the 3×3 identity matrix, and we have followed Mihalas & Weibel Mihalas (1984) in dropping the term $-G_0^0 \mathbf{v}/c$ on the right-hand-side as non-dominant in flows with $v \ll c$.

Equations (3) and (7) can be summed to yield (equation 16 of Buchler (1979)):

$$\frac{DE_{\text{tot}}}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{F}_0 + \mathcal{H}_{\text{tot}} : \nabla \mathbf{v} = 0, \quad (10)$$

with $E_{\text{tot}} \equiv E_{r0} + u$ and $\mathcal{H}_{\text{tot}} \equiv E_{\text{tot}} \mathcal{I}_3 + \mathcal{P}_{\text{tot}}$, where $\mathcal{P}_{\text{tot}} = P_g \mathcal{I}_3 + \mathcal{P}_r$. Yet another useful form of the total energy equation can be obtained by adding the scalar product of equation (2) with \mathbf{v} (equation 18 of Buchler (1979)):

$$0 = \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{\mathbf{v}^2}{2} + \phi \right) + E_{\text{tot}} \right] + \nabla \cdot \left\{ \left[\rho \left(\frac{\mathbf{v}^2}{2} + \phi \right) + E_{\text{tot}} \right] \mathbf{v} + \mathbf{F}_0 + \mathcal{P}_{\text{tot}} \cdot \mathbf{v} \right\}, \quad (11)$$

where we have assumed the gravitational potential to be static.

2.2. Model and Linear Stability Formalism

We consider a plane-parallel background configuration, consisting of two semi-infinite media separated by an interface at $z = 0$, with medium 1 overlying medium 2 (which one might generally think of as being more rarefied). Throughout this study, we will ignore the width of the discontinuity, and we allow no flow across it. The system is subject to a constant and uniform external gravitational field (or, equivalently, an inertial acceleration) $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ and is threaded by a radiative flux \mathbf{F} , which in equilibrium is independent of z and vertical. For the astrophysical applications considered here, both gravitation and radiation fields may be thought of as being caused by a radiation source such as a massive star located at $z = -\infty$.

The system of dynamical equations written in the preceding subsection, when supplemented by equations of state and appropriate closures, may be cast in the form

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H(\psi), \quad (12)$$

where ψ is a vector of the different fields (here, physical quantities as functions of spatial location) evolved in time by the (nonlinear) operator H . The equilibrium configuration ψ_{eq} then satisfies $H(\psi_{\text{eq}}) = 0$. Considering a perturbation $\delta\psi \equiv \psi - \psi_{\text{eq}}$, we have, to linear order

$$i \frac{\partial \delta\psi}{\partial t} = dH_{\psi_{\text{eq}}}(\delta\psi), \quad (13)$$

with $dH_{\psi_{\text{eq}}}$ the (linear) differential of H at ψ_{eq} . The problem now amounts to finding the eigenmodes of $dH_{\psi_{\text{eq}}}$, since if $dH_{\psi_{\text{eq}}}(\delta\psi(0)) = \omega \delta\psi(0)$, $\delta\psi(t) = e^{-i\omega t} \delta\psi(0)$. If $\text{Im}(\omega) > 0$, the perturbation grows and linear instability is declared. We therefore are interested in Eulerian perturbations whose space-time dependence, for any quantity $Q(x, z, t)$, is given by

$$\delta Q(x, z, t) = \delta \hat{Q}(z) e^{i(kx - \omega t)}, \quad (14)$$

where the Fourier dependence in x (whereby we orient the axes to have k positive) is motivated by the plane parallel nature of the background equilibrium. Since no perturbed vector quantity has a component perpendicular to both \mathbf{e}_x and \mathbf{e}_z , the *linear* problem is 2D.

The eigenvalue problem now reduces to a set of coupled ODEs, supplemented by a set of relationships with no derivatives in z , and the former may be cast in the form:

$$\frac{d\delta\hat{\psi}}{dz} = A(z) \cdot \delta\hat{\psi}, \quad (15)$$

where the linear operator A , in our problem, depends on z only through the background quantities, in turn completely determined by their values at $z = 0^\pm$ and the values of g and F_z (the z component of the radiation flux) from the equilibrium equations.

Since each solution to this set of ODEs corresponds to a set of perturbations in the space $z = 0^\pm$, it should *in principle* be possible to analyse stability conditions as a function solely of quantities evaluated at the interface (rather than integrals, as in Krolik (1977), but he was considering an upper boundary for the cloud).

2.3. Boundary conditions

Up to this point, nothing distinguishes our problem mathematically from a stability analysis of an infinite, single medium, be the analysis global or local in nature. The distinguishing characteristic of the interface problem is the boundary conditions which select the relevant (z dependence of the) eigenfunctions, on which we now focus.

First, we consider media that are unbounded on either side of the interface, so we require our modes not to blow up as z goes to $\pm\infty$. Thus we are focusing on “local” instabilities at the interface, rather than global ones on a cloud scale as in Krolik (1977). This requires

$$\lim_{z \rightarrow \pm\infty} \delta\hat{\psi}(z) = 0. \quad (16)$$

We next investigate the continuity conditions at the interface. Let $\boldsymbol{\xi}(x, z, t)$ be the Lagrangian displacement of the fluid element that is at position (x, z) in the unperturbed state. We also denote, for any quantity $Q(x, z, t)$ the Lagrangian perturbation by

$$\Delta Q = \delta Q + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla Q, \quad (17)$$

The usual kinematic relationship

$$\Delta \mathbf{v} = \frac{D\boldsymbol{\xi}}{Dt} \quad (18)$$

reduces, for the Fourier dependence adopted for our solutions and the zero-velocity background, to $\delta \mathbf{v} = -i\omega \boldsymbol{\xi}$. Since there is no flow across the interface, $\xi_z(x, 0, t)$ represents the vertical displacement of the boundary between the two fluids. Thus, ξ_z is continuous at the interface.

Now consider a general flux-conservative form equation describing the evolution of the system:

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{f} = s, \quad (19)$$

where m is the conserved quantity, \mathbf{f} is the corresponding flux, and s is a source term. The equations of mass conservation (1), total momentum conservation (9), and total energy conservation (11) are all manifestly of this form. We place ourselves in an inertial frame comoving (at time t) with the interface. (Note that for the general considerations we are about to make, it is immaterial whether there is a net flow across it or not). Our purpose here is to find under which conditions the component of the flux $f_{0,z}$ (the 0 subscript referring to the frame chosen) normal to the interface can be considered continuous across at the interface at $z = \xi_z$.

Integration of equation (19) across the interface thickness yields

$$\begin{aligned} f_{0,z}(x, \xi_z + \frac{\epsilon}{2}, t) - f_{0,z}(x, \xi_z - \frac{\epsilon}{2}, t) \\ = \epsilon \left(\langle s \rangle - \frac{\partial \langle m_0 \rangle}{\partial t_0} - \frac{\partial \langle f_{0,x} \rangle}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (20)$$

where ϵ is the thickness of the interface, and the brackets $\langle \dots \rangle$ denote averages across the interface, i.e., for any function $Q(x, z, t)$

$$\langle Q \rangle \equiv \frac{1}{\epsilon} \int_{\xi_z(x,0,t) - \epsilon/2}^{\xi_z(x,0,t) + \epsilon/2} Q(x, z, t) dz, \quad (21)$$

which is a function of x and t . It is a consequence of the choice of frame and the orientation of z axis normal to the interface¹ that equation (20) has no extra “boundary term”.

We expect m_0 , \mathbf{f}_0 and s to remain bounded within the interface (although their z -derivatives may be large) such that their z -integrated averages are comparable to their asymptotic values on either side of the interface.² Therefore, it is already qualitatively clear that the continuity of $f_{0,z}$ will be verified if ϵ is “small enough”.

¹ Actually, the normal to the perturbed interface generally differs from the z axis (defined at equilibrium), such that the relevant component of the flux we should consider is $[f_{0,z} - f_{0,x}(\partial \xi_z / \partial x)] / \sqrt{1 + (\partial \xi_z / \partial x)^2}$, but this does not differ from $f_{0,z}$ to linear order.

² As regards s , it is nonzero only for the momentum equation, where it is proportional to ρ and a fixed gravity; were we including self-gravity, we would even be able to write it as the divergence of a flux $-(\mathbf{g}^2/2 - \mathbf{g}\mathbf{g})/4\pi G$ so that no source term would be present.

In order to be more quantitative, we note that

$$\begin{aligned} & f_{0,z}(x, \xi_z + \frac{\epsilon}{2}, t) - f_{0,z}(x, \xi_z - \frac{\epsilon}{2}, t) \\ &= [\Delta f_{0,z}]_2^1 + f_{0,z,\text{eq}}(x, \frac{\epsilon_{\text{eq}}}{2}, t) - f_{0,z,\text{eq}}(x, -\frac{\epsilon_{\text{eq}}}{2}, t) \\ &= [\delta f_{0,z} + s_{\text{eq}} \xi_z]_2^1 + \langle s_{\text{eq}} \rangle \epsilon_{\text{eq}} \end{aligned} \quad (22)$$

where subscripts “eq” refer to the equilibrium, unperturbed value of a quantity, and for any quantity $Q(x, z, t)$ we define

$$[Q]_2^1 \equiv Q(x, 0^+, t) - Q(x, 0^-, t), \quad (23)$$

with $Q(x, 0^+, t)$ the value taken by Q in medium 1 at $z = 0$ (the value being *extrapolated* if the perturbed interface is actually above $z = 0$) and $Q(x, 0^-, t)$ that same quantity for medium 2 (extrapolated if the perturbed interface is below $z = 0$). We have also used $\partial f_{0,z,\text{eq}}/\partial z = s_{\text{eq}}$.

Since the $\langle s_{\text{eq}} \rangle \epsilon_{\text{eq}}$ term essentially cancels $\langle s \rangle \epsilon$ in the right-hand-side of equation (20), we see that the question of the vertical flux continuity amounts to that of $\Delta f_{0,z}$ (which is actually what we will be using in the stability analyses). Equation (20) may be rewritten as

$$[\Delta f_{0,z}]_2^1 = -\epsilon \left(\frac{\partial \langle m_0 \rangle}{\partial t_0} + \frac{\partial \langle f_{0,x} \rangle}{\partial x} \right) \quad (24)$$

So the general condition that our perturbation must satisfy in order to have continuity of $\Delta f_{0,z}$ across the interface is that $k\epsilon \delta f_{0,x} \ll \Delta f_{0,z}$ and $\epsilon\omega \delta m \ll \Delta f_{0,z}$. If for example, $\delta f_{0,x} \sim \delta f_{0,z}$, we obtain $\epsilon \ll 1/k$, as might have been expected intuitively.

Since application of this boundary condition to the mass conservation equation (1) does not bring any new information as there is no flow across the interface, and since we will be making approximations to the energy equations, the sole important application (in this paper) of the above considerations is the z component of the momentum equation (9), where $m = \rho v_z + F_z/c^2$, $\mathbf{f} = \rho v_z \mathbf{v} + \mathcal{P}_r \cdot \mathbf{e}_z + P_g \mathbf{e}_z$, and $s = -\rho g$. Thus we have $f_{0,z} = \mathcal{P}_{r0}^{zz} + P_g$, and the result will thus read

$$[\Delta f_{0,z}]_2^1 = [\delta P_g + \delta \mathcal{P}_{r0}^{zz} - \rho g \xi_z]_2^1 = 0. \quad (25)$$

(From now on, we shall drop the “eq” subscripts from the background quantities.) To linear order, we will always have $f_{0,x} = 0$, so the only important condition is $\epsilon\omega \delta m \ll \rho g \xi_z$. If we take $\delta m \sim \rho\omega \xi_z$, one obtains the condition $\epsilon \ll g/\omega^2$. For ω of order the classical Rayleigh-Taylor result (rederived in the next section), this amounts to the constraint $k\epsilon \ll 1$, i.e. that continuity holds as long as we restrict ourselves to considering perturbations with wavelengths much larger than the thickness of the interface. In the case where radiation forces are important, this is likely to be of order the photon mean free path or the radiation diffusion length, depending on the particular problem we are considering.

3. THE CLASSICAL RAYLEIGH-TAYLOR INSTABILITY

We illustrate the above formalism with the classical Rayleigh-Taylor instability, which also provides a benchmark with which the upcoming results can be compared. In this section, we therefore ignore radiation and consider

the two media to consist of constant-density (incompressible) fluids (as appropriate for liquids). The perturbed mass conservation (here incompressibility) and Euler equations then read

$$\frac{\partial}{\partial z} \delta v_z + ik \delta v_x = 0 \quad (26)$$

$$-i\omega \rho \delta v_z + \frac{\partial}{\partial z} \delta P_g = 0 \quad (27)$$

$$-i\omega \rho \delta v_x + ik \delta P_g = 0. \quad (28)$$

Solving equation (28) for δv_x and recalling that $\delta v_z = -i\omega \xi_z$, equations (26) and (27) yield

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_g \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_g \end{bmatrix}, \quad (29)$$

with:

$$A = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{\rho} \left(\frac{k}{\omega}\right)^2 \\ \rho\omega^2 & 0 \end{bmatrix}. \quad (30)$$

The matrix A here is independent of z in each medium. In general, for a constant 2×2 matrix A (a circumstance we shall encounter again), the solution for each individual medium (keep in mind $\delta \hat{\psi}$ is *not* continuous across the interface) may be written as

$$\delta \hat{\psi}(z) = \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_g \end{bmatrix} = C_a e^{r_a z} \delta \hat{\psi}_a + C_b e^{r_b z} \delta \hat{\psi}_b \quad (31)$$

where $C_{a,b}$ are two constants of integration and $\delta \hat{\psi}_{a,b}$ are two linearly independent eigenvectors of the matrix A , with eigenvalues $r_{a,b}$. In this simple case, the eigenvalues in question are $r_a = k$ and $r_b = -k$. In order for $\hat{\xi}$ and $\delta \hat{P}_g$ not to blow up away from the interface, it is therefore necessary that $C_a = 0$ in the region $z > 0$ and $C_b = 0$ in the region $z < 0$. $\delta \hat{\psi}$ must thus be an eigenvector of A , with eigenvalue $-k$ in medium 1 ($z > 0$) and k in medium 2 ($z < 0$), respectively.

To obtain the dispersion relation, we apply the boundary conditions at the interface, which in the absence of radiation reads

$$[\Delta P_g]_2^1 = [\delta P_g - \rho g \xi_z]_2^1 = 0. \quad (32)$$

If we solve for $\delta \hat{P}_g$ as a function of $\hat{\xi}_z$ in the eigenvalue equation for each medium and plug into equation (32), we obtain

$$\omega^2 = gk \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \quad (33)$$

The instability criterion is thus $\rho_1 > \rho_2$ as is well-known. The growth rate of the instability in the limit $\rho_1 \gg \rho_2$ is $\text{Im}(\omega) = \sqrt{gk}$.

4. THE OPTICALLY THIN ISOTHERMAL REGIME

4.1. Formulation of the equations

We now consider radiation, first in the optically thin isothermal regime. By optically thin we mean that we can neglect attenuation and treat the radiation flux as constant and unperturbed in each of the two fluids, and by isothermal we mean that each of the fluids is kept at a fixed temperature via its interaction with the radiation. A discontinuity exists only because there is a chemical

change at the interface between the two fluids, and possibly a frequency shift in the radiation spectrum at the interface as well (though the total frequency-integrated flux is constant). As a result, the fluid on one side of the interface interacts with radiation differently than fluid on the other side.

One possible astrophysical realization of this situation is an ionization front, where fluid on one side of the interface is ionized and hot, and the radiation is dominated by ionizing photons, while fluid on the other side of the interface is neutral and cold, and the radiation there is shifted to non-ionizing frequencies. If radiation pressure forces dominate gas pressure ones in the ionized gas, this gas is swept into a thin atmosphere on the surface of the front. The downconversion of the ionizing radiation to non-ionizing frequencies occurs mostly within this thin transition region (Krumholz & Matzner 2009; Draine 2010), and thus we can treat the situation as an interface problem.³

In this limit, it is most convenient to lump the gravitational and radiation forces in equation (2) together as:

$$\rho \mathbf{g} + \mathbf{G}_0 = \rho \left(\mathbf{g} + \frac{\kappa_F}{c} \mathbf{F} \right), \quad (34)$$

where we have ignored the difference between the co-moving and the reference frame, as appropriate in this regime in the nonrelativistic limit. If, as we shall henceforth assume, the specific opacity κ_F does not depend upon density, these two forces are exactly equivalent to an effective gravity field $\mathbf{g}_{\text{eff}} \equiv \mathbf{g} + (\kappa_F/c)\mathbf{F} = -g_{\text{eff}}\mathbf{e}_z$ constant in each medium, but which may differ, as mentioned above, between the two media.

The equilibrium density profile on both sides of the interface is $\rho \propto \exp(-g_{\text{eff}}z/a^2)$, where a is the sound speed, so the scale height is a^2/g_{eff} .

4.2. Stability analysis

We now move on to the derivation of the dispersion relation and the instability criterion. The underlying hydrodynamic equations are the same as in the classical Rayleigh-Taylor case, except that we replace g by g_{eff} , and we relax the assumption of incompressibility. The perturbed equations analogous to (26) - (28) in this case are

$$-i\omega \delta\rho + \delta v_z \frac{\partial}{\partial z} \rho + \rho \left(ik\delta v_x + \frac{\partial}{\partial z} \delta v_z \right) = 0 \quad (35)$$

$$-i\omega\rho \delta v_z + \frac{\partial}{\partial z} \delta P_g - g_{\text{eff}} \delta\rho = 0 \quad (36)$$

$$-i\omega\rho \delta v_x + ik\delta P_g = 0 \quad (37)$$

Eliminating δv_x as in §3, using the isothermal equation of state $P_g = \rho a^2$, and using the fact that $\partial\rho/\partial z = -(g_{\text{eff}}/a^2)\rho$ and for the background state, we obtain

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \frac{\hat{\delta\rho}}{\rho} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \frac{\hat{\delta\rho}}{\rho} \end{bmatrix}, \quad (38)$$

³ Strictly speaking such an interface has a flow across it, since the amount of ionized mass increases with time in such a configuration. However, for a strong D type ionization front the flux of mass and momentum across the ionized-neutral interface is very small compared to the flux reaching the front, and so we may safely neglect it.

with:

$$A = \begin{bmatrix} \frac{g_{\text{eff}}}{a^2} \left(\frac{ka}{\omega} \right)^2 - 1 \\ \left(\frac{\omega}{a} \right)^2 & 0 \end{bmatrix} \dots \quad (39)$$

The matrix A here is independent of z in each medium (as in §3). The general solution will thus adopt the form of equation (31). Hence, we need to discuss the eigenvalues of A . They satisfy the characteristic equation

$$\lambda^2 - \frac{g_{\text{eff}}}{a^2} \lambda + \left(\frac{\omega}{a} \right)^2 - k^2 = 0 \quad (40)$$

Let us focus our attention to medium 1. For the velocity *and* density perturbation to vanish for $z \rightarrow +\infty$, we require that, for each eigenvector of A with corresponding eigenvalue λ_1 along which the solution has a nonzero projection,

$$\text{Re}(\lambda_1) < \min \left(0, \frac{g_1}{a_1^2} \right), \quad (41)$$

where g_1 and a_1 are the value of g_{eff} and a in medium 1. However, from the characteristic equation, we know that the average of the real parts of the two eigenvalues is $g_1/2a_1^2$, and therefore one of the eigenvalues has a real part that violates the above inequality, regardless of the sign of g_1 . Therefore, the solution cannot have a nonzero projection along this eigenvector, and *must* be an eigenvector of A . The same argument can be repeated in region 2 (one can e.g. change the orientation of the z axis to be in the exact same configuration) and thus, $\delta\hat{\psi}$ (which is *not* continuous at the interface) is an eigenvector of A in each region, of eigenvalue λ_1 and λ_2 .

To derive the dispersion relation, we now introduce the boundary condition at the interface. Equation (32) continues to hold if we replace g with g_{eff} , so

$$[\Delta P_g]_2^1 = [\delta P_g - \rho g_{\text{eff}} \xi_z]_2^1 = 0. \quad (42)$$

Applying this to the characteristic equation (40), we have

$$\frac{1}{a_1^2} \left(\frac{\omega^2}{\lambda_1} - g_1 \right) = \frac{1}{a_2^2} \left(\frac{\omega^2}{\lambda_2} - g_2 \right), \quad (43)$$

If we divide equation (40) by λ^2 and equate the resulting left-hand-sides for each medium, use of equation (43) yields (since $\lambda_1 \neq \lambda_2$)

$$\lambda_1 \lambda_2 = -k^2, \quad (44)$$

which implies the two eigenvalues have real parts of opposite signs. While the constraint that the velocity perturbation vanishes at $+\infty$ and $-\infty$ hereby reduces to $\text{Re}(\lambda_1) < 0$, this does not guarantee that the density perturbation will do so in a medium where \mathbf{g}_{eff} points away from the interface. In this case, one needs to further satisfy⁴

$$\left(\text{Im}(\omega^2) \right)^2 + g_{\text{eff}}^2 \left(k^2 - \frac{\text{Re}(\omega^2)}{a^2} \right) > 0. \quad (45)$$

⁴ We start from the inequality $\text{Re}(\lambda_1) < g_1/a_1^2$ (if we take the medium in question to be medium 1), with λ_1 obtained from solving the quadratic equation (40). We use the following useful relationships, holding for all complex values of z : $\text{Re}(\sqrt{z}) = \sqrt{(|z| + \text{Re}(z))/2}$ and $\text{Im}(\sqrt{z}) = \text{sgn}(\text{Im}(z))\sqrt{(|z| - \text{Re}(z))/2}$; the latter equation also defines our choice of branch cut in the complex plane.

Solving equation (44) for λ_2 and injecting into equation (43), one obtains the following quadratic equation:

$$\left(\frac{a_1 \lambda_1}{k}\right)^2 - \frac{h}{\omega^2} \lambda_1 + a_2^2 = 0, \quad (46)$$

with $h \equiv g_1 a_2^2 - g_2 a_1^2$, from which one deduces that $\text{sgn}(\text{Re}(\lambda_1)) = \text{sgn}((\rho_1 g_1 - \rho_2 g_2) \text{Re}(\omega^2))$ (with $\rho_{1,2} = \rho(0^\pm)$). Therefore, if $\rho_1 g_1 > \rho_2 g_2$, ω cannot be real and the configuration is unstable. Indeed, even if $\text{Im}(\omega) < 0$, we simply need to take the complex conjugate of equations (38)-(39): we then see that $\delta\hat{\psi}^*$ corresponds to a perturbation (still satisfying the boundary conditions) with the same wavenumber k but with complex frequency ω^* , and which is therefore a growing eigenmode. In a more coordinate-free manner (since upper and lower are not well-defined if the direction of the effective gravity switches sign across the interface), the instability arises if the effective weight per unit volume toward the interface overcomes that away from it. A corollary is that, should \mathbf{g}_{eff} point toward the interface in both regions, the equilibrium is unequivocally unstable.

In order to completely prove the sufficiency of the criterion, we need to show that $\text{Re}(\omega^2) < 0$ (which ensures the inequality (45)) is actually allowed by the dispersion relation. To do so, we first solve for λ_1 from equation (46) after eliminating the quadratic term with equation (40). We obtain

$$\lambda_1 = \omega^2 \frac{\omega^2 - (ka)^2}{g_1 \omega^2 - hk^2}, \quad (47)$$

with $a \equiv \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$. Since the same formula holds for λ_2 if the subscripts “1” and “2” exchange roles (and thus h switches sign), the equation (44) yields the desired dispersion relation

$$0 = \omega^8 - 2(ka)^2 \omega^6 + [(ka)^4 + g_1 g_2 k^2] \omega^4 + k^4 (g_1 - g_2) h \omega^2 - k^6 h^2, \quad (48)$$

which is fourth order in ω^2 . As this polynomial always has one negative real root (in terms of ω^2), provided $kh \neq 0$, the sufficiency of the instability criterion $\rho_1 g_1 > \rho_2 g_2$ (or, equivalently, $h > 0$) is proven. The polynomial has two real roots, only one of which is physically allowed (the other being opposite to leading order), asymptotically given by

$$\begin{aligned} \omega^2 &= -\frac{hk}{a^2} + \frac{h(g_1 + g_2)(a_2^2 - a_1^2)}{2a^6} + O\left(\frac{1}{k}\right) \\ &= -k \frac{\rho_1 g_1 - \rho_2 g_2}{\rho_1 + \rho_2} \\ &\quad + \frac{(g_1 + g_2)(\rho_2 - \rho_1)(\rho_1 g_1 - \rho_2 g_2)}{2a^2 (\rho_1 + \rho_2)^2} \\ &\quad + O\left(\frac{1}{k}\right). \end{aligned} \quad (49)$$

In the long-wavelength limit, if the instability criterion is satisfied, ω^2 is given by $(hk)^2 \min(1/g_1, -1/g_2)$ if $g_1 g_2 > 0$ and $-\sqrt{-g_1 g_2} k$ if $g_1 g_2 < 0$. The instability is a “pure” instability (in the sense that ω is purely imaginary). Figure 1 shows a calculation of the growth rate

FIG. 1.— Growth rate $s \equiv \text{Im}(\omega)$ of the isothermal, optically-thin radiative Rayleigh-Taylor instability, calculated numerically from the dispersion relation (48). The value shown corresponds to the fastest growing mode, i.e. to the largest value of s . Growth rates and wavenumbers are nondimensionalized through combinations of $a \equiv (a_1^2 + a_2^2)^{1/2}$ and $g \equiv (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}$, and as such depend on two dimensionless parameters $\Delta g/g = (g_1 - g_2)/g$ and the Atwood number $A = (\rho_1 - \rho_2)/(\rho_1 + \rho_2)$ (plus sign information, $\text{sgn}(g_1 + g_2)$) which are bounded by $2^{1/2}$ and 1 in absolute value, respectively. Here, we have fixed $A = 0.5$ (and $g_1 + g_2 > 0$) and varied $\Delta g/g$ with values (from top to bottom) $2^{1/2}$, 1, 0.5, 0 and -0.5

as a function of various parameters. Note that equation (49) agrees with earlier results for compressible Rayleigh-Taylor instability without radiation (equation 23 of Shivamoggi 2008) if we take $g_1 = g_2$.

4.3. Sample application: radiation pressure-driven H II regions

We conclude this section with a sample application for the case of the ionization front around an H II region where radiation pressure significantly affects the dynamics (e.g. the 30 Doradus region, Lopez et al. 2010). Consider such a region powered by a star cluster of luminosity L_* expanding into a uniform ambient medium of number density n , sweeping up ambient gas as it expands. We will neglect the gravitational pull of the star cluster, which is significant only early in the evolution. During the radiation-dominated phase of the expansion, which applies when the H II radius $r \ll r_0$, the radius of the H II after a time t is (Krumholz & Matzner 2009)

$$r \approx r_0 (t/t_0)^{1/2}, \quad (50)$$

where $r_0 = 11L_7 \text{ pc}$, $t_0 = 50L_7^{3/2} n_6^{1/2} \text{ Myr}$, $L_7 = L_*/10^7 L_\odot$, $n_6 = n/10^6 \text{ H nuclei cm}^{-3}$, and we for all other quantities have adopted the fiducial parameters of Krumholz & Matzner⁵ for the embedded case. Our choice of luminosity and density are motivated by the example of the 30 Doradus H II region, which is driven by a central cluster of luminosity $1.7 \times 10^7 L_\odot$.

The acceleration of the shell, and thus the effective gravitational force toward the front in the frame comov-

⁵ except that we take $\psi = 3.3$, and we correct a factor of 2.2 error in equation 4 of Krumholz & Matzner – see Fall et al. (2010) for details

ing with the front, is

$$g_1 = -\frac{r_0}{4t_0^2} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-3/2} \\ = -1.1 \times 10^{-12} L_7^{-2} n_6^{-1} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-3/2} \text{ cm s}^{-2}, \quad (51)$$

where positive sign corresponds to \mathbf{g}_{eff} pointing toward the cluster. Note that, for simplicity we have assumed that the material outside the transition region near the front is optically thin to the (non-ionizing) radiation that emerges from inside it. Within the shell, the opacity is dominated by dust (except near the transition region, where the neutral fraction is high enough for neutrals to contribute significantly). Radiation exerts a force toward the front, inducing an outward force per unit mass in the frame of the front given by

$$g_2 = g_1 - \frac{\kappa_F L}{4\pi r^2 c} \quad (52)$$

$$= -8.8 \times 10^{-8} \kappa_3 L_7^{-1} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-1/2} \text{ cm s}^{-2}, \quad (53)$$

where $\kappa_3 = \kappa_F/10^3 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, and in the numerical evaluation we have dropped g_1 since it is small compared to g_2 . The normalization of κ_F is chosen because $\sim 10^3 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ is a typical dust opacity for radiation at the color temperature of an O star (Draine 2003).

If we adopt sound speeds of $a_1 = 0.19 \text{ km s}^{-1}$ and $a_2 = 9.2 \text{ km s}^{-1}$ in the neutral and ionized gas (appropriate for molecular gas at 10 K and ionized gas at 7000 K, respectively), $\rho_1 g_1 - \rho_2 g_2 = (\rho_1 - \rho_2)g_1 + \rho_2 \kappa_F F/c \approx \rho_2 \kappa_F F/c > 0$, and we find that this configuration is unstable. The inertial force term $\rho_1 g_1$ points away from the interface and is therefore stabilizing, and instability occurs only because it is overcome by the larger $\rho_2 g_2$ term that is dominated by radiation force. In the short wavelength limit, which applies for all perturbations smaller than r_0 , the growth rate is given by (using equation 49)

$$\text{Im}(\omega) \approx \frac{\sqrt{hk}}{a} \approx \frac{a_1}{a_2} \sqrt{g_2 k}. \quad (54)$$

Plugging in our fiducial values, we have

$$\text{Im}(\omega) \approx 0.08 \left(\frac{\kappa_3}{L_7}\right)^{1/2} \left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/4} \left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^{1/2} \text{ Myr}^{-1}, \quad (55)$$

and we learn that modes with $\lambda/r_0 \lesssim 0.01$ ($\lambda \lesssim 0.1 \text{ pc}$ for our fiducial parameters) will be able to grown significantly in the few Myr lifetime of the stars driving the H II region. This may explain the small-scale filamentary structures seen around the edges of 30 Doradus and similar radiatively-driven H II regions.

5. THE ‘‘ADIABATIC’’ RAYLEIGH-TAYLOR INSTABILITY

5.1. Formulation of the equations

We now consider the stability of an interface where both sides are optically thick (although we discuss how to relax this requirement for the lower medium below) and in radiative equilibrium. In this regime, the radiation field is a Planckian locked at the gas temperature and the comoving frame pressure tensor may be taken to be

isotropic (scalar) and given by $\mathcal{P}_{r0} = (E_{r0}/3)\mathcal{I}_3$, with $E_{r0} = aRT^4$. Equation (8) may then be approximated by

$$\mathbf{G}_0 \approx -\nabla P_{r0}, \quad (56)$$

which can be lumped with the gas pressure force. In making this assumption, we require that the photon mean free path $1/(\kappa_F \rho)$ be smaller than the wavelengths of the perturbation and the characteristic lengthscale of variation of the background equilibrium. The latter may be defined as $L \equiv \min(P_{\text{tot}}/\rho g, P_{r0}c/\kappa_F F) = \min(1+x, x/E) a^2/g$, where for convenience we define

$$E \equiv \frac{\kappa_F F_0}{gc} \quad (57)$$

$$x \equiv \frac{P_{r0}}{P_g}. \quad (58)$$

Physically, E measures the Eddington ratio of the background state (i.e. the ratio of radiation force to gravitational force), while x measures the relative importance of radiation and gas pressure.

Considerable simplification of the problem is achieved if we are allowed to drop $\nabla \cdot \delta \mathbf{F}_0$ in the energy equation. (Appendix A shows the system of equations without this approximation.) Indeed, the energy equation (10) can be rewritten as

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{F}_0, \quad (59)$$

with s the specific entropy of the gas plus radiation fluid,

$$s = \frac{k_B}{m(\gamma-1)} \ln P_g \rho^{-\gamma} + \frac{4P_{r0}}{\rho T} \quad (60)$$

Perturbation of equation (59) yields

$$\frac{D\Delta s}{Dt} = -\frac{\nabla \cdot \delta \mathbf{F}_0}{\rho T} \quad (61)$$

If we can actually disregard the right-hand-side, we obtain

$$\Delta s = 0. \quad (62)$$

Such an approximation, henceforth referred to as the ‘‘adiabatic approximation’’, holds in the limit of high optical thickness. More precisely, when discussing the validity of the upcoming calculation, we will require

$$\delta F_0 \ll E_{\text{tot}} \delta v. \quad (63)$$

A possible astrophysical realization of this configuration is the wall of a rarefied bubble blown by a massive star in formation (e.g. Krumholz et al. 2009). The system is close to the Eddington limit, so the gravity and luminosity of the central star (at $z = -\infty$) nearly balance. Medium 1 would correspond to dust-laden gas infalling from the protostellar core while medium 2 would refer to the rarefied bubble. Flow of matter across the interface is very slow and can therefore be neglected.

5.2. Stability analysis

While the perturbed mass conservation equation is the same as in §4 (equation (35)), the two components of the

perturbed Euler equation read

$$-i\omega\rho\delta v_z = -\frac{\partial}{\partial z}\delta P_{\text{tot}} - g\delta\rho \quad (64)$$

$$-i\omega\rho\delta v_x = -ik\delta P_{\text{tot}} \quad (65)$$

The total pressure continuity at the interface is

$$[\Delta P_{\text{tot}}]_2^1 = [\delta P_g + \delta P_{r0} - \rho g \xi_z]_2^1 = 0. \quad (66)$$

We eliminate δv_x through equation (65) as previously and $\delta\rho$ through the following formula (from the expression of s):

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \left(C \frac{\delta P_{\text{tot}}}{P_g} - \frac{1+4x}{D} \frac{m}{k_B} \delta s \right), \quad (67)$$

combined with equation (62). Here,

$$C = \frac{1}{D} \left(12x + \frac{1}{\gamma-1} \right) \quad (68)$$

$$D = 16x^2 + 20x + \frac{\gamma}{\gamma-1}. \quad (69)$$

The ODE system in z then reduces to a 2×2 matrix A , defined by

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_{\text{tot}} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_{\text{tot}} \end{bmatrix}, \quad (70)$$

with

$$A = \begin{bmatrix} \frac{g}{a^2} C & \frac{1}{\rho} \left(\left(\frac{k}{\omega} \right)^2 - \frac{C}{a^2} \right) \\ \rho \left(\omega^2 + B \left(\frac{g}{a} \right)^2 \right) & -\frac{g}{a^2} C \end{bmatrix}, \quad (71)$$

where

$$B = \frac{1}{D} \left(16(E-1)x^2 + (24E-8)x + E \left(5 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) - 1 + \frac{\gamma E}{4(\gamma-1)x} \right). \quad (72)$$

Let us restrict attention to eigenmodes actually localized at the interface, i.e., which vanish on a vertical lengthscale small compared to L . This we will refer to as the ‘‘evanescence condition’’. Then, the matrix A above may be treated as a constant in each region (we provisionally consider the adiabatic approximation to hold in the lower region too). Since it is traceless (and thus the two eigenvalues are equal and opposite), $\hat{\psi}$ must be an eigenvector of A (as it was in the previous section) in each region, of eigenvalue λ_1 and λ_2 in media 1 and 2, where the eigenvalue have negative and positive real parts, respectively.

Combining the first row of the eigenvalue equation for $z = 0^\pm$ and the continuity of the pressure, one finds that

$$\left[\frac{\lambda(\omega/k)^2 - g}{1 - C(\omega/ka)^2} \right]_2^1 = 0. \quad (73)$$

More explicitly, the dispersion relation implied by the

above reads

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_1}{1 - C_1(\omega/ka_1)^2} \left(-g - \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 \right. \\ & \left. \sqrt{-\frac{C_1}{a_1^2}\omega^2 - \frac{C_1(B_1 - C_1)g^2}{a_1^4} + k^2 + B_1 \left(\frac{kg}{a_1\omega} \right)^2} \right) \\ & = \frac{\rho_2}{1 - C_2(\omega/ka_2)^2} \left(-g + \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 \right. \\ & \left. \sqrt{-\frac{C_2}{a_2^2}\omega^2 - \frac{C_2(B_2 - C_2)g^2}{a_2^4} + k^2 + B_2 \left(\frac{kg}{a_2\omega} \right)^2} \right) \end{aligned} \quad (74)$$

This equation may (in principle) be manipulated to achieve polynomial form, but with a degree of 20, and a loss of sign information.

We now further specialize to the case where $\rho_2 \ll \rho_1$. Equation (73) then reduces to

$$\lambda_1 = g \left(\frac{k}{\omega} \right)^2, \quad (75)$$

This equation we would have obtained more directly had we set $\Delta_1 P_{\text{tot}} = \Delta_2 P_{\text{tot}} = 0$ and thus its validity is not endangered if the adiabatic approximation is violated in medium 2, or if the latter is optically thin, provided we consider this rarefied medium to have an imposed radiation field. We observe that $\Delta P_{\text{tot}} = 0$ combined with $\Delta s = 0$ entails $\Delta T = 0$ and $\Delta\rho = 0$ at the interface.

From equation (75), one deduces that we must have $\text{Re}(\omega^2) < 0$ if $g > 0$, in order for the perturbation not to blow up for $z \rightarrow +\infty$, and thus, we have instability. Dropping henceforth the ‘1’ subscripts, the evanescence condition then translates to

$$\frac{\omega}{k} < a \sqrt{\min \left(1 + x, \frac{x}{E} \right)}. \quad (76)$$

The dispersion relation follows from setting the right-hand-side of equation (74) to zero:

$$-\frac{C}{a^2}\omega^6 + \left(\frac{C(C-B)g^2}{a^4} + k^2 \right) \omega^4 + B \left(\frac{kg\omega}{a} \right)^2 - g^2 k^4 = 0, \quad (77)$$

which is third order in ω^2 and always has a negative root (in terms of ω^2), whence the instability qualifies as a pure instability.

In the long-wavelength limit, the complex frequency converges toward a finite value given by

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \left(\frac{g}{a} \right)^2 (C - B) \\ &= \left(\frac{g}{a} \right)^2 \left\{ 1 - E \left[1 + \frac{4x + 5 + \frac{\gamma}{4(\gamma-1)x}}{16x^2 + 20x + \frac{\gamma}{\gamma-1}} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (78)$$

which amounts to a Brunt-Vaisala frequency modified by compressibility, corresponding to a positive growth at (and even somewhat below) the Eddington limit. Indeed, the background entropy gradient

$$\frac{ds}{dz} = \frac{g}{T} \left\{ 1 + 4x - E \left[5 + 4x + \frac{\gamma}{4(\gamma-1)x} \right] \right\} \quad (79)$$

is already negative at the Eddington limit, since a large radiative flux corresponds to a large temperature gradient in the optically thick limit⁶. However, as we shall see in the next section, this long-wavelength limit often violates the evanescence condition (except for a nonzero range if $B \min(1 + x, x/E) \gg 1$), in which case this convective instability, although physically sensible because of equation (79), is not captured quantitatively by the present calculation.

Since the evanescence condition allows one to neglect the highest order term and the first term inside the parentheses of the second one in equation (77), we can provide the following more explicit (approximate) formula:

$$\omega^2 = g \left(-\frac{Bg}{2a^2} - \sqrt{k^2 + \left(\frac{Bg}{2a^2}\right)^2} \right) \quad (80)$$

For large wavenumbers, this coincides with the standard Rayleigh-Taylor result, and indeed, physically, the instability in question is really Rayleigh-Taylor in essence: this results from the fact that, in the adiabatic approximation, the system is completely mathematically equivalent to a single fluid with a modified equation of state (total pressure law). We emphasize that this “adiabatic Rayleigh-Taylor instability”, as we will call it for ease of reference, is *not* an interface counterpart of the local RHD instability studied by Blaes & Socrates (2003), where acoustic disturbances are overstable, whereas perturbations are here incompressible at the interface. Moreover, the instability criterion of Blaes & Socrates (2003) involves the opacity law, while opacity is actually absent in the equations under the adiabatic approximation, except as a constraint for their validity. The domain of validity of the above calculation we shall now discuss.

5.3. Validity of the adiabatic approximation

Since $\delta P_{r0} = -\xi_z(dP_{r0}/dz) = E\rho g\xi_z$, the requirement (63), which amounts to $kc\delta P_{r0}/\kappa\rho \ll E_{\text{tot}}\delta v_z$, is equivalent to

$$\frac{\omega}{k} \gg \frac{F_0}{E_{\text{tot}}} \quad (81)$$

Figure 2 shows the growth rate calculated for example parameters, with regions forbidden by the evanescence and the adiabatic constraints shaded. As mentioned previously, we see that the long-wavelength limit violates the evanescence condition, while at large enough wavenumbers ($k > g(E_{\text{tot}}/F_0)^2 \min(1 + x, x/E)$ if we take $\omega^2 \approx -gk$), the adiabatic approximation breaks down.

Constraints (76) and (81) are *compatible* (i.e., allow a range of wavenumbers in which the above calculation is valid) if

$$F_0 \ll E_{\text{tot}}a\sqrt{\min\left(1 + x, \frac{x}{E}\right)} \quad (82)$$

Inasmuch as it is a diffusion term that becomes important (in the energy equation) as the adiabatic approximation breaks down, it may be suspected that larger

⁶ Since $F_0 < E_{r0}c$, we must have $E/x < \kappa_F P_g/g$, and by a large margin at that if the diffusion approximation is to hold.

FIG. 2.— Growth rate $s \equiv \text{Im}(\omega)$ of adiabatic Rayleigh-Taylor instability, calculated numerically from the full dispersion relation (77) (solid line) with the classic Rayleigh-Taylor result overplotted (dotted line). Shaded in yellow is the region of the k - s plane where the evanescence constraint (the decay of perturbations on length-scales smaller than the background equilibrium scale height) is violated, and in red that of breakdown of the adiabatic approximation (conservation of specific entropy for gas plus radiation) breaks down, for a given value of $F_0/E_{\text{tot}}a$ (which is here arbitrary, since the calculation does not depend on F_0). For completeness, we note that allowable growth rates and wavenumbers are also bounded by radiative equilibrium and optical thickness requirements, respectively. We have plotted the growth rates for three representative sets of parameters $E = 0, x = 1$ (for which the growth rate vanishes in the long wavelength limit) $E = x = 1$ and $E = x = 100$ (for which the growth rate converges toward a finite value in the long wavelength limit). In the short wavelength limit, the growth rates are identical to the classical Rayleigh-Taylor value.

wavenumber disturbances are damped (yielding a maximum growth of order $\sqrt{\min(1 + x, x/E)gE_{\text{tot}}/F_0} = \sqrt{\min(1 + x, x/E)\kappa E_{\text{tot}}/Ec}$).

5.4. Sample application: bubbles around massive protostars

As a sample application, we consider radiation-driven bubbles around massive stars, such as those seen in the simulations of Krumholz et al. (2009) or Kuiper et al. (2010). In these simulations, the radiation emitted by an accreting massive star exerts a force stronger than gravity on the dusty gas around it that is trying to accrete. Above and below the midplane of the dense accretion disk, the radiation drives an expanding shell of material into the surrounding protostellar core. Inside the shell is an evacuated low-density region filled by radiation, while outside there is dense swept-up dusty gas. We are interested in exploring the stability of the interface between the low-density bubble and the high density shell, where the flow is near the Eddington limit. Given the relatively sharp edges of the radiation bubbles that form in the Krumholz et al. (2009) simulations, it does appear that they lend themselves to an interface stability analysis such as the one we present here. The continuous medium case treated by Blaes & Socrates (2003) indeed does not seem to be of relevance here, because the Krumholz et al. simulations—which did not include magnetic fields—do not satisfy *a priori* their local hydrodynamical instability criterion (equation 58, or 63 if one takes gas and radiation temperature to be equal) as their implemented specific Rosseland mean opacity is independent of gas density.

Consider a star of mass M_* and luminosity L_* that

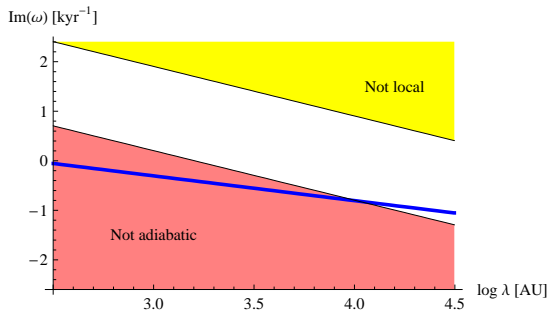


FIG. 3.— Radiation Rayleigh-Taylor instability growth rate for the bubble around a massive star, as a function of the wavelength $\lambda = 2\pi/k$ of the perturbation, computed for the parameters $T_s = 1$, $L_5 = 1$, $\rho_{-16} = 1$, $r_4 = 1$, and $M = 100 M_\odot$. The blue line shows the computed growth rate, while the pink and yellow regions indicate where the conditions for the instability to be adiabatic (equation 81) and evanescence (equation 76) conditions are violated.

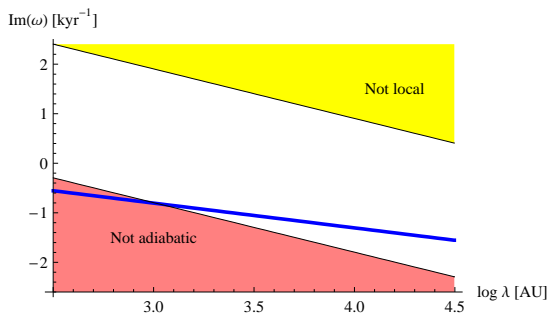


FIG. 4.— Same as Figure 3, but for the parameters $T_s = 1$, $L_5 = 0.1$, $\rho_{-16} = 1$, $r_4 = 1$, and $M = 10 M_\odot$.

inflates a bubble of radiation to a stellocentric distance R . The material in the bubble wall has a density ρ and a temperature T . The mean mass per particle is $m = 2.33 m_H$ and the gas has $\gamma = 7/5$, appropriate for warm molecular hydrogen. The bubble wall is defined by the condition $E \approx 1$, and we also have

$$x = \frac{a_R T^3 m}{3\rho k_B} = 950 T_s^3 \rho_{-16}^{-1}, \quad (83)$$

where $T_s = T/1100$ K (where 1100 K is the dust sublimation temperature in the simulations, and thus the temperature at the edge of the bubble) and $\rho_{-16} = \rho/10^{-16}$ g cm $^{-3}$, a typical density in the bubble wall in the simulations. First we can check that the compatibility condition (equation 82) for application of the adiabatic approximation is satisfied. Doing so, we find

$$\frac{E_{\text{tot}} a \sqrt{x}}{F_0} \approx 50 \frac{T_s^5 r_4^2}{L_5 \rho_{-16}^{1/2}}, \quad (84)$$

where $r_4 = r/10^4$ AU, $L_5 = L/10^5 L_\odot$, and we have chosen normalizations for our parameters based on typical bubble properties seen in the simulations. Since adiabaticity requires that this ratio be $\gg 1$, we see that the condition is satisfied, and instability is guaranteed since $\rho_2 \ll \rho_1$.

To obtain the growth rate, we plug into equations (68), (69), and (72) for B , C , and D , and using $g = GM_*/R^2$, and numerically solve the dispersion relation (77) to find the fastest growing mode (i.e. the one with the largest negative value of ω^2). We do so for two example sets of

parameters in Figures 3 and 4. In each case we see that the instability growth time is 1-10 kyr, short compared to the ~ 100 kyr formation timescale for the star. At small wavelengths the instability is likely to be suppressed by diffusion, since the solution violates the adiabaticity constraint (81), but at large wavelengths (in some cases comparable to the physical size of the bubble) the constraint is satisfied and instability occurs. This instability explains the behavior observed in the Krumholz et al. simulations, where large modes grow unstable and allow accretion onto massive stars that are formally super-Eddington. Although we have argued above that photon bubble instabilities were not relevant to interpret these simulations, this should not necessarily be extended to the “real-world” problem of massive star formation, e.g. because we have ignored magnetic fields (which have been detected observationally), unlike the local simulations of circumstellar envelopes by Turner et al. (2007). The relative importance of the photon bubble and the radiative Rayleigh-Taylor instabilities (as well as other processes, see e.g. Zinnecker & Yorke 2007) for massive star formation has yet to be determined.

6. SUMMARY AND CONCLUSION

We have studied the linear stability of a plane parallel superposition of two media separated by a thin interface, with both gravity and radiation force, and given results for two analytically tractable limiting cases. In these two cases, the role of radiation in these Rayleigh-Taylor-like instabilities is qualitatively different.

In the optically thin, isothermal limit, with a constant flux and a constant specific opacity in each medium, assumed to be chemically distinct, radiation acts like an effective gravitational field, which generally is different on either side of the interface. Linear instability occurs if the effective gravity per unit volume toward the interface overcomes that away from it, which in the case of a continuous effective gravity reduces to the ordinary Rayleigh-Taylor criterion on the Atwood number. This instability might contribute to the asymmetry of H II regions.

In the opposite limit, if the upper medium is optically thick and satisfies the approximation that the total specific entropy of the gas plus radiation fluid is conserved, assuming the lower medium to be rarefied, one finds that perturbations that vanish away from the interface more rapidly than the background equilibrium scale height are unstable. In the short-wavelength limit, the instability is indistinguishable from the classical Rayleigh-Taylor result, since the adiabatic approximation reduces the system to a single fluid, where the radiation force is part of the pressure force. Sufficiently close to the Eddington limit, the growth rate converges toward a finite value in the long-wavelength limit because of the negative entropy gradient. This instability could pertain to massive star formation by accretion beyond the Eddington limit (Krumholz et al. 2009).

Yet other regimes not studied in this work could be qualitatively different. For example, it is conceivable that the local radiative hydrodynamic overstabilities in optically thick media studied by Blaes & Socrates (2003) have an interface counterpart, where radiation slips into underdense regions near the interface. Those instabilities are not captured by the adiabatic approximation,

and investigation of how the instability behaves beyond the adiabatic limit is left for future work.

This project was initiated during the ISIMA 2010 summer program, funded by the NSF CAREER grant 0847477, the France-Berkeley fund, the Institute for Geophysics and Planetary Physics and the Center for Origin,

Dynamics and Evolution of Planets. We thank them for their support. MRK acknowledges support from: an Alfred P. Sloan Fellowship; NSF grants AST-0807739 and CAREER-0955300; and NASA through Astrophysics Theory and Fundamental Physics grant NNX09AK31G and a Spitzer Space Telescope Theoretical Research Program grant. We thank the referee for his/her review.

APPENDIX

A. THE MATRIX A IN THE OPTICALLY THICK REGIME WITHOUT THE ADIABATIC APPROXIMATION

The relevant perturbation equations are those mentioned in §4.2.1, plus the perturbed energy equation, diffusion approximation closure, and radiative flux continuity:

$$-i\omega\delta E_{\text{tot}} + \delta v_z \frac{\partial}{\partial z} E_{\text{tot}} + \nabla \cdot \delta \mathbf{F}_0 + H_{\text{tot}} \nabla \cdot \delta \mathbf{v} = 0 \quad (\text{A1})$$

$$\delta \mathbf{F}_0 = -\frac{c}{\chi} \nabla \delta P_{r0} - \mathbf{F}_0 \delta \ln \chi \quad (\text{A2})$$

$$[\delta F_{0,z}]_2 = 0, \quad (\text{A3})$$

with $\chi \equiv \kappa_F \rho$. The matrix A is 4×4 and is defined by:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_{\text{tot}} \\ \delta \hat{P}_{r0} \\ \delta \hat{F}_{0z} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_{\text{tot}} \\ \delta \hat{P}_{r0} \\ \delta \hat{F}_{0z} \end{bmatrix}, \quad (\text{A4})$$

and given by:

$$A = \begin{bmatrix} -\frac{\partial}{\partial z} \ln \rho & \frac{1}{\rho} \left(\frac{k}{\omega}\right)^2 - \frac{1}{P_g} & \frac{1}{P_g} + \frac{1}{4P_{r0}} & 0 \\ \rho \omega^2 & -\frac{\rho g}{P_g} & \rho g \left(\frac{1}{P_g} + \frac{1}{4P_{r0}}\right) & 0 \\ 0 & -\frac{\chi F_{0z}}{c} \frac{1 + \Theta_\rho}{P_g} & \frac{\chi F_{0z}}{c} \left((1 + \Theta_\rho) \left(\frac{1}{P_g} + \frac{1}{4P_{r0}}\right) - \frac{\Theta_T}{4P_{r0}} \right) & -\frac{\chi}{c} \\ i\omega \left(\frac{\partial}{\partial z} E_{\text{tot}} - H_{\text{tot}} \frac{\partial}{\partial z} \ln \rho \right) & i\omega \left(\frac{1}{\gamma - 1} - \frac{H_{\text{tot}}}{P_g} \right) & i\omega \left(3 - \frac{1}{\gamma - 1} + H_{\text{tot}} \left(\frac{1}{P_g} + \frac{1}{4P_{r0}}\right) \right) & -\frac{k^2 c}{\chi} \end{bmatrix}, \quad (\text{A5})$$

with $\Theta_\rho \equiv \frac{\partial \ln \kappa_F}{\partial \ln \rho} \Big|_T$ and $\Theta_T \equiv \frac{\partial \ln \kappa_F}{\partial \ln T} \Big|_\rho$.

REFERENCES

- Blaes, O. & Socrates, A. 2003, *The Astrophysical Journal*, 596, 509
- Buchler, J. R. 1979, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 22, 293
- Chandrasekhar, S. 1981, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability* (Clarendon Press)
- Charbonnel, C. & Lagarde, N. 2010, ArXiv e-prints
- Draine, B. T. 2003, *The Astrophysical Journal*, 598, 1017
- . 2010, ArXiv e-prints
- Fall, S. M., Krumholz, M. R., & Matzner, C. D. 2010, *ApJ*, 710, L142
- Krolik, J. H. 1977, *Physics of Fluids*, 20, 364
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., & Cunningham, A. J. 2009, *Science*, 323, 754
- Krumholz, M. R. & Matzner, C. D. 2009, *The Astrophysical Journal*, 703, 1352
- Kuiper, R., Klahr, H., Beuther, H., & Henning, T. 2010, ArXiv e-prints
- Lopez, L. A., Krumholz, M. R., Bolatto, A. D., Prochaska, J. X., & Ramirez-Ruiz, E. 2010, *The Astrophysical Journal*, submitted, arXiv:1008.2383
- Mathews, W. G. & Blumenthal, G. R. 1977, *The Astrophysical Journal*, 214, 10
- Mihalas, D. & Weibel Mihalas, B. 1984, *Foundations of radiation hydrodynamics*, ed. Mihalas, D. & Weibel Mihalas, B.
- Ribeyre, X., Tikhonchuk, V. T., & Bouquet, S. 2004, *Physics of Fluids*, 16, 4661
- Shivamoggi, B. K. 2008, ArXiv e-prints, arXiv:0805.0581
- Turner, N. J., Quataert, E., & Yorke, H. W. 2007, *ApJ*, 662, 1052
- Zinnecker, H. & Yorke, H. W. 2007, *ARA&A*, 45, 481
- Zweibel, E. 1991, *Nature*, 352, 755

natbib

Bibliographie

- Afiattalab, F. et J. T. Wasson. 1980, «Composition of the metal phases in ordinary chondrites - Implications regarding classification and metamorphism», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 44, doi :10.1016/0016-7037(80)90042-3, p. 431–443.
- Alexander, C. M. O. 1994, «Trace element distributions within ordinary chondrite chondrules : Implications for chondrule formation conditions and precursors», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 58, doi :10.1016/0016-7037(94)90098-1, p. 3451–3467.
- Alexander, C. M. O., J. N. Grossman, D. S. Ebel et F. J. Ciesla. 2008, «The formation conditions of chondrules and chondrites», *Science*, vol. 320, p. 1617–1619.
- Alexander, C. M. O., Y. Yu, J. Wang et R. Hewins. 1998, «Experimental Determination of Distribution Coefficients as a Function of Cooling Rate Revisited», dans *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 29, p. 1775–+.
- Amelin, Y., A. Kaltenbach, T. Iizuka, C. H. Stirling, T. R. Ireland, M. Petaev et S. B. Jacobsen. 2010, «U-Pb chronology of the Solar System's oldest solids with variable $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ », *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 300, doi :10.1016/j.epsl.2010.10.015, p. 343–350.
- Anders, E. 1964, «Origin, age, and composition of meteorites», *Space Science Review*, vol. 3, doi :10.1007/BF00177954, p. 583–714.
- Asphaug, E., M. Jutzi et N. Movshovitz. 2011, «Chondrule formation during planetesimal accretion», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 308, doi :10.1016/j.epsl.2011.06.007, p. 369–379.
- Bai, X. et J. Goodman. 2009, «Heat and Dust in Active Layers of Protostellar Disks», *ApJ*, vol. 701, doi :10.1088/0004-637X/701/1/737, p. 737–755.

- Bai, X. et J. M. Stone. 2010, «Particle-gas Dynamics with Athena : Method and Convergence», *ApJS*, vol. 190, doi :10.1088/0067-0049/190/2/297, p. 297–310.
- Bai, X.-N. et J. M. Stone. 2011, «Effect of Ambipolar Diffusion on the Nonlinear Evolution of Magnetorotational Instability in Weakly Ionized Disks», *ApJ*, vol. 736, doi :10.1088/0004-637X/736/2/144, 144.
- Balbus, S. A. 2011, *Magnetohydrodynamics of Protostellar Disks*, University of Chicago Press, p. 237–282.
- Balbus, S. A. et J. F. Hawley. 1991, «A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution», *The Astrophysical Journal*, vol. 376, doi :10.1086/170270, p. 214–233.
- Balbus, S. A. et J. F. Hawley. 1998, «Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks», *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, doi :10.1103/RevModPhys.70.1, p. 1–53.
- Balbus, S. A. et J. C. B. Papaloizou. 1999, «On the Dynamical Foundations of alpha Disks», *ApJ*, vol. 521, doi :10.1086/307594, p. 650–658.
- Bédard, J. H. 2005, «Partitioning coefficients between olivine and silicate melts», *Lithos*, vol. 83, p. 394–419.
- Birnstiel, T., C. P. Dullemond et F. Brauer. 2010, «Gas- and dust evolution in protoplanetary disks», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 513, doi :10.1051/0004-6361/200913731, p. A79+.
- Bizzarro, M., J. A. Baker et H. Haack. 2004, «Mg isotope evidence for contemporaneous formation of chondrules and refractory inclusions», *Nature*, vol. 431, doi : 10.1038/nature02882, p. 275–278.
- Bland, P. A., O. Alard, G. K. Benedix, A. T. Kearsley, O. N. Menzies, L. E. Watt et N. W. Rogers. 2005, «Volatile fractionation in the early solar system and chondrule/matrix complementarity», *Proceedings of the National Academy of Science*, vol. 102, doi :10.1073/pnas.0501885102, p. 13 755–13 760.
- Boss, A. P. 1996, «A concise guide to chondrule formation models.», dans *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, édité par R. H. Hewins, R. H. Jones, & E. R. D. Scott, p. 257–263.

- Boss, A. P. 2003, «The Solar Nebula», *Treatise on Geochemistry*, vol. 1, doi :10.1016/B0-08-043751-6/01061-6, p. 63–82.
- Boss, A. P. 2004, «Evolution of the Solar Nebula. VI. Mixing and Transport of Isotopic Heterogeneity», *ApJ*, vol. 616, doi :10.1086/425118, p. 1265–1277.
- Bottke, W. F., Jr., D. Vokrouhlický, D. P. Rubincam et M. Broz. 2002, «The Effect of Yarkovsky Thermal Forces on the Dynamical Evolution of Asteroids and Meteoroids», *Asteroids III*, p. 395–408.
- Bouvier, A. et M. Wadhwa. 2010, «The age of the solar system redefined by the oldest pb-pb age of a meteoritic inclusion», *Nature geoscience*, vol. 3, p. 637–641.
- Bradley, J. P. 2003, «Interplanetary Dust Particles», *Treatise on Geochemistry*, vol. 1, doi :10.1016/B0-08-043751-6/01152-X, p. 689–711.
- Brearley, A. et A. Jones. 1998, *Planetary Materials*, chap. 3, MSA, p. 3–1–3–398.
- Brearley, A. J. 1996, «Nature of matrix in unequilibrated chondrites and its possible relationship to chondrules.», dans *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, édité par R. H. Hewins, R. H. Jones, & E. R. D. Scott, p. 137–151.
- Brearley, A. J. 2003, «Nebular versus Parent-body Processing», *Treatise on Geochemistry*, vol. 1, doi :10.1016/B0-08-043751-6/01068-9, p. 247–268.
- Briani, G., A. Morbidelli, M. Gounelle et D. Nesvorný. 2011, «Evidence for an asteroid-comet continuum from simulations of carbonaceous microxenolith dynamical evolution», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 46, doi :10.1111/j.1945-5100.2011.01302.x, p. 1863–1877.
- Burbine, T. H., A. S. Rivkin, S. K. Noble, T. Mothé-Diniz, W. Bottke, D. M. McCoy, T. J. et T. C. A. 2008, in *Oxygen in the Solar System*, chap. 12, MSA, p. 273–343.
- Campbell, A. J. et M. Humayun. 2004, «Formation of metal in the CH chondrites ALH 85085 and PCA 91467», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 68, doi :10.1016/j.gca.2003.11.007, p. 3409–3422.
- Campbell, A. J., S. B. Simon, M. Humayun et L. Grossman. 2003, «Chemical evolution of metal in refractory inclusions in CV3 chondrites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 67, doi :10.1016/S0016-7037(02)00837-2, p. 3119–3134.

- Campbell, A. J., B. Zanda, C. Perron, A. Meibom et M. I. Petaev. 2005, «Origin and Thermal History of Fe-Ni Metal in Primitive Chondrites», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 407–431.
- Chakraborty, S. 2010, *Diffusion in Minerals and Melts, Reviews in Mineralogy & Geochemistry*, vol. 72, chap. Diffusion Coefficients in Olivine, Wadsleyite and Ringwoodite, Mineralogical Society of America, p. 603–609.
- Chiang, E. et A. N. Youdin. 2010, «Forming Planetesimals in Solar and Extrasolar Nebulae», *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, vol. 38, doi :10.1146/annurev-earth-040809-152513, p. 493–522.
- Chiang, E. I. et P. Goldreich. 1997, «Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks», *ApJ*, vol. 490, doi :10.1086/304869, p. 368–376.
- Christophe Michel-Lévy, M. 1968, «Un chondre exceptionnel dans la météorite de vigarano», *Bulletin de la Société Française de Minéralogie et de Cristallographie*, vol. 91, p. 212–214.
- Christophe Michel-Lévy, M. 1986, «Etude comparative des chondrites carbonées d'allende et de léoville», *Bulletin du Muséum National d'Histoire Naturelle de Paris*, vol. 4, p. 89–147.
- Christophe Michel-Lévy, M. et M. Bourot-Denise. 1997, «Réflexions sur les deux lithologies de la chondrite ll6 de saint-séverin», dans *Essays on interdisciplinary topics in natural sciences. Memorabilia : Jacques A. Danon*.
- Ciesla, F. J. 2005, «Chondrule-forming Processes—An Overview», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 811–+.
- Ciesla, F. J. 2009, «Two-dimensional transport of solids in viscous protoplanetary disks», *Icarus*, vol. 200, doi :10.1016/j.icarus.2008.12.009, p. 655–671.
- Ciesla, F. J. 2010, «The distributions and ages of refractory objects in the solar nebula», *Icarus*, vol. 208, doi :10.1016/j.icarus.2010.02.010, p. 455–467.
- Ciesla, F. J. et J. N. Cuzzi. 2006, «The evolution of the water distribution in a viscous protoplanetary disk», *Icarus*, vol. 181, doi :10.1016/j.icarus.2005.11.009, p. 178–204.

- Clayton, R. N. 2003, in *Treatise of Geochemistry*, chap. 1.06, Elsevier, p. 130–142.
- Clayton, R. N., N. Onuma, L. Grossman et T. K. Mayeda. 1977, «Distribution of the pre-solar component in Allende and other carbonaceous chondrites», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 34, doi :10.1016/0012-821X(77)90005-X, p. 209–224.
- Connolly, H. C., G. R. Huss et G. J. Wasserburg. 2001, «On the formation of Fe-Ni metal in Renazzo-like carbonaceous chondrites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 65, doi :10.1016/S0016-7037(01)00749-9, p. 4567–4588.
- Connolly, H. C., Jr. et S. J. Desch. 2004, «On the origin of the "kleine Kugelchen" called Chondrules», *Chemie der Erde/Geochemistry*, vol. 64, doi :10.1016/j.chemer.2003.12.001, p. 95–125.
- Curtis, D. B. et R. A. Schmitt. 1979, «The petrogenesis of L-6 chondrites - Insights from the chemistry of minerals», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 43, doi :10.1016/0016-7037(79)90096-6, p. 1091–1103.
- Cuzzi, J. N. et C. M. O. Alexander. 2006, «Chondrule formation in particle-rich nebular regions at least hundreds of kilometres across», *Nature*, vol. 441, doi :10.1038/nature04834, p. 483–485.
- Cuzzi, J. N., S. S. Davis et A. R. Dobrovolskis. 2003, «Blowing in the wind. II. Creation and redistribution of refractory inclusions in a turbulent protoplanetary nebula», *Icarus*, vol. 166, doi :10.1016/S0019-1035(03)00274-4, p. 385–402.
- Cuzzi, J. N., A. R. Dobrovolskis et R. C. Hogan. 1996, «Turbulence, chondrules, and planetesimals.», dans *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, édité par R. Hewins, R. Jones, & E. Scott, p. 35–43.
- Cuzzi, J. N., R. C. Hogan, J. M. Paque et A. R. Dobrovolskis. 2001, «Size-selective Concentration of Chondrules and Other Small Particles in Protoplanetary Nebula Turbulence», *ApJ*, vol. 546, doi :10.1086/318233, p. 496–508.
- Cuzzi, J. N. et S. J. Weidenschilling. 2006, *Particle-Gas Dynamics and Primary Accretion*, p. 353–381.
- Dai, Z. R. et J. P. Bradley. 2005, «Origin and properties of GEMS (Glass with Embedded Metal and Sulfides)», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 668.

- Desch, S. J., F. J. Ciesla, L. L. Hood et T. Nakamoto. 2005, «Heating of Chondritic Materials in Solar Nebula Shocks», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 849–+.
- Desch, S. J. et J. N. Cuzzi. 2000, «The Generation of Lightning in the Solar Nebula», *Icarus*, vol. 143, doi :10.1006/icar.1999.6245, p. 87–105.
- Dobrică, E. 2010, *Micrométéorites Concordia : des neiges antarctiques aux glaces cométaires*, thèse de doctorat, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse.
- Dobrică, E., C. Engrand, J. Duprat, M. Gounelle, H. Leroux, E. Quirico et J.-N. Rouzaud. 2009, «Connection between micrometeorites and Wild 2 particles : From Antarctic snow to cometary ices», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 44, doi :10.1111/j.1945-5100.2009.tb01196.x, p. 1643–1661.
- Draine, B. T., W. G. Roberge et A. Dalgarno. 1983, «Magnetohydrodynamic shock waves in molecular clouds», *ApJ*, vol. 264, doi :10.1086/160617, p. 485–507.
- Duprat, J., C. Engrand, M. Maurette, F. Naulin, G. Kurat et M. Gounelle. 2006, «The Micrometeorite Mass Flux as Recorded in Dome C Central Antarctic Surface Snow», *Meteoritics and Planetary Science Supplement*, vol. 41, p. 5239.
- Durisen, R. H., A. P. Boss, L. Mayer, A. F. Nelson, T. Quinn et W. K. M. Rice. 2007, «Gravitational Instabilities in Gaseous Protoplanetary Disks and Implications for Giant Planet Formation», *Protostars and Planets V*, p. 607–622.
- Ebel, D. S. et L. Grossman. 2000, «Condensation in dust-enriched systems», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 64, doi :10.1016/S0016-7037(99)00284-7, p. 339–366.
- Engler, A., M. E. Varela, G. Kurat, D. Ebel et P. Sylvester. 2007, «The origin of non-porphyrinic pyroxene chondrules in UOCs : Liquid solar nebula condensates?», *Icarus*, vol. 192, doi :10.1016/j.icarus.2007.06.016, p. 248–286.
- Engrand, C. et M. Maurette. 1998, «Carbonaceous micrometeorites from Antarctica», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 33, doi :10.1111/j.1945-5100.1998.tb01665.x, p. 565–580.
- Epstein, P. S. 1924, «On the resistance experienced by spheres in their motion through gases», *Phys. Rev.*, vol. 23, n° 6, doi :10.1103/PhysRev.23.710, p. 710–733.

- Fleming, T. et J. M. Stone. 2003, «Local Magnetohydrodynamic Models of Layered Accretion Disks», *ApJ*, vol. 585, doi :10.1086/345848, p. 908–920.
- Fromang, S. et J. Papaloizou. 2006, «Dust settling in local simulations of turbulent protoplanetary disks», *A&A*, vol. 452, doi :10.1051/0004-6361:20054612, p. 751–762.
- Fromang, S., C. Terquem et S. A. Balbus. 2002, «The ionization fraction in α models of protoplanetary discs», *MNRAS*, vol. 329, doi :10.1046/j.1365-8711.2002.04940.x, p. 18–28.
- Gail, H.-P. et P. Hoppe. 2010, *The Origins of Protoplanetary Dust and the Formation of Accretion Disks*, p. 27–65.
- Gammie, C. F. 1996, «Layered Accretion in T Tauri Disks», *ApJ*, vol. 457, doi :10.1086/176735, p. 355–362.
- Gannoun, A., M. Boyet, A. El Goresy et B. Devouard. 2011, «REE and actinide microdistribution in Sahara 97072 and ALHA77295 EH3 chondrites : A combined cosmochemical and petrologic investigation», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 75, p. 3269–3289.
- Gattacceca, J., M. Valenzuela, M. Uehara, A. J. T. Jull, M. Giscard, P. Rochette, R. Braucher, C. Suavet, M. Gounelle, D. Morata, P. Munayco, M. Bourot-Denise, D. Bourles et F. Demory. 2011, «The densest meteorite collection area in hot deserts : The San Juan meteorite field (Atacama Desert, Chile)», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 46, doi :10.1111/j.1945-5100.2011.01229.x, p. 1276–1287.
- Ghosh, A., S. J. Weidenschilling, H. Y. McSween, Jr. et A. Rubin. 2006, *Asteroidal Heating and Thermal Stratification of the Asteroidal Belt*, p. 555–566.
- Goldreich, P. et W. R. Ward. 1973, «The Formation of Planetesimals», *ApJ*, vol. 183, doi :10.1086/152291, p. 1051–1062.
- Goodman, A. A., P. J. Benson, G. A. Fuller et P. C. Myers. 1993, «Dense cores in dark clouds. VIII - Velocity gradients», *The Astrophysical Journal*, vol. 406, doi :10.1086/172465, p. 528–547.
- Goodman, J. et B. Pindor. 2000, «Secular Instability and Planetesimal Formation in the Dust Layer», *Icarus*, vol. 148, doi :10.1006/icar.2000.6467, p. 537–549.
- Gordon, S. H. 2009, *The Composition of Primitive Meteorites*, thèse de doctorat, Imperial College London.

- Gounelle, M., A. N. Krot, K. Nagashima et A. Kearsley. 2009a, «Extreme ^{16}O Enrichment in Calcium-Aluminum-Rich Inclusions from the Isheyevo (CH/CB) Chondrite», *Astrophysical Journal letters*, vol. 698, doi :10.1088/0004-637X/698/1/L18, p. L18–L22.
- Gounelle, M. et A. Meibom. 2008, «The origin of iron-60 and other short-lived radionuclides in the early solar system», *ArXiv e-prints*.
- Gounelle, M., A. Meibom, P. Hennebelle et S.-i. Inutsuka. 2009b, «Supernova Propagation and Cloud Enrichment : A New Model for the Origin of ^{60}Fe in the Early Solar System», *ApJ Letters*, vol. 694, doi :10.1088/0004-637X/694/1/L1, p. L1–L5.
- Gounelle, M., A. Morbidelli, P. A. Bland, P. Spurny, E. D. Young et M. Sephton. 2008, *Meteorites from the Outer Solar System ?*, p. 525–541.
- Grady, M. M. 2000, *Catalogue of Meteorites*.
- Griffin, W. L., W. J. Powell, N. J. Pearson et S. Y. O'Reilly. 2008, «Glitter : data reduction software for laser ablation icp-ms», *Short Course Series*, vol. 40, p. 308–311.
- Grossman, J. N., C. M. O. Alexander, J. Wang et A. J. Brearley. 2002, «Zoned chondrules in Semarkona : Evidence for high- and low-temperature processing», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 37, doi :10.1111/j.1945-5100.2002.tb00795.x, p. 49–73.
- Grossman, L. 2010, «Vapor-condensed phase processes in the early solar system», *M&PS*, vol. 45, doi :10.1111/j.1945-5100.2009.01010.x, p. 7–20.
- Grossman, L., S. B. Simon, V. K. Rai, M. H. Thiemens, I. D. Hutcheon, R. W. Williams, A. Galy, T. Ding, A. V. Fedkin, R. N. Clayton et T. K. Mayeda. 2008, «Primordial compositions of refractory inclusions», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 72, p. 3001–3021.
- Guillet, V., A. Jones et G. Pineau Des Forêts. 2009, «Dust dynamics and processing in shocks», dans *EAS Publications Series*, *EAS Publications Series*, vol. 35, édité par F. Boulanger, C. Joblin, A. Jones, & S. Madden, p. 219–241, doi :10.1051/eas/0935012.
- Guilloteau, S., A. Dutrey, V. Piétu et Y. Boehler. 2011, «A dual-frequency sub-arcsecond study of proto-planetary disks at mm wavelengths : first evidence for radial variations of the dust properties», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 529, doi :10.1051/0004-6361/201015209, A105.
- Hartmann, L., N. Calvet, E. Gullbring et P. D'Alessio. 1998, «Accretion and the Evolution of T Tauri Disks», *ApJ*, vol. 495, doi :10.1086/305277, p. 385–400.

- Hayashi, C. 1981, «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*, vol. 70, doi :10.1143/PTPS.70.35, p. 35–53.
- Herzog, G. F. 2003, «Cosmic-ray Exposure Ages of Meteorites», *Treatise on Geochemistry*, vol. 1, doi :10.1016/B0-08-043751-6/01069-0, p. 347–380.
- Hester, J. J. et S. J. Desch. 2005, «Understanding Our Origins : Star Formation in HII Region Environments», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 107.
- Hewins, R. H., G. E. J. H. C. Connolly, Lofgren et G. Libourel. 2005, «Experimental Constraints on Chondrule Formation», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 286–+.
- Hewins, R. H. et G. E. Fox. 2004, «Chondrule textures and precursor grain size : an experimental study», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 68, doi :10.1016/S0016-7037(03)00494-0, p. 917–926.
- Hewins, R. H., Y. Yu, B. Zanda et M. Bourot-Denise. 1997, «Do nebular fractionations, evaporative losses, or both, influence chondrule compositions?», *Antarctic Meteorite Research*, vol. 10, p. 275–+.
- Hezel, D. C. et R. Kießwetter. 2010, «Quantifying the error of 2D bulk chondrule analyses using a computer model to simulate chondrules (SIMCHON)», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 45, doi :10.1111/j.1945-5100.2010.01040.x, p. 555–571.
- Hezel, D. C. et H. Palme. 2007, «The conditions of chondrule formation, Part I : Closed system», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 71, doi :10.1016/j.gca.2007.06.035, p. 4092–4107.
- Hezel, D. C. et H. Palme. 2010, «The chemical relationship between chondrules and matrix and the chondrule matrix complementarity», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 294, doi :10.1016/j.epsl.2010.03.008, p. 85–93.
- Hezel, D. C., S. S. Russell, A. J. Ross et A. T. Kearsley. 2008, «Modal abundances of CAIs : Implications for bulk chondrite element abundances and fractionations», *M&PS*, vol. 43, p. 1879–1894.

- Holden, P., P. Lanc, T. R. Ireland, T. M. Harrison et B. Zane. 2009, «Mass-spectrometric mining of hadean zircons by automated shrimp multi-collector and single-collector u/pb zircon age dating : The first 100,000 grains», *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 286, p. 53–63.
- Hsu, W. et G. Crozaz. 1998, «Mineral chemistry and the origin of enstatite in unequibrated enstatite chondrites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 62, p. 1993–2004.
- Hughes, A. L. H. et P. J. Armitage. 2010, «Particle Transport in Evolving Protoplanetary Disks : Implications for Results from Stardust», *ApJ*, vol. 719, doi :10.1088/0004-637X/719/2/1633, p. 1633–1653.
- Humayun, M., A. J. Campbell, B. Zanda et M. Bourot-Denise. 2002, «Formation of Renazzo Chondrule Metal Inferred from Siderophile Elements», dans *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 33, p. 1965.
- Humayun, M., H. C. Connolly, A. E. Rubin et J. T. Wasson. 2010, «Elemental Distribution in Metal from the CR Chondrites Acfer 059 and PCA 91082», dans *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 41, p. 1840.
- Huss, G. R., C. M. O. Alexander, H. Palme, P. A. Bland et J. T. Wasson. 2005, «Genetic Relationships between Chondrules, Fine-grained Rims, and Interchondrule Matrix», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 701.
- Huss, G. R., A. E. Rubin et J. N. Grossman. 2006, *Thermal Metamorphism in Chondrites*, p. 567–586.
- Hutchison, R. 1996, «Chondrules and their associates in ordinary chondrites : a planetary connection?», dans *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, édité par R. H. Hewins, R. H. Jones, & E. R. D. Scott, p. 311–318.
- Hutchison, R. 2004, *Meteorites*, Cambridge University Press.
- Ida, S. 2010, «Planet formation from planetesimals and diversity of planetary systems», dans *EAS Publications Series, EAS Publications Series*, vol. 41, édité par T. Montmerle, D. Ehrenreich, & A.-M. Lagrange, p. 339–354, doi :10.1051/eas/1041024.

- Ikeda, Y. 1989, «Petrochemical study of the Yamato-691 enstatite chondrite (E3) V : Comparison of major element chemistries of chondrules and inclusions in Y-691 with those in ordinary and carbonaceous chondrites», *Antarctic Meteorite Research*, vol. 2, p. 147–+.
- Ilgner, M. et R. P. Nelson. 2008, «Turbulent transport and its effect on the dead zone in protoplanetary discs», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 483, doi :10.1051/0004-6361:20079307, p. 815–830.
- Inoue, M., N. Nakamura et M. Kimura. 2009, «Tetrad effects in REE abundance patterns of chondrules from CM meteorites : Implications for aqueous alteration on the CM parent asteroid», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 73, p. 5224–5239.
- Jacquet, E., S. Balbus et H. Latter. 2011a, «On linear dust-gas streaming instabilities in protoplanetary discs», *MNRAS*, vol. 415, doi :10.1111/j.1365-2966.2011.18971.x, p. 3591–3598.
- Jacquet, E., S. Fromang et M. Gounelle. 2011b, «Radial transport of refractory inclusions and their preservation in the dead zone», *A&A*, vol. 526, doi :10.1051/0004-6361/201016118, p. L8.
- Jacquet, E., M. Gounelle et O. Alard. 2009, «Trace Element Analyses of Vigarano Chondrules», *Meteoritics and Planetary Science Supplement*, vol. 72, p. 5354.
- Jacquet, E. et M. R. Krumholz. 2011, «Radiative Rayleigh-Taylor Instabilities», *ApJ*, vol. 730, doi :10.1088/0004-637X/730/2/116, p. 116–+.
- Javoy, M. 1995, «The integral enstatite chondrite model of the earth», *Geophysical Research Letters*, vol. 22, doi :10.1029/95GL02015, p. 2219–2222.
- Javoy, M., E. Kaminski, F. Guyot, D. Andrault, C. Sanloup, M. Moreira, S. Labrosse, A. Jambon, P. Agrinier, A. Davaille et C. Jaupart. 2010, «The chemical composition of the Earth : Enstatite chondrite models», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 293, doi :10.1016/j.epsl.2010.02.033, p. 259–268.
- Ji, H., M. Burin, E. Scharfman et J. Goodman. 2006, «Hydrodynamic turbulence cannot transport angular momentum effectively in astrophysical disks», *Nature*, vol. 444, doi : 10.1038/nature05323, p. 343–346.

- Johansen, A., H. Klahr et A. J. Mee. 2006, «Turbulent diffusion in protoplanetary discs : the effect of an imposed magnetic field», *MNRAS*, vol. 370, doi :10.1111/j.1745-3933.2006.00191.x, p. L71–L75.
- Johansen, A., J. S. Oishi, M. Mac Low, H. Klahr, T. Henning et A. Youdin. 2007, «Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks», *Nature*, vol. 448, doi :10.1038/nature06086, p. 1022–1025.
- Johansen, A. et A. Youdin. 2007, «Protoplanetary Disk Turbulence Driven by the Streaming Instability : Nonlinear Saturation and Particle Concentration», *ApJ*, vol. 662, doi :10.1086/516730, p. 627–641.
- Jones, R. H. 1990, «Petrology and mineralogy of Type II, FeO-rich chondrules in Semarkona (LL3.0) - Origin by closed-system fractional crystallization, with evidence for supercooling», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 54, doi :10.1016/0016-7037(90)90408-D, p. 1785–1802.
- Jones, R. H. 1996, «Relict grains in chondrules : evidence for chondrule recycling.», dans *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, édité par R. H. Hewins, R. H. Jones, & E. R. D. Scott, p. 163–172.
- Jones, R. H. et G. D. Layne. 1997, «Minor and trace element partitioning between pyroxene and melt in rapidly cooled chondrules», *American Mineralogist*, vol. 82, p. 534–545.
- Jones, R. H., T. Lee, H. C. Connolly, Jr., S. G. Love et H. Shang. 2000, «Formation of Chondrules and CAIs : Theory VS. Observation», *Protostars and Planets IV*, p. 927–962.
- Jones, R. H. et E. R. D. Scott. 1989, «Petrology and thermal history of type IA chondrules in the Semarkona (LL3.0) chondrite», dans *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings, Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, vol. 19, édité par G. Ryder & V. L. Sharpton, p. 523–536.
- Joos, M., P. Hennebelle et A. Ciardi. 2012, «Protostellar disk formation and transport of angular momentum during magnetized core collapse», *ArXiv e-prints*.
- Kalas, P. 2010, «Dusty debris disks : First light from exosolar planetary systems», dans *EAS Publications Series, EAS Publications Series*, vol. 41, édité par T. Montmerle, D. Ehrenreich, & A.-M. Lagrange, p. 133–154, doi :10.1051/eas/1041010.

- Kallemeyn, G. W., A. E. Rubin et J. T. Wasson. 1996, «The compositional classification of chondrites : VII. The R chondrite group», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 60, doi :10.1016/0016-7037(96)88430-4, p. 2243–2256.
- Kennedy, A. K., G. E. Lofgren et G. J. Wasserburg. 1993, «An experimental study of trace element partitioning between olivine, orthopyroxene and melt in chondrules - Equilibrium values and kinetic effects», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 115, doi :10.1016/0012-821X(93)90221-T, p. 177–195.
- Kimura, M., H. Hiyagon, Y. Lin et M. K. Weisberg. 2003, «FeO-rich silicates in the Sahara 97159 (EH3) enstatite chondrite : Mineralogy, oxygen isotopic compositions, and origin», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 38, doi :10.1111/j.1945-5100.2003.tb00274.x, p. 389–398.
- King, A. R., J. E. Pringle et M. Livio. 2007, «Accretion disc viscosity : how big is alpha ?», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 376, doi :10.1111/j.1365-2966.2007.11556.x, p. 1740–1746.
- Kita, N. T., G. R. Huss, S. Tachibana, Y. Amelin, L. E. Nyquist et I. D. Hutcheon. 2005, «Constraints on the Origin of Chondrules and CAIs from Short-lived and Long-Lived Radionuclides», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 558.
- Kong, P., M. Ebihara et H. Palme. 1999, «Distribution of siderophile elements in chondrites : Evidence for evaporation and recondensation during chondrule formation», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 63, p. 2637–2652.
- Kong, P. et H. Palme. 1999, «Compositional and genetic relationship between chondrules, chondrule rims, metal, and matrix in the renazzo chondrite», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 63, p. 3673–3682.
- Krot, A. N., Y. Amelin, P. Bland, F. J. Ciesla, J. Connelly, A. M. Davis, G. R. Huss, I. D. Hutcheon, K. Makide, K. Nagashima, L. E. Nyquist, S. S. Russell, E. R. D. Scott, K. Thrane, H. Yurimoto et Q.-Z. Yin. 2009, «Origin and chronology of chondritic components : A review», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 73, p. 4963–4997.
- Krot, A. N., Y. Amelin, P. Cassen et A. Meibom. 2005, «Young chondrules in CB chondrites from a giant impact in the early Solar System», *Nature*, vol. 436, doi : 10.1038/nature03830, p. 989–992.

- Krot, A. N., K. Keil, C. A. Goodrich, E. R. D. Scott et M. K. Weisberg. 2003, «Classification of Meteorites», *Treatise on Geochemistry*, vol. 1, p. 83–128.
- Krot, A. N., A. Meibom, M. K. Weisberg et K. Keil. 2002, «Invited Review : The CR chondrite clan : Implications for early solar system processes», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 37, doi :10.1111/j.1945-5100.2002.tb00805.x, p. 1451–1490.
- Krot, A. N., K. Nagashima, F. J. Ciesla, B. S. Meyer, I. D. Hutcheon, A. M. Davis, G. R. Huss et E. R. D. Scott. 2010, «Oxygen Isotopic Composition of the Sun and Mean Oxygen Isotopic Composition of the Protosolar Silicate Dust : Evidence from Refractory Inclusions», *ApJ*, vol. 713, doi :10.1088/0004-637X/713/2/1159, p. 1159–1166.
- Landau, L. D. et E. M. Lifshitz. 1959, *Fluid mechanics*.
- Larimer, J. W. et E. Anders. 1970, «Chemical fractionations in meteorites—III. Major element fractionations in chondrites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 34, doi : 10.1016/0016-7037(70)90112-2, p. 367–387.
- Larson, R. B. 1969, «Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 145, p. 271.
- Larson, R. B. 2003, «The physics of star formation», *Reports on Progress in Physics*, vol. 66, doi :10.1088/0034-4885/66/10/R03, p. 1651–1697.
- Lee, M. S., A. E. Rubin et J. T. Wasson. 1992, «Origin of metallic Fe-Ni in Renazzo and related chondrites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 56, doi : 10.1016/0016-7037(92)90206-X, p. 2521–2533.
- Lee, T., D. A. Papanastassiou et G. J. Wasserburg. 1976, «Demonstration of Mg-26 excess in Allende and evidence for Al-26», *Geophysical Research Letters*, vol. 3, doi :10.1029/GL003i001p00041, p. 41–44.
- Lesaffre, P., S. A. Balbus et H. Latter. 2009, «A comparison of local simulations and reduced models of MRI-induced turbulence», vol. 396, doi :10.1111/j.1365-2966.2009.14798.x, p. 779–787.
- Lesur, G. et P.-Y. Longaretti. 2005, «On the relevance of subcritical hydrodynamic turbulence to accretion disk transport», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 444, doi : 10.1051/0004-6361:20053683, p. 25–44.

- Lesur, G. et P.-Y. Longaretti. 2007, «Impact of dimensionless numbers on the efficiency of magnetorotational instability induced turbulent transport», *MNRAS*, vol. 378, doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11888.x, p. 1471–1480.
- Lesur, G. et J. C. B. Papaloizou. 2010, «The subcritical baroclinic instability in local accretion disc models», *A&A*, vol. 513, doi :10.1051/0004-6361/200913594, p. A60.
- Libourel, G. et M. Chaussidon. 2011, «Oxygen isotopic constraints on the origin of Mg-rich olivines from chondritic meteorites», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 301, doi :10.1016/j.epsl.2010.11.009, p. 9–21.
- Libourel, G. et A. N. Krot. 2007, «Evidence for the presence of planetesimal material among the precursors of magnesian chondrules of nebular origin», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 254, doi :10.1016/j.epsl.2006.11.013, p. 1–8.
- Libourel, G., A. N. Krot et L. Tissandier. 2006, «Role of gas-melt interaction during chondrule formation», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 251, doi :10.1016/j.epsl.2006.09.011, p. 232–240.
- Lodders, K. 2003, «Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements», *ApJ*, vol. 591, doi :10.1086/375492, p. 1220–1247.
- Lofgren, G. E. 1996, «A dynamic crystallization model for chondrule melts.», dans *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, édité par R. H. Hewins, R. H. Jones, & E. R. D. Scott, p. 187–196.
- Lynden-Bell, D. et J. E. Pringle. 1974, «The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables.», *MNRAS*, vol. 168, p. 603–637.
- MacPherson, G. J. 2005, *Treatise on Geochemistry*, chap. 1.08, Elsevier B, p. 201–246.
- Marrocchi, Y. et G. Libourel. 2012, «Evidence of High-Temperature Formation of Sulfide Phases of Chondrules», dans *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 43, p. 1386.
- Mathis, J. S., W. Rumpl et K. H. Nordsieck. 1977, «The size distribution of interstellar grains», *The Astrophysical Journal*, vol. 217, doi :10.1086/155591, p. 425–433.
- McCoy, T. J., D. W. Mittlefehldt et L. Wilson. 2006, *Asteroid Differentiation*, p. 733–745.

- McKee, C. F. et E. C. Ostriker. 2007, «Theory of Star Formation», *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 45, doi :10.1146/annurev.astro.45.051806.110602, p. 565–687.
- McKeegan, K. D., A. P. A. Kallio, V. S. Heber, G. Jarzebinski, P. H. Mao, C. D. Coath, T. Kunihiro, R. Wiens, J. Allton et D. S. Burnett. 2010, «Genesis SiC Concentrator Sample Traverse : Confirmation of 16O-Depletion of Terrestrial Oxygen», dans *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, vol. 41, p. 2589.
- McSween, H. Y., Jr. 1999, *Meteorites and their Parent Planets*, Cambridge University Press.
- Meibom, A. et B. E. Clark. 1999, «Invited review : Evidence for the insignificance of ordinary chondritic material in the asteroid belt», *M&PS*, vol. 34, p. 7–24.
- Metzler, K. 2011, «Chondrite Accretion Within Hours to a Few Days After Chondrule Formation? Textural Evidence from UOCs», *LPI Contributions*, vol. 1639, p. 9111.
- Misawa, K. et N. Nakamura. 1988, «Demonstration of REE fractionation among individual chondrules from the Allende (CV3) chondrite», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 52, doi :10.1016/0016-7037(88)90238-4, p. 1699–1710.
- Miyamoto, M., T. Mikouchi et R. H. Jones. 2009, «Cooling rates of porphyritic olivine chondrules in the Semarkona (LL3.00) ordinary chondrite : A model for diffusional equilibration of olivine during fractional crystallization», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 44, doi :10.1111/j.1945-5100.2009.tb00748.x, p. 521–530.
- Morbidelli, A., W. F. Bottke, D. Nesvorný et H. F. Levison. 2009, «Asteroids were born big», *Icarus*, vol. 204, doi :10.1016/j.icarus.2009.07.011, p. 558–573.
- Morbidelli, A., W. F. Bottke, Jr., C. Froeschlé et P. Michel. 2002, «Origin and Evolution of Near-Earth Objects», *Asteroids III*, p. 409–422.
- Mouschovias, T. C. et E. V. Paleologou. 1980, «Magnetic braking of an aligned rotator during star formation - an exact, time-dependent solution», *The Astrophysical Journal*, vol. 237, doi :10.1086/157936, p. 877–899.
- Nakagawa, Y., M. Sekiya et C. Hayashi. 1986, «Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula», *Icarus*, vol. 67, doi :10.1016/0019-1035(86)90121-1, p. 375–390.

- Nakamura, T., T. Noguchi, M. Tanaka, M. E. Zolensky, M. Kimura, A. Tsuchiyama, A. Nakato, T. Ogami, H. Ishida, M. Uesugi, T. Yada, K. Shirai, A. Fujimura, R. Okazaki, S. A. Sandford, Y. Ishibashi, M. Abe, T. Okada, M. Ueno, T. Mukai, M. Yoshikawa et J. Kawaguchi. 2011, «Itokawa Dust Particles : A Direct Link Between S-Type Asteroids and Ordinary Chondrites», *Science*, vol. 333, doi :10.1126/science.1207758, p. 1113–.
- Natta, A., L. Testi, N. Calvet, T. Henning, R. Waters et D. Wilner. 2007, «Dust in Protoplanetary Disks : Properties and Evolution», *Protostars and Planets V*, p. 767–781.
- Nesvorný, D., P. Jenniskens, H. F. Levison, W. F. Bottke, D. Vokrouhlický et M. Gounelle. 2010, «Cometary Origin of the Zodiacal Cloud and Carbonaceous Micrometeorites. Implications for Hot Debris Disks», *The Astrophysical Journal*, vol. 713, doi :10.1088/0004-637X/713/2/816, p. 816–836.
- Oishi, J. S. et M.-M. Mac Low. 2009, «On Hydrodynamic Motions in Dead Zones», *ApJ*, vol. 704, doi :10.1088/0004-637X/704/2/1239, p. 1239–1250.
- Pack, A., H. Palme et J. M. G. Shelley. 2005, «Origin of chondritic forsterite grains», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 69, doi :10.1016/j.gca.2005.01.013, p. 3159–3182.
- Pack, A., J. M. G. Shelley et H. Palme. 2004, «Chondrules with peculiar ree patterns : Implications for solar nebular condensation at high c/o », *Science*, vol. 303, p. 997–1000.
- Palme, H. 2008, «Platinum-group elements in cosmochemistry», *Elements*, vol. 4, p. 233–238.
- Palme, H. et A. Jones. 2005, *Meteorites, Comets and Planets : Treatise on Geochemistry, Volume 1*, chap. Solar System Abundances of the Elements, Elsevier, p. 41.
- Palme, H., F. Wlotzka, B. Spettel, G. Dreibus et H. Weber. 1988, «Camel Donga - A eucrite with high metal content», *Meteoritics*, vol. 23, p. 49–57.
- Paoletti, M. S. et D. P. Lathrop. 2011, «Angular Momentum Transport in Turbulent Flow between Independently Rotating Cylinders», *Physical Review Letters*, vol. 106, n° 2, doi :10.1103/PhysRevLett.106.024501, 024501.
- Pascucci, I. et S. Tachibana. 2010, «The Clearing of Protoplanetary Disks and of the Protosolar Nebula», , p. 263–298.

- Paulhiac, M. 2009, *Composition chimique du métal des chondrites carbonées de type Renazzo : Comment ces données peuvent-elles nous permettre de comprendre la formation du métal des CR*, mémoire de maîtrise, Ecole Normale Supérieure.
- Pearce, N. J. G., W. T. Perkins, J. A. Westgate, M. P. Gorton, S. E. Jackson, C. R. Neal et S. P. Chenery. 1997, «A compilation of new and published major and trace element data for nist srl 610 and nist srm 612 glass reference materials», *Geostandards Newsletter*, vol. 21, p. 115–144.
- Perez-Becker, D. et E. Chiang. 2011, «Surface Layer Accretion in Transitional and Conventional Disks : From Polycyclic Aromatic Hydrocarbons to Planets», *ApJ*, vol. 727, doi : 10.1088/0004-637X/727/1/2, p. 2–24.
- Prior, G. T. 1916, «On the genetic relationship and classification of meteorites», *Mineralogical Magazine*, vol. 18, p. 26–44.
- Prior, G. T. 1920, «The classification of meteorites», *Mineralogical Magazine*, vol. 19, p. 51–63.
- Qin, L., N. Dauphas, M. Wadhwa, J. Masarik et P. E. Janney. 2008, «Rapid accretion and differentiation of iron meteorite parent bodies inferred from ^{182}Hf ^{182}W chronometry and thermal modeling», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 273, doi :10.1016/j.epsl.2008.06.018, p. 94–104.
- Reipurth, B. 2005, «The Early Sun : Evolution and Dynamic Environment», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 54–+.
- Righter, K., A. J. Campbell et M. Humayun. 2005, «Diffusion of trace elements in FeNi metal : Application to zoned metal grains in chondrites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 69, doi :10.1016/j.gca.2005.01.010, p. 3145–3158.
- Rubin, A. E. 1997, «Mineralogy of meteorite groups», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 32, p. 231–247.
- Rubin, A. E. 2000, «Petrologic, geochemical and experimental constraints on models of chondrule formation», *Earth Science Reviews*, vol. 50, doi :10.1016/S0012-8252(99)00067-7, p. 3–27.

- Rubin, A. E. 2011, «Origin of the differences in refractory-lithophile-element abundances among chondrite groups», *Icarus*, vol. 213, doi :10.1016/j.icarus.2011.04.003, p. 547–558.
- Ruzicka, A., C. Floss et M. Hutson. 2008, «Relict olivine grains, chondrule recycling, and implications for the chemical, thermal, and mechanical processing of nebular materials», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 72, doi :10.1016/j.gca.2008.08.017, p. 5530–5557.
- Ruzicka, A., C. Floss et M. Hutson. 2012, «Agglomeratic olivine (AO) objects and Type II chondrules in ordinary chondrites : Accretion and melting of dust to form ferroan chondrules», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 76, doi :10.1016/j.gca.2011.10.020, p. 103–124.
- Ruzicka, A., H. Hiyagon, M. Hutson et C. Floss. 2007, «Relict olivine, chondrule recycling, and the evolution of nebular oxygen reservoirs», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 257, doi :10.1016/j.epsl.2007.02.037, p. 274–289.
- Salmeron, R. et M. Wardle. 2008, «Magnetorotational instability in protoplanetary discs : the effect of dust grains», *MNRAS*, vol. 388, doi :10.1111/j.1365-2966.2008.13430.x, p. 1223–1238.
- Sanders, I. S. et G. J. Taylor. 2005, «Implications of aluminum-26 in Nebular Dust : Formation of Chondrules by Disruption of Molten Planetesimals», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 915–932.
- Sano, T., S. M. Miyama, T. Umebayashi et T. Nakano. 2000, «Magnetorotational Instability in Protoplanetary Disks. II. Ionization State and Unstable Regions», *ApJ*, vol. 543, doi :10.1086/317075, p. 486–501.
- Schreibers, C. v. 1820, *Beyträge zur Geschichte und Kenntnis meteoritischer Stein- und Metallmassen*.
- Scott, E. R. D. et A. N. Krot. 2003, «Chondrites and their Components», *Treatise on Geochemistry*, vol. 1, doi :10.1016/B0-08-043751-6/01145-2, p. 143–200.
- Sears, D. W. G., S. Huang et P. H. Benoit. 1996, «Open-system behaviour during chondrule formation.», dans *Chondrules and the Protoplanetary Disk*, édité par R. H. Hewins, R. H. Jones, & E. R. D. Scott, p. 221–231.

- Shakura, N. I. et R. A. Sunyaev. 1973, «Black holes in binary systems. Observational appearance.», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 24, p. 337–355.
- Sharp, T. G. et P. S. de Carli. 2006, *Shock Effects in Meteorites*, p. 653–677.
- Shu, F. H. 1977, «Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation», *ApJ*, vol. 214, doi :10.1086/155274, p. 488–497.
- Shu, F. H., H. Shang, M. Gounelle, A. E. Glassgold et T. Lee. 2001, «The Origin of Chondrules and Refractory Inclusions in Chondritic Meteorites», *ApJ*, vol. 548, doi : 10.1086/319018, p. 1029–1050.
- Shu, F. H., H. Shang et T. Lee. 1996, «Toward an Astrophysical Theory of Chondrites», *Science*, vol. 271, doi :10.1126/science.271.5255.1545, p. 1545–1552.
- Steele, R. C. J., T. Elliott, C. D. Coath et M. Regelous. 2011, «Confirmation of mass-independent Ni isotopic variability in iron meteorites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 75, doi :10.1016/j.gca.2011.08.030, p. 7906–7925.
- Stone, J. M., C. F. Gammie, S. A. Balbus et J. F. Hawley. 2000, «Transport Processes in Protostellar Disks», *Protostars and Planets IV*, p. 589.
- Taylor, G. J., E. R. D. Scott et K. Keil. 1983, «Cosmic setting for chondrule formation», dans *Chondrules and their Origins*, édité par E. A. King, p. 262–278.
- Terquem, C. E. J. M. L. J. 2008, «New Composite Models of Partially Ionized Protoplanetary Disks», *ApJ*, vol. 689, doi :10.1086/592597, p. 532–538.
- Terquem, C. E. J. M. L. J. 2010, «Disk dynamics and planet migration», dans *EAS Publications Series*, *EAS Publications Series*, vol. 41, édité par T. Montmerle, D. Ehrenreich, & A.-M. Lagrange, p. 209–218, doi :10.1051/eas/1041017.
- Teyssier, R. 2002, «Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 385, doi :10.1051/0004-6361:20011817, p. 337–364.
- Toomre, A. 1964, «On the gravitational stability of a disk of stars», *The Astrophysical Journal*, vol. 139, doi :10.1086/147861, p. 1217–1238.
- Trinquier, A., T. Elliott, D. Ulfbeck, C. Coath, A. N. Krot et M. Bizzarro. 2009, «Origin of Nucleosynthetic Isotope Heterogeneity in the Solar Protoplanetary Disk», *Science*, vol. 324, doi :10.1126/science.1168221, p. 374–376.

- Tschermak, G. 1885, *Die mikroskopische Beschaffenheit der Meteoriten, erläutert durch photographische Abbildungen*, Schweitzerbart, E.
- Turner, N. J., A. Carballido et T. Sano. 2010, «Dust Transport in Protostellar Disks Through Turbulence and Settling», *ApJ*, vol. 708, doi :10.1088/0004-637X/708/1/188, p. 188–201.
- Urey, H. C. et H. Craig. 1953, «The composition of the stone meteorites and the origin of the meteorites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 4, doi :10.1016/0016-7037(53)90064-7, p. 36–82.
- van Schmus, W. R. et J. A. Wood. 1967, «A chemical-petrologic classification for the chondritic meteorites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 31, doi :10.1016/S0016-7037(67)80030-9, p. 747–747.
- Varela, M. E., G. Kurat et E. Zinner. 2006, «The primary liquid condensation model and the origin of barred olivine chondrules», *Icarus*, vol. 184, doi :10.1016/j.icarus.2006.05.009, p. 344–364.
- Villeneuve, J., M. Chaussidon et G. Libourel. 2009, «Homogeneous distribution of aluminum-26 in the solar system from the magnesium isotopic composition of chondrules», *Science*, vol. 325, p. 985–988.
- Walsh, K. J., A. Morbidelli, S. N. Raymond, D. P. O’Brien et A. M. Mandell. 2011, «A low mass for Mars from Jupiter’s early gas-driven migration», *Nature*, vol. 475, doi :10.1038/nature10201, p. 206–209.
- Wänke, H. et G. Dreibus. 1986, «Die chemische Zusammensetzung und Bildung der terrestrischen Planeten», *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*, vol. 65, p. 9–24.
- Wardle, M. 2007, «Magnetic fields in protoplanetary disks», *Astrophysics and Space Science*, vol. 311, doi :10.1007/s10509-007-9575-8, p. 35–45.
- Warren, P. H. 2011, «Stable-isotopic anomalies and the accretionary assemblage of the Earth and Mars : A subordinate role for carbonaceous chondrites», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 311, doi :10.1016/j.epsl.2011.08.047, p. 93–100.
- Wasson, J. T. et C. Chou. 1974, «Fractionation of Moderately Volatile Elements in Ordinary Chondrites», *Meteoritics*, vol. 9, p. 69–84.

- Wasson, J. T. et A. E. Rubin. 2010, «Metal in CR chondrites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 74, doi :10.1016/j.gca.2010.01.014, p. 2212–2230.
- Weidenschilling, S. J. 1977, «Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula», *MNRAS*, vol. 180, p. 57–70.
- Weidenschilling, S. J. 2004, *From icy grains to comets*, p. 97–104.
- Weinbruch, S. et W. F. Müller. 1995, «Constraints on the cooling rates of chondrules from the microstructure of clinopyroxene and plagioclase», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 59, doi :10.1016/0016-7037(95)00210-Q, p. 3221–3230.
- Weinbruch, S., H. Palme et B. Spettel. 2000, «Refractory forsterite in primitive meteorites : condensates from the solar nebula?», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 35, doi :10.1111/j.1945-5100.2000.tb01983.x, p. 161–171.
- Weisberg, M. K., D. S. Ebel, H. C. Connolly, N. T. Kita et T. Ushikubo. 2011, «Petrology and oxygen isotope compositions of chondrules in E3 chondrites», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 75, doi :10.1016/j.gca.2011.08.040, p. 6556–6569.
- Weisberg, M. K., M. Prinz, R. N. Clayton et T. K. Mayeda. 1993, «The CR (Renazzo-type) carbonaceous chondrite group and its implications», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 57, doi :10.1016/0016-7037(93)90013-M, p. 1567–1586.
- Weisberg, M. K., M. Prinz et R. A. Fogel. 1994, «The evolution of enstatite and chondrules in unequilibrated enstatite chondrites : Evidence from iron-rich pyroxene», *Meteoritics*, vol. 29, p. 362–373.
- Weiss, B. P., J. Gattacceca, S. Stanley, P. Rochette et U. R. Christensen. 2009, «Paleomagnetic Records of Meteorites and Early Planetary Differentiation», *Space Science Reviews*, doi :10.1007/s11214-009-9580-z, p. 123–172.
- Whattam, S. A. et R. H. Hewins. 2009, «Granoblastic olivine aggregates as precursors of Type I chondrules : An experimental test», *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 73, doi :10.1016/j.gca.2009.04.014, p. 5460–5482.
- Whattam, S. A., R. H. Hewins, B. A. Cohen, N. C. Seaton et D. J. Prior. 2008, «Granoblastic olivine aggregates in magnesian chondrules : Planetary fragments or thermally annealed solar nebula condensates?», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 269, doi :10.1016/j.epsl.2008.02.013, p. 200–211.

- Whipple, F. L. 1966, «Chondrules : Suggestion Concerning the Origin», *Science*, vol. 153, doi :10.1126/science.153.3731.54, p. 54–56.
- White, W. M. 2012, *Geochemistry*, John-Hopkins University Press.
- Wick, M. J., R. H. Jones, M. Morris et S. J. Desch. 2010, «Formation Conditions of Type I Chondrules : Comparison of Experimentally Determined Cooling Rates with the Shock Wave Model for Chondrule Formation», *Meteoritics and Planetary Science Supplement*, vol. 73, p. 5278.
- Wood, B. J. et J. D. Blundy. 2003, «Trace Element Partitioning under Crustal and Uppermost Mantle Conditions : The Influences of Ionic Radius, Cation Charge, Pressure, and Temperature», *Treatise on Geochemistry*, vol. 2, doi :10.1016/B0-08-043751-6/02009-0, p. 395–424.
- Wood, J. A. 1963, *Physics and Chemistry of Meteorites*, p. 337.
- Wooden, D. H., D. E. Harker et A. J. Brearley. 2005, «Thermal Processing and Radial Mixing of Dust : Evidence from Comets and Primitive Chondrites», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 774–808.
- Wozniakiewicz, P. J., H. A. Ishii, J. P. Bradley, A. T. Kearsley, M. Burchell et M. C. Price. 2012, «Grain Size Sorting in the Outer Nebula Accretion Disk», dans *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 43, p. 2392.
- Wurm, G. et O. Krauss. 2006, «Concentration and sorting of chondrules and CAIs in the late Solar Nebula», *Icarus*, vol. 180, doi :10.1016/j.icarus.2005.09.011, p. 487–495.
- Yang, L. et F. J. Ciesla. 2012, «The effects of disk building on the distributions of refractory materials in the solar nebula», *Meteoritics and Planetary Science*, vol. 47, doi :10.1111/j.1945-5100.2011.01315.x, p. 99–119.
- Yin, Q. 2005, «From Dust to Planets : The Tale Told by Moderately Volatile Elements», dans *Chondrites and the Protoplanetary Disk, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 341, édité par A. N. Krot, E. R. D. Scott, & B. Reipurth, p. 632–644.

- Youdin, A. et A. Johansen. 2007, «Protoplanetary Disk Turbulence Driven by the Streaming Instability : Linear Evolution and Numerical Methods», *ApJ*, vol. 662, doi : 10.1086/516729, p. 613–626.
- Youdin, A. N. 2011, «On the Formation of Planetesimals Via Secular Gravitational Instabilities with Turbulent Stirring», *ApJ*, vol. 731, doi :10.1088/0004-637X/731/2/99, p. 99–+.
- Youdin, A. N. et J. Goodman. 2005, «Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks», *ApJ*, vol. 620, doi :10.1086/426895, p. 459–469.
- Youdin, A. N. et Y. Lithwick. 2007, «Particle stirring in turbulent gas disks : Including orbital oscillations», *Icarus*, vol. 192, doi :10.1016/j.icarus.2007.07.012, p. 588–604.
- Young, E. D., K. Kuramoto, R. A. Marcus, H. Yurimoto et S. B. Jacobsen. 2008, in *Oxygen in the Solar System*, chap. 9, MSA, p. 187–218.
- Zanda, B., M. Bourot-Denise, R. H. Hewins, B. A. Cohen, J. S. Delaney, M. Humayun et A. J. Campbell. 2002, «Accretion Textures, Iron Evaporation and Re-Condensation in Renazzo Chondrules», dans *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 33, p. 1852.
- Zanda, B., M. Bourot-Denise, C. Perron et R. H. Hewins. 1994, «Origin and Metamorphic Redistribution of Silicon, Chromium, and Phosphorus in the Metal of Chondrites», *Science*, vol. 265, doi :10.1126/science.265.5180.1846, p. 1846–1849.
- Zanda, B., R. H. Hewins et M. Bourot-Denise. 1993, «Metal Precursors and Reduction in Renazzo Chondrules», *Meteoritics*, vol. 28, p. 466.
- Zanda, B., R. H. Hewins, M. Bourot-Denise, P. A. Bland et F. Albarède. 2006, «Formation of solar nebula reservoirs by mixing chondritic components», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 248, doi :10.1016/j.epsl.2006.05.016, p. 650–660.
- Zanda, B., M. Humayun, J.-A. Barrat, M. Bourot-Denise et R. Hewins. 2011, «Bulk and Matrix Composition of the Paris CM. Inferences on Parent-Body Alteration and the Origin of Matrix-Chondrule Complementarity», dans *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, vol. 42, p. 2040.
- Zanda, B., M. Humayun et R. H. Hewins. 2012, «Chemical Composition of Matrix and Chondrules in Carbonaceous Chondrites : Implications for Disk Transport», dans *Lunar*

- and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, vol. 43, p. 2413.
- Zanda, B., C. Le Guillou et R. H. Hewins. 2009, «The Relationship Between Chondrules and Matrix in Chondrites», *Meteoritics and Planetary Science Supplement*, vol. 72, p. 5280–+.
- Zhang, Y., H. Ni et Y. Chen. 2010, *Diffusion in Minerals and Melts, Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, vol. 72, chap. Diffusion data in silicate melts, Mineralogical Society of America, p. 311–408.
- Zhu, Z., L. Hartmann et C. Gammie. 2010, «Long-term Evolution of Protostellar and Protoplanetary Disks. II. Layered Accretion with Infall», *ApJ*, vol. 713, doi :10.1088/0004-637X/713/2/1143, p. 1143–1158.
- Zinner, E. K. 2003, «Presolar Grains», *Treatise on Geochemistry*, vol. 1, doi :10.1016/B0-08-043751-6/01144-0, p. 17–39.
- Zolensky, M., P. Bland, P. Brown et I. Halliday. 2006, *Flux of Extraterrestrial Materials*, p. 869–888.
- Zsom, A., C. W. Ormel, C. Güttler, J. Blum et C. P. Dullemond. 2010, «The outcome of protoplanetary dust growth : pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier», *A&A*, vol. 513, doi :10.1051/0004-6361/200912976, p. A57+.